

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования

**«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ  
ТОМСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»**

---

**В.И. Беспалов**

**ЛЕКЦИИ  
ПО РАДИАЦИОННОЙ ЗАЩИТЕ**

*Рекомендовано в качестве учебного пособия  
Редакционно-издательским советом  
Томского политехнического университета*

5-е издание, расширенное

Издательство  
Томского политехнического университета  
2017

УДК 614.876(075.8)

ББК 51.26я73

Б53

**Беспалов В.И.**

Б53 Лекции по радиационной защите : учебное пособие / В.И. Беспалов ; Томский политехнический университет. – 5-е изд., расшир. – Томск : Изд-во Томского политехнического университета, 2017. – 695 с.

ISBN 978-5-4387-0786-8

В пособии рассмотрены физические величины в области защиты от излучений, нормы радиационной безопасности, методы расчета защиты от гамма-излучения радионуклидных источников, рентгеновского и тормозного излучения, защита ускорителей заряженных частиц, радиационные условия при космических полетах, защита от нейтронов, основные правила безопасной работы с ионизирующими излучениями. Пособие содержит большое количество таблиц и номограмм, необходимых для проведения расчетов защиты.

Предназначено для студентов, бакалавров и магистрантов, обучающихся по специальности «Радиационная безопасность человека и окружающей среды».

**УДК 614.876(075.8)**

**ББК 51.26я73**

*Рецензенты*

Доктор физико-математических наук  
ведущий научный сотрудник отдела новых средств  
и методов диагностики Управления «Реабилитация»  
НИЦ «Курчатовский институт»

*В.Н. Потапов*

Доктор технических наук, профессор  
главный научный сотрудник НИИ онкологии Томского НИМЦ

*В.А. Лисин*

**ISBN 978-5-4387-0786-8**

© Томский политехнический университет, 2001

© Беспалов В.И., 2001

© Оформление. Издательство Томского  
политехнического университета, 2017

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие .....	10
Основные обозначения и константы .....	11
<b>ЛЕКЦИЯ 1. Ионизирующие излучения: практическая польза, потенциальная угроза здоровью .....</b>	<b>12</b>
Задание 1 .....	23
Список литературы .....	24
<b>ЧАСТЬ 1. ВВЕДЕНИЕ В ФИЗИКУ РАДИАЦИОННОЙ ЗАЩИТЫ</b>	
<b>ЛЕКЦИЯ 2. Основные понятия .....</b>	<b>25</b>
2.1. Активность радионуклида.....	25
2.2. Поточковые и токовые характеристики поля излучения .....	27
2.3. Дозиметрические характеристики поля излучения .....	30
2.4. Поле излучения точечного радионуклида .....	37
2.5. Базисные и фантомные дозиметрические величины.....	38
Задание 2 .....	40
Список литературы .....	42
<b>ЛЕКЦИЯ 3. Классификация источников излучения и защит .....</b>	<b>44</b>
3.1. Классификация источников излучения.....	44
3.2. Классификация защит.....	46
3.3. Особенности ослабления пучков излучения .....	48
Задание 3 .....	52
Список литературы .....	53
<b>ЛЕКЦИЯ 4. Фоновое облучение. Нормы радиационной безопасности. Нормируемые и операционные дозиметрические величины</b>	<b>54</b>
4.1. Уровни фонового облучения человека .....	54
4.1.1. Доза от внешнего космического излучения .....	55
4.1.2. Доза от внешнего фотонного излучения почвы .....	55
4.1.3. Доза от внешнего фотонного излучения воздуха.....	56
4.1.4. Доза внутреннего облучения от космогенных радионуклидов.....	57
4.1.5. Доза внутреннего облучения от радионуклидов земного происхождения .....	57
4.1.6. Техногенный радиационный фон .....	57
4.1.7. Радиационный фон от искусственных источников .....	58
4.2. Нормы радиационной безопасности .....	59
4.2.1. Основные определения.....	59
4.2.2. Основные категории облучаемых лиц. Основные пределы доз. Допустимые уровни .....	63
4.2.3. Ограничение природного и медицинского облучения .....	67
4.2.4. Планируемое повышенное облучение .....	68
4.2.5. Современные принципы нормирования облучения человека.....	69
4.3. Нормируемые и операционные дозиметрические величины .....	71
Задание 4 .....	79
Список литературы .....	80

<b>ЛЕКЦИЯ 5. Гамма-излучение радионуклидов .....</b>	<b>82</b>
5.1. Гамма-постоянная и керма-постоянная радионуклидного источника .....	82
5.2. Радиевый гамма-эквивалент.....	85
5.3. Керма-эквивалент.....	86
Задание 5 .....	87
Список литературы .....	89

## **ЧАСТЬ 2. ЗАЩИТА ОТ ФОТОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

<b>ЛЕКЦИЯ 6. Взаимодействие фотонов с веществом .....</b>	<b>91</b>
6.1. Фотоэффект.....	92
6.2. Эффект Комптона.....	96
6.3. Эффект образования электрон-позитронных пар .....	102
6.4. Фотоядерные реакции.....	104
6.5. Полное сечение взаимодействия фотонов .....	106
Задание 6 .....	110
Список литературы .....	112
<b>ЛЕКЦИЯ 7. Факторы накопления фотонного излучения .....</b>	<b>114</b>
7.1. Факторы накопления однородных сред .....	114
7.2. Факторы накопления гетерогенных сред.....	123
Задание 7 .....	125
Список литературы .....	127
<b>ЛЕКЦИЯ 8. Инженерные методы расчета защиты от первичного гамма-излучения радионуклидов .....</b>	<b>129</b>
8.1. Характеристики некоторых радионуклидов как гамма-излучателей .....	132
8.2. Защита временем, количеством, расстоянием .....	136
8.3. Расчет защиты с помощью универсальных таблиц .....	137
8.4. Расчет защиты с помощью номограмм .....	139
8.5. Расчет защиты от плоских и точечных изотропных источников по слоям ослабления .....	144
8.6. Метод конкурирующих линий.....	149
Задание 8 .....	151
Список литературы .....	154
<b>ЛЕКЦИЯ 9. Поле излучения радионуклидных источников различных геометрических форм .....</b>	<b>155</b>
9.1. Точечный источник.....	156
9.2. Линейный источник .....	158
9.3. Дисковый источник.....	166
9.4. Цилиндрический объемный источник .....	170
9.4.1. Цилиндрический источник без самопоглощения и рассеяния излучения в источнике .....	171
9.4.2. Цилиндрический источник с самопоглощением .....	172
9.4.3. Учет рассеянного в источнике излучения .....	172
9.5. Графический метод расчета защиты от гамма-излучения объемных источников.....	173



Задание 9 .....	177
Список литературы .....	181
<b>ЛЕКЦИЯ 10. Альbedo .....</b>	<b>182</b>
10.1. Основные понятия и определения .....	182
10.2. Альbedo фотонов .....	185
10.2.1. Энергетическое распределение отраженных фотонов .....	186
10.2.2. Зависимость альbedo от угла падения фотонов .....	187
10.2.3. Зависимость альbedo от угла отражения .....	187
10.2.4. Зависимость альbedo от энергии фотонов источника и атомного номера отражающего вещества .....	188
10.2.5. Зависимость альbedo от толщины отражающего вещества .....	189
10.2.6. Формы представления данных по альbedo .....	189
10.3. Скайшайн излучений .....	193
Задание 10 .....	195
Список литературы .....	197
<b>ЛЕКЦИЯ 11. Расчет защиты от первичного и рассеянного гамма-излучения радионуклидов .....</b>	<b>198</b>
11.1. Расчет защиты от первичного гамма-излучения .....	198
11.1.1. Расчет защиты с помощью универсальных таблиц и номограмм .....	199
11.1.2. Метод слоев ослабления .....	199
11.1.3. Метод ослабления широкого пучка (МОШП) .....	200
11.2. Расчет защиты от рассеянного гамма-излучения .....	203
11.2.1. Расчет защиты от рассеянного гамма-излучения с помощью универсальных таблиц .....	204
Задание 11 .....	207
Список литературы .....	209
<b>ЛЕКЦИЯ 12. Защита от рентгеновского излучения .....</b>	<b>210</b>
12.1. Характеристики рентгеновского излучения .....	210
12.2. Защита от первичного рентгеновского излучения .....	212
12.2.1. Расчет защиты по эффективной энергии спектра .....	212
12.2.2. Метод номограмм .....	213
12.3. Защита от рассеянного рентгеновского излучения .....	220
Задание 12 .....	226
Список литературы .....	227
<b>ЛЕКЦИЯ 13. Защита от тормозного излучения .....</b>	<b>228</b>
13.1. Защита от тормозного излучения бета-частиц .....	228
13.1.1. Формула Виарда .....	229
13.1.2. Гамма-постоянная .....	230
13.1.3. Метод конкурирующих линий .....	230
13.2. Расчет защиты от тормозного излучения электронных ускорителей .....	230
13.2.1. Защита от тормозного излучения электронов с энергиями 0,2–3,0 МэВ .....	230
13.2.2. Метод слоев ослабления .....	231

13.2.3. Номограммы Машковича .....	235
13.2.4. Новые номограммы для расчета защиты от первичного тормозного излучения .....	237
13.3. Защита от рассеянного тормозного излучения .....	249
13.3.1. Расчет защиты с помощью универсальных таблиц .....	249
13.3.2. Номограммы для расчета защиты от рассеянного тормозного излучения .....	251
Задание 13 .....	255
Список литературы .....	257
<b>ЛЕКЦИЯ 14. Расчет лабиринтов .....</b>	<b>258</b>
14.1. Прохождение излучения через неоднородности в защите .....	258
14.2. Общая схема расчета лабиринта .....	260
14.3. Приближенный расчет прямоугольного лабиринта .....	264
Задание 14 .....	265
Список литературы .....	267
<b>ЛЕКЦИЯ 15. Защита от радиоактивных веществ, образующихся в воздухе под действием тормозного излучения .....</b>	<b>269</b>
15.1. Наведенная активность воздуха .....	269
15.2. Активация воздуха тормозным излучением .....	272
Задание 15 .....	277
Список литературы .....	278
<b>ЛЕКЦИЯ 16. Защита от вредных веществ, образующихся в воздухе под действием ионизирующего излучения .....</b>	<b>279</b>
16.1. Радиолиз .....	279
16.2. Радиолиз воздуха .....	281
Задание 16 .....	290
Список литературы .....	292
<b>ЛЕКЦИЯ 17. Защитные материалы от фотонного излучения .....</b>	<b>294</b>
Задание 17 .....	298
Список литературы .....	299

### **ЧАСТЬ 3. ЗАЩИТА ОТ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ**

<b>ЛЕКЦИЯ 18. Защита от электронного излучения .....</b>	<b>300</b>
18.1. Процессы взаимодействия электронов и позитронов с веществом .....	300
18.1.1. Упругое рассеяние .....	300
18.1.2. Многократное рассеяние .....	302
18.1.3. Неупругое рассеяние электронов и позитронов на атомах .....	305
18.1.4. Потери энергии на ионизацию и возбуждение атомов .....	306
18.1.5. Тормозное излучение .....	311
18.1.6. Потери энергии на тормозное излучение. Полные потери энергии электронов и позитронов .....	314
18.1.7. Аннигиляционное излучение .....	315

18.2. Коэффициенты пропускания, пробеги электронов и позитронов.....	317
18.3. Альbedo электронов .....	320
18.4. Защита от электронов и бета-частиц .....	322
Задание 18 .....	327
Список литературы .....	330
<b>ЛЕКЦИЯ 19. Защита от альфа-частиц и протонов небольших энергий</b>	<b>332</b>
19.1. Процессы взаимодействия альфа-частиц и протонов с веществом .....	332
19.1.1. Упругое кулоновское рассеяние .....	334
19.1.2. Потери энергии на ионизацию и возбуждение атомов .....	334
19.1.3. Ядерные взаимодействия протонов и альфа-частиц.....	337
19.2. Пробеги протонов и альфа-частиц .....	342
19.3. Защита от протонов и альфа-частиц .....	344
Задание 19 .....	345
Список литературы .....	347
<b>ЛЕКЦИЯ 20. Основы защиты ускорителей заряженных частиц</b>	<b>349</b>
20.1. Применение ускорителей заряженных частиц .....	349
20.2. Ионизирующее излучение ускорителей .....	354
20.3. Особенности защиты протонных ускорителей на большие энергии ...	356
20.3.1. Пространственные размеры источника. Основные требования, предъявляемые к защите .....	356
20.3.2. Ослабление адронов .....	359
20.3.3. Электрон-фотонные ливни .....	363
20.3.4. Некоторые характеристики ядерно-электромагнитных каскадов	365
20.3.5. Особенности защиты от мюонов .....	370
20.3.6. Основные задачи, решаемые радиационной защитой на ускорителях высокой энергии .....	378
20.4. Основные факторы вредного воздействия ускорителей .....	378
20.4.1. Импульсное мгновенное излучение. Скайшайн .....	379
20.4.2. Наведенная радиоактивность материалов .....	380
20.4.3. Наведенная радиоактивность воздуха .....	387
20.5. Особенности защиты ускорителей электронов .....	391
20.6. Примеры расчетов радиационных условий на ускорителях заряженных частиц .....	397
Задание 20 .....	407
Список литературы .....	411
<b>ЛЕКЦИЯ 21. Основы радиационной безопасности при космических полетах.....</b>	<b>415</b>
21.1. Радиационные условия в космическом пространстве .....	415
21.1.1. Галактические космические лучи .....	415
21.1.2. Солнечные космические лучи .....	417
21.1.3. Радиационные пояса Земли .....	418
21.2. Особенности радиационной защиты в космосе .....	424
21.3. Стандарты радиационной безопасности космических полетов .....	427

21.3.1. <i>Нормы радиационной безопасности космических полетов на основе концепции радиационного риска</i> .....	428
21.4. Обеспечение радиационной безопасности космических полетов .....	431
Задание 21 .....	435
Список литературы .....	437

## **ЧАСТЬ 4. ЗАЩИТА ОТ НЕЙТРОНОВ**

<b>ЛЕКЦИЯ 22. Взаимодействие нейтронов с веществом</b> .....	<b>438</b>
22.1. Упругое рассеяние нейтронов .....	441
22.1.1. <i>Кинематика упругого рассеяния нейтронов</i> .....	441
22.1.2. <i>Упругое потенциальное рассеяние нейтронов</i> .....	444
22.1.3. <i>Упругое резонансное рассеяние нейтронов</i> .....	444
22.2. Неупругое рассеяние нейтронов .....	448
22.3. Радиационный захват нейтронов .....	453
22.4. Неупругие реакции поглощения нейтронов с вылетом заряженных частиц и нейтронов .....	459
22.5. Деление ядер .....	462
22.6. Полное сечение взаимодействия нейтронов. Использование нейтронных сечений .....	469
Задание 22 .....	475
Список литературы .....	476
<b>ЛЕКЦИЯ 23. Источники нейтронов</b> .....	<b>478</b>
23.1. Основные характеристики нейтронных источников .....	478
23.2. Радионуклидные источники нейтронов .....	483
23.3. Источники нейтронов на основе ускорителей заряженных частиц .....	488
23.4. Ядерный реактор как источник нейтронов .....	491
23.5. Ядерный взрыв как источник нейтронов .....	493
Задание 23 .....	494
Список литературы .....	495
<b>ЛЕКЦИЯ 24. Инженерные методы расчета защиты от нейтронов</b> .....	<b>497</b>
24.1. Доза от нейтронов в биологической ткани .....	497
24.2. Ослабление моноэнергетических нейтронов .....	503
24.3. Метод длин релаксации .....	505
24.4. Метод сечения выведения .....	507
24.4.1. <i>Сечение выведения гетерогенных сред</i> .....	509
24.4.2. <i>Сечение выведения гомогенных сред</i> .....	511
24.5. Коэффициенты накопления подпороговых нейтронов .....	513
24.6. Защита из воды от нейтронов ( $\alpha, n$ ) источников .....	516
24.7. Защита от смешанного нейтронного и гамма-излучения .....	520
24.8. Активация материалов в поле нейтронов .....	528
24.9. Альбеда нейтронов .....	529
Задание 24 .....	530
Список литературы .....	533

<b>ЛЕКЦИЯ 25. Защита от фотонейтронов тормозного излучения.....</b>	<b>535</b>
25.1. Расчет первичной и вторичной защиты .....	537
25.2. Расчет лабиринта от фотонейтронов .....	549
25.3. Наведенная активность .....	555
Задание 25 .....	556
Список литературы .....	557
<b>ЛЕКЦИЯ 26. Источники излучения и выбросы АЭС. Защитные материалы от нейтронного излучения .....</b>	<b>559</b>
26.1. Источники излучения в активной зоне реактора .....	559
26.2. Источники излучения в технологическом контуре .....	564
26.3. Защита корпуса реактора.....	566
26.4. Выбросы АЭС в окружающую среду .....	567
26.5. Защитные материалы от нейтронного излучения .....	570
26.5.1. <i>Защитные материалы для стационарных источников нейтронов</i> .....	571
26.5.2. <i>Защитные материалы для транспортных источников нейтронов</i> .....	574
Задание 26 .....	577
Список литературы .....	578
<b>ЧАСТЬ 5. РАДИАЦИОННАЯ БЕЗОПАСНОСТЬ</b>	
<b>ЛЕКЦИЯ 27. Основы радиационной безопасности.....</b>	<b>579</b>
27.1. Классификация лучевых поражений организма человека .....	579
27.2. Организация работ с источниками ионизирующих излучений.....	581
27.2.1. <i>Общие положения</i> .....	581
27.2.2. <i>Работа с закрытыми источниками излучения и устройствами, генерирующими ионизирующее излучение</i> .....	584
27.2.3. <i>Работа с открытыми источниками излучения (радиоактивными веществами)</i> .....	586
27.2.4. <i>Радиационная безопасность населения при воздействии природных источников излучения</i> .....	593
27.2.5. <i>Облучение работников</i> .....	594
27.2.6. <i>Основные правила обращения с радиоактивными отходами</i> .....	595
27.2.7. <i>Методы и средства индивидуальной защиты и личной гигиены персонала</i> .....	597
27.2.8. <i>Радиационный контроль при работе с техногенными источниками излучения</i> .....	599
27.2.9. <i>Задачи службы радиационной безопасности</i> .....	601
27.3. Требования по ограничению облучения населения в условиях радиационной аварии. Уровни вмешательства .....	602
27.4. Основы безопасной перевозки радиоактивных веществ .....	606
Задание 27 .....	614
Список литературы .....	615
<b>ПРИЛОЖЕНИЕ 1. Программа «Компьютерная лаборатория».....</b>	<b>617</b>
<b>ПРИЛОЖЕНИЕ 2. ТАБЛИЦЫ, ГРАФИКИ.....</b>	<b>635</b>
<b>ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ.....</b>	<b>692</b>

## ПРЕДИСЛОВИЕ

В основу данного учебного пособия положен курс лекций, который автор много лет читает студентам, бакалаврам и магистрантам Физико-технического и Энергетического институтов Томского политехнического университета. Пятое издание по сравнению с четвертым является расширенным. Внесены некоторые изменения и исправления в текст предыдущего издания, а также добавлен новый раздел (пять лекций) «Защита от нейтронов». Теперь в материале учебного пособия рассматриваются вопросы защиты от большинства типов излучений, которые человек использует в практических целях.

Учебное пособие «Лекции по радиационной защите» состоит из двадцати семи лекций и двух приложений. В конце каждой лекции имеются задания с контрольными вопросами и задачами. Пособие содержит большое количество таблиц и номограмм, необходимых для проведения расчетов защиты. Программа «Компьютерная лаборатория», описание которой дано в приложении, позволяет проводить численные эксперименты (лабораторные работы) по моделированию полей излучения заряженных частиц и фотонов и рассчитывать защиту от гамма-излучения радионуклидов, рентгеновского и тормозного излучения. В литературе, списки которой приведены в конце каждой лекции, можно найти дополнительную теоретическую и практическую информацию, полезную при изучении материала данной главы.

Учебное пособие предназначено в первую очередь для студентов, бакалавров и магистрантов, обучающихся по специальности «Радиационная безопасность человека и окружающей среды», но будет полезно студентам, аспирантам и инженерам всех специальностей, связанных с защитой от ионизирующих излучений и их применением.

Замечания и пожелания можно направлять по адресу: [bvi@tpu.ru](mailto:bvi@tpu.ru)

*В.И. Беспалов*

## Основные обозначения и константы

- $Z_1$  – величина заряда налетающей частицы.  
 $Z_2$  – величина заряда ядер атомов вещества.  
 $A$  – масса атомов вещества; масса 1 моля при определении  $n_0$ .  
 $e$  – элементарный заряд;  $e = 1,602 \cdot 10^{-19}$  Кл.  
 $N_A$  – число Авогадро;  $N_A = 6,022 \cdot 10^{23}$  1/моль.  
 $\rho$  – плотность вещества, г/см<sup>3</sup>.  
 $n_0$  – число атомов в 1 см<sup>3</sup> (плотность атомов);  $n_0 = (N_A/A) \cdot \rho$ .  
 $m_e$  – масса покоя электрона;  $m_e = 9,1085 \cdot 10^{-28}$  г.  
 $\hbar$  – постоянная Планка, деленная на  $2\pi$ ;  $\hbar = 1,0546 \cdot 10^{-34}$  Дж·с.  
 $r_e$  – классический радиус электрона;  $r_e = e^2/m_e c^2 = 2,818 \cdot 10^{-13}$  см.  
 $\beta$  – скорость частицы в единицах скорости света в вакууме  $c$ ;  
 $c = 2,9979 \cdot 10^{10}$  см/с.  
 $m_e c^2$  – энергия покоя электрона;  $m_e c^2 = 0,511$  МэВ.  
 $A$  – активность радионуклида.  
 $\Gamma$  – гамма-постоянная радионуклида.  
 $\sigma$  – микроскопическое сечение взаимодействия, см<sup>2</sup>.  
 $\Sigma$  – линейный коэффициент ослабления, 1/см.  
 $\mu$  – массовый коэффициент ослабления, см<sup>2</sup>/г.  
 $R_0$  – средний пробег заряженной частицы в приближении непрерывного замедления.  
 $a_0$  – радиус первой боровской орбиты (боровский радиус атома водорода);  
 $a_0 = \hbar^2/m_e e^2 = 5,29 \cdot 10^{-9}$  см.  
 $\alpha$  – постоянная тонкой структуры;  $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137,036$ .  
 $X_0$  – радиационная единица длины.  
 $\lambda_c$  – комптоновская длина волны электрона;  $\lambda_c = \hbar/m_e c = 3,86 \cdot 10^{-11}$  см.  
 а. е. м. – атомная единица массы; а. е. м. =  $1,66 \cdot 10^{-24}$  г; а. е. м.  $\times c^2 = 931,494$  МэВ.  
 $D, \dot{D}$  – поглощенная доза, мощность поглощенной дозы.  
 $H, \dot{H}$  – эквивалентная доза, мощность эквивалентной дозы.  
 $E, \dot{E}$  – эффективная доза, мощность эффективной дозы.  
 $K, \dot{K}$  – керма, мощность кермы.  
 $X, \dot{X}$  – экспозиционная доза, мощность экспозиционной дозы.

## ЛЕКЦИЯ 1

### ИОНИЗИРУЮЩИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ: ПРАКТИЧЕСКАЯ ПОЛЬЗА, ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ УГРОЗА ЗДОРОВЬЮ

Человек и все живые организмы на Земле постоянно подвергаются воздействию ионизирующего излучения естественного фона космического и земного происхождения. Ионизирующее излучение сопровождало Большой взрыв, с которого примерно 14 миллиардов лет назад началось существование нашей Вселенной, и с этого времени радиация постоянно наполняет космическое пространство, а в составе Земли с самого ее образования присутствуют радиоактивные материалы. Даже человек слегка радиоактивен, так как радиоактивные вещества присутствуют во всякой живой ткани.

На поверхности Земли дозы от космического излучения невелики, так как нас защищает слой воздуха (атмосфера) толщиной примерно  $1 \text{ кг/см}^2$ , что эквивалентно приблизительно 130 см железа. При межзвездных перелетах для создания радиационных условий, аналогичных условиям на Земле, необходима такая мощная радиационная защита космического корабля.

С увеличением высоты над уровнем моря уровень облучения повышается. Например, на высоте 20 км он примерно в 400 раз больше по сравнению с уровнем моря. В ближнем космосе вокруг Земли существует радиационный пояс, где уровень облучения повышается еще в десятки и сотни раз.

Но и на самой Земле не все безопасно. На поверхности Земли имеются источники повышенной естественной радиоактивности, где средний уровень излучения превышает в десятки и даже сотни раз. Например, в Бразилии в городе Гуарапари есть пляж на побережье, где мощность дозы от естественной радиоактивности равна  $40 \text{ мкЗв/ч}$ , что почти в двести раз превышает среднемировой уровень фона, в Индии в штате Керала высокое содержание тория и его дочерних продуктов (до 0,1 %).

Развитие ядерной энергетики и широкое внедрение источников ионизирующего излучения практически во все сферы человеческой деятельности наряду с несомненной практической пользой создают потенциальную угрозу радиационной опасности. Приведем некоторые примеры применения источников ионизирующего излучения в жизни общества:

- Радиоактивные индикаторы применяются в металлургии, с их помощью регулируют процесс затвердевания чугуна и стали, контролируют износ внутренней поверхности доменных печей, измеряют толщину листа при прокатке.
- В химической промышленности ионизирующее излучение применяется для измерения и контроля уровня жидких и сыпучих материалов, для измерения плотности растворов, определения содержания компонентов в продукте, измерения толщины стенок технологического оборудования, работающего под большим давлением, для стерилизации продукции на химико-фармацевтических заводах.



- Большое развитие получила радиационная химия, в которой с помощью ионизирующих излучений получают новые материалы с необходимыми свойствами (в том числе и для атомной техники), стимулируют и инициируют различные химические реакции (например, радиационное сшивание полимерных материалов), изучают воздействие ионизирующих излучений на химические вещества и процессы.
- Радиоактивные методы анализа чистоты материалов позволяют определить содержание примесей в количествах ( $10^{-6} \dots 10^{-8}$ ) %.
- Радиоизотопные источники энергии малой мощности (атомные батареи) широко применяются для получения электрической энергии в космосе, а также для различных автономных систем в отдаленных, труднодоступных местах (например, навигационное оборудование), где использование других источников энергии либо невозможно, либо нерентабельно.
- Атомные батареи применяются для снабжения энергией сердечных регуляторов.
- В промышленности используются радиоизотопные нейтрализаторы статического электричества – текстильная промышленность, взрывоопасные производства.



*Рис. 1.1. Контроль сварных соединений труб с помощью рентгеновского излучения*

- Очень важный путь применения ионизирующего излучения – радиационная дефектоскопия (рис. 1.1) и томография различных изделий промышленных производств, например, трубопроводов, турбин, емкостей, работающих под большим давлением, и т. п. В различных странах создаются таможенные комплексы с применением источников излучений для элементного анализа перевозимых грузов, формы и плотности предметов, перевозимых в контейнере или в багаже авиапассажира. Для этих целей наряду с рентгеновским

излучением используют и тормозное излучение электронных ускорителей. Компактные малогабаритные ускорители – бетатроны – разработаны и изготавливаются в ИНК Томского политехнического университета. Они широко используются в различных странах для неразрушающего контроля изделий большой толщины, крупногабаритных объектов, содержимого больших контейнеров без их вскрытия (см. рис. 1.2, 1.3).



*Рис. 1.2. Изображение, полученное на макете досмотровой системы, созданной в ИНК ТПУ на основе тормозного излучения*



*Рис. 1.3. Малогабаритный бетатрон ИНК ТПУ используется на промышленном предприятии в Великобритании при контроле литых изделий с толщиной по стали до 300 мм*



*Рис. 1.4. Рентгеновский снимок руки супруги Рентгена (1896 г.)*

- Хорошо знакомый всем путь применения излучений в медицине – рентгеновская диагностика. Уже через несколько недель после открытия Рентгеном X-лучей (8 ноября 1895 г.), названных впоследствии его именем, стала очевидной возможность их практического применения для целей медицинской диагностики (рис. 1.4). В настоящее время для рентгеновской диагностики используются сложные комплексы (рис. 1.5), которые позволяют быстро и с высоким качеством получать рентгеновские снимки и проводить их анализ.



*Рис. 1.5. Современный рентгеновский комплекс для медицины*

- Различные источники ионизирующих частиц применяются в медицине и для терапевтических целей. Одно из быстро развивающихся направлений – это радиационная терапия новообразований различными типами излучений. И если для этих целей сначала приспособляли физические установки, на которых велись научные исследования, то теперь в различных странах создаются специализированные медицинские ускорители (рис. 1.6).





*Рис. 1.6. Линейный медицинский ускоритель PRIMUS фирмы Сименс*



*Рис. 1.7. Бетатрон МИБ-6Э с выведенным электронным пучком для интраоперационного облучения в операционной НИИ онкологии Томского национального исследовательского центра РАН г. Томск*

Малогабаритные бетатроны ИНК Томского политехнического университета с выведенным электронным пучком используются для лечения поверхностных онкологических заболеваний и для интраоперационного облучения (рис. 1.7).

- Радиационная стерилизация обладает рядом преимуществ по сравнению с традиционными методами (нагревание, химическая обработка). Одно из основных ее достоинств – малые энергетические затраты. Необходимая доза в 25 000 Гр эквивалентна нагреванию воды всего лишь на 6 К.
- Применяются ионизирующие излучения и в сельском хозяйстве. Здесь в качестве примера можно отметить работы по мутационной селекции, с помощью которой при использовании радиационных технологий выведено более 2 тыс. новых сортов сельскохозяйственных культур. Например, путем отбора после радиационной обработки гамма-излучением выведен новый сорт пшеницы «Новосибирская-67», которая обладает урожайностью до 65 ц с 1 га.
- Изотопная гидрология используется для составления схем залегания подземных водоносных слоев, управления запасами грунтовых и поверхностных вод, для обнаружения и борьбы с различными загрязнениями.
- Ядерное (трансмутационное) легирование кремния тепловыми нейтронами позволяет получать примесный полупроводник n-типа. Преимущества метода – однородность и точность легирования, недостижимые при металлургических методах выращивания.
- Излучение высокой энергии применяют для исследования быстропротекающих процессов, например взрыв или удар. Кратковременная вспышка тормозного излучения, рожденная импульсным электронным пучком с длительностью порядка миллионной доли секунды, позволяет зарегистрировать процессы, происходящие в эпицентре, в любое мгновение развития взрыва.
- Различные типы ускорителей используются в научных исследованиях. Среди них и самые большие ускорители, которые занимают площади в десятки и сотни гектаров (рис. 1.8).



*Рис. 1.8. Небольшая часть протонного синхротрона У-70 ИФВЭ*



*Рис. 1.9. Тяжелый подводный крейсер «Дмитрий Донской». Движение ракетносца обеспечивают два реактора мощностью по 360 МВт каждый*

- Наконец, самые мощные источники ионизирующего излучения – ядерные реакторы, дающие электроэнергию, тепло, а также возможность плавать многие месяцы без захода в порты (рис. 1.9–1.11).



*Рис. 1.10. Атомный ледокол «Россия»*



*Рис. 1.11. Фото АЭС [3]*



Развитие ядерной энергетики и широкое внедрение источников ионизирующего излучения практически во все сферы человеческой деятельности создают потенциальную угрозу радиационной опасности. На середину 2016 г. в 31 стране мира работали 450 энергетических ядерных реакторов общей мощностью более 380 МВт и строились 60 энергоблоков. По данным МАГАТЭ, к 2020 г. планируется построить примерно 130 новых энергоблоков с общей мощностью до 430 МВт. К 2050 г. доля атомной энергетики в мировом энергобалансе возрастет до 25 %. Атомной энергетике отводится главенствующая роль в борьбе с климатическими изменениями.

Но опасность исходит не только от работающих установок. Блоки АЭС, которые отработали свой ресурс, необходимо демонтировать и хранить под надежной защитой, так как в их материалах большая наведенная активность. Отработанное горючее АЭС также представляет большую радиационную опасность и подлежит специальному захоронению.

Со времени открытия рентгеновских лучей в 1895 г. и радиоактивности в 1896 г. ионизирующие излучения играют огромную роль как в развитии современной физики, так и в смежных с ней областях науки. Этот гибкий инструмент обладает рядом характерных свойств, одним из которых является проникающая способность: излучение может проходить через вещество, причем некоторые виды излучения при малой потере энергии могут проникать на значительные расстояния.

Взаимодействие излучения с веществом зависит от его природы – корпускулярной или электромагнитной, от энергии, массы и электрического заряда. Например, нейтроны высокой энергии, не имеющие электрического заряда, практически не испытывают электромагнитных взаимодействий с атомами и поэтому имеют большую глубину проникновения. Они передают свою первоначальную кинетическую энергию тем ядрам, с которыми они сталкиваются непосредственно. Фотоны также не имеют заряда и обладают большой проникающей способностью. В результате различных процессов их энергия превращается в кинетическую энергию одного или нескольких электронов, отрываемых от атомов и молекул поглощающей среды.

С электрически заряженными частицами связано преобладающее число актов взаимодействия, в которых совершается передача энергии ионизирующим излучением. Например, если взять радий, который испускает альфа-, бета- и гамма-излучение, то обычный лист бумаги поглощает альфа-частицы, для поглощения бета-частиц (электронов) требуется стекло толщиной примерно 7 мм, а гамма-излучение можно обнаружить и за свинцом толщиной 10 см.

Большое влияние ионизирующего излучения на жизненные процессы обусловлено возбуждением и ионизацией биологических молекул заряженными (первичными и вторичными) частицами. В результате эти молекулы становятся химически очень активными. Если бы энергия, которую получают молекулы от ионизирующих частиц, просто переходила в тепло, а не увеличивала энергию их электронов, то ионизирующее излучение играло бы незначительную роль вне чистой физики. Но активированная излучением молекула

может инициировать процесс химических взаимодействий с участием многих молекул. Рассмотрим в самом общем виде эволюцию действия излучения на молекулу живой материи.

На первой, *физической*, стадии первичное излучение и вторичные частицы передают энергию большому числу молекул, в результате образуются свободные электроны и возбужденные или ионизированные молекулы и атомы. Эти первичные продукты радиолиза распределены в пространстве не равномерно, а локализованы вблизи траекторий первичных частиц. Время протекания этой стадии примерно  $10^{-15}$  с.

Вторая стадия процесса – *физико-химическая*. За время протекания этой стадии порядка  $10^{-12}$  с (от начала процесса) образовавшиеся первичные продукты испытывают вторичные реакции: ионы сталкиваются и реагируют с нормальными молекулами, а возбужденные молекулы самопроизвольно диссоциируют (распадаются). Образующиеся при этом атомы, молекулы, ионы, имеющие один или более неспаренных электронов, способных к образованию химической связи, называются *свободными радикалами*. В конце этой стадии получается комбинация из химически стабильных молекул и их нестабильных осколков. При этом часть стабильных молекул могут отличаться от первичных молекул.

Затем наступает третья, или *химическая*, стадия. Свободные радикалы реагируют с молекулами и друг с другом, завершая образование конечных химических продуктов. Время этой стадии в воде не более  $10^{-6}$  с. На рис. 1.12 в качестве примера приведены изменения состава воды в течение трех стадий под действием ионизирующего излучения (Sophie Le Caër Water Radiolysis: Influence of Oxide Surfaces on  $H_2$  Production under Ionizing Radiation. Water 2011, 3, 235-253).

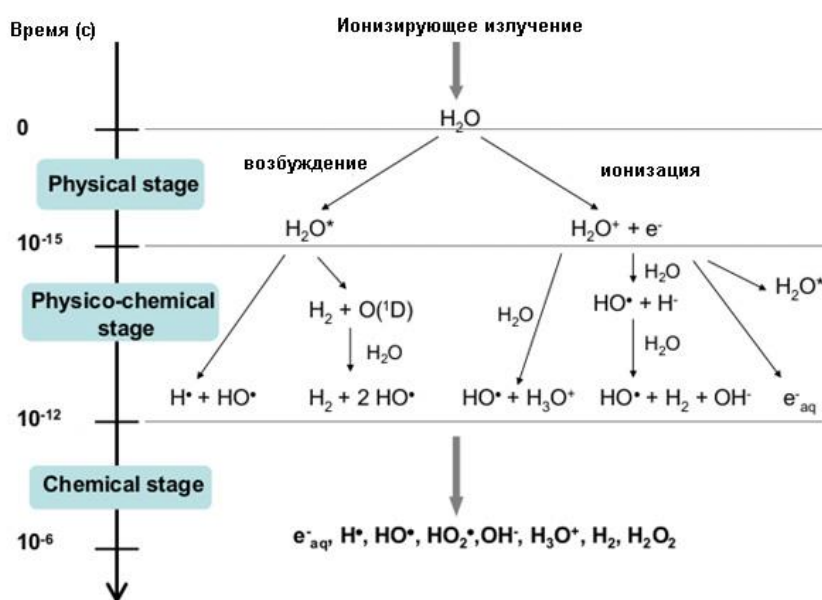


Рис. 1.12. Основные реакции, протекающие при радиолизе воды



В биологических системах наступает и четвертая стадия – организм, вследствие упорядоченности его организационных уровней, реагирует на инородные химические вещества, которые получаются в результате химической стадии. Биологическая стадия может продолжаться в течение дней и даже лет.

Многие явления, вызванные ионизирующим излучением в веществе, встречаются и при других формах активации. Например, свободные радикалы получают во многих обычных химических реакциях без ионизирующего излучения. Однако действие ионизирующего излучения имеет характерные особенности:

- энергия возбуждения первичных продуктов необычайно велика, свободные ионизованные молекулы известны в химии и биологии лишь как первичные продукты ионизирующего излучения;
- ионизирующие частицы сосредотачивают активированные молекулы в узком пространстве вдоль своих траекторий, и здесь практически мгновенно в результате актов ионизации выделяются электрические заряды;
- энергия, переданная веществу от ионизирующего излучения, не распределяется равномерно по его объему (как при передаче тепловой или механической энергии), а локализуется дискретными порциями при взаимодействии заряженных частиц с атомами и молекулами. Поэтому даже при очень низких дозах в критическом объеме клетки может быть поглощена энергия, достаточная для ее повреждения или даже гибели.

Почти для всех неорганических и для большинства органических молекул наиболее вероятное следствие возбуждения – это диссоциация на свободные радикалы, которые на химической стадии являются главными действующими лицами. Они химически очень активны, живут дольше, чем возбужденные молекулы и атомы, диффундируют из зоны, где они образовались, и вступают в различные химические реакции. *Свободные радикалы являются переносчиками эффекта первичной ионизации и возбуждения молекул во времени и пространстве.* Часто они могут воздействовать на вещество, которого настолько мало, что в нем самом не может наступить физическая или физико-химическая стадия, так как мала вероятность взаимодействия первичной частицы.

Такое *косвенное действие ионизирующего излучения* через свободные радикалы является общим явлением, и в живых организмах этот эффект представляет важный путь, который может приводить к серьезным биологическим последствиям. Образование нового свободного радикала возможно во всех реакциях, протекающих с участием одного свободного радикала, в результате *индуцированные свободными радикалами химические реакции могут вовлекать в процесс химических изменений многие сотни и тысячи молекул, не затронутых излучением.* В этом состоит специфика действия ионизирующего излучения на биологические объекты.

Если бы биологическое действие ионизирующего излучения определялось в основном прямым действием, когда молекула испытывает изменения в виде ионизации и возбуждения непосредственно при взаимодействии с ионизирующей частицей, то оно не представляло бы такой большой опасности для биологических организмов. Здесь можно отметить, что при смертельной дозе

для человека 6 Гр на все тело прямая ионизация дает лишь одну ионизованную молекулу воды из 10 млн молекул.

Никакой другой вид энергии (тепловой, электрической, механической), поглощенной биологическим объектом в том же количестве, не приводит к таким изменениям в нем, какие вызывает ионизирующее излучение (*радиобиологический парадокс*). Например, смертельная доза ионизирующего излучения для млекопитающих ~ 10 Гр (10 Дж/кг). Если эту энергию подвести в виде тепла, то она нагрела бы тело человека примерно на 0,001 °С (меньше, чем от стакана выпитого горячего чая). Пуля с массой 10 г и скоростью 1 км/с, обладающая кинетической энергией около 5000 Дж, попав в человека, не всегда вызывает смертельный исход. Отсюда следует:

- даже небольшое количество ионизирующего излучения, попав в организм, может привести к катастрофическим последствиям для его жизнедеятельности;
- организм должен быть надежно защищен от попадания в него ионизирующего излучения.

Здесь у нас два пути:

- первый – изготовить специальные скафандры и работать в них. Но так как проникающая способность у многих видов излучений очень велика, то человек не в состоянии передвигаться в таком скафандре. Этот путь неэффективен. Но такой подход неприемлем и по той причине, что человек существует в неразрывной связи с природой, ее животным и растительным миром. Следовательно, *защищать от излучения необходимо всю среду обитания человека*. Следует отметить, что этот способ защиты от излучений мы вынуждены использовать при космических полетах;
- второй путь – надежная защита от излучения естественных и искусственных источников радиации с помощью специальных защитных сооружений вокруг них.

Этот путь не является легким и требует больших затрат, так как мощности многих ядерно-технических установок, созданных человеком, очень велики, например ядерных реакторов, ускорителей заряженных частиц, и требуются очень большие кратности ослабления излучения. Увеличение кратности ослабления требует, в свою очередь, увеличение толщины защиты. Увеличение толщины защиты повышает ее стоимость и затраты на сооружение всей установки. Например, в настоящее время затраты на безопасность АЭС составляют до 50 % от стоимости всей АЭС. Это заметно удорожает стоимость электроэнергии. Поэтому нельзя сооружать защиту без детального анализа поля излучения вокруг установки, а просто с многократным запасом.

Задача усложняется, если установка должна быть мобильной. В этом случае предъявляются дополнительные требования к весу защиты, она должна обладать определенной массой и в то же время быть *эффективной*. Эффективной – это значит в первую очередь надежной, т. е. обеспечивать заданную кратность ослабления излучения, во-вторых, обладать минимальным весом и стоимостью.

Проблема защиты от ионизирующих излучений, а в более общем плане – проблема радиационной безопасности, превратилась в одну из социальных проблем современности, решением которой занимаются многие международные, национальные и региональные организации. Надежная защита должна окружать все работающие установки. При этом необходимо отметить, что вопросы защиты от излучений охватывают очень обширную область. Это защита реакторов, ускорителей, изотопных и медицинских установок, защита при захоронении отходов, защита летательных аппаратов, передвижных установок и т. д.

Данное учебное пособие посвящено вопросам защиты от фотонов и заряженных частиц. Цели, которые при этом преследуются, следующие:

- узнать особенности и проблемы, возникающие при защите от ионизирующих излучений различного вида;
- ознакомиться с основными положениями государственных документов, регламентирующих уровни облучения персонала и населения в Российской Федерации;
- научиться инженерным методам расчета защиты от фотонов и заряженных частиц и нейтронов;
- знать и свободно пользоваться специальной литературой и специальными программами при решении практических задач защиты от излучений.

Учебное пособие написано с учетом следующих нормативных актов в области радиационной безопасности, принятых в нашей стране:

- Нормы радиационной безопасности (НРБ-99/2009);
- Основные санитарные правила обеспечения радиационной безопасности (ОСПОРБ-99/2010).

В пособие включены результаты исследований автора в области радиационной защиты, в том числе результаты, полученные им в соавторстве со студентами.

Изучение данной дисциплины опирается на знания, приобретенные при изучении курсов: «Высшая математика», «Атомная физика», «Теоретическая физика», «Ядерная физика» и обязательно «Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом». В конце каждой лекции приводится список литературы, контрольные вопросы – для закрепления теоретической части материала, и задачи, которые можно решать на практических занятиях, а также предлагать студентам для самостоятельной работы. Заключительным этапом обучения является выполнение курсового проекта.

Очень полезна при изучении теоретического материала и проведении расчетов защиты разработанная автором программа «Компьютерная лаборатория», описание которой приведено в приложении 1.

## **Задание 1**

### **Контрольные вопросы**

1. В каких областях человеческой деятельности используются ионизирующие излучения в настоящее время?

2. Почему ионизирующее излучение опасно для живых организмов?
3. На какие стадии можно разделить действие излучения на биологическую молекулу? В чем заключаются их основные особенности?
4. Что называют прямым и косвенным действием излучения на биологический объект?
5. Каков вклад косвенного действия излучения в радиационное поражение биологической ткани?

#### **Список литературы**

1. Бекман И.Н. Ядерная индустрия : курс лекций / И.Н. Бекман. – Режим доступа: <http://profbeckman.narod.ru/NI.htm>
2. Бойко В.И. Ядерные технологии в различных сферах человеческой деятельности : учебное пособие / В.И. Бойко, Ф.П. Кошелев. – Томский политехнический университет. – Томск : Изд-во Томского политехнического университета, 2006. – 342 с.
3. Радиация. Дозы, эффекты, риск ; пер. с англ. – Москва : Мир, 1988. – 79 с.
4. Ободовский И.М. Радиационные технологии. Применения в лабораторных исследованиях, материаловедении и нанотехнологиях, промышленности : учебное пособие. – Долгопрудный : Интеллект, 2015. – 292 с.
5. Uses of Radiation – Режим доступа: <http://www.nrc.gov/about-nrc/radiation/around-us/uses-radiation.html>

# ЧАСТЬ 1

## ВВЕДЕНИЕ В ФИЗИКУ РАДИАЦИОННОЙ ЗАЩИТЫ

---

### ЛЕКЦИЯ 2

#### ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ

Приведем определения основных терминов в области ионизирующих излучений и радиоактивности. Общепринято видимый свет и ультрафиолетовое излучение не включать в понятие ионизирующее излучение.

**Излучение** – перенос энергии в пространстве и веществе.

**Ионизирующее излучение** – это излучение, взаимодействие которого со средой приводит к образованию ионов и свободных электронов.

**Ионизирующая частица** – частица корпускулярного ионизирующего излучения или фотон, энергия которой достаточна для ионизации атомов, молекул вещества.

**Корпускулярное излучение** – ионизирующее излучение, состоящее из частиц с массой покоя, отличной от нуля (нейтрино относят к корпускулярному излучению).

**Непосредственно ионизирующее излучение** – ионизирующее излучение, состоящее из заряженных частиц, имеющих кинетическую энергию, достаточную для ионизации при столкновении с атомом (например, электроны, протоны, альфа-частицы).

**Косвенно ионизирующее излучение** – ионизирующее излучение, состоящее из незаряженных частиц, которые могут создать непосредственно ионизирующее излучение и вызвать ядерные превращения (например, нейтроны, фотоны).

**Нуклид** – вид атомов с данным числом протонов и нейтронов в ядре.

**Изотоп** – нуклид с числом протонов в ядре, свойственным данному элементу (изотопы одного элемента отличаются числом нейтронов).

**Радиоактивность** – самопроизвольное превращение неустойчивого нуклида в другой нуклид, сопровождающееся испусканием ионизирующего излучения.

**Радионуклид** – нуклид, обладающий радиоактивностью.

#### 2.1. Активность радионуклида

Не все ядра радионуклида распадаются одновременно. В каждую секунду распадается лишь некоторая часть ядер радиоактивного элемента. Обозначим через  $N(t)$  число нераспавшихся ядер радионуклида в момент времени  $t$ . Изменение числа радиоактивных ядер за время  $\Delta t$  описывает следующее уравнение баланса:

$$N(t + \Delta t) = N(t) - \lambda N(t)\Delta t, \quad (2.1)$$

где константа  $\lambda$  определяет вероятность распада на одно ядро в единицу времени и называется **постоянной распада**. Она не зависит ни от химических,

ни от физических условий, всегда имеет одно и то же значение для данного радионуклида и является мерой неустойчивости его ядер к распаду. Разделив (2.1) на  $\Delta t$  и переходя к пределу  $\Delta t \rightarrow 0$ , получим следующее дифференциальное уравнение:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N(t). \quad (2.2)$$

Интегрируя уравнение (2.2) с начальным условием  $N(t=0) = N_0$ , получим экспоненциальный **закон радиоактивного распада**

$$N(t) = N_0 \exp(-\lambda t). \quad (2.3)$$

Из выражения (2.2) можно получить также количество радиоактивных распадов в единицу времени – **активность** радионуклида –  $A$ :

$$A = \left| \frac{dN(t)}{dt} \right| = \lambda N(t). \quad (2.4)$$

Единица активности в СИ – 1 распад/сек, называется *беккерелем* (Бк). Внесистемная единица активности – *кюри* (Ки) – это такая активность, при которой происходит  $3,7 \cdot 10^{10}$  распадов в секунду, т. е.  $1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$ .

Из равенства (2.4) следует, что активность радионуклида определяется количеством его ядер (массой) в данный момент времени, а так как количество радиоактивных ядер со временем уменьшается в соответствии с выражением (2.3), то и активность радионуклида изменяется со временем по закону радиоактивного распада:

$$A(t) = A_0 \exp(-\lambda t), \quad (2.5)$$

где  $A_0 = A(t=0) = N_0 \lambda$ .

Отношение активности радионуклида в радиоактивном образце к массе (объему, площади поверхности) называется удельной (объемной, поверхностной) активностью радионуклида.

Количество радиоактивного вещества принято выражать не массой, а активностью по следующим причинам:

- обычно количество используемого радиоактивного вещества столь мало, что трудно измерить его массу;
- радиоактивное вещество, как правило, находится в запаянных ампулах;
- часто радиоактивное вещество находится в смеси с нерадиоактивным;
- активность со временем уменьшается.

Для характеристики скорости радиоактивного распада пользуются величиной **период полураспада** ( $T_{1/2}$ ). Он равен интервалу времени, в течение которого распадается половина первоначального количества ядер данного радионуклида. Если  $N(t) = N_0 / 2$ , то из (2.3) получим

$$N(t) / N_0 = 1/2 = \exp(-\lambda T_{1/2}),$$

откуда

$$\lambda = \ln 2 / T_{1/2} = 0,693 / T_{1/2}. \quad (2.6)$$

Распад ядер сопровождается выходом корпускулярных частиц и фотонов, но далеко не всегда число испущенных частиц и фотонов совпадает с числом ядерных превращений. Поэтому термины альфа-, бета- или гамма-активность не являются строгими, так как активность характеризует лишь число ядерных распадов.

Чтобы определить число частиц (фотонов), испущенных радиоактивным источником в единицу времени – *мощность источника* ( $q$ ), надо знать его активность и соответствующий *полный относительный выход* – число частиц (например, электронов –  $n_\beta$ , фотонов –  $n_\gamma$ ), испускаемых на один распад ядра. Величину  $n_\gamma$  называют также *квантовым выходом*.

$$q_\gamma \left( \frac{\text{фотонов}}{\text{с}} \right) = \mathcal{A} \left( \frac{\text{распадов}}{\text{с}} \right) \cdot n_\gamma \left( \frac{\text{фотонов}}{\text{распад}} \right). \quad (2.7)$$

Информацию об относительных выходах можно найти в специальных справочниках, например [9, 12, 18, 21, 24].

Масса одного атома в граммах равна  $A/N_A$ , где  $A$  – масса одного моля в граммах,  $N_A$  – число Авогадро =  $6,022 \cdot 10^{23}$  моль<sup>-1</sup>. Поэтому полная масса радионуклида  $m$  (г), соответствующая активности  $\mathcal{A}$  (Бк), равна:

$$m = N \frac{A}{N_A} = \frac{\mathcal{A}}{\lambda} \frac{A}{N_A} = \frac{\mathcal{A}}{\ln 2} \frac{AT_{1/2}}{N_A} = 2,4 \cdot 10^{-24} \mathcal{A} AT_{1/2}. \quad (2.8)$$

Если активность задается в кюри, то в выражении (2.8) надо использовать коэффициент  $8,86 \cdot 10^{-14}$ . Активность в Бк массы  $m$  (г) радионуклида можно рассчитать по формуле

$$\mathcal{A} = 4,17 \cdot 10^{23} \frac{m}{AT_{1/2}}. \quad (2.9)$$

## 2.2. Поточковые и токовые характеристики поля излучения

*Поле ионизирующего излучения* характеризуется пространственным, энергетическим, угловым и временным распределением ионизирующего излучения в рассматриваемой среде. Для полного представления о поле излучения необходимо указать, сколько частиц, с какой энергией и в каком направлении приходит в любую точку среды в каждый момент времени.

Наиболее подробная информация о поле излучения задается дифференциальной по углам и энергии плотностью потока частиц в данной точке в момент  $t$  –  $\phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$ :

$$\phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) = \lim_{\Delta \rightarrow 0} \frac{\text{число частиц } N \text{ с } (\vec{\Omega} \in \Delta\Omega, E \in \Delta E, \text{ на } \Delta S, \text{ за } \Delta t)}{\Delta\Omega \Delta E \Delta t \Delta S}.$$

Дифференциальная плотность потока частиц равна числу частиц с энергией  $E$  из единичного интервала энергий и направлением  $\vec{\Omega}$  из единичного телесного угла, пересекающих (падающих) за единицу времени в момент времени  $t$  единичную площадку с центром в точке  $\vec{r}$ , перпендикулярную  $\vec{\Omega}$

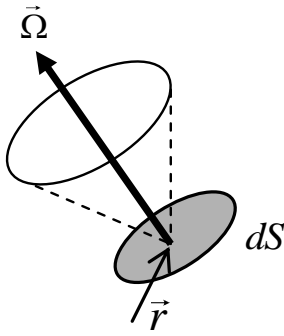


Рис. 2.1. К определению дифференциальной плотности потока частиц

(рис. 2.1) – первый физический смысл дифференциальной плотности потока. Все используемые на практике характеристики поля излучения могут быть выражены через дифференциальную плотность потока. Размерность  $\phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$  в СИ –  $1/(\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{Дж} \cdot \text{ср})$ , чаще используют –  $1/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{МэВ} \cdot \text{ср})$ .

Так как  $\phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) = n(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)v$ , где  $n$  – дифференциальная плотность частиц, а  $v$  – их скорость, то получим второй физический смысл дифференциальной плотности

потока:  $\phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$  – это путь в единицу времени всех частиц из единичного объема фазового пространства, т. е. из единицы объема, единичного энергетического интервала, единицы телесного угла.

Величина  $I(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) = E \cdot \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$  называется дифференциальной плотностью потока энергии частиц в момент времени  $t$  в точке  $\vec{r}$ . Ее размерность в СИ –  $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{Дж} \cdot \text{ср})$ , чаще используют –  $\text{МэВ}/(\text{см}^2 \cdot \text{МэВ} \cdot \text{ср})$ .

В самом общем виде  $\phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$  и  $I(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$  зависят от семи переменных  $(x, y, z, \vartheta, \varphi, E, t)$ . Но если, например, излучение источника и свойства среды не меняются во времени, то и  $\phi$  не зависит от  $t$ , тогда  $\phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$  – энергетически угловая (дифференциальная) плотность потока частиц в точке  $\vec{r}$ .

Если проинтегрировать дифференциальную плотность потока по всем направлениям, то получим

$$\int_{4\pi} \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) d\Omega = \phi(\vec{r}, E) \quad (2.10)$$

– энергетическое распределение плотности потока (спектр частиц) в точке  $\vec{r}$ , а интегрированием по всем значениям энергии получаем

$$\int_0^{\infty} \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) dE = \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}) \quad (2.11)$$

– угловое распределение плотности потока в точке  $\vec{r}$ . Интегрирование дифференциальной плотности потока по переменным  $E$  и  $\vec{\Omega}$  дает

$$\int_{4\pi} d\Omega \int_0^{\infty} \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) dE = \phi(\vec{r}) \quad (2.12)$$

– плотность потока частиц в точке  $\vec{r}$ , или

$$\int_{4\pi} d\Omega \int_0^{\infty} E \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) dE = \int_{4\pi} d\Omega \int_0^{\infty} I(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) dE = I(\vec{r}) \quad (2.13)$$



– плотность потока энергии частиц (*интенсивность излучения*) в точке  $\vec{r}$ .

Определим еще одну величину – *флюенс* (перенос) частиц

$$\Phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) = \int_{\Delta t} \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) dt \quad (2.14)$$

– это число частиц с энергией  $E$  и направлением  $\vec{\Omega}$ , пересекающих единичную площадку, перпендикулярную  $\vec{\Omega}$ , с центром в точке  $\vec{r}$  за время  $\Delta t$ . Через соответствующие интегралы (см. выше) можно определить энергетическое  $\Phi(\vec{r}, E)$ , угловое  $\Phi(\vec{r}, \vec{\Omega})$  распределение флюенса и флюенс частиц  $\Phi(\vec{r})$  в точке  $\vec{r}$ .

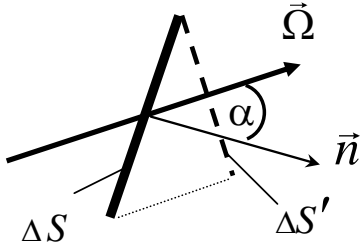


Рис. 2.2. К определению тока частиц

Характеристики поля излучения, аргументами которых являются  $E$  и  $\vec{\Omega}$ , называются *дифференциальными*. Интегрируя по этим переменным, получаем *интегральные* характеристики поля излучения.

Рассмотрим теперь перенос частиц через площадку  $\Delta S$ , расположенную под некоторым углом  $\alpha$  к направлению распространения частиц  $\vec{\Omega}$ .

Из рис. 2.2 видно, что число частиц, пересекающих эту площадку, можно найти по формуле

$$N_{\Delta S} = \phi \Delta S \cos \alpha = \Delta S \phi \times (\vec{\Omega} \vec{n}) = \vec{\Omega} \phi \vec{n} \Delta S = \vec{J} \vec{n} \Delta S. \quad (2.15)$$

Величина

$$\vec{J}(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) = \vec{\Omega} \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) \quad (2.16)$$

называется *дифференциальной плотностью тока частиц* в момент  $t$  в точке  $\vec{r}$ , ее размерность в СИ –  $1/(\text{м}^2 \cdot \text{Дж} \cdot \text{с} \cdot \text{ср})$ . Если площадка  $\Delta S$  единичная, то, в соответствии с (2.15), число частиц через нее равно проекции вектора тока частиц на нормаль к площадке. Величина  $\vec{J}_E = E \vec{J}$  называется *дифференциальной плотностью тока энергии частиц* в момент времени  $t$  в точке  $\vec{r}$ , ее размерность в СИ –  $\text{Дж}/(\text{м}^2 \cdot \text{Дж} \cdot \text{с} \cdot \text{ср})$  или  $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{Дж} \cdot \text{ср})$ . Величины  $\vec{J}$  и  $\vec{J}_E$  – векторные, т. е. характеризуются не только величиной, но и направлением в пространстве, и в отличие от плотности потока содержат информацию о направлении распространения излучения. Интегрированием по энергии и направлениям можно по аналогии с потоковыми характеристиками получить токовый спектр частиц, токовое угловое распределение, плотность тока частиц. Отметим следующее:

- вдоль направления распространения излучения  $\vec{\Omega}$  векторная токовая величина равна по абсолютному значению скалярной потоковой величине;
- если поле излучения симметрично относительно некоторой оси, то результирующий вектор тока всегда направлен по этой оси;
- если вычисляется результирующее значение плотности потока в некоторой точке, то в соответствии с принципом суперпозиции для поля излу-

чения  $\phi = \phi_1 + \phi_2$  – это арифметическая сумма, а результирующий ток в этой точке  $\vec{J} = \vec{J}_1 + \vec{J}_2$  – это геометрическая сумма векторов. Поэтому, если плотность потока  $\phi$  не равна нулю, то результирующий ток может быть равен нулю, при условии, что  $\vec{J}_1$  и  $\vec{J}_2$  равны по абсолютной величине и направлены в противоположные стороны.

В заключение рассмотрим физический смысл понятия **плотность потока частиц** в точке  $\vec{r}$  –  $\phi(\vec{r})$ . Показание детектора, регистрирующего число падающих на него частиц, дается выражением

$$Q = \int dt \int d\Omega \int dE \int_{(\vec{\Omega} \vec{n}) < 0} |\vec{\Omega} \vec{n}| \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) dS, \quad (2.17)$$

где  $\vec{n}$  – нормаль к площадке  $dS$ , а  $|\vec{\Omega} \vec{n}| \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) = \vec{J}(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) \cdot \vec{n} dS$  – число частиц, падающих на  $dS$  за единицу времени. Если детектор мал и плотность потока для всех точек его поверхности одинакова, то в выражении (2.17)  $\phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$  можно вынести из последнего интеграла. Величина  $|\vec{\Omega} \vec{n}| dS$  – это проекция  $dS$  на плоскость, перпендикулярную направлению  $\vec{\Omega}$  (рис. 2.2), поэтому

$$\int_{(\vec{\Omega} \vec{n}) < 0} |\vec{\Omega} \vec{n}| dS = \Delta S(\vec{\Omega})$$

– проекция всего детектора на плоскость, перпендикулярную  $\vec{\Omega}$ . Если детектор сферический, то  $\Delta S$  не зависит от  $\vec{\Omega}$  и для маленького сферического детектора

$$Q = \Delta S \int dt \int d\Omega \int dE \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) = \Delta S \phi(\vec{r}).$$

При  $\Delta S = 1$ ,  $Q = \phi(\vec{r})$  и физический смысл плотности потока – это число частиц, падающих на сферический детектор с единичной площадью поперечного сечения и с центром в точке  $\vec{r}$ .

В справочниках [7, 12] приведены таблицы с формулами, которые связывают дифференциальные и интегральные характеристики поля излучения с дифференциальной плотностью потока и тока частиц.

### 2.3. Дозиметрические характеристики поля излучения

При взаимодействии ионизирующего излучения с веществом последнему передается энергия. Эта передача энергии лежит в основе физических, химических и биологических воздействий излучения на вещество. При оценке биологического действия излучения рассматривается только та часть энергии, потерянная излучением, которая пошла на ионизацию и возбуждение атомов и молекул вещества [10].

**Поглощенная доза (D).** В радиационной защите базовая физическая величина, используемая для всех видов ионизирующего излучения и любых геометрий облучения, – это поглощенная доза. Поглощенная доза – это ло-

кальная (точечная) характеристика и равна отношению средней энергии  $d\bar{W}$ , переданной ионизирующим излучением веществу в элементе объема  $dV$ , к массе вещества  $dm$  в этом объеме:

$$D = \frac{d\bar{W}}{dm}. \quad (2.18)$$

Вместо термина *поглощенная доза излучения* допускается использовать краткую форму *доза излучения*. Единицей СИ для поглощенной дозы является джоуль на килограмм (Дж/кг) со специальным наименованием *грей* (Гр). Один грей равен поглощенной дозе, при которой веществу массой 1 кг передается от ионизирующего излучения энергия, равная 1 Дж. Внесистемная единица измерения поглощенной дозы – *рад*, при этом веществу массой 1 г передается от ионизирующего излучения энергия, равная 100 эрг (1 грей = 100 рад).

Поглощенная доза – это величина нестохастическая и определяется как среднее значение связанной с ней стохастической величины – переданной энергии от ионизирующего излучения веществу. Значение поглощенной дозы определяется не только свойствами излучения, но и свойствами среды, где излучение распространяется. Поглощенная доза – измеримая величина, и для ее измерения существуют первичные эталоны.

Производная дозы по времени называется мощностью поглощенной дозы (Гр/с; Гр/ч). Не рекомендуется использовать мощность дозы для больших промежутков времени. В этом случае говорят о приращении дозы за определенное время – сутки (Гр в сут), месяц (Гр в мес) и т. д. [10].

**Эквивалентная доза (H).** Для оценки биологического воздействия ионизирующего излучения в задачах радиационной безопасности при хроническом облучении человека малыми дозами (не превышающими пяти пределов годовой дозы при облучении всего тела человека) одной из защитных величин, которая используется для установления пределов облучения, является *эквивалентная доза*. Эквивалентная доза – это произведение поглощенной дозы в биологической ткани или органе на соответствующий *взвешивающий коэффициент для данного вида излучения* ( $\bar{w}$ ):

$$H_T = \bar{w} \cdot D_T. \quad (2.19)$$

Выражение (2.18) соответствует одному виду излучения, а в поле смешанного излучения имеем

$$H_T = \sum_i \bar{w}_i D_{T,i}, \quad (2.20)$$

где  $\bar{w}_i$  – взвешивающий коэффициент для излучения  $i$ -типа,  $D_i$  – поглощенная доза от этого типа излучения. Взвешивающий коэффициент излучения учитывает характер распределения энергии, переданной веществу, вдоль траектории частицы.

Коэффициент  $\bar{w}$  – безразмерная величина и в системе СИ единица измерения эквивалентной дозы та же, что и поглощенной дозы – Дж/кг, имеющая

специальное название *зиверт* (Зв). 1 Зв равен эквивалентной дозе, при которой произведение поглощенной дозы в биологической ткани на взвешивающий коэффициент излучения равно 1 Дж/кг. Внесистемная единица измерения эквивалентной дозы – *бэр* (биологический эквивалент рада). 1 Зв = 100 бэр. Взвешивающий коэффициент излучения  $\bar{w}$  – безразмерная величина, но надо помнить, что при умножении на эту величину мы переходим от поглощенной дозы (Гр, рад) к эквивалентной дозе (Зв, бэр).

Зиверт – единица измерения эквивалентной дозы любого вида излучения в биологической ткани, которое создает такой же биологический эффект, как и поглощенная доза в 1 Гр образцового рентгеновского излучения. **Образцовое рентгеновское излучение** – это рентгеновское излучение с напряжением генерации ~ 200 кВ и со средней ЛПЭ для воды, равной 3 кэВ/мкм. Единица зиверт имеет одинаковую размерность с единицей грей ( $L^2 T^{-2}$ ), но это единицы разных физических величин. 1 Дж/кг = 1 Гр лишь применительно к поглощенной дозе (или керме), а 1 Дж/кг = 1 Зв, когда определяется величина эквивалентной дозы.

Рассмотрим теперь, что понимают под взвешивающим коэффициентом излучения. Для учета различия радиобиологического воздействия различных видов излучения при одной и той же поглощенной дозе было предложено понятие *относительной биологической эффективности излучения* (ОБЭ). Численным выражением ОБЭ является **коэффициент относительной биологической эффективности**, который равен отношению поглощенной дозы образцового рентгеновского излучения к поглощенной дозе данного вида излучения, вызывающего такой же биологический эффект. ОБЭ зависит от вида и энергии излучения, а значения коэффициента ОБЭ определяются в специальных экспериментах. Эти значения являются основой для установления предельно допустимых уровней облучения и норм радиационной безопасности. ОБЭ зависит не только от вида ионизирующего излучения, но и от ряда других факторов, например от вида облучаемого животного, критерия, используемого для оценки биологического эффекта, возникающего вслед за облучением. Международная комиссия по радиационным единицам и измерениям (МКРЕ) предложила термин ОБЭ использовать только для сравнительной оценки действия различных видов излучений в радиобиологии.

Для целей радиационной безопасности используют не коэффициент ОБЭ, а **взвешивающий (средний) коэффициент для данного вида излучения (средний коэффициент качества – старое название)**  $\bar{w}$  – регламентированная (усредненная) величина коэффициента ОБЭ, полученная на основе экспериментальных данных в условиях хронического облучения в диапазоне малых доз (менее 100 мЗв), которая устанавливается специальной комиссией на основе всех данных по его определению. Таким образом, выражения (2.19) и (2.20) указывают на то, что при одной и той же поглощенной дозе эквивалентная доза (следовательно, и величина биологического воздействия) у различных видов излучения может быть разной.

Из курса дозиметрии известно, что коэффициент ОБЭ (следовательно, и взвешивающий коэффициент излучения) зависит от *линейной передачи энергии* (ЛПЭ) ионизирующих частиц и, по существу, связывает зависимость неблагоприятных биологических последствий облучения человека с ЛПЭ излучения. ЛПЭ – это средняя энергия, переданная веществу от заряженной частицы на единице пути вблизи ее траектории в результате столкновений, когда энергии вторичных электронов меньше некоторого порогового значения  $\Delta$  ( $L_{\Delta}$ ). Если пороговая энергия вторичных электронов не ограничена, то соответствующее значение ЛПЭ (полная ЛПЭ) обозначают  $L_{\infty}$  или  $L$ . В этом случае ЛПЭ совпадает с *тормозной способностью вещества на столкновения*.

Отметим, что ЛПЭ определяется только для заряженных частиц, но взвешивающий коэффициент излучения определен для всех частиц (в том числе и для нейтронов, и для фотонов). Поэтому, когда говорят о величине  $\bar{w}$  для косвенно ионизирующего излучения, то в этом случае ЛПЭ определяется всеми заряженными частицами, образованными этим излучением на единице пути. Зависимость ОБЭ и взвешивающего коэффициента излучения от ЛПЭ позволяет интерполировать значения  $\bar{w}$  для других энергий, для которых нет экспериментальных данных по ОБЭ.

Значения взвешивающего коэффициента излучения определяют зависимость биологического эффекта, усредненного по различным органам и тканям организма, от вида и энергии излучения [15]. Они являются функцией ЛПЭ данного вида излучения в воде. Для ЛПЭ менее 10 кэВ/мкм  $\bar{w} = 1$ . Значения  $\bar{w}$  по НРБ-99/2009 для различных видов излучения приведены в табл. 2.1.

Таблица 2.1

*Значения взвешивающих коэффициентов излучения*

Тип излучения	$\bar{w}$
Фотоны любых энергий	1
Электроны и мюоны любых энергий	1
Нейтроны с энергией менее 10 кэВ	5
от 10 до 100 кэВ	10
от 100 кэВ до 2 МэВ	20
от 2 до 20 МэВ	10
более 20 МэВ	5
Протоны с энергией более 2 МэВ (кроме протонов отдачи)	5
Альфа-частицы, осколки деления, тяжелые ядра	20

Эквивалентную дозу можно определять для любого вида излучения, но только в биологической ткани или в тканеэквивалентном веществе, например в водном фантоме.

**Эффективная доза (E).** Разные биологические органы и ткани имеют различную чувствительность к излучению, поэтому для случаев неравномерного облучения разных органов или тканей тела человека (например, при по-

падании радионуклидов внутрь организма) введено понятие *эффективной эквивалентной дозы* (или просто *эффективной дозы*). Эффективная доза – это также защитная величина, используемая как мера риска возникновения отдаленных последствий облучения всего тела человека и отдельных его органов и тканей с учетом их радиочувствительности. Она равна сумме произведений эквивалентных доз облучения в отдельных органах и тканях человека ( $H_T$ ) на соответствующие **взвешивающие коэффициенты для биологических тканей и органов** ( $w_T$ ):

$$E = \sum_T w_T H_T . \quad (2.21)$$

Взвешивающий коэффициент органа или ткани определяет весовой вклад соответствующего органа или ткани в риск неблагоприятных последствий для всего организма при равномерном облучении всего тела:

$$\sum_T w_T = 1 . \quad (2.22)$$

Единица эффективной дозы Дж/кг имеет специальное название *зиверт* (совпадает с единицей эквивалентной дозы). Взвешивающие коэффициенты  $w_T$  для тканей и органов при расчете эффективной дозы (по НРБ-99/2009) приведены в табл. 2.2. При равномерном облучении всего организма, когда эквивалентная доза в каждом органе одна и та же, в соответствии с выражениями (2.21) и (2.22) имеем  $E = H$ .

Таблица 2.2

*Взвешивающие коэффициенты для тканей и органов*

Тип органа, ткани	$w_T$
Гонады	0,20
Костный мозг (красный)	0,12
Толстый кишечник	0,12
Легкие	0,12
Желудок	0,12
Мочевой пузырь	0,05
Грудная железа	0,05
Печень	0,05
Пищевод	0,05
Щитовидная железа	0,05
Кожа	0,01
Клетки костных поверхностей	0,01
Остальное	0,05

Отметим, что эффективная доза приводит все возможные случаи пространственно неоднородного (внешнего или внутреннего) облучения тканей и органов тела стандартного человека к эквивалентному по ущербу равномерному облучению всего тела [11].

Для подтверждения соблюдения пределов дозы полезно иметь единую защитную величину, устанавливающую «количество» облучения всего тела или его части, которая численно связана с вероятностью развития неблагоприятного эффекта для всех видов излучения вне зависимости от того, воздействует ли излучение на организм снаружи или испускается радионуклидами, находящимися внутри него. Введение понятия эффективной дозы внесло очень значимый вклад в радиационную защиту, поскольку это позволило суммировать дозы от облучения всего тела или его частей при внешнем облучении и при поступлении радионуклидов внутрь. В настоящее время эффективная доза – это центральная величина радиационной защиты [15]. При этом следует иметь в виду, что эффективная доза, используемая в целях нормирования уровней облучения, основана на средних дозах в органах и тканях тела человека. Ее понятие определено, а значение оценивается для некоторого «условного человека» без учета условий облучения конкретного индивидуума.

**Керма** ( $K$ ). Для оценки воздействия на среду косвенно ионизирующего излучения используют понятие «керма». Керма – отношение суммы начальных кинетических энергий  $dW_K$  всех заряженных частиц, появившихся под действием косвенно ионизирующего излучения в элементарном объеме вещества, к массе  $dm$  вещества в этом объеме (*kerma – kinetic energy released in material*):

$$K = dW_K / dm . \quad (2.23)$$

Единицей кермы в системе СИ является Дж/кг со специальным названием *грей* (Гр), следовательно, единицы измерения кермы совпадают с единицами измерения поглощенной дозы (грей, рад). Керма применяется и для фотонов, и для нейтронов в любом диапазоне энергий и в любой среде, где распространяется данное излучение. Керма широко используется при работе с нейтронными источниками, для которых она была первоначально введена.

Значения кермы и поглощенной дозы в элементарной области вещества отличаются. В условиях *электронного равновесия* [6] для фотонов доза меньше кермы на долю энергии, которую вторичные электроны теряют на тормозное излучение, а для нейтронов поглощенную дозу можно представить как сумму кермы и дозы от вторичного гамма-излучения [12]. Если этими вкладами можно пренебречь (например, для фотонов в воздухе), то керма равна поглощенной дозе излучения.

**Экспозиционная доза** ( $X$ ). Для оценки поля фотонного излучения в воздухе одним из первых было введено понятие экспозиционной дозы. Воздух, вследствие близости эффективных атомных номеров воздуха и биологической ткани, является для фотонного излучения тканеэквивалентной средой. Экспозиционная доза представляет собой отношение суммарного заряда  $dQ$  всех ионов одного знака, созданных в воздухе, когда все электроны и позитроны, образованные фотонами в элементарном объеме воздуха с массой  $dm$ , полностью остановились в воздухе, к массе воздуха в этом объеме:

$$X = dQ / dm .$$

Единица измерения экспозиционной дозы в СИ – **кулон на килограмм** (Кл/кг). Внесистемная единица измерения экспозиционной дозы – **рентген** (Р).  $1 \text{ Р} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}$ . Одному рентгену соответствует поглощенная доза 0,873 рад в воздухе или 0,95 рад в биологической ткани, поэтому с погрешностью в 5 % экспозиционную дозу в 1 Р и поглощенную дозу в биологической ткани в 1 рад можно считать совпадающими.

С 1 января 1990 года использовать понятие «экспозиционная доза» не рекомендуется. Причины этого следующие:

- экспозиционная доза была введена только для фотонного излучения в воздухе и ее нельзя использовать в полях смешанного излучения различного вида и в других средах;
- даже для фотонного излучения область ее использования ограничена энергиями менее 3 МэВ, так как при больших энергиях в воздухе нарушается условие равновесия вторичных частиц [6].

В настоящее время еще используется много старых справочников, в которых данные приведены в рентгенах, и детекторов, дающих показания в рентгенах. В табл. 2.3 приведены основные соотношения между единицами СИ и внесистемными единицами в области ионизирующих излучений.

Таблица 2.3

*Соотношения между единицами СИ и внесистемными единицами в области радиационной защиты*

Величина и ее обозначение	Названия и обозначения единиц		Связь с единицей СИ
	Единица СИ	Внесистемная единица	
Активность $\mathcal{A}$	Беккерель (Бк; Bq)	Кюри (Ки; Ci)	$1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$
Поглощенная доза $D$ , керма $K$	Грей (Гр; Gy)	Рад (рад; rad)	$1 \text{ рад} = 0,01 \text{ Гр}$
Мощность поглощенной дозы $\dot{D}$ , мощность кермы $\dot{K}$	Грей в секунду (Гр/с)	Рад в секунду (рад/с)	$1 \text{ рад/с} = 0,01 \text{ Гр/с}$
Эквивалентная доза $H$	Зиверт (Зв; Sv)	Бэр (бэр; rem)	$1 \text{ бэр} = 0,01 \text{ Зв}$
Мощность эквивалентной дозы $\dot{H}$	Зиверт в секунду (Зв/с)	Бэр в секунду (бэр/с)	$1 \text{ бэр/с} = 0,01 \text{ Зв/с}$
Экспозиционная доза $X$	Кулон на килограмм (Кл/кг)	Рентген (Р; R)	$1 \text{ Р} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}$
Мощность экспозиционной дозы $\dot{X}$	Ампер на килограмм (А/кг)	Рентген в секунду (Р/с)	$1 \text{ Р/с} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ А/кг}$



## 2.4. Поле излучения точечного радионуклида

Пусть имеется точечный изотропный радионуклид с активностью  $A$  (Бк), в спектре которого  $m$  групп фотонов с энергиями  $E_i$  ( $i = 1, 2, \dots, m$ ). Рассчитаем для этого источника характеристики поля излучения в воздухе на расстоянии  $r$  от источника. Воздух выбран в качестве стандартной среды потому, что эксперименты обычно проводятся в естественных условиях воздушной среды и в воздухе по ионизационному эффекту часто сравнивают фотонное излучение различных источников. Плотность воздуха ( $\rho = 0,00129$  г/см<sup>3</sup>) в тысячи раз меньше плотности твердых тел, поэтому средняя длина свободного пробега фотонов велика (например, у фотонов с энергией 1 МэВ она равна 122 м). В воздухе определяющую роль играет геометрическое ослабление излучения, а поглощением и рассеянием фотонов можно пренебречь. Например, для точечного, изотропного источника с энергией фотонов 1 МэВ за счет поглощения и рассеяния доза на расстоянии 3 м от него уменьшается всего на 0,2 %.

Плотность потока фотонов от точечного изотропного радионуклида можно определить следующим образом:

$$\phi(r) = A \sum_{i=1}^m n_{\gamma i} / 4\pi r^2 \quad (1/\text{см}^2 \text{ с}), \quad (2.24)$$

где  $A \sum_{i=1}^m n_{\gamma i} = q$  (1/с) – мощность источника,  $n_{\gamma i}$  – квантовый выход. Если активность задана в других единицах (например, в мКи), то выражение (2.24) надо умножить на соответствующий коэффициент для перевода в Бк. А теперь найдем связь между мощностью поглощенной дозы в воздухе и плотностью потока для моноэнергетического фотонного излучения с энергией  $E$ :

$$\begin{aligned} \phi \left( \frac{1}{\text{см}^2 \text{ с}} \right) E (\text{МэВ}) \mu_{\text{пог}}^{\text{воз}}(E) \left( \frac{\text{см}^2}{\text{г}} \right) &\Rightarrow \phi E \mu_{\text{пог}}^{\text{воз}}(E) \left( \frac{\text{МэВ}}{\text{г} \cdot \text{с}} \right) \cdot 1,6 \cdot 10^{-13} \left( \frac{\text{Дж}}{\text{МэВ}} \right) \cdot 10^3 \left( \frac{\text{г}}{\text{кг}} \right) = \\ &= 1,6 \cdot 10^{-10} \cdot \phi E \mu_{\text{пог}}^{\text{воз}}(E) \left( \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{с}} \right) = 0,576 \cdot \phi E \mu_{\text{пог}}^{\text{воз}}(E) \left( \frac{\text{мкГр}}{\text{ч}} \right), \end{aligned}$$

$\mu_{\text{пог}}^{\text{воз}}$  (см<sup>2</sup>/г) – массовый коэффициент поглощения энергии фотонов в воздухе. Из полученного соотношения следует, что для моноэнергетических фотонов мощность поглощенной дозы в воздухе

$$\dot{D} = 0,576 \cdot \phi \cdot E \cdot \mu_{\text{пог}}^{\text{воз}}(E) \left( \frac{\text{мкГр}}{\text{ч}} \right). \quad (2.25)$$

Для вычисления мощности поглощенной дозы в другом веществе (например, в биологической ткани) надо использовать соответствующий коэффициент поглощения энергии фотонов (например,  $\mu_{\text{пог}}^{\text{тк}}$ ).

Для сплошного спектра имеем

$$\dot{D} = 0,576 \int_{E_{\text{min}}}^{E_{\text{max}}} \phi(E) \cdot E \cdot \mu_{\text{пог}}^{\text{воз}}(E) dE \left( \frac{\text{мкГр}}{\text{ч}} \right).$$

Если известна мощность поглощенной дозы в воздухе, то нетрудно определить и мощность эквивалентной дозы:

$$\dot{H} = 1,09 \cdot \bar{w} \cdot \dot{D}. \quad (2.26)$$

Мощность экспозиционной дозы связана с плотностью потока выражением

$$\dot{X} = 1,6 \cdot 10^{-6} \cdot \phi \cdot E \cdot \mu_{\text{пор}}^{\text{воз}}(E) / 87,7 \text{ (P/c)}, \quad (2.27)$$

где  $1,6 \cdot 10^{-6}$  эрг/МэВ – переводной коэффициент МэВ в эрг;  $87,7$  эрг/(г·Р) – переводной коэффициент эрг в рентген (энергетический эквивалент 1 Р в 1 г воздуха).

## 2.5. Базисные и фантомные дозиметрические величины

Выражение (2.24) связывает мощность поглощенной дозы с плотностью потока излучения на некотором расстоянии от источника. Поле излучения при этом является *невозмущенным*, т. е. не содержит никаких объектов (например, тела человека), изменяющих его характеристики.

Дозиметрическую величину  $G$  (например, поглощенную, эквивалентную, экспозиционную дозу, керму), определенную в некоторой точке исходного (невозмущенного) радиационного поля, называют **базисной величиной** [6, 12, 20]. Базисные величины относятся к элементарному объему соответствующего вещества, помещенного в заданную точку и не искажающего исходное радиационное поле. Они полностью определяются характеристиками исходного поля излучения.

Для целей радиационной защиты необходимо определять значения дозиметрических величин внутри тела человека. Но если поместить в исходное радиационное поле живой организм или его физический аналог – *биологический фантом*, то это приведет к изменению характеристик поля и, следовательно, значений определяемых величин. Дозиметрические величины, определяемые в фантоме, называют **фантомными величинами**. Их значение определяется не только характеристиками исходного радиационного поля, но и размерами, геометрией и составом фантома. Стандартный шаровой фантом МКРЕ – это шар диаметром 30 см из тканеэквивалентного материала с плотностью  $1 \text{ г/см}^3$ , имеющий следующий массовый химический состав: 76,2 % кислорода, 11,1 % углерода, 10,1 % водорода и 2,6 % азота.

В задачах радиационной безопасности для адекватного отражения радиационной опасности рассматривают дозиметрические величины  $G_{\text{max}}$ , которые в пределах фантома принимают максимальное значение, что соответствует их максимальному значению в теле человека (в критическом органе). Использование значений  $G_{\text{max}}$  исключает превышение допустимых значений дозиметрической величины в любой точке тела человека.

Для моноэнергетического излучения любую базисную дозиметрическую величину  $G$  и ее мощность  $\dot{G}$  можно выразить через флюенс  $\Phi$  или плотность потока  $\phi$  исходного невозмущенного радиационного поля в виде простых соотношений:

$$G = \delta_G \cdot \Phi ; \quad \dot{G} = \delta_G \cdot \phi, \quad (2.28)$$

где  $\delta_G$  – *коэффициент перехода (переводной)* [22] (*приведенная дозиметрическая величина* [12], *функция отклика детектора* [20]), по сути, является той же дозиметрической величиной, но полученной для единичного флюенса.

Значения  $\delta_G$  рассчитывались многими авторами для различных энергий и типов излучений и имеются в НРБ-99/2009 и в других источниках, например [9, 12, 14, 20, 22]. Поэтому соотношения (2.28) удобно использовать, например, для определения поглощенной и эквивалентной дозы, их мощности, кермы и ее мощности, если известны флюенс или плотность потока соответствующих частиц.

Фантомные величины также можно связать с флюенсом исходного (невозмущенного) поля излучения, но так как внутри фантома величина потока излучения и его спектральный состав изменяются, то необходимо использовать другой переводной коэффициент –  $\delta_{G,max}$  (*коэффициент перехода фантома* [20]). Тогда

$$G_{max} = \delta_{G,max} \cdot \Phi ; \quad \dot{G}_{max} = \delta_{G,max} \cdot \phi. \quad (2.29)$$

На рис. 2.3 и 2.4 приведены базисные и фантомные коэффициенты перехода [12, 14, 20] для фотонов и нейтронов.

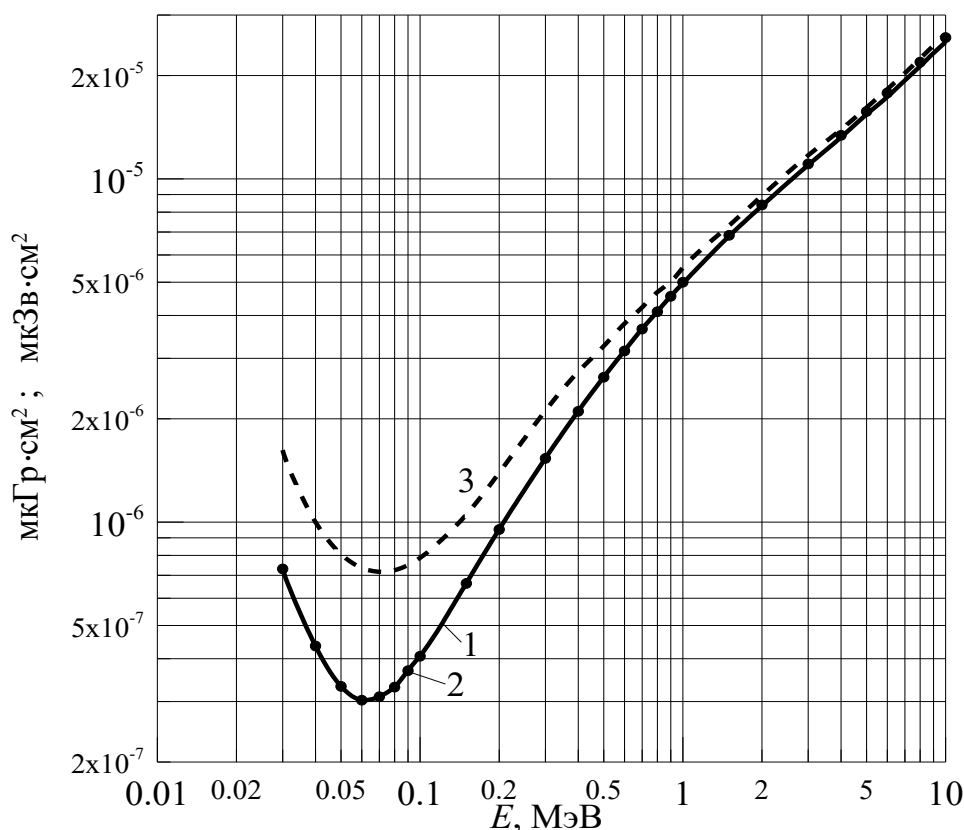


Рис. 2.3. Коэффициенты перехода для фотонов:  
 1 –  $\delta_D, \delta_H$ ; 2 (точки) –  $\delta_{D,max}$ ; 3 –  $\delta_{H,max}$

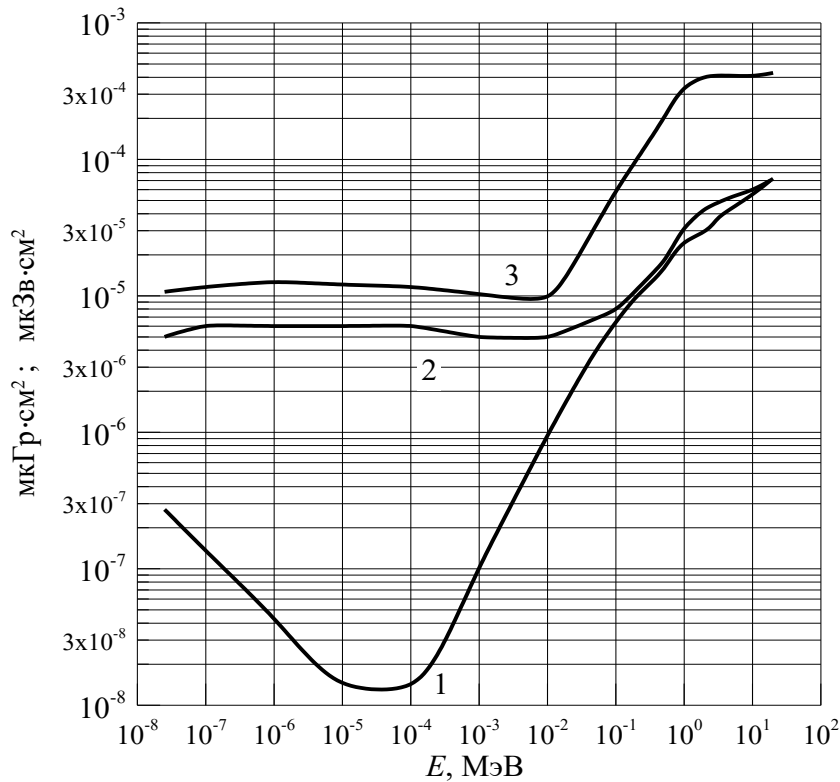


Рис. 2.4. Коэффициенты перехода для нейтронов:

$$1 - \delta_K; 2 - \delta_{D,max}; 3 - \delta_{H,max}$$

## Задание 2

### Контрольные вопросы

1. Что такое активность радионуклида и в чем она измеряется? Что называют постоянной распада радионуклида?
2. Напишите закон радиоактивного распада. Получите связь массы радионуклида с его активностью.
3. Что называют дифференциальной плотностью потока частиц, плотностью потока частиц, флюенсом частиц? Укажите их размерности. Что такое интенсивность излучения?
4. Что называют линейной передачей энергии? В чем ее отличие от тормозной способности вещества?
5. Что такое относительная биологическая эффективность излучения?
6. Где используется взвешивающий коэффициент излучения и как он связан с ОБЭ?
7. Дайте определения поглощенной, эквивалентной, эффективной дозы, кермы и укажите их размерности.
8. Как вычислить мощность поглощенной дозы, зная плотность потока фотонов?
9. Что называют базисными и фантомными дозиметрическими величинами, коэффициентами перехода?

### Задачи

1. Какова масса изотопа  ${}_{92}^{238}\text{U}$  активностью 1 Ки?
2. Параллельный и постоянный во времени пучок частиц падает на площадь  $10\text{ см}^2$  плоской поверхности под углом  $30^\circ$  относительно нормали к поверхности. За время 100 с упало  $10^5$  частиц. Найти: флюенс частиц, плотность потока частиц и плотность тока в направлении нормали к поверхности.
3. Найти плотность потока гамма-излучения на расстоянии 200 см от точечного изотропного источника  ${}^{137}\text{Cs}$  с активностью 1 Ки ( $n_\gamma = 0,85$ ).
4. Чему равна плотность тока частиц направленного моноэнергетического излучения с энергией 1,25 МэВ, пересекающего площадку, нормаль к которой имеет угол  $60^\circ$  с направлением излучения, если интенсивность излучения равна  $2,5\text{ Вт/м}^2$ .
5. Определить постоянную распада, период полураспада и среднее время жизни радиоактивных ядер  ${}_{11}^{24}\text{Na}$ , если за 5 суток активность  ${}_{11}^{24}\text{Na}$  уменьшилась на 20,7 % .
6. В кровь человека ввели раствор медицинского препарата, содержащего  ${}^{24}\text{Na}$  активностью 2100 Бк. Активность 1 см<sup>3</sup> крови, взятой через 5 ч после этой процедуры, оказалась равной 0,28 Бк/см<sup>3</sup>. Найти объем крови пациента [17].
7. Активность  ${}_{27}^{60}\text{Co}$  с периодом полураспада 5,27 года составляет 1 ГБк. Рассчитать активность и число радиоактивных атомов этого препарата через 5 лет [13].
8. Определить объемную активность  ${}_{19}^{40}\text{K}$  в коровьем молоке, если на 1 л молока приходится 1,4 г естественного калия, в котором содержится по массе 0,0119 % радиоактивного  ${}^{40}\text{K}$  [5].
9. Определить в процентах массу радиоактивных атомов  ${}_{27}^{60}\text{Co}$  в металлическом кобальте активностью 74 ГБк и массой 10 г [5].
10. Допустим, что при образовании нашей планеты имелось одинаковое количество  ${}^{238}\text{U}$  и  ${}^{235}\text{U}$ . Определите примерный возраст Земли [17].
11. Рассчитать мощность поглощенной дозы в воздухе на расстоянии 1 м от точечного изотропного источника  ${}^{137}\text{Cs}$  с активностью 1 Бк. Результат получить с размерностью аттоГр/с.
12. Определить флюенс фотонного излучения за время облучения 5 ч, если в начальный момент времени в точке детектирования плотность потока фотонов от источника  ${}_{11}^{24}\text{Na}$  с периодом полураспада 15 часов составляла  $2 \cdot 10^6\text{ 1/(см}^2\text{с)}$  [5].
13. Найти плотности потока и тока частиц в точке  $\vec{r}$ , для которой угловое распределение плотности потока изотропное и равно  $\phi(\vec{r}, \vec{\Omega})\text{ 1/(см}^2\cdot\text{с}\cdot\text{ср)}$ .
14. Оператор находится в реакторном зале в поле смешанного излучения. Мощность поглощенной дозы в биологической ткани, создаваемая быстрыми нейтронами, тепловыми нейтронами и гамма-излучением, соответ-

- ственно равна 0,9; 1,3; 2,1 мрад за сутки. Определить эквивалентную дозу (в мбэр, мЗв), которую он получит за неделю работы [5].
15. Определить эффективную дозу, которую получил пациент при обследовании, если эквивалентная доза облучения легких равна 180 мкЗв, молочной железы – 30 мкЗв, щитовидной железы – 50 мкЗв, красного костного мозга – 110 мкЗв, гонад – 10 мкЗв, поверхности костной ткани – 23 мкЗв, желудка, толстого кишечника, печени, мочевого пузыря, пищевода – по 20 мкЗв. Облучением остальных органов пренебречь [13].
  16. Найти активность точечного изотропного источника  $^{60}\text{Co}$ , если на детектор с площадью входного окна  $S = 1 \text{ см}^2$  падает  $10^3$  фотонов/с. Детектор находится на расстоянии 1 м от источника.

### Список литературы

1. Голубев Б.П. Дозиметрия и защита от ионизирующих излучений : учебник для вузов / Б.П. Голубев. – 4-е изд., перераб. и доп. – Москва : Энергоатомиздат, 1986. – 464 с.
2. Гусев Н.Г. Защита от ионизирующих излучений. В 2 томах. Том 1. Физические основы защиты от излучений: учебник для вузов / Н.Г. Гусев, В.А. Климанов, В.П. Машкович и др. – 3-е изд. – Москва : Энергоатомиздат, 1989. – 512 с.
3. Гусев Н.Г. Квантовое излучение радиоактивных нуклидов : справочник / Н.Г. Гусев, П.П. Дмитриев. – Москва : Атомиздат, 1977. – 395 с.
4. Жоффер Г. Фундаментальные соотношения между линейной передачей энергии, поглощенной дозой, керма и экспозиционной дозой. Приложение к различным средам / Г. Жоффер, Л. Паж // Микродозиметрия : труды симпозиума по микродозиметрии ; под ред. А.Н. Кронгауза и В.И. Иванова. – Москва : Атомиздат, 1971. – С. 9–103.
5. Иванов В.И. Сборник задач по дозиметрии и защите от ионизирующих излучений / В.И. Иванов, В.А. Климанов, В.П. Машкович. – 4-е изд., перераб. и доп. – Москва : Энергоатомиздат, 1992. – 256 с.
6. Иванов В.И. Курс дозиметрии : учебник для вузов / В.И. Иванов. – 4-е изд. – Москва : Энергоатомиздат, 1988. – 400 с.
7. Иванов В.И. Международная система единиц (СИ) в атомной науке и технике : справочное руководство / В.И. Иванов, В.П. Машкович, Э.М. Центер. – Москва : Энергоиздат, 1981. – 200 с.
8. Ильин Л.А. Радиационная безопасность и защита : справочник / Л.А. Ильин, В.Ф. Кириллов, И.П. Коренков. – Москва : Медицина, 1996. – 336 с.
9. Козлов В.Ф. Справочник по радиационной безопасности / В.Ф. Козлов. – 5-е изд. – Москва : Энергоатомиздат, 1999. – 520 с.
10. Кутьков В.А. Величины в радиационной защите и безопасности / В.А. Кутьков // АНРИ. – 2007. – № 3. – С. 2–25.
11. Кутьков В.А. Обеспечение радиационной безопасности персонала при эксплуатации АЭС : учебное пособие. / В.А. Кутьков, В.В. Ткаченко, В.П. Романцов. – Обнинск : Концерн «Росэнергоатом», ИАТЭ, 2007. – 253 с.

12. Машкович В.П. Защита от ионизирующих излучений : справочник – 4-е изд., перераб. и доп. / В.П. Машкович, А.В. Кудрявцева. – Москва : Энергоатомиздат, 1995. – 496 с.
13. Машкович В.П. Основы радиационной безопасности : учебное пособие / В.П. Машкович, А.М. Панченко. – Москва : Энергоатомиздат, 1990. – 172 с.
14. Нормы радиационной безопасности (НРБ-99/2009) : санитарно-эпидемиологические правила и нормативы – Москва : Федеральный центр гигиены и эпидемиологии Роспотребнадзора, 2009. – 100 с.
15. Публикация 103 Международной комиссии по радиационной защите (МКРЗ) : пер с англ. / под общей ред. М.Ф. Киселева и Н.К. Шандалы. – Москва : Изд. ООО ПКФ «Алана», 2009. – 343 с.
16. Романцов В.П. Сборник задач по курсу «Дозиметрия и защита от ионизирующих излучений» / В.П. Романцов, И.В. Романцова, В.В. Ткаченко. – Обнинск : ИАТЭ, 2009. – 113 с.
17. Сборник задач по теории переноса, дозиметрии и защите от ионизирующих излучений: учебное пособие / А.А. Званцев, В.А. Климанов, А.И. Ксенофонтов и др.; под ред. В.А. Климанова. – Москва : НИЯУ МИФИ, 2011. – 196 с.
18. Схемы распада радионуклидов. Энергия и интенсивность излучения. Публикация 38 МКРЗ : пер. с англ. В 2 ч. Ч. 1. В 2 кн. Кн 1: пер с англ. – Москва : Энергоатомиздат, 1987. – 320 с.
19. Ткаченко В.В. Дозиметрия и защита от ионизирующих излучений. Часть I. Основы дозиметрии ионизирующих излучений и радиационной безопасности / В.В. Ткаченко, В.А. Кутьков, В.П. Романцов и др. – Обнинск : ИАТЭ НИЯУ МИФИ, 2015. – 144 с.
20. Chilton A.B. Principles of Radiation Shielding / A.B. Chilton, J.K. Shultis, R.E. Faw. – Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey, 1984.
21. ICRP Publication 38. Radionuclide Transformations – Energy and Intensity of Emissions. – Pergamon Press, 1983.– Режим доступа: <http://www.icrp.org/publication.asp?id=ICRP%20Publication%2038>
22. Landolt-Börnstein. Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology. New Series. Radiological Protection. – Springer, 2005. – V. 4. – Режим доступа: <http://www.springer.com/gp/book/9783540202073>
23. Martin J.E. Physics for Radiation Protection: A Handbook. – Second Edition. – 2006. – Режим доступа: <http://onlinelibrary.wiley.com/book/10.1002/9783527618798>
24. Radionuclide Decay Data. – Режим доступа: <https://hps.org/publicinformation/radardecaydata.cfm>

## ЛЕКЦИЯ 3

### КЛАССИФИКАЦИЯ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЗАЩИТ

#### 3.1. Классификация источников излучения

**Источник ионизирующего излучения** – это объект, содержащий радиоактивный материал, или техническое устройство, испускающее ионизирующее излучение. Современные ядерно-технические установки представляют собой сложные источники излучения. Например, источниками излучения действующего ядерного реактора кроме активной зоны являются: система охлаждения, конструкционные материалы, оборудование, защита. Поле излучения реальных сложных источников обычно представляется как суперпозиция полей излучения отдельных элементарных источников. Для расчета защиты необходимо знать следующие характеристики источника:

- вид излучения: фотоны, нейтроны, электроны, протоны, альфа-частицы, бета-частицы и др.;
- геометрию источника, под которой понимаются его форма и размеры. По этому признаку источники делятся на **точечные** и **протяженные**, а протяженные в свою очередь делятся на **линейные**, **поверхностные** и **объемные**. Точечным можно считать источник, максимальные размеры которого много меньше расстояния от него до детектора и длины свободного пробега излучения в материале источника. Ослаблением излучения в таком источнике пренебрегают. Поперечные размеры линейных источников должны быть много меньше расстояния до детектора и длины свободного пробега частиц в материале источника. Поверхностные источники – это такие, которые имеют толщину много меньше, чем расстояние до детектора и длины свободного пробега частиц в материале источника;
- мощность источника и ее распределение по протяженному источнику;
- энергетическое распределение (*спектр*) источника: *моноэнергетический, дискретный, непрерывный*;
- угловое распределение излучения источника.

Наиболее подробная информация об источнике задается дифференциальной по углам и энергии плотностью распределения источника в момент  $t$  –  $S(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$ :

$$S(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) = \lim_{\Delta \rightarrow 0} \frac{N(\vec{\Omega} \in \Delta\Omega, E \in \Delta E, \vec{r} \in \Delta V, \text{ за } \Delta t)}{\Delta\Omega \Delta E \Delta V \Delta t},$$

где  $N(\dots)$  – число частиц, испущенных источником. Таким образом, плотность источника  $S(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t)$  представляет собой число частиц с энергией  $E$  из единичного энергетического интервала, движущихся в направлении  $\vec{\Omega}$  в единичном телесном угле из единицы объема пространства (длины, площади поверхности), с центром в точке  $\vec{r}$  в единицу времени.



Часто один или более фазовых параметров источника имеют определенное значение. В этом случае плотность распределения источника по этому параметру можно описать с помощью дельта-функции.

**Моноэнергетический источник**

$$S(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) = \delta(E - E_0) S_E(\vec{r}, \vec{\Omega}, t), \quad (3.1)$$

где  $S_E$  определяет пространственное, угловое и временное распределение источника.

**Мононаправленный источник**

$$S(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) = \delta(\vec{\Omega} - \vec{\Omega}_0) S_\Omega(\vec{r}, E, t), \quad (3.2)$$

здесь  $S_\Omega$  определяет пространственное, энергетическое и временное распределение источника.

**Точечный источник**

$$S(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) = \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) S_r(\vec{\Omega}, E, t). \quad (3.3)$$

**Мгновенный источник**

$$S(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) = \delta(t - t_0) S_t(\vec{r}, \vec{\Omega}, E). \quad (3.4)$$

Интегрирование  $S_E$ ,  $S_\Omega$ ,  $S_r$  и  $S_t$  по соответствующим переменным дает число частиц, испущенных источником. Если все фазовые параметры источника имеют определенные значения, то тогда это **дельта-источник**

$$S(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) = \delta(t - t_0) \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) \delta(\vec{\Omega} - \vec{\Omega}_0) \delta(E - E_0) S_0, \quad (3.5)$$

где  $S_0$  дает число частиц, испущенных источником.

На практике часто встречаются источники, плотности которых не зависят от координат в занятой ими области – **однородные источники**  $S(\vec{\Omega}, E, t)$ , направления – **изотропные источники**  $S(\vec{r}, E, t)$ , или времени – **стационарные источники**  $S(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$ .

Если угловое распределение излучения источника имеет ось симметрии и не зависит от азимутального угла  $\varphi$  (равномерное по  $\varphi$ ), то угловая плотность источника задается обычно как зависимость от угла  $\vartheta$  между направлением движения частиц из источника и осью симметрии:

$$S(\vartheta) = S_0 f(\vartheta), \quad (3.6)$$

где  $S(\vartheta)$  – число частиц, испускаемых источником в единицу времени в единичный телесный угол под углом  $\vartheta$  относительно оси с единицы объема (длины, поверхности);  $f(\vartheta)$  – плотность распределения;  $S_0$  – нормировочная константа (число испущенных частиц).

$$\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} f(\vartheta) \sin \vartheta d\vartheta = 1; \quad \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} S(\vartheta) \sin \vartheta d\vartheta = S_0.$$

Наиболее часто рассматриваются следующие угловые распределения источников:

$$\text{мононаправленное} \quad S(\vartheta) = S_0 \frac{1}{2\pi} \delta(\cos \vartheta - 1);$$

$$\text{изотропное во все пространство} \quad S(\vartheta) = S_0 / 4\pi;$$

$$\text{изотропное в полупространство} \quad S(\vartheta) = S_0 / 2\pi \quad (\text{например, отраженное от поглотителя излучение});$$

$$\text{косинусоидальное} \quad S(\vartheta) = S_0 \cos \vartheta / \pi.$$

На практике встречается большое множество других видов угловых распределений и часто их можно представить в виде комбинаций изотропных и косинусоидальных угловых распределений.

Таким образом, для правильного задания источника необходимо указывать все его характеристики. Например, для линейного источника должно быть задано: линейный, длиной  $L$  (м), равномерный (по  $L$ ), изотропный (по  $\vec{\Omega}$ ), моноэнергетический источник фотонного излучения (вид излучения) с энергией  $E_0$  (МэВ) и выходом  $S_L$  (1/м·с) частиц с единицы длины в единицу времени.

### 3.2. Классификация защит

**Защитой** являются те материалы, которые располагаются между источником излучения и зоной размещения персонала или оборудования для ослабления потока ионизирующего излучения. Защита от ионизирующего излучения должна обеспечивать:

- 1) допустимый уровень облучения обслуживающего персонала. Такую защиту называют **биологической**, и она должна сопровождать все излучающие установки, поле излучения которых превышает допустимые уровни;
- 2) допустимый уровень радиационных повреждений конструкционных материалов и оборудования. Превышение этого уровня может приводить, например, к изменению прочностных характеристик конструкционных материалов, разрушению органических соединений, радиолизу воды и т. д. Такую защиту называют **радиационной**;
- 3) допустимый уровень радиационного энерговыделения и температурного распределения в конструкционных и защитных материалах. Такую защиту называют **тепловой**.

Радиационную и тепловую защиту конструкционно часто совмещают. Они необходимы только для мощных источников излучения, например ядерные реакторы, сильноточные ускорители. При работе с изотопными источниками, ускорителями на небольшие токи, рентгеновскими аппаратами необходимости в радиационной и тепловой защите не возникает.

Защиты делятся на следующие типы:

- **сплошная защита** – целиком окружает источник излучения;
- **раздельная защита** – это защита, когда наиболее мощные источники излучения окружает первичная защита (например, защита активной зоны ядерного реактора), а между первичной и вторичной защитой имеются источники излучения (например, система теплоносителя реактора);
- **теньевая защита** – устанавливается между источником излучения и защищаемой областью. Размеры защитной области ограничиваются «тенью, отбрасываемой защитой». Часто такая защита используется, когда есть ограничения на ее массу и размеры;
- **частичная защита** – это ослабленная защита для областей ограниченного доступа персонала. Например, на судне с реактором в качестве энергетической установки частичная защита может осуществляться в направлении дна судна.

По компоновке защита подразделяется на **гомогенную** – состоит из одного вещества (слоя), и **гетерогенную** – состоит из различных веществ (слоев). По форме внешней поверхности все защиты можно разделить на **плоские**, **сферические** и **цилиндрические**.

Типы геометрии защит приведены на рис. 3.1–3.4.

**Бесконечная.** Источник ( $S$ ) и детектор ( $D$ ) находятся в защитной среде (рис. 3.1).

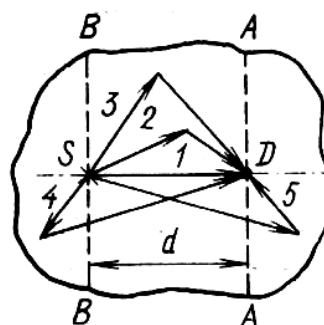


Рис. 3.1. Пример бесконечной защиты

**Полубесконечная.** Здесь возможны два случая: источник в среде, а детектор на границе среды (рис. 3.2, а) или наоборот (рис. 3.2, б).

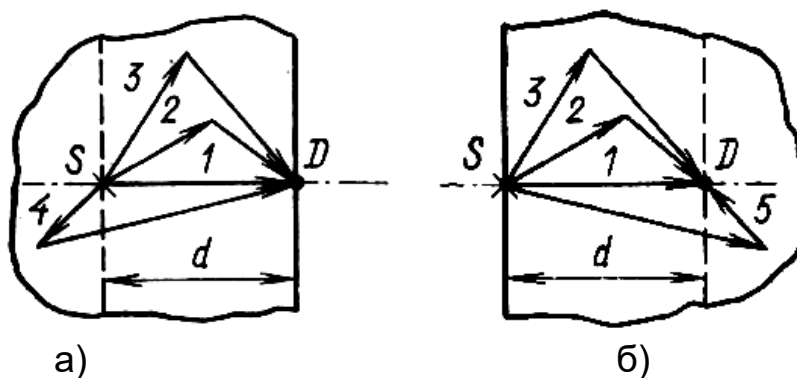


Рис. 3.2. Примеры полубесконечной геометрии защиты

**Барьерная** геометрия – источник и детектор находятся на границах среды, которая имеет бесконечный размер по одной координате (рис. 3.3); **ограниченная** – среда имеет небольшие размеры по всем координатам (рис. 3.4).

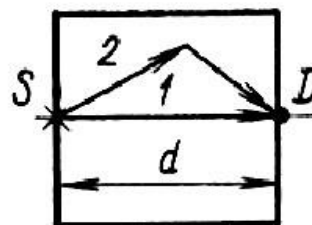
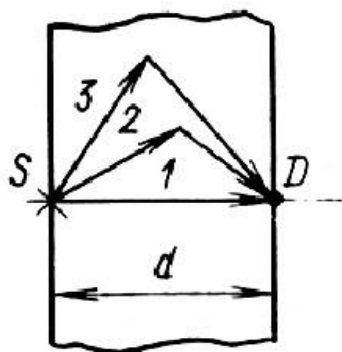


Рис. 3.3. Пример барьерной защиты

Рис. 3.4. Пример ограниченной защиты

На рис. 3.1–3.4 стрелки и цифры указывают траектории нерассеянных (1) и рассеянных (2–5) в среде частиц.

Критерий бесконечности защиты можно сформулировать следующим образом: если любое окружение выделенной защитной среды дополнительным материалом не меняет показаний детектора, то такая среда является бесконечной. То есть практически равна нулю вероятность регистрации частиц, рассеянных за пределами выделенной среды.

Геометрия защиты при постоянном расстоянии ( $d$ ) между источником и детектором (и постоянной массе вещества между ними) влияет только на рассеянное излучение. Для бесконечной геометрии защиты регистрируется наибольшее количество рассеянного излучения. При переходе к другим геометриям регистрируется меньшее число рассеянных частиц: в полубесконечной геометрии не регистрируются траектории 4 или 5, в барьерной – также траектории 4 и 5, в ограниченной – 3, 4 и 5. Таким образом, в ограниченной геометрии регистрируется минимальное количество рассеянного излучения.

*Расчет нерассеянного излучения не вызывает трудностей. Основная трудность решения задач физики защиты – расчет поля рассеянного излучения.*

### 3.3. Особенности ослабления пучков излучения

Распространяясь в веществе, излучение взаимодействует с атомами среды. В этих взаимодействиях энергия излучения передается веществу. Заряженные частицы передают энергию в процессе многих столкновений с атомными электронами, и основной процесс передачи энергии веществу от заряженных частиц – возбуждение и ионизация атомов. Чем больше энергия частицы и ее масса, тем меньше отклоняется она от своего первоначального направления. Чем больше масса заряженной частицы, тем до больших энергий основным процессом потерь энергии являются возбуждение и ионизация атомов. При распространении частиц такой энергии в веществе их число с увеличением глубины уменьшается.

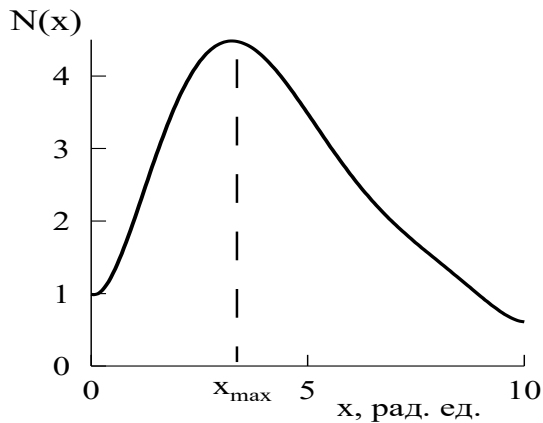


Рис. 3.5. Среднее число каскадных электронов с энергиями более 10 эВ в Pb от первичного электрона с энергией 1000 МэВ

процессов возникают электроны, которые опять рожают фотоны тормозного излучения и т. д. Таким образом в веществе образуется *электрон-фотонный ливень (каскад)*.

На рис. 3.5 приведена типичная кривая (*каскадная кривая*), соответствующая распространению электронов большой энергии в бесконечной геометрии. При рождении электрон-фотонного каскада энергия одной первичной частицы перераспределяется между десятками (сотнями) вторичных частиц и их число сначала увеличивается. Это соответствует *развитию каскада* – расстояние до  $X_{\max}$  на рис. 3.5. Но в силу закона сохранения энергии средняя энергия частиц каскада постепенно уменьшается и все большее число электронов попадает в область энергий меньше *критической энергии* [1], где радиационные потери энергии меньше потерь на ионизацию и возбуждение атомов. Энергии фотонов также постепенно уменьшаются и становятся меньше  $2m_e c^2$ , прекращается процесс образования электрон-позитронных пар. Число частиц в каскаде начинает уменьшаться – *каскад затухает* (расстояния более  $X_{\max}$  – на рис. 3.5).

На рис. 3.6 приведен *коэффициент пропускания по числу частиц* для электронов – типичная кривая, характеризующая прохождение через барьер различной толщины электронов небольшой энергии. При такой энергии электрон-фотонный каскад не образуется.

Релятивистские электроны и позитроны значительную часть своей энергии теряют на излучение. Поэтому при прохождении через вещество электронов и позитронов с энергиями более 10 МэВ только малая доля их энергии поглощается, а основная превращается в фотоны большой энергии. Вторичные фотоны, в свою очередь, либо образуют электронно-позитронные пары, либо претерпевают комптоновское рассеяние. В результате обоих этих

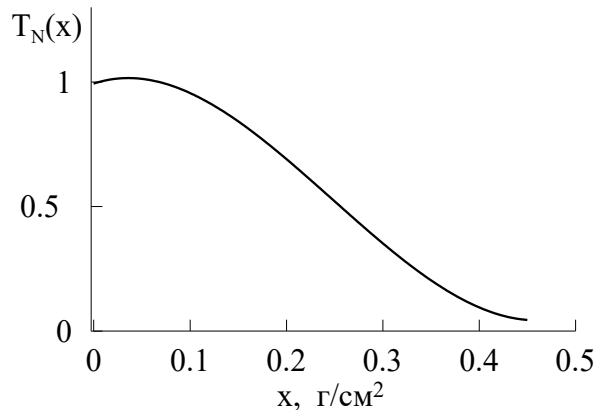


Рис. 3.6. Коэффициент пропускания электронов с начальной энергией 1 МэВ в Al

На рис. 3.5 толщина поглотителя выражена в *радиационных единицах* длины  $X_0$ .

$$X_0 \approx \frac{716A}{Z(Z+1)\ln(287/\sqrt{Z})} \left( \frac{\text{г}}{\text{см}^2} \right), \quad (3.7)$$

где  $Z$  – заряд ядер атомов вещества. На одной радиационной единице длины энергия высокоэнергетического (ультрарелятивистского) электрона за счет радиационных потерь энергии уменьшается примерно в  $e$  раз.

При столкновениях заряженных частиц с атомами энергия передается преимущественно очень маленькими порциями (дифференциальное по энергии сечение  $\sim 1/Q^2$ , где  $Q$  – переданная энергия в столкновении) и частицы отклоняются от первоначального направления в основном на очень маленький угол (дифференциальное по углу сечение упругого рассеяния  $\sim 1/\sin^4 \vartheta/2$ , где  $\vartheta$  – угол рассеяния [1]). Поэтому потерянная энергия локализована главным образом вблизи траектории первичной частицы.

Для фотонов и нейтронов имеет место другая ситуация. При их столкновениях с атомами (ядрами) в среднем происходят гораздо большие потери энергии и изменения направления движения, чем у заряженных частиц, причем число столкновений на единице пути много меньше. Поэтому для фотонов и нейтронов потерянная энергия распределяется в гораздо большем объеме по сравнению с заряженными частицами.

Число фотонов и нейтронов в моноэнергетическом, мононаправленном пучке уменьшается с толщиной поглотителя  $x$  по экспоненциальному закону (*закон ослабления нерассеянного излучения*):

$$N(x) = N_0 e^{-\Sigma x}, \quad (3.8)$$

где  $\Sigma$  – *полное макроскопическое сечение (линейный коэффициент ослабления* – для фотонов). Размерность  $\Sigma$  в СИ – 1/м, но чаще используется размерность 1/см. Наряду с линейным коэффициентом ослабления  $\Sigma$  часто используют *массовый коэффициент ослабления*  $\mu$  (см<sup>2</sup>/г):

$$\mu = \Sigma / \rho.$$

Величина  $1/\Sigma$  ( $1/\mu$ ) имеет размерность длины – см (г/см<sup>2</sup>) и называется *длиной свободного пробега* – это средний путь, который частица с данной энергией проходит между взаимодействиями. На расстоянии одной длины свободного пробега число частиц *нерассеянного (коллимированного)* пучка фотонов (нейтронов) уменьшается в  $e$  раз.

Макроскопическое сечение  $\Sigma$  определяет среднее число столкновений частицы на единице длины пути. Оно связано с *полным микроскопическим сечением*  $\sigma$  соотношением

$$\Sigma = n_0 \sigma, \quad (3.9)$$

где  $n_0$  – концентрация атомов (ядер) вещества (1/см<sup>3</sup>):

$$n_0 = \rho N_A / A, \quad (3.10)$$

где  $\rho$  – плотность вещества ( $\text{г/см}^3$ ),  $N_A$  – число Авогадро ( $6,022 \cdot 10^{23}$  моль $^{-1}$ ),  $A$  – атомный вес. Единица измерения  $\sigma$  в СИ –  $\text{м}^2$ , внесистемная единица – барн (б),  $1 \text{ б} = 10^{-28} \text{ м}^2$  ( $10^{-24} \text{ см}^2$ ).

Полное микроскопическое сечение  $\sigma$  равняется сумме парциальных сечений, соответствующих различным процессам *упругого и неупругого* взаимодействия частицы. Часто все процессы взаимодействия делят на две группы – *рассеяние* ( $\sigma_s$ ) и *поглощение* ( $\sigma_a$ ), тогда  $\sigma = \sigma_s + \sigma_a$ . В свою очередь процессы рассеяния частицы можно разделить на упругие ( $\sigma_{el}$ ) и неупругие ( $\sigma_{in}$ ), т. е.  $\sigma_s = \sigma_{el} + \sigma_{in}$ .

Зависимость (3.8) предполагает, что при каждом взаимодействии в веществе частица выбывает из пучка, поэтому эта зависимость характеризует ослабление *узкого пучка* частиц (*коллимированного пучка*, или *пучка с хорошей геометрией*). В такой геометрии детектор регистрирует практически только нерассеянное излучение, имеющее ту же энергию, что и у источника.

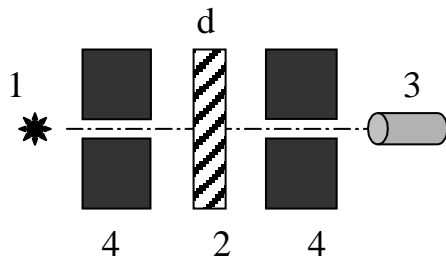


Рис. 3.7. Геометрия эксперимента по определению коэффициента ослабления:

1 – источник, 2 – слой вещества, 3 – детектор, 4 – коллиматор

периментально, используя коллимированный, моноэнергетический пучок частиц и коллимированный детектор. Схема геометрии такого эксперимента показана на рис. 3.7. Изменяя толщину вещества  $d$ , регистрируют число частиц, попавших в детектор, и затем из выражения (3.8) находят величину полного сечения.

При расчете сечения для сложных веществ используют правило аддитивности в соответствии с весовой долей каждого элемента, входящего в состав вещества:

$$\mu = \sum_i w_i \mu_i, \quad (3.11)$$

где  $w_i$  – весовая доля  $i$ -го элемента в веществе с коэффициентом ослабления  $\mu_i$ .

Для характеристики ослабления узкого моноэнергетического пучка частиц иногда используют понятия *слой половинного ослабления* и *слой десятикратного ослабления*, под которыми понимают такую толщину защиты,

которая ослабляет узкий пучок фотонов (нейтронов) в два (десять) раз. Будем использовать для этих слоев обозначения  $\Delta_{1/2}$  и  $\Delta_{1/10}$  соответственно. Значения этих слоев определяются следующими выражениями:

$$\Delta_{1/2} = \ln 2 / \Sigma, \quad \Delta_{1/10} = \ln 10 / \Sigma. \quad (3.12)$$

### Задание 3

#### Контрольные вопросы

1. Что такое источник ионизирующего излучения и чем он характеризуется?
2. На какие основные типы по геометрии можно разделить источники излучения?
3. Запишите плотности распределения моноэнергетического, мононаправленного, точечного и мгновенного источников.
4. Что такое защита? Какие функции выполняет защита? Перечислите типы и геометрии защит.
5. В чем заключаются особенности распространения высокоэнергетических и низкоэнергетических электронов и фотонов через вещество?
6. Каков физический смысл микроскопического ( $\sigma$ ) и макроскопического ( $\Sigma$ ) сечений взаимодействия? Как они связаны между собой?
7. Напишите закон ослабления узкого пучка фотонов. Что характеризует величина  $1/\Sigma$ ?

#### Задачи

1. Микроскопическое сечение взаимодействия фотонов с энергией 1 МэВ для свинца равно 23,4 б. Определить линейный и массовый коэффициенты ослабления фотонов, если плотность свинца равна 11,35 г/см<sup>3</sup> [6].
2. Рассчитать полное микроскопическое сечение взаимодействия гамма-излучения для этилового спирта C<sub>2</sub>H<sub>5</sub>OH, имеющего плотность 0,79 г/см<sup>3</sup>, для энергии 0,08 МэВ [7].
3. В бесконечной воздушной среде помещен точечный изотропный источник <sup>137</sup>Cs, испускающий 10<sup>9</sup> фотонов/с. Найти интенсивность излучения нерассеянных фотонов на расстоянии 100 м от источника [6].
4. Рассчитать линейный коэффициент ослабления для узкого моноэнергетического пучка фотонов в свинце, если известно, что свинцовая пластина толщиной 3,5 см ослабляет плотность потока нерассеянных фотонов в 10 раз. Определить радионуклид, который испускает это излучение.
5. Рассчитать слой половинного ослабления, массовый, атомный и электронный коэффициенты ослабления фотонов при прохождении через железо. Расчет провести для гамма-излучения <sup>60</sup>Co.
6. Экспериментальная зависимость  $\ln(I_0/I(d))$ , как функция толщины  $d$  защиты из железа для узкого пучка моноэнергетического источника фотонов, выражается прямой, наклоненной под углом 30° к оси абсцисс ( $d$ ). Какому изотопу можно приписать эту зависимость? [3]



7. Узкий пучок фотонов, содержащий в одинаковом количестве фотоны с энергиями 0,4 и 0,6 МэВ, падает нормально на свинцовую пластину толщиной 1 см. Найти отношение интенсивностей обеих компонент пучка перед и за пластиной.
8. Узкий пучок фотонов с числом фотонов  $10^6$  и энергией 50 кэВ падает на гетерогенный барьер из плоских слоев различных веществ: Al толщиной 5 мм, Fe толщиной 3 мм, Pb толщиной 1 мм. Определить число фотонов первичного пучка, испытавших взаимодействие в каждом из этих слоев.
9. Для работы с гамма-излучением  $^{137}\text{Cs}$  используется экран из Pb толщиной 10 мм. Какой толщины экран из Al обеспечит ту же величину ослабления без учета рассеянного излучения?
10. При работе с низкофоновым детектором его помещают в подземную камеру, но при этом необходимо защититься от гамма-излучения радионуклидов в земных породах. Это излучение имеет широкий диапазон энергий, но наибольшую энергию имеет гамма-излучение  $^{208}\text{Th}$  – 2,614 МэВ. Найти толщину воды для ослабления этого излучения в  $10^6$  раз.

### Список литературы

1. Беспалов В.И. Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом : учебное пособие / В.И. Беспалов. – 5-е изд., доп. – Томск : Изд-во Томского политехнического университета, 2014. – 427 с.
2. Гусев Н.Г. Защита от ионизирующих излучений. В 2 томах. Том 1. Физические основы защиты от излучений: учебник для вузов / Н.Г. Гусев, В.А. Климанов, В.П. Машкович и др. – 3-е изд. – Москва : Энергоатомиздат, 1989. – 512 с.
3. Иванов В.И. Сборник задач по дозиметрии и защите от ионизирующих излучений / В.И. Иванов, В.А. Климанов, В.П. Машкович. – 4-е изд., перераб. и доп. – Москва : Энергоатомиздат, 1992. – 256 с.
4. Кольчужкин А.М. Введение в теорию столкновений / А.М. Кольчужкин В.В. Учайкин. – Томск : Изд-во Том. гос. ун-та, 1979. – 256 с.
5. Машкович В.П. Защита от ионизирующих излучений : справочник / В.П. Машкович, А.В. Кудрявцева. – 4-е изд., перераб. и доп. – Москва : Энергоатомиздат, 1995. – 496 с.
6. Машкович В.П. Основы радиационной безопасности : учебное пособие / В.П. Машкович, А.М. Панченко. – Москва : Энергоатомиздат, 1990. – 172 с.
7. Сборник задач по теории переноса, дозиметрии и защите от ионизирующих излучений: учебное пособие / А.А. Званцев, В.А. Климанов, А.И. Ксенофонтов и др.; под ред. В.А. Климанова. – Москва : НИЯУ МИФИ, 2011. – 196 с.
8. Martin J.E. Physics for Radiation Protection: A Handbook. – Second Edition. – 2006. – Режим доступа: <http://onlinelibrary.wiley.com/book/10.1002/9783527618798>

## ЛЕКЦИЯ 4

# ФОНОВОЕ ОБЛУЧЕНИЕ. НОРМЫ РАДИАЦИОННОЙ БЕЗОПАСНОСТИ. НОРМИРУЕМЫЕ И ОПЕРАЦИОННЫЕ ДОЗИМЕТРИЧЕСКИЕ ВЕЛИЧИНЫ

### 4.1. Уровни фонового облучения человека

Фоновое облучение человека создается космическим излучением, а также естественными и искусственными радионуклидами, находящимися в окружающей среде и теле человека. Фон от естественных источников, в свою очередь, имеет две составляющие: естественный фон и техногенный радиационный фон от естественных радионуклидов.

**Естественный фон** обусловлен внешним и внутренним облучением и состоит из следующих компонент:

- космическое излучение – внешнее облучение;
- естественное излучение радиоактивных веществ в воздухе и почве – внешнее облучение;
- естественное излучение от радиоактивных веществ в организме человека, которые попадают туда с воздухом и пищей, – внутреннее облучение.

Основные компоненты фонового облучения представлены на рис. 4.1.

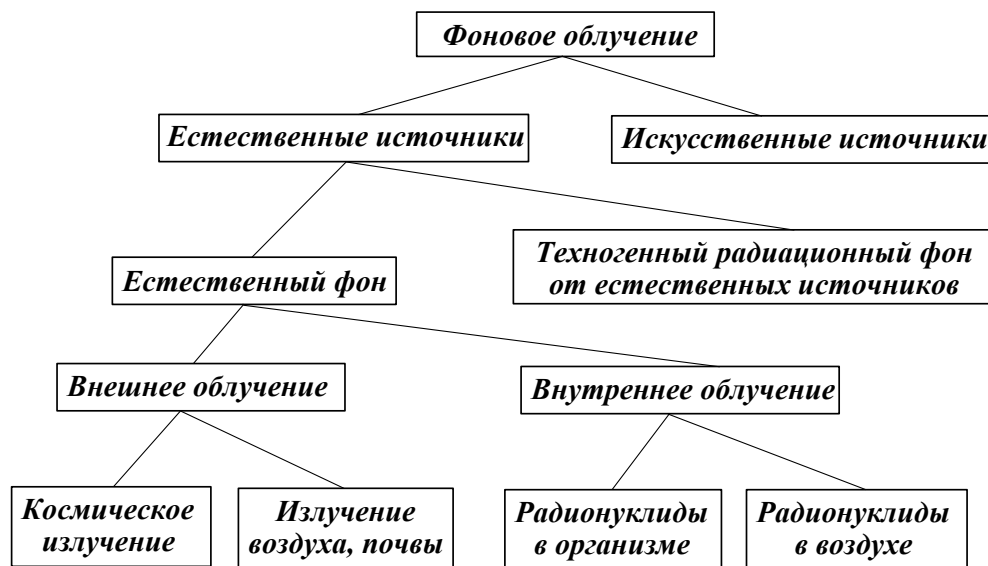


Рис. 4.1. Схема основных составляющих фонового облучения

Естественный радиационный фон есть неотъемлемый фактор окружающей среды, оказывающий существенное воздействие на жизнедеятельность человека. Доза от естественного фона зависит от местности, высоты над уровнем моря, количества и вида радионуклидов в почве, от их количества, которое поступает в организм человека с воздухом, водой и пищей. Уровни естественного фонового облучения являются основой для сравнения с облучением от техногенных источников. Фоновое естественное облучение необходимо знать, например, для того, чтобы в районе размещения крупной ядерно-

технической установки (например, АЭС) можно было отделить долю искусственной радиации (радиоактивные отходы и выбросы) от естественного фона.

Излучение от естественных источников радиации вносит большой вклад в коллективную дозу населения земного шара. При этом по НРБ-99/2009 принимается, что облучение в коллективной эффективной дозе в 1 чел-Зв приводит к потере 1 чел-года жизни населения. Рассмотрим отдельные компоненты естественной радиации.

#### **4.1.1. Доза от внешнего космического излучения**

Компонентами космического излучения являются галактическое и солнечное излучение. Ввиду низкой энергии солнечное излучение почти полностью поглощается атмосферой Земли и на уровне моря его вклад невелик. Первичное космическое излучение (галактическое) состоит примерно на 92 % из протонов, на 6 % из альфа-частиц, а в остальном из ядер легких и средних элементов. Энергии этих частиц находятся в диапазоне от  $10^2$  до  $10^{14}$  МэВ. Величина плотности потока космических частиц на границе атмосферы Земли равна примерно 1 частица/(см<sup>2</sup>·с). Подавляющая часть первичных частиц поглощается в атмосфере или превращается в результате различных взаимодействий во вторичное излучение: фотоны, электроны, мюоны, нейтроны и др.

Основная часть ионизирующей компоненты у поверхности Земли – вторичные электроны, образующиеся при взаимодействии с воздухом и распаде мюонов. На уровне моря в среднем в воздухе образуется 2,1 пар ионов/см<sup>3</sup> в 1 с, что соответствует следующим значениям эффективной дозы и ее мощности:

$$\dot{E} \approx 0,033 \text{ мкЗв/ч}, \quad E \approx 0,28 \text{ мЗв в год}.$$

Поверхности Земли достигают также нейтроны, при этом их плотность потока зависит от геомагнитной широты. От нейтронов эффективная доза за год составляет около 0,1 мЗв. В среднем эффективная доза от космического излучения примерно 0,4 мЗв в год (принимается одинаковой для всех регионов страны [12]), что составляет примерно 12 % полной эффективной дозы от естественных источников излучения.

Солнечные космические лучи проявляют себя эпизодически после крупных хромосферных вспышек в период большой активности Солнца. Поэтому внешнее космическое излучение изменяется не только с геомагнитной широтой, но и с солнечной активностью. Оно значительно возрастает также с увеличением высоты над уровнем моря. При этом доза космического излучения не ограничивает производственную нагрузку экипажей самолетов до 10...12 км.

#### **4.1.2. Доза от внешнего фотонного излучения почвы**

Радиоактивное излучение почвы обусловлено распадом радиоактивных элементов, находящихся в ней (около 60 естественных радионуклидов). В земной коре содержатся долгоживущие гамма-излучающие радионуклиды, например  $^{40}\text{K}$   $T_{1/2} = 1,28 \cdot 10^9$  лет,  $^{87}\text{Rb}$   $T_{1/2} = 4,7 \cdot 10^{10}$  лет,  $^{238}\text{U}$

$T_{1/2} = 4,47 \cdot 10^9$  лет,  $^{232}\text{Th}$   $T_{1/2} = 1,41 \cdot 10^{10}$  лет и др. (рис. 4.2). Радионуклиды, имеющие период полураспада менее  $10^8$  лет, к настоящему времени распались.



Рис. 4.2. Радионуклиды в почве

Радионуклиды  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  являются родоначальниками радиоактивных нуклидов с меньшими периодами полураспада, которые в основном и определяют внешнее фотонное излучение почвы. Это прежде всего  $^{222}\text{Rn}$  в урановом семействе и  $^{220}\text{Rn}$  в ториевом семействе. В табл. 4.1 приведены характеристики основных естественных источников радиации почвы, при этом предполагается, что  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  находятся в равновесии с их дочерними продуктами.

Таблица 4.1

Средняя удельная активность естественных радиоактивных веществ в почве и эффективная доза на ее поверхности

Элемент или родоначальник семейства	$E_\gamma$ , МэВ/распад	$A_m$ , Бк/кг	$E$ , мЗв в год
$^{40}\text{K}$	0,16	370	0,12
$^{238}\text{U}$	1,60	25	0,10
$^{232}\text{Th}$	2,60	25	0,16

В среднем для населения Земли вклад в эффективную дозу от внешнего фотонного излучения почвы равен примерно 0,38 мЗв в год. Основной вклад вносят радионуклиды, содержащиеся в верхнем 30-сантиметровом слое почвы (рис. 4.2).

#### 4.1.3. Доза от внешнего фотонного излучения воздуха

Дозу в воздухе в основном определяет фотонное излучение продуктов распада  $^{222}\text{Rn}$ , удельная активность которого в воздухе примерно 4,6 Бк/кг. Средняя энергия фотонов – 1,6 МэВ/распад, а эффективная доза равна примерно 0,018 мЗв в год. При этом удельная активность радона и доза от него существенно зависят от места нахождения – открытый воздух или в помещении. В непроветриваемом помещении радиационный фон может быть заметно выше.

В среднем в районах с нормальным фоном доза от внешнего облучения (космическое, почва, воздух) равна примерно 0,8 мЗв в год.

#### 4.1.4. Доза внутреннего облучения от космогенных радионуклидов

Под действием первичных и вторичных космических излучений в атмосфере образуются *космогенные радионуклиды*, такие как  $^3\text{H}$  ( $T_{1/2} = 12,3$  года),  $^7\text{Be}$  ( $T_{1/2} = 53,3$  суток),  $^{14}\text{C}$  ( $T_{1/2} = 5730$  лет),  $^{22}\text{Na}$  ( $T_{1/2} = 2,6$  года). Внутреннее облучение от космогенных радионуклидов формируется за счет вдыхания с воздухом, а также за счет их накопления в воде и растительности и поступления в организм с пищей. Суммарный вклад космогенных радионуклидов воздуха в годовую эффективную дозу составляет около 0,015 мЗв.

#### 4.1.5. Доза внутреннего облучения от радионуклидов земного происхождения

Внутри организма с водой и пищей попадают, например, такие радионуклиды, как  $^{40}\text{K}$ ,  $^{87}\text{Rb}$ ,  $^{210}\text{Po}$ ,  $^{226}\text{Ra}$ . Средняя концентрация естественного калия в теле взрослого человека достигает примерно 2 г/кг. Доля радиоактивного  $^{40}\text{K}$  в естественном составляет примерно 0,0118 %, что соответствует удельной активности около 60 Бк/кг. Годовая эффективная доза от  $^{40}\text{K}$  составляет примерно 0,17 мЗв.

В районах с нормальным фоном годовая эффективная доза внутреннего облучения от радионуклидов уранового ряда равна примерно 1,14 мЗв, а от радионуклидов ториевого ряда – 0,18 мЗв. Доза внутреннего облучения от всех радионуклидов равна примерно 1,6 мЗв в год.

В целом усредненные значения облучения от естественных источников ионизирующего излучения следующие [5]:

- внешнее облучение ~ 0,8 мЗв в год;
- внутреннее облучение ~ 1,6 мЗв в год;
- всего ~ 2,4 мЗв в год.

*Основная доля в структуре облучения населения приходится на внутреннее облучение за счет ингаляции изотопов радона  $^{222}\text{Rn}$  и  $^{220}\text{Rn}$  с их короткоживущими радиоактивными продуктами распада, которые содержатся в воздухе жилых и общественных зданий, в производственных помещениях, а также в приземном слое атмосферы на территории населенных пунктов [12].*

#### 4.1.6. Техногенный радиационный фон

Под термином *техногенный радиационный фон* понимается доза облучения, обусловленная естественными радионуклидами, содержащимися в строительных материалах, каменном угле, золе, фосфатных рудах, в удобрениях, в добываемых нефти и газе. Этот радиационный фон обусловлен промышленной деятельностью человека и сильно зависит от местности и от особенностей применяемых технологий. Например, в угольной золе содержатся радионуклиды  $^{40}\text{K}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{226}\text{Ra}$ ,  $^{210}\text{Pb}$ ,  $^{210}\text{Po}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{228}\text{Th}$  с общей удельной активностью в среднем 3650 Бк/кг. В целом от этих источников излучения эффективная доза составляет примерно 1 мЗв в год, а основная составляющая – фон от строительных материалов.

Например, в Швеции был измерен фон излучения почти в тысяче квартир (677 домов из 13 городов), построенных из различных материалов: деревянные, кирпичные, бетонные и каменные. Все они были построены до 1946 г., то есть до начала крупных испытаний атомного оружия. Результаты измерений показали, что в деревянных строениях фоновые облучения человека примерно в два раза ниже, чем на открытой местности, в кирпичных – примерно такие же, бетонных – в два, а в гранитных примерно в четыре раза выше, чем на открытой местности.

#### **4.1.7. Радиационный фон от искусственных источников**

Наряду с естественными источниками излучения важную роль в формировании фонового облучения играют искусственные источники, связанные с научно-техническим прогрессом. Это облучение персонала и населения в медицине при рентгено- и радиодиагностике, лучевой терапии и при фармакологическом использовании радионуклидов. Это фоновое излучение от всего цикла атомной индустрии вместе с АЭС, облучение от испытаний ядерного оружия и т. п.

Наибольший вклад среди источников искусственного фона принадлежит рентгенодиагностическому облучению в медицине. НРБ-99/2009 ограничивают годовую эффективную дозу от профилактического медицинского облучения величиной 1 мЗв.

Наибольший вклад в коллективную дозу медицинского облучения дают рентгенография, компьютерная томография и рентгеноскопия. В отличие от развитых зарубежных стран в Российской Федерации в последние годы *наблюдается снижение уровня медицинского облучения*. Например, в 2013 г. годовая эффективная доза на душу населения составила всего 0,45 мЗв (0,87 мЗв в 2004 г.), что в 3,5 раза ниже, чем в других экономически развитых странах. Это происходит в связи со значительной модернизацией аппаратной базы лучевой диагностики и терапии, хотя оснащение современной аппаратурой еще отстает от других стран с развитым здравоохранением (М.И. Балонов и др. Современные уровни медицинского облучения в России. Радиационная гигиена. 2015. Т. 8. № 3. С. 67–79; Барышков Н.К и др. Дозы облучения населения Российской Федерации в 2010 году: Информационный сборник. – Санкт-Петербургский НИИ радиационной гигиены, 2011).

В среднем годовые эффективные индивидуальные дозы составляющих фонового облучения для Российской Федерации примерно следующие:

- ~ 2,4 мЗв – от естественного фона;
- ~ 1,1 мЗв – от техногенного радиационного фона;
- ~ 0,5 мЗв – от искусственных источников.

Таким образом, средняя для населения Российской Федерации величина индивидуальной годовой эффективной дозы от всех источников фонового облучения составляет примерно 4 мЗв. Эта величина в зависимости от местности и от используемых источников излучения изменяется в широком интервале – примерно от 3 до 10 мЗв.

*Что касается дозы облучения от нормально работающих объектов атомной энергетики, то ее вклад в суммарную дозу составляет в среднем для Российской Федерации менее 0,005 %. С учетом выбросов радиоактивных и химических компонентов проживание вблизи угольной ТЭС мощностью 1000 МВт в сотни раз более опасно, чем проживание вблизи АЭС аналогичной мощности.*

## 4.2. Нормы радиационной безопасности

В Российской Федерации система регулирования радиационной безопасности основывается на федеральных законах:

- № 170-ФЗ «Об использовании атомной энергии», принят 21.11.1995 г. (последняя редакция с 30.12.2008 г.);
- № 3-ФЗ «О санитарно-эпидемиологическом благополучии населения», принят 30.03.1999 г. (последняя редакция с 04.07.2016 г.);
- № 3-ФЗ «О радиационной безопасности населения», принят 09.01.1996 г. (последняя редакция с 21.10.2011 г.);

а также на нормах и правилах обеспечения радиационной безопасности.

Документом, который в Российской Федерации устанавливает основные пределы доз, допустимые уровни и требования к обеспечению безопасности человека при различных условиях воздействия на него ионизирующего излучения искусственного или природного происхождения, являются Санитарные правила и нормы 2.6.1.2523-09 «**Нормы радиационной безопасности (НРБ-99/2009)**» [13], утверждены Постановлением Главного государственного санитарного врача Российской Федерации от 07.07.2009 г. и введены в действие на территории Российской Федерации с 01.09.2009 г. С этого момента утратили силу предыдущие нормы радиационной безопасности – НРБ-99.

Документом, который в Российской Федерации устанавливает требования по защите людей от вредного радиационного воздействия источников ионизирующего излучения на основе НРБ-99/2009, являются Санитарные правила и нормативы СП 2.6.1.2612-10 «**Основные санитарные правила обеспечения радиационной безопасности (ОСПОРБ-99/2010)**» [19], утверждены постановлением Главного государственного санитарного врача Российской Федерации 26.04.2010 г.

НРБ-99/2009 и ОСПОРБ-99/2010 – это основные документы, интерпретирующие и детализирующие требования перечисленных выше федеральных законов.

### 4.2.1. Основные определения

В соответствии с законом ослабления нерассеянного излучения число фотонов, нейтронов, интенсивность излучения, доза уменьшаются за защитой по экспоненциальному закону. И сколько бы мы не увеличивали толщину защиты, за ней всегда будет излучение. Так как же найти предельную (необходимую и достаточную) толщину защиты? Необходимая и достаточная толщина защиты рассчитывается в соответствии с максимальным уровнем облу-

чения, который устанавливают *допустимые уровни* – производные нормативы от *основных пределов доз*. Чтобы узнать, что это такое, рассмотрим сначала несколько понятий.

С любым видом деятельности человека связана определенная степень риска вредного воздействия, результатом которого может быть травма, заболевание и даже смерть. Для полной и объективной оценки преимуществ новой технологии необходимо учитывать появление дополнительных источников риска для общества в целом и для отдельных его членов и групп (например, при создании новой технологии с использованием источников ионизирующего излучения).

***За количественную меру индивидуального риска принят средний риск смерти в расчете на 1 человека в год.***

Не следует думать, что только профессиональная деятельность приводит к риску вредного воздействия. Например, уровень среднего риска смерти ( $R$ ) от несчастных случаев в быту, на транспорте, от болезней для мужчин в возрасте 30–34 лет  $R \approx 1 \cdot 10^{-3}$ ; курение  $R \approx 5 \cdot 10^{-4}$  (примерно 3,5 млн человек умирает на Земле в течение года от болезней, вызванных курением); при землетрясениях, наводнениях, ураганах и других стихийных бедствиях  $R \approx 1 \cdot 10^{-5}$  и т. д.

Анализ всех данных по риску смерти позволил сделать следующий вывод: ***приемлемый уровень профессионального риска смерти*** для современного человека в промышленно развитых странах находится в интервале  $(1 \dots 5) \cdot 10^{-4}$  на человека за год. Это значение равно риску смерти в безопасных условиях профессиональной деятельности или риску смерти от болезней для возраста 25...30 лет. Отметим, что риск является стохастической (случайной) величиной и характеризует вероятность проявления соответствующего неблагоприятного воздействия.

Перейдем теперь к ионизирующему излучению. При дозах, характерных для проведения радиационной защиты, возможны два вида эффектов лучевого поражения: *соматические* (телесные), возникающие в самом облученном организме, и *генетические* (наследственные), проявляющиеся у потомков в виде различных генетических заболеваний.

***Детерминированные (пороговые, соматические) эффекты*** – это те, которые проявляются непосредственно в органах и тканях облученного организма и являются клинически выявляемыми. Детерминированные эффекты сопровождаются гибелью большого числа соматических клеток (клеток органов и тканей) под действием больших доз излучения. Эти эффекты развиваются как в период лучевого поражения, так и на протяжении нескольких недель после облучения. К детерминированным эффектам относятся: головная боль, тошнота, рвота, диарея, острая и хроническая лучевая болезнь, локальные поражения органов и тканей (например, радиационный ожог, лучевая катаракта), аномалии и врожденные пороки развития новорожденных в результате облучения плода в эмбриональном периоде. Эти эффекты считаются нестохастическими (*детерминированными, пороговыми*). Их связь с до-



зой однозначна (детерминирована) и они проявляются начиная с некоторого порога (минимальной дозы). Ниже порогового значения соматические эффекты отсутствуют. Тяжесть проявления пороговых эффектов возрастает с увеличением дозы. Как правило, эти эффекты облучения возникают при дозах, намного превышающих допустимые уровни, развиваются в короткие сроки после облучения, и могут представлять серьезную опасность для здоровья человека. Основой для оценок риска от этих эффектов являются результаты изучения последствий аварийного облучения людей.

**Стохастические (генетические) эффекты** – это вредные биологические эффекты, вызванные ионизирующим излучением, не имеющие дозового порога возникновения и клинически не выявляемые. К таким эффектам относят онкологические заболевания (радиогенные раки) и наследуемые (генетические) заболевания. Стохастические эффекты облучения проявляются спустя много лет после облучения в виде возникновения различных злокачественных новообразований и в виде нарушения функционирования некоторых жизненно важных систем организма: сердечно-сосудистой, нервной, иммунной.

Основной предполагаемый механизм развития радиогенных раков – это изменение структур соматических клеток ответственных за хранение наследственной информации (мутации соматических клеток), вызванные ионизирующим излучением. В результате мутаций могут возникать клетки со свойствами, не характерными для данной ткани, например способные к неуправляемому делению.

Для стохастических эффектов связь с дозой носит вероятностный характер. Облучение вызывает увеличение вероятности возникновения таких заболеваний, которые случайно возникают даже при небольшом уровне облучения. Примером такого облучения является естественное фоновое облучение. Тяжесть проявления стохастических эффектов не зависит от дозы (или зависит незначительно), но вероятность возникновения возрастает с увеличением дозы. Мерой риска развития стохастических эффектов является эквивалентная доза в органе или ткани тела человека.

В соответствии с **линейной беспороговой гипотезой** зависимости риска стохастических эффектов от дозы, которая предложена Международной комиссией по радиологической защите (МКРЗ) в 1977 г., вероятность возникновения эффекта при обычных условиях облучения пропорциональна дозе излучения и связана с ней через линейные коэффициенты риска. НРБ-99/2009 определяют **риск радиационный** как *вероятность возникновения у человека или его потомства какого-либо вредного эффекта в результате облучения* и устанавливают для взрослого населения коэффициент риска злокачественных новообразований равным  $4,1 \cdot 10^{-2} \text{ Зв}^{-1}$ , а коэффициент риска наследственных эффектов равным  $0,1 \cdot 10^{-2} \text{ Зв}^{-1}$ .

Из многолетних исследований и наблюдений за последствиями облучения можно сделать следующие выводы [6, 7]:

- при равномерном внешнем облучении людей фотонами с поглощенными дозами более 4 Гр основными эффектами излучения, которые могут стать причиной преждевременной смерти, являются детерминированные эффекты излучения. Связь между их развитием у облученного человека и облучением однозначная;
- при облучении всего тела дозой 1...4 Гр преждевременная смерть может быть связана с развитием как детерминированных, так и стохастических эффектов излучения;
- при общем облучении людей дозами менее 1 Гр основными эффектами излучения, которые могут стать причиной преждевременной смерти, являются стохастические эффекты излучения (радиогенные раки);
- при общем облучении людей дозами менее 0,1 Гр причинно-следственная связь между смертью от рака и облучением не установлена (в данной области доз принята линейная беспороговая гипотеза).

**Цель радиационной защиты** – предупреждение вредных нестохастических (детерминированных) эффектов и ограничение вероятности появления стохастических эффектов до уровней, считающихся приемлемыми, т.е. до приемлемого уровня профессионального риска смерти  $R = (1...5) \cdot 10^{-4}$ .

Предупреждение детерминированных эффектов достигается установлением таких пределов доз, при которых не будет превзойдена пороговая доза даже после облучения в течение всей жизни или всей профессиональной деятельности человека. Ограничение стохастических эффектов достигается поддержанием всех оправданных видов облучения на таком низком уровне, который может быть разумно достигнут при учете всех экономических и социальных факторов и при неперемennom условии непревышения установленных пределов доз.

Основные пределы доз вводятся для достижения и сохранения необходимых условий радиационной безопасности при всех видах деятельности, где предполагается облучение человека.

В основе современной концепции нормирования радиационного облучения лежат два принципа:

- **Радиационно-гигиенический.** Нормы и меры радиационной безопасности, необходимые для защиты работающих с излучением и населения, должны быть также достаточными, чтобы одновременно защитить и все другие виды живых организмов.
- **Экологический.** Меры радиационной безопасности должны также сохранить биологические ресурсы планеты, генофонд живых организмов в биосфере Земли, обеспечить нормальное существование человека в среде его обитания.

Введем еще несколько определений. **Техногенный источник ионизирующего излучения** – источник ионизирующего излучения, специально созданный для его полезного применения или являющийся побочным продуктом этой деятельности (например, радиоактивные отходы).

**Критическая группа** – группа лиц из населения (не менее 10 человек), однородная по одному или нескольким признакам (полу, возрасту, социальным или профессиональным условиям, месту проживания), которая подвергается наибольшему радиационному воздействию по данному пути облучения от данного источника излучения.

**Доза эффективная коллективная (коллективная доза)** – мера коллективного риска возникновения стохастических эффектов облучения; равна сумме индивидуальных эффективных доз. Единица измерения – человеко-зиверт (чел.-Зв).

**Санитарно-защитная зона (СЗЗ)** – это территория вокруг радиационного объекта, за пределами которой уровень облучения населения за счет нормальной эксплуатации радиационного объекта не превышает установленную для него квоту. **Квота** – часть предела дозы, установленная для ограничения облучения населения от конкретного техногенного источника излучения и пути облучения (внешнее, поступление с водой пищей и воздухом). В СЗЗ уровень облучения людей в условиях нормальной эксплуатации источника может превысить установленный предел дозы облучения населения. В СЗЗ проводится постоянный радиационный контроль и вводится режим ограничений на хозяйственную деятельность в соответствии с законодательством Российской Федерации.

**Зона наблюдения (ЗН)** – это территория вокруг радиационного объекта за пределами СЗЗ, на которой проводится радиационный контроль. В ЗН возможно проживание населения, но при возникновении проектной радиационной аварии в ЗН может потребоваться проведение мероприятий по его защите.

Размеры СЗЗ и ЗН устанавливаются в каждом конкретном случае соответствующими органами. Размеры ЗН обычно в несколько раз больше СЗЗ. Например, СЗЗ АЭС имеет радиус 3...5 км вокруг площадки АЭС, а ЗН может простираться на 20...30 км от АЭС.

#### **4.2.2. Основные категории облучаемых лиц. Основные пределы доз.**

##### **Допустимые уровни**

В соответствии с НРБ-99/2009 устанавливаются следующие *категории облучаемых лиц*:

- **персонал** – лица, работающие с техногенными источниками ионизирующего излучения (*группа А*) или работающие на радиационном объекте или на территории его санитарно-защитной зоны и находящиеся в сфере воздействия техногенных источников (*группа Б*);
- **население** – все лица, включая персонал вне работы с источниками ионизирующего излучения.

Для категорий облучаемых лиц установлены два класса нормативов:

- **основные пределы доз (ПД)** – величины эффективной или эквивалентной дозы у человека, которые не должны быть превышены в ситуациях планируемого облучения;
- **допустимые уровни** (от одного вида излучения), являющиеся производными от основных пределов доз: пределы годового поступления,

допустимые среднегодовые объемные активности (ДОВА), допустимая мощность дозы (ДМД), допустимая плотность потока (ДПП) и др.

Для обеспечения условий, при которых радиационное воздействие будет ниже допустимого, администрация организации может дополнительно устанавливать **контрольные уровни** (дозы, активности, плотности потоков и др.). Их значения должны быть ниже допустимых уровней. Основные пределы доз приведены в табл. 4.2 (табл. 3.1 в НРБ-99/2009 [13]). Эти пределы являются максимальными значениями доз, которые могут быть разрешены регулирующими органами в какой-либо ситуации планируемого облучения.

Таблица 4.2

*Основные пределы доз*

Нормируемые величины	Пределы доз	
	Персонал (группа А)	Население
Эффективная доза	20 мЗв в год в среднем за любые последовательные 5 лет, но не более 50 мЗв в год	1 мЗв в год в среднем за любые последовательные 5 лет, но не более 5 мЗв в год
Эквивалентная доза за год: в хрусталике глаза <1> коже <2> кистях и стопах	150 мЗв 500 мЗв 500 мЗв	15 мЗв 50 мЗв 50 мЗв

*Примечания.*

Все нормативные значения для категории персонала приводятся в НРБ-99/2009 только для группы А.

Дозовые пределы и допустимые уровни персонала группы Б не должны превышать 1/4 значений для персонала группы А.

<1> Относится к дозе на глубине 300 мк/см<sup>2</sup>.

<2> Относится к среднему по площади в 1 см<sup>2</sup> значению в базальном слое кожи толщиной 5 мк/см<sup>2</sup> под покровным слоем толщиной 5 мк/см<sup>2</sup>. На ладонях толщина покровного слоя – 40 мк/см<sup>2</sup>. Указанным пределом допускается облучение всей кожи человека при условии, что в пределах усредненного облучения любого 1 см<sup>2</sup> площади кожи этот предел не будет превышен. Предел дозы при облучении кожи лица обеспечивает непревышение предела дозы на хрусталик от бета-частиц.

С учетом того, что радиационное воздействие определяется накопленной за жизнь эффективной дозой, допускается в отдельные годы превышение этих значений в 2,5 раза для персонала и в 5 раз для населения при условии, что средняя за любые последовательные 5 лет годовая эффективная доза не превысит установленных значений (20 мЗв и 1 мЗв). Эффективная доза для персонала группы А за период трудовой деятельности (50 лет) не должна превышать 1000 мЗв, а для населения за период жизни (70 лет) – 70 мЗв. Начало периодов с 1 января 2000 года.

Основные пределы доз не включают в себя дозы:

- от природных источников;

- от медицинских источников;
- от радиационных аварий.

Требования Норм не распространяются на источники излучения, создающие при любых условиях обращения с ними:

- индивидуальную годовую эффективную дозу не более 10 мкЗв;
- коллективную эффективную годовую дозу не более 1 чел.-Зв, либо когда при коллективной дозе более 1 чел.-Зв оценка по принципу оптимизации показывает нецелесообразность снижения коллективной дозы;
- индивидуальную годовую эквивалентную дозу в коже не более 50 мЗв и в хрусталике глаза не более 15 мЗв.

Требования Норм не распространяются также на космическое излучение на поверхности Земли и внутреннее облучение человека, создаваемое природным калием, на которые практически невозможно влиять.

В качестве приемлемого уровня риска смерти в результате техногенного облучения в условиях нормальной эксплуатации радиационных объектов для целей нормирования в соответствии с общепризнанными международными подходами приняты численные значения индивидуального пожизненного риска, равные  $1 \cdot 10^{-3}$  – для персонала группы А, и  $5 \cdot 10^{-5}$  – для населения, что соответствует годовым эффективным дозам 20 и 1 мЗв в год соответственно. Уровень пренебрежимо малого риска составляет  $10^{-6}$ .

Если сравнить основные пределы доз по НРБ-99/2009 с фоновым облучением (с учетом техногенного фона), то у персонала группы А предел дозы примерно в 5 раза выше фонового облучения, а у группы Б в пределах флуктуаций совпадает с уровнем фонового облучения. Установленные в настоящее время пределы доз для населения примерно совпадают с внешним облучением от естественного фона.

*К работе с источниками ионизирующего излучения допускаются лица не моложе 18 лет, не имеющие медицинских противопоказаний.*

Для женщин в возрасте до 45 лет, работающих с источниками ионизирующего излучения, вводятся дополнительные ограничения. Эквивалентная доза на поверхности нижней части области живота не должна превышать 1 мЗв в месяц, а поступление радионуклидов в организм за год не должно быть более 1/20 предела годового поступления для персонала. Кроме этого, администрация предприятия обязана перевести женщину *на период беременности и грудного вскармливания ребенка* на работы, не связанные с источниками ионизирующего излучения.

***Для студентов и учащихся старше 16 лет, проходящих профессиональное обучение с использованием источников ионизирующего излучения, годовые дозы не должны превышать значений, установленных для персонала группы Б.***

Для расчета защиты от ионизирующего излучения нам необходимы допустимые уровни – производные нормативы от основных пределов доз. В основном мы будем использовать *допустимую мощность дозы (ДМД)*, реже *допустимую плотность потока (ДПП)*.

Для каждой категории облучаемых лиц допустимые уровни устанавливаются так, чтобы при данном уровне воздействия в течение года величина дозы в год не превосходила соответствующий предел дозы (табл. 4.2).

При этом вводятся так называемые *стандартные условия*, которые, в соответствии с НРБ-99/2009, характеризуются следующими параметрами:

- объем вдыхаемого воздуха  $V$  ( $\text{м}^3$ ), с которым радионуклид поступает в организм на протяжении календарного года;
- время облучения  $t$  (ч) в течение календарного года;
- масса питьевой воды  $M$  (кг), с которой радионуклид поступает в организм на протяжении календарного года.

Для персонала группы А установлены следующие значения стандартных параметров:  $V_A = 2,4 \cdot 10^3 \text{ м}^3$  в год;  $t_A = 1700$  ч в год;  $M_A = 0$ . Для персонала группы Б  $t_B = 2000$  ч в год. Для взрослого населения (старше 7 лет) установлены следующие значения стандартных параметров:  $V_{\text{нас}} = 8,1 \cdot 10^3 \text{ м}^3$  в год;  $t_{\text{нас}} = 8800$  ч в год;  $M_{\text{нас}} = 730$  кг в год.

Имея основные пределы доз и стандартные условия, затем рассчитывают допустимые уровни для каждой категории облучаемых лиц. Например, величина ДМД для персонала группы А при работе с источниками ионизирующего излучения в помещениях постоянного пребывания персонала (например, пультовая) равна:

$$\text{ДМД}_A \leq H_{\text{ПД}}/t_A = 20 \cdot 1000/1700 = 12 \text{ мкЗв/ч}, \quad (4.1)$$

где  $H_{\text{ПД}}$  – предел дозы для персонала группы А (20 мЗв за год (табл. 4.2)). Для персонала группы Б ДМД рассчитывается следующим образом:

$$\text{ДМД}_B \leq 0,25H_{\text{ПД}}/t_B = 5 \cdot 1000/2000 = 2,5 \text{ мкЗв/ч}. \quad (4.2)$$

Для населения:

$$\text{ДМД}_{\text{нас}} \leq H_{\text{ПД}}/t_{\text{нас}} = 1 \cdot 1000/8800 = 0,1 \text{ мкЗв/ч}. \quad (4.3)$$

В помещениях, где находятся источники излучения, ДМД для персонала группы А может быть в 2 раза выше (т. е. 24 мкЗв/ч), но персонал не должен находиться в этих помещениях более половины рабочего времени (850 часов в год). Суммарная эффективная доза за год не должна превышать предела дозы (20 мЗв).

Проектирование защиты от внешнего облучения персонала и населения необходимо проводить с коэффициентом запаса по годовой эффективной дозе не менее 2 (по причине возможных ошибок при проектировании и строительстве защиты). При этом необходимо учитывать наличие других источников излучения и перспективное увеличение их мощности. Проектирование защиты от внешнего ионизирующего излучения должно выполняться с учетом назначения помещений и в зависимости от категории облучаемых лиц и длительности облучения.

При расчете защиты проектная мощность эквивалентной дозы излучения  $H$  на поверхности защиты определяется по формуле

$$H = \frac{1000 \cdot H_{\text{ПД}}}{k \cdot t} \text{ мкЗв/ч,} \quad (4.4)$$

где  $H_{\text{ПД}}$  – предел дозы для персонала или населения, мЗв в год;  $t$  – продолжительность облучения, часов в год;  $k$  – коэффициент запаса.

Значения проектной мощности эквивалентной дозы с коэффициентом запаса 2 приведены в табл. 4.3. Это данные из ОСПОРБ-99/2010 [19].

Таблица 4.3

*Мощность эквивалентной дозы, используемая при проектировании защиты от внешнего ионизирующего излучения*

Категория облучаемых лиц		Назначение помещений и территорий	Продолжительность облучения, часов в год	Проектная мощность эквивалентной дозы, мкЗв/ч
Персонал	Гр. А	Помещения постоянного пребывания персонала	1700	6,0
		Помещения временного пребывания персонала	850	12
	Гр.Б	Помещения организации и территория СЗЗ, где находится персонал группы Б	2000	1,2
Население		Любые другие помещения и территории	8800	0,06

*Примечания:*

- переход от измеряемых значений эквивалентной дозы к эффективной дозе осуществляется по специальным методическим рекомендациям;
- для рентгеновских аппаратов и ускорителей расчет ведется с учетом радиационного выхода и рабочей нагрузки аппарата по методикам, утвержденным федеральным органом, уполномоченным осуществлять государственный санитарно-эпидемиологический надзор.

При расчете защиты с коэффициентом запаса, равным 2, проектная мощность эквивалентной дозы  $\dot{H}$  на поверхности защиты определяется по формуле

$$\dot{H} = 500H_{\text{ПД}}/t \text{ (мкЗв/ч),} \quad (4.5)$$

где  $t$  – продолжительность облучения (часов в год) соответствующей категории облучаемых лиц.

#### **4.2.3. Ограничение природного и медицинского облучения**

Допустимое значение эффективной дозы, обусловленной суммарным воздействием природных источников излучения, для населения не устанавливается. Снижение облучения населения достигается путем установления си-

стемы ограничений на облучение населения от отдельных природных источников излучения.

При проектировании новых зданий жилищного и общественного назначения должно быть предусмотрено, чтобы **среднегодовая эквивалентная равновесная объемная активность** (ЭРОА) дочерних продуктов радона  $^{222}\text{Rn}$  – продукт распада  $^{238}\text{Ra}$  и торона  $^{220}\text{Tn}$  – продукт распада  $^{232}\text{Th}$  (торон – историческое название  $^{220}\text{Rn}$ ) в воздухе помещений была не более:

$$\text{ЭРОА Rn} + 4,6 \cdot \text{ЭРОА Tn} \leq 100 \text{ Бк/м}^3.$$

Мощность эффективной дозы гамма-излучения не должна превышать мощность дозы на открытой местности более чем на 0,2 мкЗв/ч.

В эксплуатируемых жилых и общественных зданиях среднегодовая ЭРОА дочерних продуктов радона и торона в воздухе жилых и общественных помещений ( $\text{ЭРОА Rn} + 4,6 \cdot \text{ЭРОА Tn}$ ) не должна превышать 200 Бк/м<sup>3</sup>. При более высоких значениях объемной активности должны проводиться защитные мероприятия, направленные на снижение поступления радона в воздух помещений и улучшение вентиляции помещений. Защитные мероприятия должны проводиться также, если мощность эффективной дозы гамма-излучения в помещениях превышает мощность дозы на открытой местности более чем на 0,2 мкЗв/ч.

Воздействие космических излучений на экипажи самолетов нормируется как природное облучение в производственных условиях, и эффективная доза облучения не должна превышать 5 мЗв в год.

Дозы, получаемые пациентами при проведении рентгенорадиологических процедур, не нормируются. При проведении обоснованных медицинских рентгенорадиологических обследований в связи с профессиональной деятельностью или в рамках медико-юридических процедур, а также рентгенорадиологических профилактических медицинских и научных исследований практически здоровых лиц, не получающих прямой пользы для своего здоровья от процедур, связанных с облучением, годовая эффективная доза не должна превышать 1 мЗв. При проведении медицинских рентгенорадиологических процедур по требованию пациента ему предоставляется информация об ожидаемой или полученной дозе облучения и о возможных последствиях.

#### **4.2.4. Планируемое повышенное облучение**

Планируемое повышенное облучение персонала группы А выше установленных пределов доз (см. табл. 4.2) при предотвращении развития аварии или ликвидации ее последствий может быть разрешено только в случае необходимости спасения людей и (или) предотвращения их облучения. Планируемое повышенное облучение допускается для мужчин, как правило, старше 30 лет *лишь при их добровольном письменном согласии*, после информирования о возможных дозах облучения и риске для здоровья.

Планируемое повышенное облучение в эффективной дозе до 100 мЗв в год и эквивалентных дозах не более двукратных значений, приведенных в табл. 4.2, допускается организациями (структурными подразделениями) фе-



деральных органов исполнительной власти, осуществляющих государственный санитарно-эпидемиологический надзор на уровне субъекта Российской Федерации, а облучение в эффективной дозе до 200 мЗв в год и четырехкратных значений эквивалентных доз по табл. 4.2 допускается только федеральными органами исполнительной власти, уполномоченными осуществлять государственный санитарно-эпидемиологический надзор.

Повышенное облучение не допускается для работников, ранее уже облученных в течение года в результате аварии или запланированного повышенного облучения с эффективной дозой 200 мЗв или с эквивалентной дозой, превышающей в четыре раза соответствующие пределы доз, приведенные в табл. 4.2.

Лица, подвергшиеся облучению в эффективной дозе, превышающей 100 мЗв в течение года, при дальнейшей работе не должны подвергаться облучению в дозе свыше 20 мЗв за год.

Облучение эффективной дозой свыше 200 мЗв в течение года должно рассматриваться как потенциально опасное. Лица, подвергшиеся такому облучению, должны немедленно выводиться из зоны облучения и направляться на медицинское обследование. Последующая работа с источниками излучения этим лицам может быть разрешена только в индивидуальном порядке с учетом их согласия и по решению компетентной медицинской комиссии.

Лица, не относящиеся к персоналу, привлекаемые для проведения аварийных и спасательных работ, должны быть оформлены и допущены к работам как персонал группы А. Для лиц, имеющих медицинские противопоказания для работы с источниками излучения, повышенное облучение не допускается.

#### **4.2.5. Современные принципы нормирования облучения человека**

Почти сразу после открытия рентгеновских лучей Рентгеном в 1895 г. и радиоактивности Беккерелем в 1896 г. исследователи стали понимать необходимость защиты человека от этих излучений. Но потребовалось достаточно большое время, прежде чем сформировалась современная система стандартов и норм защиты от ионизирующих излучений. Подробный обзор периодов становления современной системы радиационной безопасности дан в [15, 26].

В 1928 г. образован Международный комитет по защите от рентгеновских лучей и радия. В 1950 г. он реорганизован в МКРЗ, которая состоит из главной комиссии и пяти комитетов: по радиационной защите, по дозам радиационного воздействия, по защите в медицине, по применению рекомендаций МКРЗ и по защите окружающей среды. МКРЗ в международном масштабе занимается исследованиями в области радиационной безопасности. Основная цель рекомендаций МКРЗ – предотвратить или максимально снизить вероятность неблагоприятных для здоровья человека и окружающей среды последствий, связанных с облучением.

В конце 50-х годов прошлого века было начато международное сотрудничество по мирному использованию атомной энергии и стали эффективно функционировать международные организации: МАГАТЭ (Международное агентство по атомной энергии), МКРЗ, НКДАР ООН (Научный комитет ООН по действию атомной радиации) и др. Международные стандарты безопасно-

сти, вырабатываемые под эгидой МАГАТЭ на основе научных докладов НКДАР ООН и рекомендаций МКРЗ, задают уровень деятельности государств по выработке национальных стандартов. На рис. 4.3 показана хронология международных нормативов по радиационной безопасности (пределов доз) персонала [14].



Рис. 4.3. Хронология изменений международных нормативов по радиационной безопасности

Российская научная комиссия по радиологической защите также разрабатывает свои нормы радиационной безопасности, основываясь на этих рекомендациях. Например, в НРБ-99/2009 (по сравнению с НРБ-99) внесены изменения в соответствии с рекомендациями Публикации 103 МКРЗ [15]. В настоящее время уровни облучения персонала и населения находятся значительно ниже пороговых уровней детерминированных эффектов излучения.

В 1977 г. МКРЗ предложила новую систему ограничения дозы облучения на человека, в основе которой лежат три основных принципа радиационной безопасности:

- 1) **принцип нормирования** – непревышение допустимых пределов индивидуальных доз облучения граждан от всех источников излучения (кроме медицинского облучения пациентов);
- 2) **принцип обоснования** – запрещение всех видов деятельности по использованию источников ионизирующего излучения, при которых полученная для человека и общества польза не превышает риск возможного вреда, причиненного дополнительным к естественному фону облучением;
- 3) **принцип оптимизации** – при использовании любых источников излучения вероятность возникновения облучения, число облученных лиц и величины их индивидуальных доз должны быть настолько низки, насколько это разумно достижимо с учетом экономических и социальных факторов.

Нормирование в Российской Федерации также осуществляется на основе принципов радиационной безопасности МКРЗ. Первый принцип требует,

чтобы все организации и лица, от которых зависит уровень облучения людей, не превышали индивидуальных пределов доз и других нормативов радиационной безопасности, установленных НРБ-99/2009 и Федеральным законом «О радиационной безопасности населения».

Принцип обоснования должен применяться уполномоченными органами при принятии решений о проектировании новых источников излучения и радиационных объектов, выдаче лицензий и утверждении нормативно-технической документации на использование источников излучения или изменения условий их эксплуатации.

Последний принцип получил название **ALARA** (аббревиатура от английских слов As Low As Reasonably Achievable). Он следует из постулирования МКРЗ беспороговой зависимости доза–эффект в области малых доз, характерных для регламентированных уровней облучения персонала и населения. Отсюда, в свою очередь, следует важный вывод для системы нормирования облучения: *любые сколь угодно малые уровни облучения связаны с риском радиационного повреждения.*

Реализация принципа ALARA должна осуществляться каждый раз, когда планируется проведение защитных мероприятий. Он требует поддержания индивидуальных и коллективных доз облучения ниже пределов, установленных НРБ-99/2009. Для практической реализации принципа ALARA необходимо оптимизировать уровень радиационной защиты, сопоставляя в денежном выражении затраты на достижение заданного уровня безопасности (включая защиту) и *стоимость ущерба для здоровья* от применения данного источника излучения. В соответствии с НРБ-99/2009 для обоснования расходов на защиту при реализации принципа оптимизации принимается, что облучение в коллективной эффективной дозе в 1 чел.-Зв приводит к потенциальному ущербу, равному потере 1 чел.-года жизни населения. Величина денежного эквивалента потери 1 чел.-года жизни населения устанавливается не менее 1 годового душевого национального дохода. Коэффициент риска злокачественных новообразований для всего населения принят равным  $5,5 \cdot 10^{-2} \text{ Зв}^{-1}$ , а от наследственных эффектов –  $0,2 \cdot 10^{-2} \text{ Зв}^{-1}$ . Подробнее о практической реализации основных принципов радиационной безопасности см. [19].

### **4.3. Нормируемые и операционные дозиметрические величины\***

К настоящему времени под влиянием регулярно публикуемых Рекомендаций МКРЕ и МКРЗ сформировалась современная система дозиметрических величин, состоящая из нескольких разделов.

**Базовые физические (радиометрические) величины.** К этим величинам относят: активность радионуклида, энергию излучения, плотность потока, флюенс, линейную передачу энергии, сечение взаимодействия, которые служат для характеристики источников и полей ионизирующего излучения.

---

\* На основе документов и работ [6, 7, 10, 11, 15, 20, 22].

**Базовые дозиметрические величины.** Такими величинами являются: поглощенная доза, керма, экспозиционная доза. Эти величины являются мерой взаимодействия ионизирующего излучения с веществом и передачи энергии излучения веществу. Свойства базовых дозиметрических величин определяются только физическими процессами взаимодействия излучения с атомами и молекулами среды, которые достаточно хорошо изучены. Они характеризуют поле излучения в невозмущенной среде и для описания облучения человека напрямую не используются. Их можно измерить или вычислить через базовые физические величины.

**Нормируемые (защитные) дозиметрические величины.** Контроль профессионального облучения является основой системы обеспечения радиационной безопасности персонала. Цель контроля – достоверное определение доз облучения персонала для установления соответствия условий труда требованиям НРБ-99/2009 и ОСПОРБ-99/2010 и подтверждения того, что радиационная безопасность персонала обеспечена должным образом, а техногенный источник излучения находится под контролем. НРБ-99/2009 и ОСПОРБ-99/2010 предписывают выражать дозы облучения персонала в единицах **нормируемых величин: эффективная доза и эквивалентная доза облучения органа или ткани**, которые являются мерой ущерба (вреда) от воздействия ионизирующего излучения на человека и его потомков. Согласно рекомендациям МКРЗ для оценок радиогенного риска следует использовать эквивалентные дозы в органах и тканях, а эффективная доза должна использоваться исключительно для целей регламентирования облучения, демонстрации соответствия пределам дозы в области обеспечения радиационной безопасности, для оценки вероятности нанесения облученному ущербу, размер которого допускает денежное выражение.

Согласно НРБ-99/2009 в случае облучения персонала группы А в нормальных условиях эксплуатации источников излучения нормируются дозиметрические величины, представленные в табл. 4.4. Значения пределов доз, как и значения допустимых уровней воздействия для персонала группы Б, равны 1/4 соответствующих значений для персонала группы А.

Таблица 4.4

*Нормируемые величины облучения персонала группы А в нормальных условиях эксплуатации источников излучения*

Нормируемая величина	Значение предела, мЗв
Годовая эффективная доза, усредненная за любые последовательные 5 лет (но не более 50 мЗв в год)	20
Эффективная доза, накопленная за период трудовой деятельности (50 лет)	1 000
Годовая эквивалентная доза облучения хрусталика глаза	150
Годовая эквивалентная доза облучения кожи	500
Годовая эквивалентная доза облучения кистей и стоп	500
Месячная эквивалентная доза на поверхности нижней части области живота женщин в возрасте до 45 лет	1

Нормируемые величины определяют допустимый уровень облучения человека, т. е. такое воздействие на него ионизирующего излучения, при котором неблагоприятные последствия облучения на состояние здоровья не могут быть выявлены современными медицинскими методами в течение всей профессиональной деятельности или в течение всей жизни. Нормируемые величины позволяют перейти от характеристик поля ионизирующего излучения к последствиям облучения.

Обеспечение радиационной защиты в диапазоне малых доз облучения (менее 100 мЗв) в первую очередь ориентировано на защиту от радиационно-индуцированного рака и наследственных заболеваний. Следует иметь в виду, что в настоящее время дозы облучения персонала и населения, обусловленные *нормальной (безаварийной) эксплуатацией* источников излучения, лежат в области необнаруживаемых стохастических эффектов. Поэтому современные представления о критериях обеспечения радиационной безопасности человека основываются на линейной беспороговой гипотезе, в рамках которой *исключается зависимость риска от мощности дозы*. Для характеристики условий облучения в целях радиационной безопасности основой дозиметрического контроля внешнего и внутреннего облучения является накопленная (интегральная) доза.

Нормируемые дозиметрические величины (эквивалентная и эффективная доза) в тканях тела и организме человека не могут быть непосредственно измерены. Они связываются с базовыми дозиметрическими величинами посредством расчетов с использованием антропоморфных (человекоподобных) фантомов, взвешивающих коэффициентов и условий облучения. При измерении радиационных условий их значения определяют через операционные дозиметрические величины.

**Операционные дозиметрические величины.** Эти величины введены МКРЕ для получения консервативной оценки (оценки с запасом) значений защитных (нормируемых) величин, связанных с облучением или с потенциальным облучением лиц, находящихся в большинстве условий *внешнего радиационного воздействия*. Операционные величины используются как заменители эффективной дозы, которые можно измерить при радиационном контроле. Они определяются таким образом, чтобы результаты их измерений с помощью соответствующих дозиметрических приборов учитывали искажения поля излучения, которые вносит тело человека («стандартного человека», фантома).

Для дозиметрии внутреннего облучения никаких операционных величин не установлено.

Дозиметрический контроль внешнего облучения проводится в различных условиях. Измерения радиационной обстановки на рабочих местах проводят в свободном воздушном пространстве – в невозмущенном радиационном поле. Индивидуальный контроль осуществляют с помощью дозиметров, которые находятся на теле человека, и за счет взаимодействия излучения с телом радиационное поле меняется. В связи с этим для контроля внешнего облучения используются различные операционные величины.

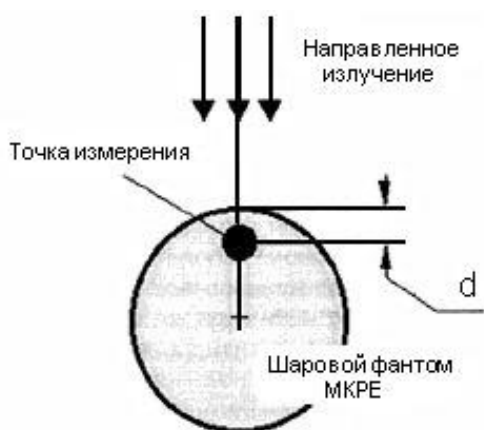


Рис. 4.4. К определению амбиентного эквивалента дозы

на глубине  $d$  (мм) от поверхности по диаметру, параллельному направлению излучения, в поле излучения, идентичном рассматриваемому по составу, флюенсу и энергетическому распределению, но мононаправленному и однородному (рис. 4.4). Единицей СИ для амбиентной дозы является Дж/кг со специальным названием **зиверт (Зв)**. Рекомендуемая единица мощности амбиентного эквивалента дозы – **мкЗв/ч**.



Рис. 4.5. К определению индивидуального эквивалента дозы

Параметр  $d$  определяет соотношение операционной и нормируемой величин:

- при  $d = 10$  мм величины  $H^*(10)$  и  $H_R(10)$  соответствуют эффективной дозе внешнего облучения;
- при  $d = 0,07$  мм величины  $H^*(0,07)$  и  $H_R(0,07)$  соответствуют эквивалентной дозе внешнего облучения кожи;

Для всех типов излучений базовой операционной величиной *пространственного контроля* определена величина эквивалентной дозы в определенной точке простого сферического фантома МКРЕ (рис. 4.4). Операционной величиной для внешнего облучения при контроле радиационной обстановки в рабочих помещениях и на рабочих местах является **амбиентный эквивалент дозы  $H^*(d)$  (амбиентная доза)** – это эквивалент дозы, который был бы создан в шаровом фантоме МКРЕ

Операционной величиной при индивидуальном дозиметрическом контроле внешнего облучения является **индивидуальный эквивалент дозы  $H_R(d)$** , равный эквиваленту дозы в мягкой биологической ткани на глубине  $d$  (мм) под рассматриваемой точкой на поверхности плоского фантома или на теле взрослого человека (рис. 4.5). Рекомендуемая единица индивидуального эквивалента дозы – **мЗв**. Использование фантома или тела человека в этом случае позволяет напрямую обеспечить учет возмущения реального поля излучения человеком.

- при  $d = 3$  мм величины  $H^*(3)$  и  $H_P(3)$  соответствуют эквивалентной дозе внешнего облучения хрусталика глаза.

МКРЗ рекомендует операционную величину  $H^*(10)$  для сильно проникающего излучения: нейтроны всех энергий, электроны с энергиями более 2 МэВ и фотоны с энергиями более 12 кэВ.

Операционные величины являются измеримыми, и оборудование для мониторинга откалибровано в единицах измерения этих величин. Значения операционных величин принимаются в виде достаточно точной оценки эффективной дозы и дозы в коже, соответственно, особенно если их значения лежат ниже пределов дозы.

Таблица 4.5

*Эффективная доза на флюенс ( $E/\Phi$ ) для моноэнергетических электронов. ( $nЗв = \text{пикоЗв} = 1 \cdot 10^{-12}$  Зв)*

$E$ , МэВ	$E/\Phi$ , пЗв·см <sup>2</sup>		$E$ , МэВ	$E/\Phi$ , пЗв·см <sup>2</sup>	
	ПЗ	ИЗО		ПЗ	ИЗО
0,01	0,0269	0,0188	15,0	188	76,9
0,015	0,0404	0,0283	20,0	236	106
0,02	0,0539	0,0377	30,0	302	164
0,03	0,0810	0,0567	40,0	329	212
0,04	0,108	0,0758	50,0	337	249
0,05	0,135	0,0948	60,0	341	275
0,06	0,163	0,114	80,0	346	309
0,08	0,218	0,152	100	349	331
0,1	0,275	0,191	150	355	363
0,15	0,418	0,291	200	359	383
0,2	0,569	0,393	300	365	410
0,3	0,889	0,606	400	369	430
0,4	1,24	0,832	500	372	445
0,5	1,63	1,08	600	375	457
0,6	2,05	1,35	800	379	478
0,8	4,04	1,97	1000	382	495
1,0	7,10	2,76	1500	387	525
1,5	15,0	4,96	2000	391	549
2,0	22,4	7,24	3000	397	583
3,0	36,1	11,9	4000	401	608
4,0	48,2	16,4	5000	405	628
5,0	59,3	21,0	6000	407	646
6,0	70,6	25,5	8000	411	675
8,0	97,9	35,5	10000	414	699
10,0	125	46,7			

При мониторинге профессионального воздействия внешнего излучения индивидуальные дозиметры измеряют индивидуальный эквивалент дозы  $H_R(10)$ . Эта измеряемая величина принимается за оценку эффективной дозы при допущении того, что все тело человека облучается равномерно.

Следует отметить, что операционные величины не введены в практику радиационного контроля в Российской Федерации регулирующими документами высокого уровня (НРБ-99/2009, ОСПОРБ-99/2010). Операционные величины внешнего облучения введены в практику обеспечения радиационной безопасности на предприятиях атомной промышленности и в медицинских организациях и указаны в специальных методических указаниях, например [10, 11]. Эти методические указания являются документами, развивающими основные положения НРБ-99/2009 и ОСПОРБ-99/2010.

Таблица 4.6

*Эффективная доза на флюенс (E/Φ) для моноэнергетических нейтронов. (пЗв = пикоЗв); (1,0-9 = 1·10<sup>-9</sup>)*

E, МэВ	E/Φ, пЗв·см <sup>2</sup>		E, МэВ	E/Φ, пЗв·см <sup>2</sup>	
	ПЗ	ИЗО		ПЗ	ИЗО
1,0-9	3,09	1,29	0,15	60,6	26,6
1,0-8	3,55	1,56	0,2	78,8	34,4
2,5-8	4,00	1,76	0,3	114	49,4
1,0-7	5,20	2,26	0,5	177	77,1
2,0-7	5,87	2,54	0,7	232	102
5,0-7	6,59	2,92	0,9	279	126
1,0-6	7,03	3,15	1,0	301	137
2,0-6	7,39	3,32	1,2	330	153
5,0-6	7,71	3,47	1,5	365	174
1,0-5	7,82	3,52	2,0	407	203
2,0-5	7,84	3,54	3,0	458	244
5,0-5	7,82	3,55	4,0	483	271
1,0-4	7,79	3,54	5,0	494	290
2,0-4	7,73	3,52	6,0	498	303
5,0-4	7,54	3,47	8,0	499	321
0,001	7,54	3,46	10	500	332
0,002	7,61	3,48	12	499	339
0,005	7,97	3,66	14	495	344
0,01	9,11	4,19	16	490	347
0,02	12,2	5,61	18	484	350
0,03	15,7	7,18	20	477	352
0,05	23,0	10,4	30	453	358
0,07	30,6	13,7	50	433	371
0,1	41,9	18,6	75	420	387
			100	402	397



Таблица 4.7

Эффективная доза на флюенс ( $E/\Phi$ ) и эффективная доза на воздушную керму в свободном воздухе ( $E/K_a$ ) для фотонов.

$E$ , МэВ	$E/\Phi$ , пЗв·см <sup>2</sup>		$E/K_a$ , Зв/Гр	
	ПЗ	ИЗО	ПЗ	ИЗО
0,01	0,0685	0,0288	0,0090	0,0038
0,015	0,156	0,0560	0,0485	0,0175
0,02	0,225	0,0812	0,130	0,0470
0,03	0,313	0,127	0,423	0,171
0,04	0,351	0,158	0,801	0,361
0,05	0,370	0,180	1,13	0,548
0,06	0,390	0,199	1,33	0,680
0,07	0,413	0,218	1,42	0,751
0,08	0,444	0,239	1,44	0,773
0,1	0,519	0,287	1,39	0,769
0,15	0,748	0,429	1,25	0,715
0,2	1,00	0,589	1,17	0,687
0,3	1,51	0,932	1,09	0,675
0,4	2,00	1,28	1,06	0,678
0,5	2,47	1,63	1,04	0,684
0,511	2,52	1,67	1,03	0,685
0,6	2,91	1,97	1,02	0,692
0,662	3,17	2,17	1,02	0,697
0,8	3,73	2,62	1,01	0,708
1,0	4,49	3,25	1,00	0,725
1,117	4,90	3,60	0,999	0,734
1,33	5,59	4,20	0,996	0,748
1,5	6,12	4,66	0,996	0,759
2,0	7,48	5,90	0,990	0,781
3,0	9,75	8,08	0,977	0,810
4,0	11,7	10,0	0,960	0,824
5,0	13,4	11,8	0,943	0,831
6,0	15,0	13,5	0,924	0,832
6,129	15,1	13,7	0,921	0,832
8,0	17,8	16,6	0,886	0,825
10,0	20,5	19,6	0,848	0,814
15,0	26,1	26,8	0,756	0,778
20,0	30,8	33,8	0,679	0,744
30,0	37,9	46,1		
40,0	43,1	56,9		
50,0	47,1	66,2		
60,0	50,1	74,1		
80,0	54,5	87,2		
100	57,8	97,5		

Как отмечено в лекции 2, различные характеристики поля излучения можно связать между собой с помощью соответствующих коэффициентов перехода. Значения защитных величин эквивалентной и эффективной дозы можно оценить через коэффициенты перехода, привязав их или к физическим характеристикам поля излучения (керма в воздухе, флюенс частиц), или к операционным дозиметрическим величинам. Соответствующие согласованные коэффициенты перехода имеются в публикациях МКРЗ и МКРЕ.

В табл. 4.5–4.7 приведена часть данных из Публикации 116 МКРЗ [22] для моноэнергетических частиц. Коэффициенты перехода рассчитаны методом Монте Карло для стандартного фантома взрослого человека в различных геометриях облучения.

На рис. 4.6 показаны **вычислительные фантомы** мужчины и женщины, которые разработаны на основе томографических данных [22]. Каждый фантом – это трехмерная область, разбитая на элементарные воксели. Тело мужчины высотой 1,76 м и весом 73 кг представляет фантом, состоящий из ~1,95 млн вокселей биологической ткани. Женское тело высотой 1,63 м и весом 60 кг представлено фантомом из 3,89 млн вокселей. Число различных структур в каждом фантоме равно 136. Расчеты

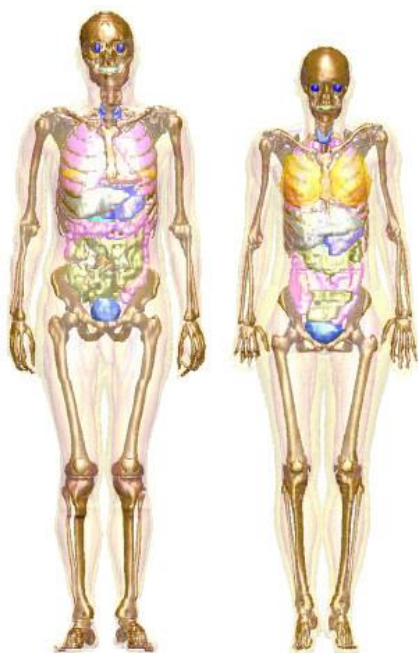


Рис. 4.6. Изображения мужского и женского вычислительных фантомов

проведены по программам EGS, FLUKA, RHITS, MCNPX, GEANT4 для пяти геометрий облучения. Данные в табл. 4.5–4.7 приведены для двух геометрий облучения: ПЗ – облучение параллельным пучком в передне-задней геометрии (рис. 4.7), ИЗО – изотропное облучение.

Отметим, что если умножить коэффициент перехода  $(E/\Phi)$  на плотность потока  $\phi$   $1/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ , то получим мощность эффективной дозы в пЗв/с.

Если изучение имеет непрерывный спектр и энергетическое распределение флюенса (плотности потока) известно, то эффективную дозу (или ее мощность) можно найти следующим образом:

$$E = \int (E/\Phi)_E \Phi(E) dE \quad \dot{E} = \int (E/\phi)_E \phi(E) dE. \quad (4.6)$$

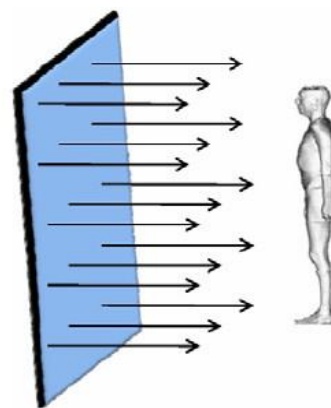


Рис. 4.7. Передне-задняя геометрия облучения

## Задание 4

### Контрольные вопросы

1. Перечислите источники фонового облучения, составляющие естественного фона. Чем вызван техногенный радиационный фон? Назовите дозы от основных составляющих фонового облучения для Российской Федерации.
2. Что является мерой индивидуального риска?
3. Что такое соматические и генетические эффекты действия ионизирующего излучения?
4. В чем заключаются два принципа нормирования радиационного облучения?
5. Какие основные категории облучаемых лиц по НРБ-99/2009?
6. Назовите значения основных пределов доз по НРБ-99/2009. Какова допустимая мощность дозы при проектировании защиты для персонала и населения?
7. Какие основные принципы радиационной безопасности рекомендует МКРЗ?
8. В чем заключается принцип ALARA? Как он практически реализуется?
9. Что такое санитарно-защитная зона и зона наблюдения? В чем их отличие?
10. Какие дозиметрические величины являются нормируемыми?
11. Зачем нужны операционные дозиметрические величины? Для контроля каких радиационных условий используются операционные величины?

### Задачи

1. Определить мощность эффективной дозы на расстоянии 1 м от точечного изотропного источника бета-частиц  $^{32}_{15}\text{P}$  с активностью 0,5 мКи. Не учитывать поглощение бета-частиц в воздухе.
2. Сравнить дозы космического облучения за счет перелетов из Лос-Анжелеса в Париж на дозвуковом самолете (11 часов полета на высоте 11 км) и сверхзвуковом самолете типа «Конкорд» (3,8 часа на высоте 19 км). Известно, что мощность дозы космического излучения на уровне моря составляет 0,035 мкЗв/ч и удваивается до высоты 10 км каждые 1,57 км, далее до высоты 16 км каждые 3,42 км, а затем до высоты 20 км – каждые 10,1 км [18].
3. Требуется ли создание защиты, если на рабочем месте персонала группы А от источника ионизирующего излучения мощность поглощенной дозы равна 2,3 нГр/с? Стандартное время работы. Примечание: рассмотреть два значения коэффициента качества излучения – 1 и 10.
4. Требуется ли дополнительная защита, если в рабочих помещениях для лиц персонала группы Б мощность эквивалентной дозы равна 2,4 мкЗв/ч?
5. Требуется ли создание дополнительной защиты, если на территории проживания населения мощность поглощенной дозы фотонного излучения от техногенного источника излучения равна 0,09 мкГр/ч?
6. В воздухе на уровне моря за счет вторичных частиц космического излучения в среднем образуется 2,1 пары ионов за 1 с в 1 см<sup>3</sup>. Определить поглощенную дозу в воздухе за год. Считать, что на образование одной пары ионов затрачивается энергия 33,085 эВ [3].
7. Определить эффективную дозу в мкЗв, которую получит оператор за 10 мин работы с точечным изотропным источником Cs<sup>137</sup>, активность которого равна

- $10^{10}$  Бк. Оператор находится от источника на расстоянии 10 м. Решить задачу двумя способами, используя коэффициенты перехода (E/Ф) и (E/Ка).
8. Рассчитать поглощенную годовую дозу внутреннего облучения гонад от естественного источника внутреннего облучения  $^{40}\text{K}$  с удельной активностью в гонадах  $8,4 \cdot 10^{-2}$  Бк/г [3].
  9. Средняя доза облучения для человека, проживающего в непосредственной близости от АЭС, оценивается за год примерно в 10 мкЗв. Сколько дополнительных случаев смерти от рака можно было бы ожидать в России (при населении 150 млн человек) из-за влияния АЭС, если бы это облучение было средним по стране? [18]

### Список литературы

1. Гусев Н.Г. Защита от ионизирующих излучений. В 2 томах. Том 1. Физические основы защиты от излучений: учебник для вузов / Н.Г. Гусев, В.А. Климанов, В.П. Машкович и др. – 3-е изд. – Москва : Энергоатомиздат, 1989. – 512 с.
2. Иванов В.И. Курс дозиметрии : учебник для вузов / В.И. Иванов. – 4-е изд. – Москва : Энергоатомиздат, 1988. – 400 с.
3. Иванов В.И. Сборник задач по дозиметрии и защите от ионизирующих излучений / В.И. Иванов, В.А. Климанов, В.П. Машкович. – 4-е изд., перераб. и доп. – Москва : Энергоатомиздат, 1992. – 256 с.
4. Ильин Л.А. Радиационная безопасность и защита : справочник / Л.А. Ильин, В.Ф. Кириллов, И.П. Коренков. – Москва : Медицина, 1996. – 336 с.
5. Козлов В.Ф. Справочник по радиационной безопасности / В.Ф. Козлов. – 5-е изд. – Москва : Энергоатомиздат, 1999. – 520 с.
6. Кутьков В.А. Величины в радиационной защите и безопасности / В.А. Кутьков // АНРИ. – 2007. – № 3. – С. 2–25.
7. Кутьков В.А. Обеспечение радиационной безопасности персонала при эксплуатации АЭС : учебное пособие / В.А. Кутьков, В.В. Ткаченко, В.П. Романцов. – Обнинск : Концерн «Росэнергоатом», ИАТЭ, 2007. – 253 с.
8. Машкович В.П. Защита от ионизирующих излучений : справочник / В.П. Машкович, А.В. Кудрявцева. – 4-е изд., перераб. и доп. – Москва : Энергоатомиздат, 1995. – 496 с.
9. Машкович В.П. Основы радиационной безопасности : учебное пособие / В.П. Машкович, А.М. Панченко. – Москва : Энергоатомиздат, 1990. – 172 с.
10. Методические указания МУ 2.6.1.3015-12. Ионизирующее излучение, радиационная безопасность. Организация и проведение индивидуального дозиметрического контроля. Персонал медицинских организаций. – Режим доступа: <http://36.rosпотреbnadzor.ru/documents/rekdoc1/9949>
11. Методические указания МУ 2.6.1.016-2000. Определение индивидуальных эффективных и эквивалентных доз и организация контроля профессионального облучения в контролируемых условиях обращения с источниками излучения. Общие требования. – Режим доступа: <http://docs.cntd.ru/document/1200048866>

12. Методические указания МУ 2.6.1.1088-02. Оценка индивидуальных эффективных доз облучения населения за счет природных источников ионизирующего излучения. – Режим доступа: <http://aquagroup.ru/normdocs/15202>
13. Нормы радиационной безопасности (НРБ-99/2009): санитарно-эпидемиологические правила и нормативы. – Москва : Федеральный центр гигиены и эпидемиологии Роспотребнадзора, 2009. – 100 с.
14. Панфилов А.П. Эволюция системы обеспечения радиационной безопасности атомной отрасли страны и ее современное состояние. / А.П. Панфилов // Радиация и риск. – 2016. – Т. 25, № 1. – С. 47–64.
15. Публикация 103 Международной комиссии по радиационной защите (МКРЗ) : пер с англ. / под общей ред. М.Ф. Киселева и Н.К. Шандалы. – Москва : Изд. ООО ПКФ «Алана», 2009. – 343 с.
16. Радиация. Дозы, эффекты, риск : пер. с англ. – Москва : Мир, 1988. – 79 с.
17. Романцов В.П. Сборник задач по курсу «Дозиметрия и защита от ионизирующих излучений» / В.П. Романцов, И.В. Романцова, В.В. Ткаченко. – Обнинск : ИАТЭ, 2009. – 113 с.
18. Сборник задач по теории переноса, дозиметрии и защите от ионизирующих излучений : учебное пособие / А.А. Званцев, В.А. Климанов, А.И. Ксенофонов и др. ; под ред. В.А. Климанова. – Москва : НИЯУ МИФИ, 2011. – 196 с.
19. СП 2.6.1.2612-10. Основные санитарные правила обеспечения радиационной безопасности (ОСПОРБ-99/2010). – Москва : Федеральный центр гигиены и эпидемиологии Роспотребнадзора, 2010. – 83 с.
20. Ткаченко В.В. Дозиметрия и защита от ионизирующих излучений. Часть I. Основы дозиметрии ионизирующих излучений и радиационной безопасности / В.В. Ткаченко, В.А. Кутьков, В.П. Романцов и др. – Обнинск : ИАТЭ НИЯУ МИФИ, 2015. – 144 с.
21. Chilton A.B. Principles of Radiation Shielding / A.B. Chilton, J.K. Shultis, R.E. Faw. – Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey, 1984.
22. Conversion Coefficients for Radiological Protection Quantities for External Radiation Exposures // ICRP. Publication 116. – 2010. – Режим доступа: [http://radon-and-life.narod.ru/pub/ICRP\\_116.pdf](http://radon-and-life.narod.ru/pub/ICRP_116.pdf)
23. Landolt-Börnstein. Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology. New Series. Radiological Protection. – Springer, 2005. – V. 4. – Режим доступа: <http://www.springer.com/gp/book/9783540202073>
24. Landolt-Börnstein. Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology. New Series. Shielding Against High Energy Radiation. – Springer-Verlag, 1990. – V 11. – Режим доступа: <http://www.springer.com/gp/book/9783540521259>
25. Martin J.E. Physics for Radiation Protection: A Handbook. – Second Edition. – 2006. – Режим доступа: <http://onlinelibrary.wiley.com/book/10.1002/9783527618798>
26. Stabin M.G. Radiation Protection and Dosimetry: An introduction to Health Physics / M.G. Stabin. – New York : Springer Science+Business Media, LLC, 2007. – 378 p.

## ЛЕКЦИЯ 5

### ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ РАДИОНУКЛИДОВ

#### 5.1. Гамма-постоянная и керма-постоянная радионуклидного источника

При решении задач физики защиты от гамма-излучения радионуклидов необходимо знать дозовые характеристики поля излучения. Эти характеристики, рассчитанные для точечного изотропного источника при стандартных условиях (единичная активность и единичное расстояние от источника), называют *гамма-постоянными* радионуклида. Гамма-постоянные можно задать по различным характеристикам поля излучения, но чаще используют по мощности поглощенной дозы, по мощности эквивалентной дозы, по мощности воздушной кермы (*керма-постоянная*), по мощности экспозиционной дозы (устаревшая характеристика).

**Гамма-постоянная** по мощности поглощенной дозы равна мощности поглощенной дозы, создаваемой в воздухе фотонами точечного изотропного источника из данного радионуклида на расстоянии  $r$  от источника, умноженной на квадрат этого расстояния и деленной на активность источника:

$$\Gamma_D = \frac{\dot{D} r^2}{A} \left( \frac{\text{аГр}}{\text{с}} \frac{\text{м}^2}{\text{Бк}} \right), \quad (5.1)$$

где  $\text{аГр} = \text{аттоГр}$  ( $\text{атто} = 10^{-18}$ ). По физическому смыслу  $\Gamma_D$  – это мощность поглощенной дозы в воздухе на расстоянии 1 м от источника с активностью 1 Бк. Гамма-постоянные для других характеристик поля излучения определяются аналогично.

Гамма-постоянная по мощности эквивалентной дозы

$$\Gamma_H = \frac{\dot{H} r^2}{A} \left( \frac{\text{аЗв}}{\text{с}} \frac{\text{м}^2}{\text{Бк}} \right). \quad (5.2)$$

Гамма-постоянная по мощности воздушной кермы

$$\Gamma_K = \frac{\dot{K} r^2}{A} \left( \frac{\text{аГр}}{\text{с}} \frac{\text{м}^2}{\text{Бк}} \right), \quad (5.3)$$

которую часто называют просто – **керма-постоянная**.

Гамма-постоянная по мощности экспозиционной дозы – это изымаемая из обращения характеристика поля излучения радионуклида. Она рассчитывается для следующих стандартных условий: активность 1 мКи, расстояние от источника до детектора 1 см:

$$\Gamma_X = \frac{\dot{X} r^2}{A} \left( \frac{\text{Р}}{\text{ч}} \frac{\text{см}^2}{\text{мКи}} \right). \quad (5.4)$$

Величины  $\Gamma_D$  и  $\Gamma_K$  отличаются друг от друга на долю энергии вторичных заряженных частиц, переходящей в воздухе в тормозное излучение. Эта величина очень мала, поэтому с хорошей точностью можно положить  $\Gamma_D \approx \Gamma_K$ .

В диапазоне энергий фотонов 0,04...15 МэВ отношение коэффициентов поглощения энергии фотонов в биологической ткани и в воздухе ( $\mu_{\text{пог}}^{\text{тк}}/\mu_{\text{пог}}^{\text{возд}}$ ) равно  $1,09 \pm 0,03$ , поэтому с хорошей точностью в этом диапазоне энергий можно записать

$$\Gamma_H \approx 1,09 \bar{w} \Gamma_K \approx 1,09 \bar{w} \Gamma_D, \quad (5.5)$$

где для фотонов  $\bar{w} = 1$  Зв/Гр.

Различают полную и дифференциальные гамма-постоянные. Гамма-постоянная, рассчитанная для определенной  $i$ -энергии ( $E_i$ ) гамма-квантов радионуклида, называется дифференциальной (например,  $\Gamma_{Di}$ ). Полная гамма-постоянная радионуклида равна сумме всех его дифференциальных гамма-постоянных, например

$$\Gamma_D = \sum_{i=1}^m \Gamma_{Di}. \quad (5.6)$$

Для точечного изотропного источника полную гамма-постоянную по мощности поглощенной дозы можно вычислить по формуле

$$\Gamma_D = 1275 \sum_{i=1}^m E_i n_{\gamma_i} \mu_{\text{пог}}^{\text{возд}}(E_i) \left( \frac{\text{аГр}}{\text{с}} \frac{\text{М}^2}{\text{Бк}} \right), \quad (5.7)$$

где  $E_i$  – МэВ,  $\mu_{\text{пог}}^{\text{возд}}$  – см<sup>2</sup>/г,  $n_{\gamma_i}$  – квантовый выход (число фотонов с энергией  $E_i$  на один распад ядра). Зная  $\Gamma_D$ , по соотношению (4.5) с достаточной для задач защиты точностью можно найти  $\Gamma_H$ .

Полная гамма-постоянная по мощности экспозиционной дозы точечного изотропного источника вычисляется по формуле

$$\Gamma_X = 194,5 \sum_{i=1}^m E_i n_{\gamma_i} \mu_{\text{пог}}^{\text{возд}}(E_i) \left( \frac{\text{Р}}{\text{ч}} \frac{\text{см}^2}{\text{МКи}} \right), \quad (5.8)$$

где размерности величин те же, что и в выражении (4.7).

Между керма-постоянной и гамма-постоянной по мощности экспозиционной дозы существует связь:

$$\Gamma_K = 6,55 \Gamma_X; \quad \Gamma_X = 0,152 \Gamma_K. \quad (5.9)$$

При этом следует помнить, что знак равенства в выражениях (5.9) поставлен условно, так как  $\Gamma_K$  и  $\Gamma_X$  – разные физические величины, имеющие разные размерности.

Гамма-постоянные рассчитаны для большого количества гамма-излучающих радионуклидов и приводятся в таблицах, например, [2, 5, 6] как одна из характеристик источников гамма-излучения. Точные значения гамма-постоянных лучше брать из этих таблиц, потому что не всегда ее величину с достаточной точностью можно определить по формулам (5.7) и (5.8). Причины этого следующие:

- в гамма-постоянной кроме ядерного гамма-излучения должно учитываться аннигиляционное гамма-излучение, возникающее при распаде с испусканием позитронов. При этом на один позитрон/распад образуют-

ся два гамма-кванта с энергиями  $\approx 0,511$  МэВ (предполагается, что позитроны аннигилируют в самом источнике) и значение  $\Gamma_D$  возрастает примерно на 40 ( $\text{аГр}\cdot\text{м}^2/(\text{с}\cdot\text{Бк})$ ), а значение  $\Gamma_X$  – на 6 ( $\text{Р}\cdot\text{см}^2/(\text{ч}\cdot\text{мКи})$ );

- вклад в гамма-постоянную дает также характеристическое излучение, возникающее при квантовых переходах между электронными оболочками атома. Обычно учитывают только характеристическое излучение с К-оболочки;
- если продукты распада радионуклида также нестабильны, то при расчете гамма-постоянной необходимо учитывать гамма-излучение всех нестабильных дочерних продуктов.

Что дает использование гамма-постоянной? Зная гамма-постоянную радионуклида, можно быстро и точно определить дозовые характеристики невозмущенного поля излучения на расстоянии  $r$  от точечного изотропного источника с активностью  $\mathcal{A}$ :

$$\dot{D}(r) = \frac{\Gamma_D \mathcal{A}}{r^2} \left( \frac{\text{аГр}}{\text{с}} \right), \quad (5.10)$$

где  $\mathcal{A}$  – Бк,  $r$  – м;

$$\dot{X}(r) = \frac{\Gamma_X \mathcal{A}}{r^2} \left( \frac{\text{Р}}{\text{ч}} \right), \quad (5.11)$$

где  $\mathcal{A}$  – мКи,  $r$  – см;

$$\dot{H} = \frac{\Gamma_H \mathcal{A}}{r^2} = 1,09 \bar{w} \frac{\mathcal{A} \Gamma_D}{r^2} \left( \frac{\text{аЗв}}{\text{с}} \right). \quad (5.12)$$

Таблица 5.1

Полные гамма-постоянные  $\Gamma_K$ ,  $\text{аГр}\cdot\text{м}^2/(\text{с}\cdot\text{Бк})$  и  $\Gamma_H$ ,  $\text{аЗв}\cdot\text{м}^2/(\text{с}\cdot\text{Бк})$

Радионуклид	$\Gamma_K$	$\Gamma_H$	Радионуклид	$\Gamma_K$	$\Gamma_H$	Радионуклид	$\Gamma_K$	$\Gamma_H$
$^{22}\text{Na}$	77,7	86,2	$^{64}\text{Cu}$	7,13	7,92	$^{131}\text{I}$	14,1	15,7
$^{24}\text{Na}$	120	133	$^{65}\text{Zn}$	20,2	22,4	$^{133}\text{Xe}$	3,45	3,56
$^{38}\text{Cl}$	44,6	49,5	$^{76}\text{As}$	15,5	17,2	$^{137}\text{Cs}^*$	21,4	23,7
$^{41}\text{Ar}$	43,0	47,9	$^{82}\text{Br}$	94,7	105	$^{140}\text{La}$	76,4	85,0
$^{46}\text{Sc}$	71,2	79,0	$^{85}\text{Kr}$	0,0835	0,0928	$^{139}\text{Ce}$	7,97	8,49
$^{48}\text{V}$	102	113	$^{86}\text{Rb}$	3,31	3,31	$^{153}\text{Gd}$	5,42	5,64
$^{51}\text{Cr}$	1,16	1,29	$^{89}\text{Sr}$	0,0031	0,0034	$^{169}\text{Yb}$	11,8	12,6
$^{52}\text{Mn}$	120	134	$^{95}\text{Zr}^*$	27,4	30,4	$^{174}\text{Lu}$	4,71	5,07
$^{54}\text{Mn}$	30,5	33,9	$^{99}\text{Mo}^*$	5,47	6,06	$^{175}\text{Hf}$	13,9	15,3
$^{59}\text{Fe}$	40,6	45,1	$^{103}\text{Ru}^*$	17,7	19,7	$^{198}\text{Au}$	15,2	16,8
$^{56}\text{Co}$	115	128	$^{99\text{m}}\text{Tc}$	3,92	4,34	$^{203}\text{Hg}$	8,55	9,48
$^{57}\text{Co}$	3,69	4,08	$^{110\text{m}}\text{Ag}$	98,2	109	$^{202}\text{Tl}$	17,2	19,0
$^{60}\text{Co}$	84,6	94,0	$^{123}\text{Sn}$	0,240	0,267	$^{226}\text{Ra}^*$	57,8	64,2



Таблица 5.2

Гамма-постоянные  $\Gamma_{10}^*$ ,  $nЗв \cdot м^2 \cdot ч^{-1} \cdot Бк^{-1}$  ( $nЗв = микроЗв = 10^{-12} Зв$ ).

Радионуклид	$\Gamma_{10}^*$	Радионуклид	$\Gamma_{10}^*$	Радионуклид	$\Gamma_{10}^*$
$^{18}F$	0,166	$^{68}Ge^*$	0,158	$^{123}I$	0,0288
$^{24}Na$	0,492	$^{75}Se$	0,066	$^{125}I$	0,0357
$^{51}Cr$	0,00547	$^{81}Rb^*$	0,104	$^{131}I$	0,0650
$^{54}Mn$	0,130	$^{85}Kr$	0,00037	$^{133}Xe$	0,0170
$^{59}Fe$	0,171	$^{85}Sr$	0,0826	$^{137}Cs^*$	0,0927
$^{56}Co$	0,492	$^{99}Mo^*$	0,0444	$^{192}Ir$	0,139
$^{57}Co$	0,0206	$^{99m}Tc$	0,0214	$^{198}Au$	0,0685
$^{60}Co$	0,354	$^{103}Pd^*$	0,0254	$^{197}Hg$	0,0193
$^{64}Cu$	0,0307	$^{110m}Ag$	0,416	$^{201}Tl$	0,0175
$^{65}Zn$	0,0847	$^{111}In$	0,0663	$^{226}Ra^*$	0,251
$^{67}Ga$	0,0268	$^{124}Sb$	0,266	$^{241}Am$	0,00529

В табл. 5.1 приведены полные гамма-постоянные по мощности воздушной кермы и по мощности эквивалентной дозы для некоторых радионуклидов из работы [6]. В табл. 5.2 приведены гамма-постоянные по мощности амбиентной дозы ( $\Gamma_{10}^*$ ), которые взяты из работы [8]. Зная активность, с помощью этих гамма-постоянных можно определить мощность амбиентного эквивалента дозы. Знаком (\*) в табл. 5.1 и 5.2 отмечены радионуклиды в равновесии с дочерними продуктами распада.

## 5.2. Радиевый гамма-эквивалент

Радиоактивные источники обычно характеризуют активностью. Но для некоторых практических задач гамма-излучающие препараты удобно сравнивать по ионизационному эффекту, производимому в воздухе и измеряемому в одинаковых условиях. В 1910 г. на Брюссельском конгрессе было предложено результаты сравнения препаратов радия выражать в *миллиграмм-эквивалентах радия* (мг-экв. Ра). В дальнейшем это было распространено на все гамма-излучающие препараты и мг-экв. Ра (будем обозначать М) стал единицей *радиевого гамма-эквивалента* любого радиоактивного препарата.

*Миллиграмм-эквивалент радия* – это единица гамма-эквивалента радиоактивного препарата, гамма-излучение которого при данной фильтрации и тождественных условиях измерения создает такую же мощность экспозиционной дозы, как и гамма-излучение 1 мг государственного эталона радия в равновесии с основными дочерними продуктами распада при платиновом фильтре толщиной 0,5 мм. Таким образом, радиевый гамма-эквивалент предназначен для оценки поля гамма-излучения по экспозиционной дозе. Экспозиционная доза изымается из обращения, поэтому и радиевый гамма-эквивалент, как нестандартная единица измерения, также изымается из обращения, но еще очень широко используется: 1 мг Ра  $\approx 3,7 \cdot 10^7$  расп./с или  $3,7 \cdot 10^7$  Бк (или 1 мКи).

Гамма-постоянные Ra для стандартных условий (после платинового фильтра 0,5 мм)

$$\Gamma_K = 55 \frac{\text{аГр} \cdot \text{м}^2}{\text{с} \cdot \text{Бк}}; \Gamma_X = 8,4 \frac{\text{Р} \cdot \text{см}^2}{\text{ч} \cdot \text{МКи}}. \quad (5.13)$$

Если известна активность радионуклида  $\mathcal{A}$ , то гамма-эквивалент этого источника можно рассчитать следующим образом:

$$M = \mathcal{A} \Gamma_K / (3,7 \cdot 10^7 \cdot 55) \text{ (мг-экв. Ra)}, \quad (5.14)$$

где  $\mathcal{A}$  в Бк, или

$$M = \mathcal{A} \Gamma_X / 8,4 \text{ (мг-экв. Ra)}, \quad (5.15)$$

где  $\mathcal{A}$  в МКи.

Зная гамма-эквивалент источника, можно вычислить мощность кермы, экспозиционной дозы в воздухе на расстоянии  $r$  от него

$$\dot{K} = M \cdot 3,7 \cdot 10^7 \cdot 55 / r^2 \text{ (аГр/с)}, \quad (5.16)$$

где расстояние  $r$  надо выражать в м;

$$\dot{X} = M \cdot 8,4 / r^2 \text{ (Р/ч)}, \quad (5.17)$$

здесь расстояние  $r$  надо подставлять в см.

### 5.3. Керма-эквивалент

В настоящее время все больше используется *керма-эквивалент* источника –  $k_e$ . Керма-эквивалент – это мощность воздушной кермы фотонного излучения с энергией больше 30 кэВ точечного изотропного источника, умноженная на квадрат расстояния от источника:

$$k_e = \dot{K} \cdot r^2 \left( \frac{\text{Гр} \cdot \text{м}^2}{\text{с}} \right); \left( \frac{\text{аГр} \cdot \text{м}^2}{\text{с}} \right). \quad (5.18)$$

При этом не учитывается поглощение и рассеяние фотонов на всем расстоянии от источника до детектора. Если известен керма-эквивалент источника, то легко определить мощность воздушной кермы на расстоянии  $r$  от него:

$$\dot{K} = k_e / r^2 \left( \frac{\text{Гр}}{\text{с}} \right); \left( \frac{\text{аГр}}{\text{с}} \right). \quad (5.19)$$

Керма-эквивалент связан с керма-постоянной и активностью источника соотношением

$$k_e = \Gamma_K \cdot \mathcal{A}. \quad (5.20)$$

В единицах нГр·м<sup>2</sup>/с его можно вычислить через гамма-эквивалент источника (мг-экв. Ra) следующим образом:

$$k_e = 2,04 \cdot M. \quad (5.21)$$

При этом необходимо помнить, что керма-эквивалент и гамма-эквивалент – это разные физические величины и равенство (5.21) следует понимать условно, т. е.  $k_e$  соответствует  $2,04 \cdot M$ .

В заключение отметим следующее:

- гамма-постоянная, гамма-эквивалент, керма-эквивалент – это характеристики гамма-излучающего радионуклида, удобные для определения мощности дозы от него на некотором расстоянии;
- чтобы найти мощность дозы на некотором расстоянии от точечного источника, надо знать:
  - а) расстояние до источника  $r$ ;
  - б) активность и гамма-постоянную источника, или его гамма-эквивалент.

## Задание 5

### Контрольные вопросы

1. Что такое гамма-постоянная и керма-постоянная радионуклида? Какие размерности имеют эти величины.
2. Как связаны дозовые характеристики поля излучения точечного источника с его гамма-постоянной?
3. Что называют радиевым гамма-эквивалентом? Как он связан с гамма-постоянной, мощностью поглощенной и экспозиционной дозы?
4. Что такое керма-эквивалент и как он связан с активностью и гамма-эквивалентом радионуклида?

### Задачи

1. Для точечного изотропного радионуклида  ${}_{72}^{175}\text{Hf}$  рассчитать: 1) постоянную распада (1/с); 2) среднее время жизни радиоактивных атомов; 3) активность (Бк) через время 1 год, если в начальный момент она равна 100 мКи; 4) дифференциальные и полную гамма-постоянные по мощности поглощенной дозы (аГр м<sup>2</sup>/с Бк); 5) мощность поглощенной дозы (мкГр/ч) на расстоянии 10 м через время 200 суток; 6) мощность экспозиционной дозы (Р/ч) в начальный момент времени на расстоянии 1 м.  $T_{1/2} = 70$  суток,  $E_{\gamma_i} : 0,433; 0,343; 0,089$  МэВ,  $n_{\gamma_i} : 3,2; 86,9; 2,4$  %.
2. При определении гамма-эквивалента  $R_a$  измеренная мощность экспозиционной дозы гамма-излучения на расстоянии 1 м от источника равна 55 мкР/с. Определить гамма-эквивалент источника. Ослаблением излучения в воздухе пренебречь.
3. Имеется 2 источника  ${}_{11}^{24}\text{Na}$  активностью 1 ГБк и  ${}_{80}^{203}\text{Hg}$  – 10 ГБк. Найти, какой из них при одинаковых условиях измерения создает большую мощность воздушной кермы? [4]
4. Определить суммарную активность трех источников:  ${}_{27}^{60}\text{Co}$ ,  ${}_{55}^{137}\text{Cs}$ ,  ${}_{55}^{137}\text{Cs} + {}_{56}^{137}\text{Ba}$ , с керма-эквивалентами 4, 6, 2 мГр м<sup>2</sup>/с соответственно [4].

5. На какое расстояние от точки детектирования следует удалить точечный изотропный источник  $^{24}\text{Na}$ , активность которого к началу облучения составляла 5 Ки, чтобы за сутки облучения поглощенная доза в воздухе равнялась 50 рад? Пренебречь ослаблением и рассеянием излучения в воздухе [4].
6. При градуировке прибора используется точечный изотропный источник  $^{60}_{27}\text{Co}$  активностью 25 мКи, находящийся на расстоянии 3 м от оператора. Определить, сколько часов в день при шестидневной рабочей неделе можно работать без защиты. Ослаблением излучения в воздухе пренебречь.
7. Оператор выполняет работы с точечным изотропным источником  $^{137}\text{Cs}$  активностью 1 ГБк за защитным экраном ручным захватом. Сколько часов в неделю он может работать, чтобы не превысить ПДД для рук, если длина рукоятки захвата 60 см? [7]
8. Определить керма-эквивалент и радиевый гамма-эквивалент точечного изотропного источника, если измеренная мощность эквивалентной дозы гамма-излучения на расстоянии 1 м от источника равна 1 мкЗв/с.
9. В лаборатории проводится работа с источником гамма-излучения радионуклидом  $X$  активностью  $A$  мКи в течение  $t$  часов в день при шестидневной рабочей неделе. Определить предельно допустимое расстояние  $R$  источника от оператора и найти ДПП. Варианты заданий приведены в табл. 5.3.

Таблица 5.3

*Варианты заданий для задачи 9*

Вариант	1	2	3	4	5	6	7	8
X	$^{22}\text{Na}$	$^{24}\text{Na}$	$^{56}\text{Mn}$	$^{74}\text{As}$	$^{60}\text{Co}$	$^{192}\text{Ir}$	$^{203}\text{Hg}$	$^{226}\text{Ra}$
$A$ , мКи	500	500	400	500	300	500	500	400
$t$ , ч	6	5	4	6	3	4	6	5

Вариант	9	10	11	12	13	14	15	16
X	$^{22}\text{Na}$	$^{24}\text{Na}$	$^{134}\text{Cs}$	$^{137}\text{Cs}$	$^{60}\text{Co}$	$^{192}\text{Ir}$	$^{203}\text{Hg}$	$^{65}\text{Zn}$
$A$ , мКи	300	300	300	300	550	300	900	400
$t$ , ч	4	3	5	6	4	4	3	4

10. Для точечного изотропного источника радионуклида  $^A X$  рассчитать:
  - постоянную распада ( $1/\text{с}$ );
  - среднее время жизни радиоактивных атомов (в единицах  $T_{1/2}$ );
  - активность (Бк) через время  $t$ , если в начальный момент она равна 100 мКи;
  - массу (г) радиоактивных атомов в начальный момент времени;
  - дифференциальные и полную гамма-постоянные по мощности поглощенной дозы ( $\text{аГр}\cdot\text{м}^2/\text{с}\cdot\text{Бк}$ );
  - мощность поглощенной дозы ( $\text{мкГр}/\text{ч}$ ) на расстоянии 10 м через время  $t$ ;

- мощность экспозиционной дозы (Р/ч) в начальный момент времени на расстоянии 1 м.

Начальные данные взять из табл. 5.4.

Таблица 5.4

*Варианты заданий для задачи 10*

Вариант	1	2	3	4	5	6	7	8
$^A X$	$^{22}\text{Na}$	$^{24}\text{Na}$	$^{131}\text{I}$	$^{56}\text{Mn}$	$^{64}\text{Cu}$	$^{90}\text{Y}$	$^{95}\text{Zr}$	$^{127}\text{Xe}$
$T_{1/2}$	2,58 лет	14,9 ч	8,08 сут	2,58 ч	12,8 ч	3,2 ч	64 сут	36,4 сут
$t$	3 года	1 сут	25 сут	3 сут	24 ч	5 ч	45 сут	70 сут
$E_{\gamma i}$ , МэВ	1,275 0,511	2,75 1,20	0,637 0,364 0,284	2,11 1,81 0,847	1,34 0,511	0,480 0,203	0,756 0,724	0,375 0,203 0,172
$n_{\gamma i}$ , %	100 180	100 100	9,0 78,4 5,0	14,5 28,5 98,8	0,50 38	90 96	55,4 43,7	17,2 68,3 25,5

Вариант	9	10	11	12	13	14	15	16
$^A X$	$^{238}\text{U}$	$^{60}\text{Co}$	$^{137}\text{Cs}$	$^{38}\text{Cl}$	$^{74}\text{As}$	$^{140}\text{La}$	$^{114}\text{In}$	$^{75}\text{Se}$
$T_{1/2}$	$4,5 \cdot 10^9$ лет	5,27 лет	30 лет	37,2 мин	17,9 сут	40,3 ч	49,5 сут	118,5 сут
$t$	5 лет	7 лет	30 лет	2 ч	20 сут	2 сут	100 сут	1 год
$E_{\gamma i}$ , МэВ	0,112 0,048	1,332 1,173	0,662 0,032	2,168 1,642	0,635 0,596 0,511	1,596 0,816 0,487	0,725 0,558 0,19	0,28 0,26 0,137
$n_{\gamma i}$ , %	0,023 18,7	100 100	85 3,7	44 32,5	16 63 55,6	94,4 23,6 45,9	4,30 4,40 15,4	25,0 59,5 56,5

**Список литературы**

1. Гусев Н.Г. Защита от ионизирующих излучений. В 2 томах. Том 1. Физические основы защиты от излучений: учебник для вузов / Н.Г. Гусев, В.А. Климанов, В.П. Машкович и др. – 3-е изд. – Москва : Энергоатомиздат, 1989. – 512 с.
2. Гусев Н.Г. Квантовое излучение радиоактивных нуклидов : справочник / Н.Г. Гусев, П.П. Дмитриев. – Москва : Атомиздат, 1977. – 395 с.
3. Иванов В.И. Международная система единиц (СИ) в атомной науке и технике : справочное руководство / В.И. Иванов, В.П. Машкович, Э.М. Центер. – Москва : Энергоиздат, 1981. – 200 с.
4. Иванов В.И. Сборник задач по дозиметрии и защите от ионизирующих излучений / В.И. Иванов, В.А. Климанов, В.П. Машкович. – 4-е изд., перераб. и доп. – Москва : Энергоатомиздат, 1992. – 256 с.

5. Козлов В.Ф. Справочник по радиационной безопасности / В.Ф. Козлов. – 5-е изд. – Москва : Энергоатомиздат, 1999. – 520 с.
6. Машкович В.П. Защита от ионизирующих излучений : справочник / В.П. Машкович, А.В. Кудрявцева. – 4-е изд., перераб. и доп. – Москва : Энергоатомиздат, 1995. – 496 с.
7. Машкович В.П. Основы радиационной безопасности : учебное пособие / В.П. Машкович, А.М. Панченко. – Москва : Энергоатомиздат, 1990. – 172 с.
8. Landolt-Börnstein. Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology. New Series. Radiological Protection. – Springer, 2005. – V. 4. – Режим доступа: <http://www.springer.com/gp/book/9783540202073>

## ЧАСТЬ 2

### ЗАЩИТА ОТ ФОТОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

---

#### ЛЕКЦИЯ 6

#### ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ФОТОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ

*Фотонное ионизирующее излучение* – это электромагнитное, косвенно ионизирующее излучение высокой энергии. Принято видимый свет и ультрафиолетовое излучение не относить к ионизирующему излучению, поэтому в дальнейшем под фотонами будем понимать электромагнитное излучение с длиной волны менее 10 нм. Связь между энергией фотона  $E_\gamma$  и его частотой  $\nu$  определяется формулой  $E_\gamma = h\nu$ , где  $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$  Дж·с ( $4,13 \cdot 10^{-18}$  кэВ·с) – постоянная Планка. Если выразить энергию фотона  $E_\gamma$  в кэВ, длину его волны  $\lambda$  в нанометрах и учесть, что  $\nu = \lambda / c$ , то получим

$$E_\gamma = 1,24 / \lambda.$$

В дальнейшем будем рассматривать область энергий фотонов от единиц килоэлектронвольт до нескольких десятков мегаэлектронвольт. В этом диапазоне находится излучение радионуклидных источников, ядерных реакторов, рентгеновских установок и тормозного излучения большей части электронных ускорителей. Фотонное излучение в этой области энергий образуется:

- 1) при рассеянии (торможении) легких заряженных частиц (в основном электронов и позитронов) в кулоновском поле атомов – *тормозное излучение* с непрерывным спектром;
- 2) при радиоактивном распаде атомных ядер – *гамма-излучение*. Это излучение возникает при снятии возбужденных состояний ядер и имеет линейчатый спектр;
- 3) при аннигиляции частицы и античастицы – *гамма-излучение*. Гамма-кванты аннигиляционного излучения имеют непрерывный спектр;
- 4) при квантовых переходах на внутренних электронных оболочках атомов – *характеристическое излучение* с линейчатым спектром.

Выделяют также *рентгеновское излучение* – это фотонное излучение, состоящее из низкоэнергетического тормозного излучения (энергии менее 1 МэВ) и характеристического излучения.

Термины *гамма-излучение (гамма-кванты)* следует использовать только для «жесткого» электромагнитного излучения, возникающего при радиоактивном распаде и аннигиляции.

Характер взаимодействия фотонов с веществом определяется только их энергией и не зависит от происхождения. Вообще, это взаимодействие представляет собой сложный комплекс многих процессов, но основную роль в

ослаблении потока фотонов в рассматриваемой нами области энергий играют три основных процесса взаимодействия:

- *фотоэлектрическое поглощение (фотоэффект);*
- *комптоновское рассеяние (эффект Комптона);*
- *эффект-образование электронно-позитронных пар.*

Небольшой вклад в ослабление потока высокоэнергетических фотонов (в соответствующей области энергий) вносят *фотоядерные реакции*.

## 6.1. Фотоэффект

**Фотоэффект** – это испускание электронов веществом под действием электромагнитного излучения. Открыт немецким физиком Г. Герцем в 1887 г., а теоретическое объяснение дано А. Эйнштейном в 1905 г. Фотоэффект – это квантовое явление. Он невозможен на свободном электроне, так как законы сохранения энергии и импульса требуют участия в этом взаимодействии третьего тела. При атомном фотоэффекте первичный фотон поглощается атомом и передает одному из электронов всю свою энергию. В результате этот электрон (**фотоэлектрон**) покидает атом с некоторой кинетической энергией, которую можно найти из закона сохранения энергии для этого процесса (соотношение Эйнштейна):

$$T_e = E_\gamma - W_Q, \quad (6.1)$$

где  $E_\gamma$  – энергия первичного фотона,  $W_Q$  – энергия связи фотоэлектрона на  $Q$ -оболочке атома ( $K, L, M, \dots$ ). Из формулы (6.1) следует, что фотоэффект – это пороговый процесс, так как энергия первичного фотона должна быть больше энергии связи электрона на соответствующей оболочке.

Результатом фотоэлектрического поглощения фотона является ионизация атома, т. е. его переход в состояние с повышенной энергией (возбужденное состояние), которое является неустойчивым. Последующий переход атома в нормальное состояние происходит путем испускания *характеристического (флуоресцентного) рентгеновского излучения (ХРИ) и оже-электронов*. При этом сумма энергий фотонов ХРИ и оже-электронов равна энергии, затраченной первичным фотоном на ионизацию атома.

**Радиационный (излучательный) переход.** Свободное место электрона на  $Q$ -уровне заполняет электрон с более высокого уровня  $Y$ , и при этом испускается фотон характеристического излучения. Энергия этого фотона определяется формулой, которая соответствует закону сохранения энергии, и равна:

$$E_x = h\nu_{QY} = W_Q - W_Y, \quad (6.2)$$

где  $W_Q > W_Y$ , а  $\nu_{QY}$  – частота испущенного фотона. При переходах на внутренних оболочках ( $K, L, M$ ) эта энергия в зависимости от порядкового номера вещества  $Z$  составляет от единиц до десятков килоэлектронвольт. Чем больше  $Z$  вещества, тем выше энергии связи электронов для соответствующих оболочек и тем больше энергии фотонов, испускаемых при переходах между ними.



Все разрешенные переходы с верхних уровней на  $K$ -уровень образуют ХРИ  $K$ -серии, которая содержит наибольшие энергии фотонов. Переходы на  $L$ -уровень образуют набор ХРИ  $L$ -серии и т. д. В соответствии с формулой (6.2) наибольшая энергия ХРИ всегда меньше энергии связи (ионизации) той оболочки, с которой выбивается фотоэлектрон. В атоме после радиационного перехода остается одна вакансия, т. е. он остается еще в возбужденном состоянии.

**Оже-эффект (безрадиационный переход).** В этом случае свободное место электрона на  $Q$ -уровне заполняет электрон с более верхнего уровня  $Y$ , а выделившаяся при этом энергия передается одному из электронов с вышележащего уровня  $X$ , который покидает атом (*оже-электрон*). Оже-эффект может иметь место, только если для энергий этих уровней выполняется условие  $W_Q - W_Y > W_X$ . Кинетическую энергию оже-электрона  $T_o$  можно найти из выражения

$$T_o = W_Q - W_Y - W_X.$$

После оже-эффекта в атоме появляются две вакансии. Если одна из вакансий находится в той же оболочке, из которой был выбит фотоэлектрон, то такой оже-эффект называется переходом Кестера–Кронига.

Схемы обоих способов снятия возбужденного состояния атома после фотоэффекта приведены на рис. 6.1.

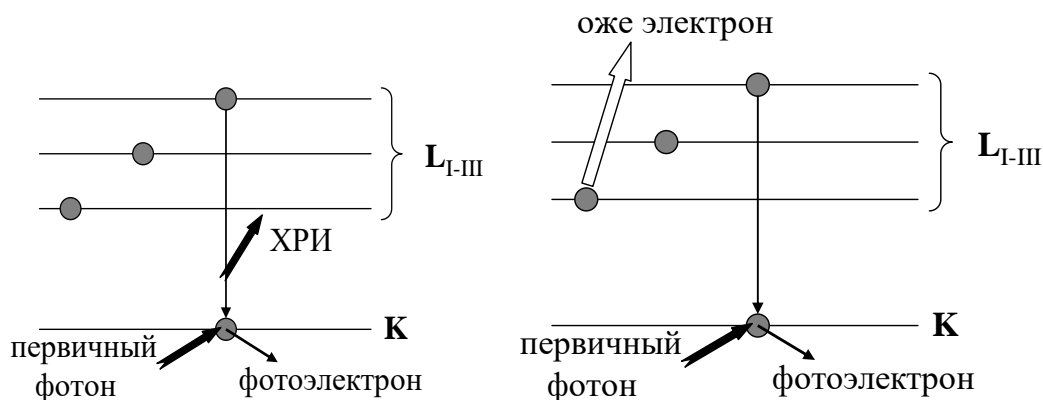


Рис. 6.1. Схемы радиационного перехода и оже-эффекта

Фотон характеристического излучения и оже-электрон обладают энергиями, характерными для данного атома, так как электронные переходы происходят между энергетическими уровнями, имеющими определенные энергии. Эта информация может быть использована (и используется) для изучения многих характеристик облучаемого объекта, например его состава.

Из описания обоих типов переходов следует, что после заполнения первичной вакансии, например на  $K$ -оболочке, и высвобождения части энергии в виде ХРИ или оже-электрона атом остается в возбужденном состоянии, так как появляются вакансии на более высоких энергетических уровнях. Возвращение (релаксация) атома в состояние с меньшей энергией происходит путем

последовательной серии радиационных и безрадиационных квантовых переходов с постепенным уменьшением энергии ХРИ и оже-электронов.

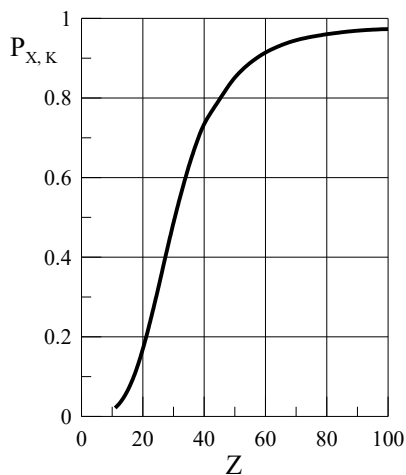


Рис. 6.2. Зависимость вероятности радиационных переходов на К-оболочке от Z

Процессы радиационного и безрадиационного переходов – конкурирующие процессы, при этом

$$P_X + P_O = 1,$$

где  $P_X$  – вероятность радиационного перехода,  $P_O$  – вероятность оже-эффекта. На рис. 6.2 приведена зависимость  $P_X$  от Z вещества для фотоэффекта на К-оболочке ( $P_{X,K}$ ). Из этого рисунка следует, что вероятность радиационного перехода тем выше, чем больше атомный номер вещества Z. Для веществ с небольшим Z более вероятен оже-эффект.

Вероятность фотоэффекта увеличивается с ростом энергии связи электрона в атоме, поэтому фотопоглощение происходит главным образом на внутренних оболочках атома (K, L, ...) при условии, что энергия первичного фотона  $E_\gamma$  больше  $W_K$  ( $W_L, \dots$ ). С уменьшением Z уменьшается энергия связи электронов в атоме и, следовательно, уменьшается вероятность фотоэффекта.

Если  $E_\gamma$  больше  $W_K$ , то фотоэлектрон выбивается не обязательно с К-оболочки, так как имеется определенная вероятность, что фотоэффект произойдет на более высокой оболочке (L, M, ...). Но основной вклад в сечение фотоэффекта при этом дают электроны с К-оболочки. Если  $E_\gamma$  больше  $W_K$ , то сечение фотоэффекта на К-оболочке составляет примерно 80 % от полного сечения фотоэффекта. С точностью 2...3 % отношение  $\sigma_\Phi/\sigma_{\Phi,K}$  можно определить по эмпирической формуле:

$$\sigma_\Phi/\sigma_{\Phi,K} \approx 1 + 0,01481(\ln Z)^2 - 0,000788(\ln Z)^3.$$

Теоретические формулы, выражающие зависимость сечения фотоэффекта ( $\sigma_\Phi, \Sigma_\Phi$ ), от Z и  $E_\gamma$ , которые получены в квантовой электродинамике для общего случая любой энергии и любого вещества, имеют сложный вид и являются приближенными. Для практических целей обычно используют табличные данные [8, 9, 14, 16, 17, 21], реже – эмпирические формулы.

Примерную зависимость микроскопического сечения фотоэффекта на К-оболочке ( $\sigma_{\Phi,K}$ ) для больших энергий фотонов ( $E_\gamma \gg m_e c^2$ ) дает формула Заутера:

$$\sigma_{\Phi,K}(E_\gamma, Z) \approx 4\pi r_e^2 Z^5 m_e c^2 / 137 E_\gamma \quad (\text{см}^2), \quad (6.3)$$

где  $r_e = 2,82 \cdot 10^{-13}$  см – классический радиус электрона;  $m_e c^2 = 0,511$  МэВ – энергия покоя электрона. Для нерелятивистской области энергий ( $E_\gamma \ll m_e c^2$ ) такую зависимость дает формула Гайтлера:

$$\sigma_{\text{ф,к}}(E_\gamma, Z) \approx 32\sqrt{2} \pi r_e^2 Z^5 (m_e c^2)^{7/2} / (3 \cdot 137^4 E_\gamma^{7/2}) \text{ (см}^2\text{)}. \quad (6.4)$$

Из формул (6.3) и (6.4) следует, что сечение фотоэффекта  $\sim Z^5$  и быстро увеличивается с уменьшением энергии первичного фотона. Качественно эту зависимость можно представить в виде

$$\sigma_{\text{ф}} \sim \frac{Z^5}{E_\gamma^3}.$$

Поэтому фотоэффект играет существенную роль в веществах с большим атомным номером и при небольших энергиях фотонов. Например, фотоэффект является основным процессом взаимодействия фотонов в алюминии ( $Z = 13$ ) для  $E_\gamma < 0,05$  МэВ, а в свинце ( $Z = 82$ ) при  $E_\gamma < 0,5$  МэВ.

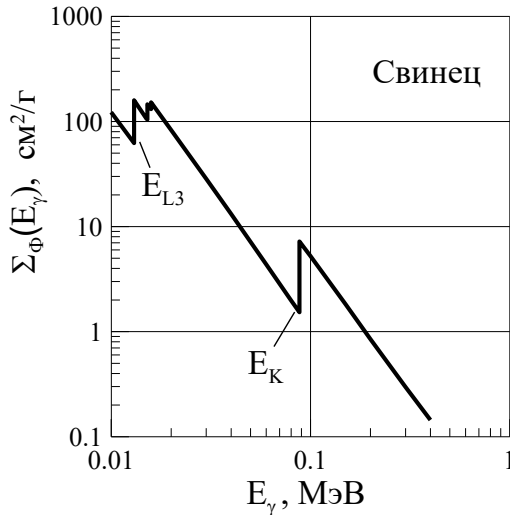


Рис. 6.3. Зависимость макроскопического сечения фотоэффекта от энергии фотона

Как отмечено выше, сечение фотоэффекта увеличивается с уменьшением  $E_\gamma$ , но в тех случаях, когда  $E_\gamma = W_Q$  (граница поглощения  $Q$ -оболочки), сечение испытывает скачкообразное уменьшение, так как электрон не может быть выбит с этой оболочки, а затем опять монотонно возрастает, испытывая скачкообразное уменьшение при энергии связи следующей оболочки. Поэтому зависимость сечения от энергии фотона имеет форму спадающей ступенчатой кривой (рис. 6.3), каждая ступень которой связана с вкладом в сечение фотоэффекта одного из энергетических уровней атома.

Вторичное излучение, возникающее в результате фотоэффекта, – это фотоэлектроны, ХРИ и оже-электроны. Угловое распределение ХРИ и оже-электронов – изотропное. Если  $E_\gamma \ll m_e c^2$ , то фотоэлектроны летят в основном перпендикулярно направлению движения первичного фотона, в направлении электрического вектора падающе-

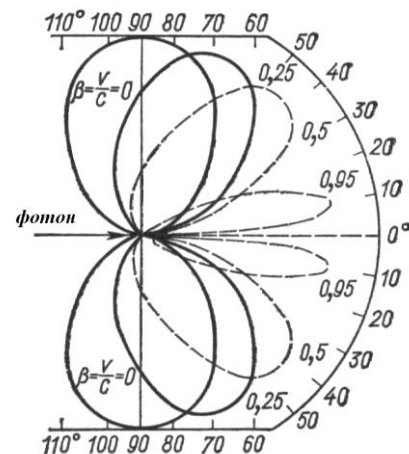


Рис. 6.4. Угловое распределение фотоэлектронов для различных энергий фотонов

го излучения, который определяет направление силы, действующей на фотоэлектрон. С увеличением  $E_\gamma$  угловое распределение фотоэлектронов становится все более «вытянутым» в направлении первичного фотона (рис. 6.4).

В заключение отметим, что ионизация атома с выбиванием электронов внутренних оболочек может происходить не только под действием фотонов, но и под действием заряженных частиц, например электронов, протонов. Последующее снятие возбужденного состояния атома происходит теми же способами, что и при фотоэффекте (ХРИ, оже-эффект). Это означает, что при прохождении через вещество, например, электронного (протонного) пучка с достаточной энергией в нем генерируется ХРИ с соответствующим набором спектральных линий.

## 6.2. Эффект Комптона

**Эффект Комптона (комptonовское рассеяние, некогерентное рассеяние)** – это рассеяние электромагнитного излучения (фотонов) на электронах, сопровождающееся уменьшением энергии (частоты) первичного излучения. Открыт американским физиком Комптоном в 1922 г. В отличие от фотоэффекта, комptonовское рассеяние не приводит к поглощению первичного фотона. После рассеяния он имеет меньшую энергию, а часть первичной энергии передается атомному электрону.

Обычная, «классическая» теория процесса комptonовского рассеяния предполагает, что электрон изначально покоится и не связан с ядром атома, т. е. рассеяние считается упругим. Эти предположения справедливы, если импульс, переданный электрону, намного превышает импульс его движения в атоме, который определяет энергию связи электрона (энергию ионизации атома). В том диапазоне энергий, где комptonовское рассеяние играет существенную роль, это условие в большинстве случаев выполняется.

В предположении, что электрон свободен и покоится, энергию фотона  $E_\gamma'$ , кинетическую энергию электрона  $T$  и их направления движения после рассеяния можно найти из законов сохранения энергии и импульса. При рассеянии фотона большой энергии электрон отдачи может приобрести значительную скорость, поэтому необходимо использовать релятивистские законы сохранения энергии и импульса:

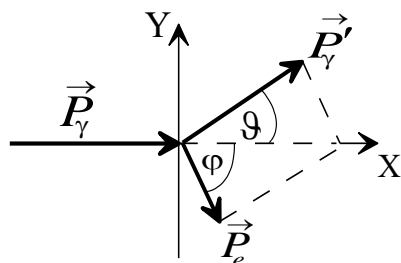


Рис. 6.5. Диаграмма импульсов упругого рассеяния фотона на свободном электроне

$$E_\gamma = E_\gamma' + T, \quad (6.5)$$

$$\vec{P}_\gamma = \vec{P}_\gamma' + \vec{P}_e, \quad (6.6)$$

где  $E_\gamma$  и  $\vec{P}_\gamma$  – энергия и импульс фотона до рассеяния,  $\vec{P}_e$  – импульс электрона.

Векторная диаграмма сохранения импульса для этого процесса взаимодействия изображена на рис. 6.5.

Если спроектировать уравнение (6.6), соответственно, на оси ОХ и ОУ и решить совместно с уравнением (6.5), то легко получить связь энергии и направления движения фотона и электрона после рассеяния. Энергия фотона после рассеяния определяется выражением

$$E_{\gamma}' = \frac{E_{\gamma}}{1 + k(1 - \cos \vartheta)}, \quad (6.7)$$

где  $\vartheta$  – угол рассеяния фотона относительно его первоначального направления движения (рис. 6.5),  $k = E_{\gamma}/m_e c^2$ . Кинетическую энергию комптоновских электронов можно вычислить с помощью выражений

$$T = E_{\gamma} - E_{\gamma}'; \quad T = E_{\gamma} \frac{k(1 - \cos \vartheta)}{1 + k(1 - \cos \vartheta)}. \quad (6.8)$$

Из соотношения (6.7) следует, что энергия фотона после рассеяния никогда не равна нулю, т. е. при комптоновском рассеянии фотон не исчезает. Энергия фотона, рассеянного назад ( $\cos \vartheta = -1$ ), не превышает  $m_e c^2/2 = 0,255$  МэВ даже при очень большой энергии первичного фотона, а энергия фотона, рассеянного под углом  $90^\circ$ , не превышает  $m_e c^2 = 0,511$  МэВ. Из выражений (6.8) следует, что рассеянию фотона назад соответствует максимальное значение кинетической энергии комптоновского электрона

$$T_{\max} = \frac{E_{\gamma}}{1 + (1/2k)}. \quad (6.9)$$

Если от энергий перейти к длинам волн падающего ( $\lambda$ ) и рассеянного ( $\lambda'$ ) фотонов, то можно получить выражение для изменения длины волны фотона при комптоновском рассеянии:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \lambda_c(1 - \cos \vartheta), \quad (6.10)$$

где  $\lambda_c = \hbar/m_e c = 3,8615 \cdot 10^{-11}$  см  $\approx 0,00386 \text{ \AA}$  – *комптоновская длина волны электрона*. Из формулы (6.10) видно, что  $\Delta\lambda$  не зависит от длины волны (энергии) падающего и рассеянного фотонов, а определяется лишь углом рассеяния  $\vartheta$ .

Угол  $\varphi$ , под которым двигается электрон после столкновения, связан с углом рассеяния фотона  $\vartheta$  соотношением

$$\operatorname{ctg} \varphi = (1 + k) \frac{1 - \cos \vartheta}{\sin \vartheta}. \quad (6.11)$$

При небольших энергиях первичных фотонов вторичные электроны получают в среднем небольшую долю этой энергии. С возрастанием  $E_{\gamma}$  доля энергии, переданная электронам, увеличивается. Средние значения этой энергии приведены в табл. 6.1. Чем больше энергия рассеянного фотона, тем меньше его угол рассеяния и переданная электрону энергия. Чем больше угол рассеяния фотона, тем больше энергия электрона и ближе его направление движения к направлению первичного фотона.

Таблица 6.1

Средние энергии вторичных фотонов и электронов после комптоновского рассеяния

$E_\gamma$ , МэВ	$\langle E'_\gamma \rangle$ , МэВ	$\langle T_e \rangle$ , МэВ
0,01	0,0098	0,0002
10	3,16	6,84

Дифференциальное по телесному углу сечение комптоновского рассеяния фотона на свободном электроне определяется **формулой Клейна–Нишины** (КН), которая получена на основе квантовых представлений:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{КН}} = \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{E'_\gamma}{E_\gamma}\right)^2 \left(\frac{E_\gamma}{E'_\gamma} + \frac{E'_\gamma}{E_\gamma} - \sin^2 \vartheta\right) \left(\frac{\text{см}^2}{\text{ср}}\right). \quad (6.12)$$

С учетом выражения (6.7) формулу (6.12) можно представить в виде

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{КН}} = \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{1}{1+k(1-\cos\vartheta)}\right)^2 \left(1 + \cos^2 \vartheta + \frac{k^2(1-\cos\vartheta)^2}{1+k(1-\cos\vartheta)}\right). \quad (6.13)$$

При  $k \rightarrow 0$  она переходит в **формулу Томсона** – классическое сечение упругого рассеяния электромагнитного излучения свободным электроном:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_T = \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2 \vartheta). \quad (6.14)$$

Томсоновское рассеяние представляет собой низкоэнергетическую границу эффекта Комптона.

Выражения (6.12) и (6.13) справедливы только для тех столкновений, в которых передаваемая электрону энергия велика по сравнению с энергией связи, в противном случае электрон нельзя считать свободным. Полное микроскопическое сечение комптоновского рассеяния на свободном электроне можно получить интегрированием дифференциальных

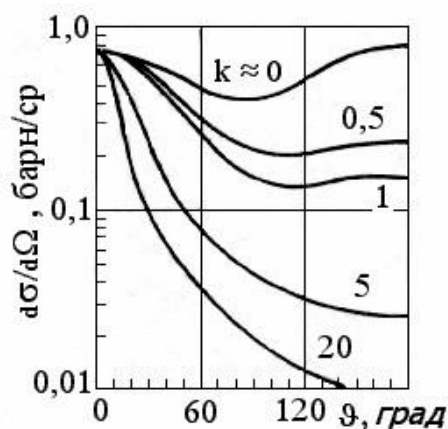


Рис. 6.6. Дифференциальное сечение комптоновского рассеяния,  $k = E_\gamma / m_e c^2$

распределений по всем направлениям рассеяния фотона  $\Omega$ .

На рис. 6.6 показано угловое распределение рассеянных фотонов для различных начальных энергий. Из рисунка следует, что для фотонов небольших энергий ( $E_\gamma \ll m_e c^2$ ) имеет место симметричное относительно  $\pi/2$  (томсоновское) угловое распределение рассеянного излучения. С увеличением начальной энергии фотонов возрастает число фотонов, рассеивающихся вперед, и сим-

метричное томсоновское распределение переходит в *анизотропное комптоновское* угловое распределение.

Если воспользоваться формулой преобразования сечений [1]

$$\left(\frac{d\sigma}{dT}\right)_{\text{KH}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{KH}} \cdot \frac{d\Omega}{dT}$$

и соотношениями (6.7), (6.8) и (6.12), то можно получить дифференциальное по энергии электрона сечение комптоновского рассеяния:

$$\left(\frac{d\sigma}{dT}\right)_{\text{KH}} = \frac{\pi r_e^2}{k^2 m_e c^2} \left\{ 2 + \left(\frac{T}{E_\gamma - T}\right)^2 \left[ \frac{1}{k^2} + \frac{E_\gamma - T}{E_\gamma} - \frac{2}{k} \cdot \frac{E_\gamma - T}{T} \right] \right\} \left(\frac{\text{см}^2}{\text{МэВ}}\right). \quad (6.15)$$

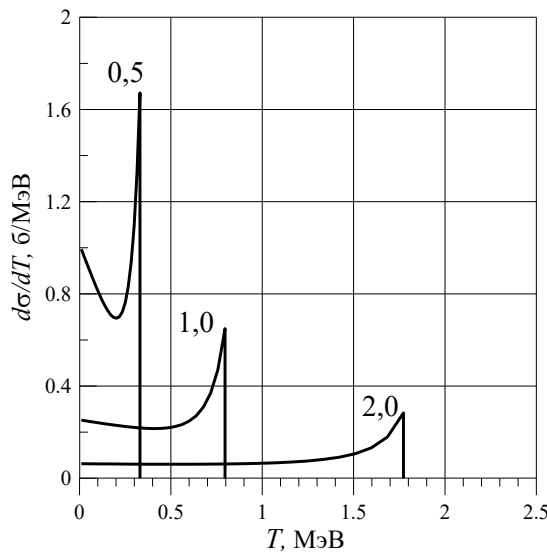


Рис. 6.7. Спектры электронов отдачи при комптоновском рассеянии. Цифры у кривых – энергии фотонов МэВ

На рис. 6.7 приведены спектры комптоновских электронов для нескольких энергий фотонов. Особенностью всех кривых является наличие резкой границы, соответствующей максимальной энергии отдачи электрона, которая определяется выражением (6.9).

При движении фотонов в веществе они рассеиваются на электронах, которые не свободны, а находятся в определенных энергетических состояниях в атомах. Поэтому в результате комптоновского рассеяния электрон покидает атом, переводя его в ионизованное состояние. С учетом энергии связи электро-

на в атоме процесс комптоновского рассеяния является неупругим. Если энергия фотона велика по сравнению с энергией связи электронов и электрону передается большой импульс, то рассеяние происходит, как на свободных электронах, и соответствует обычному комптоновскому рассеянию. Это имеет место, когда длина волны падающего фотона сравнима или меньше размеров атома. Атомные электроны участвуют в рассеянии независимо друг от друга (*некогерентно*). Рассеянные фотоны от различных атомных электронов не обладают постоянной разностью фаз и не могут интерферировать друг с другом. Полное сечение комптоновского (некогерентного) рассеяния на атоме в  $Z$  раз больше соответствующего сечения на электроне:

$$\sigma_{\text{KH}}(E_\gamma) = 2\pi r_e^2 Z \left\{ \frac{1+k}{k^2} \left[ \frac{2(1+k)}{1+2k} - \frac{1}{k} \ln(1+2k) \right] + \frac{\ln(1+2k)}{2k} - \frac{1+3k}{(1+2k)^2} \right\} \left(\frac{\text{см}^2}{\text{атом}}\right).$$

Основную зависимость сечения комптоновского рассеяния от энергии фотона и атомного номера вещества можно представить в виде

$$\sigma_{\text{к}} \sim \frac{Z}{E_{\gamma}}.$$

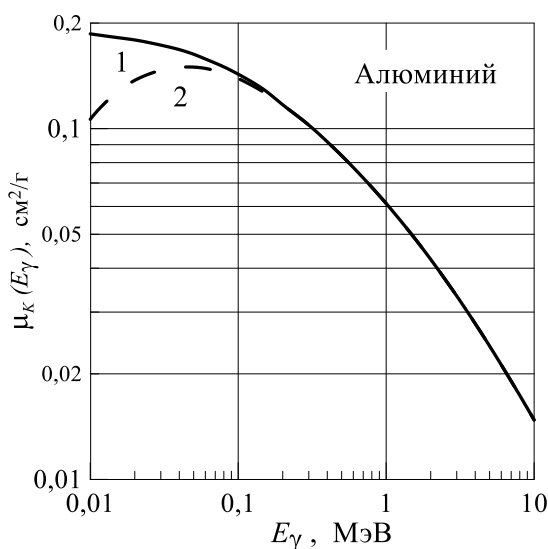


Рис. 6.8. Макроскопическое сечение комптоновского рассеяния  
1 — сечение КН; 2 — с учетом энергии связи электронов в атоме

На рис. 6.8 приведена зависимость полного макроскопического сечения эффекта Комптона от энергии фотонов для алюминия. Согласно рисунку сечение КН (рассеяние на свободном электроном) монотонно уменьшается с увеличением энергии фотона  $E_{\gamma}$  (кривая 1). Для небольших энергий фотонов расчет сечений комптоновского рассеяния необходимо проводить с учетом энергии связи электронов в атоме. Величина сечения в этом случае меньше сечения КН, так как атомный электрон воспринимает не лю-

бой импульс отдачи (особенно при малых углах рассеяния, когда этот импульс мал). С учетом энергии связи электронов дифференциальное сечение комптоновского рассеяния обычно представляют в виде

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{НКГ}} = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{КН}} Z S(q, Z), \quad (6.16)$$

где  $S(q, Z)$  — функция некогерентного рассеяния, которая определяет вероятность того, что при рассеянии фотона на угол  $\mathcal{Q}$  электрон получит импульс  $q$ , достаточный для возбуждения или ионизации атома. Наличие связи и первоначального движения электронов изменяет форму углового распределения рассеянных фотонов и делает неопределенным жесткое соотношение Комптона между  $E_{\gamma}$ ,  $E_{\gamma}'$  и  $\mathcal{Q}$ . В результате комптоновские электроны, вылетающие в определенном направлении, имеют некоторый разброс по энергии. Расчеты сечения комптоновского рассеяния с учетом энергии связи электронов более сложные, но такие сечения рассчитаны и имеются в литературе [14, 17, 18, 21].

Полное сечение комптоновского рассеяния  $\sigma_{\text{к}}$  можно разделить на две части:

$$\sigma_{\text{к}}(E_{\gamma}) = {}_s\sigma_{\text{к}}(E_{\gamma}) + {}_a\sigma_{\text{к}}(E_{\gamma}) = \int_{4\pi} \frac{E_{\gamma}'}{E_{\gamma}} \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{к}} d\Omega + \int_{4\pi} \left( 1 - \frac{E_{\gamma}'}{E_{\gamma}} \right) \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{к}} d\Omega. \quad (6.17)$$



Первый интеграл в правой части соотношения (6.17) –  ${}_s\sigma_K(E_\gamma)$  – называется сечением рассеяния энергии и пропорционален среднему значению энергии, уносимой фотоном после рассеяния ( $\langle E_\gamma' \rangle = E_\gamma \cdot {}_s\sigma_K(E_\gamma)$ ). Второй интеграл называется сечением поглощения энергии и пропорционален средней энергии, передаваемой при рассеянии электрону ( $\langle T_e \rangle = E_\gamma \cdot {}_a\sigma_K(E_\gamma)$ ).

Атомные электроны могут участвовать в рассеянии электромагнитного излучения двояким образом: либо как единый коллектив, либо как набор отдельных независимых рассеивающих центров.

Упорядоченность в расположении электронов, общность их физических свойств обуславливают постоянство фаз для волн, рассеянных от различных электронов. Следствием этого является *когерентное* (интерференционное) рассеяние. Такой характер рассеяния усиливается с уменьшением энергии и увеличением длины волны фотонов, особенно когда энергия фотона уменьшается до значений энергии связи электронов в атоме, а длина волны становится сравнимой с размерами атома. При когерентном рассеянии электроны участвуют в рассеянии коллективным образом, согласованно. При этом складываются амплитуды волн, рассеянных разными электронами. В результате интерференции образуется единая волна, рассеянная всеми электронами как единым коллективом с суммарной амплитудой. Квадрат этой амплитуды и определяет сечение когерентного рассеяния. За счет интерференции волн, рассеянных различными электронами атома, возможно значительное усиление суммарной амплитуды. При когерентном рассеянии сечение пропорционально  $Z^2$ . Сечение упругого (когерентного) рассеяния записывают в виде

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{КОГ}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Т}} Z^2 |F(q, Z)|^2,$$

где  $F(q, Z)$  – *атомный форм-фактор*. Эта функция характеризует пространственное распределение электрического заряда атома.

При комптоновских столкновениях электроны участвуют в рассеянии независимо друг от друга, что приводит к случайным фазовым сдвигам для рассеянных волн. Следствием этого является *некогерентное* рассеяние, при котором складываются квадраты амплитуд волн, рассеянных отдельными электронами. Сечение некогерентного рассеяния есть просто сумма сечений рассеяния на отдельных электронах.

Энергии связи электронов внутренних (вблизи ядра) и внешних оболочек атома сильно отличаются, поэтому имеет место как некогерентное (*комptonовское*), так и когерентное (*упругое, рэлеевское*) рассеяние. Полное сечение рассеяния фотона на атоме равно сумме сечений когерентного и некогерентного рассеяния. Но вероятность когерентного рассеяния велика лишь в веществах с большим атомным номером при  $E_\gamma \ll m_e c^2$  и этот процесс взаимодействия фотонов незначительно влияет на их распространение в веществе, т. к. при этих энергия основной процесс взаимодействия фотонов – это фотоэффект.

Отметим, что понятия когерентного и некогерентного рассеяния применяются к рассеянию волн любой природы (Гуревич И.И., Тарасов Л.В. Физика нейтронов низких энергий. М.: Наука, 1965).

Комптоновское рассеяние является основным процессом взаимодействия фотонов в алюминии для энергий фотонов порядка 0,1...15 МэВ, а в свинце для энергий примерно 0,5...5 МэВ.

### 6.3. Эффект образования электрон-позитронных пар

*Образование электрон-позитронных пар* – это типично квантовый процесс. Он происходит в сильном электрическом поле ядра, *при этом первичный фотон превращается в электрон-позитронную пару, которой передается почти вся энергия фотона  $E_\gamma$*  (некоторую энергию отдачи получает ядро, но по причине его большой массы она невелика, обычно менее 5 кэВ).

Позитрон был экспериментально обнаружен в космических лучах в 1932 г. В 1933 г. эффект образования пар от гамма-квантов радионуклида впервые наблюдали Ирэн и Фредерик Жолио-Кюри с помощью камеры Вильсона, помещенной в магнитное поле. Закон сохранения энергии для этого процесса взаимодействия имеет вид

$$E_\gamma = E_- + E_+ + T_\text{я}, \quad (6.18)$$

где  $E_- = T_- + m_-c^2$  – полная энергия электрона;  $E_+ = T_+ + m_+c^2$  – полная энергия позитрона;  $T_\text{я}$  – энергия отдачи ядра;  $m_+c^2 = m_-c^2 = 0,511$  МэВ. Из выражения (6.15) следует, что эффект образования пар – пороговый процесс. Если пренебречь энергией отдачи ядра, то энергия первичного фотона должна быть не менее  $2m_+c^2 = 1,022$  МэВ.

Образование пар может происходить и в поле атомного электрона. При этом энергия отдачи этого электрона много больше энергии отдачи ядра, поэтому пороговая энергия фотона в этом случае должна быть выше,  $\sim 4m_+c^2$ . Эффект образования пар в поле электрона иногда называют *триплетом*, так как в этом случае образуются три вторичные частицы: рождаются электрон и позитрон, а из атома выбивается участвующий в процессе электрон.

Сечение образования электрон-позитронных пар в поле ядра много больше, чем в электрическом поле электрона. В поле электронов оно пропорционально  $Z$ , а в поле ядра –  $Z^2$ . Вклад атомных электронов в сечение эффекта образования пар ( $\sigma_\text{п}$ ,  $\Sigma_\text{п}$ ) часто учитывают заменой  $Z^2$  на  $Z(Z + 1)$ , считая, что сечения процесса для протона и атомного электрона одинаковы.

Выражения для полного сечения этого процесса рассчитаны в квантовой электродинамике. Эти сечения как функции  $E_\gamma$  и  $Z$  имеют сложный вид и зависят существенно от расстояния до ядра (прицельного параметра), с которым происходит взаимодействие фотона. Расстояние до ядра определяет величину экранирования электрического поля ядра полем атомных электронов. Наиболее часто используют сечения, рассчитанные Бете и Гайтлером (*сечения*

Бете–Гайтлера). При  $2m_e c^2 < E_\gamma < 137m_e c^2 Z^{-1/3}$  теория Бете–Гайтлера дает следующее выражение для макроскопического сечения процесса:

$$\mu_{\text{п}}(E_\gamma, Z) = \frac{4N_A r_e^2}{137A} Z(Z+1) \left( \frac{7}{9} \ln \left( \frac{2E_\gamma}{m_e c^2} \right) - \frac{109}{54} \right) \left( \frac{\text{см}^2}{\text{г}} \right).$$

В области больших энергий, когда  $E_\gamma \ll 137m_e c^2 Z^{-1/3}$ , сечение имеет вид

$$\mu_{\text{п}}(E_\gamma, Z) = \frac{4N_A r_e^2}{137A} Z(Z+1) \left( \frac{7}{9} \ln(183Z^{-1/3}) - \frac{1}{54} \right) \left( \frac{\text{см}^2}{\text{г}} \right).$$

Зависимость сечения образования электрон-позитронных пар от энергии фотона для двух веществ показана на рис. 6.9. С увеличением энергии фотона (от пороговой) сечение монотонно возрастает. При увеличении  $E_\gamma$  до энергий нескольких десятков мегаэлектронвольт сечение растет почти линейно, но при дальнейшем увеличении энергии фотона оно возрастает все более медленно.

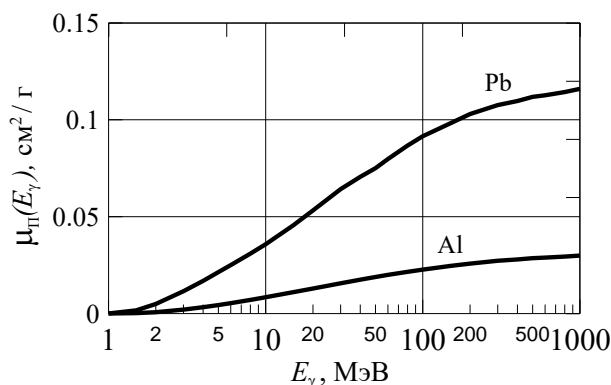


Рис. 6.9. Зависимость сечения образования пар от энергии фотона

ния первичного фотона. Чем больше энергия первичного фотона, тем меньше этот угол. Его величина в стерadianах пропорциональна отношению  $m_e c^2 / E_\gamma$ .

Дифференциальное по энергии позитрона ( $E_+$ ) сечение образования пар для различных энергий  $E_\gamma$  приведено на рис. 6.10, где  $\nu = (T_+ + m_e c^2) / E_\gamma$ . Из рисунка следует, что энергия фотона в среднем распределяется поровну между электроном и позитроном. Процесс образования пар является основным процессом взаимодействия фотонов с веществом при больших энергиях, например в алюминии при  $E_\gamma > 15$  МэВ, а в свинце при  $E_\gamma > 5$  МэВ.

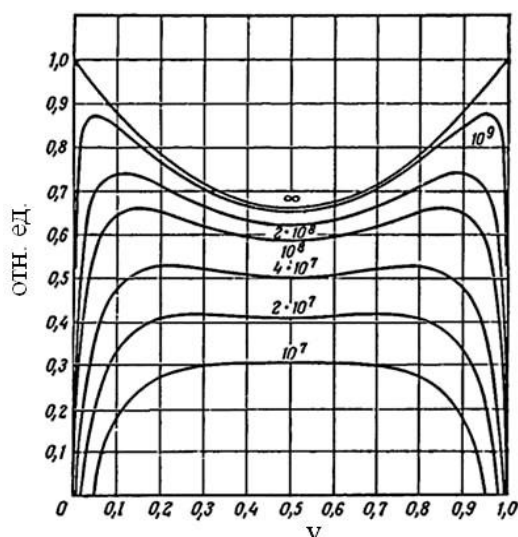


Рис. 6.10. Дифференциальная вероятность образования пар в свинце. Цифры у кривых – энергия фотонов в МэВ

В процессе образования пар часть энергии первичного фотона материализуется в виде позитрона и электрона. При движении позитрона в веществе его взаимодействие с атомными электронами с большой вероятностью приводит к их *аннигиляции* (взаимному уничтожению). Освобождаемая при этом энергия, равная сумме полных энергий электрона и позитрона, реализуется в виде квантов электромагнитного излучения. Наиболее вероятным процессом является двухфотонная аннигиляция, менее вероятна (примерно в 370 раз) – трехфотонная аннигиляция. В тяжелых веществах, где энергия связи электронов выше, возможна также однофотонная аннигиляция на связанных электронах атома, но сечение этого процесса значительно меньше сечения аннигиляции с образованием двух фотонов. Сечение процесса аннигиляции возрастает с уменьшением кинетической энергии позитрона, и происходит в основном в конце его пробега, когда кинетическая энергия и импульс позитрона очень малы. Энергия каждого аннигиляционного гамма-кванта при этом равна 0,511 МэВ, и они движутся в противоположных направлениях, что следует из закона сохранения импульса. Их угловое распределение можно считать изотропным. Если процесс образования пар соответствует поглощению фотонов и уменьшению мощности дозы за защитой, то аннигиляция позитронов вызывает ее увеличение. Эффект образования аннигиляционных гамма-квантов необходимо учитывать при расчете защиты от высокоэнергетического фотонного излучения.

#### 6.4. Фотоядерные реакции

**Фотоядерная реакция (фотоядерный эффект, ядерный фотоэффект, ядерное фоторасщепление)** – это ядерная реакция, в результате которой первичный фотон поглощается ядром, а снятие возбужденного состояния ядра происходит с испусканием нейтронов или заряженных частиц. Типичными фотоядерными реакциями являются реакции  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, p)$ ,  $(\gamma, np)$ . Менее вероятны и протекают при больших энергиях фотонов реакции с вылетом сложных частиц – дейтронов  $(\gamma, d)$ , альфа-частиц  $(\gamma, \alpha)$ , а также процессы  $(\gamma, 3n)$ ,  $(\gamma, 4n)$ . В делящихся ядрах может протекать реакция фотodelения  $(\gamma, f)$ . При взаимодействии фотонов очень больших энергий (более 100 МэВ) с нуклонами ядер возможно образование (*фоторождение*)  $\pi$ -мезонов. Все фотоядерные реакции являются эндонергетическими (*пороговыми*), а величина пороговой энергии фотона равна энергии связи частиц, которые испускаются при поглощении фотона ядром. Для большинства ядер пороговые энергии реакций  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, p)$ ,  $(\gamma, np)$  заключены в пределах 6...14 МэВ.

Сечение фотоядерных реакций невелико (единицы, десятки миллибарн) и составляет малую часть полного сечения взаимодействия фотонов с атомами вещества, поэтому этот процесс взаимодействия фотонов слабо влияет на ослабление их потока в веществе. Но для целей защиты от излучений фотоядерные реакции важны как процессы, связанные с образованием вторичных сильнопроникающих излучений (в основном нейтронов) и радиоактивных ядер.

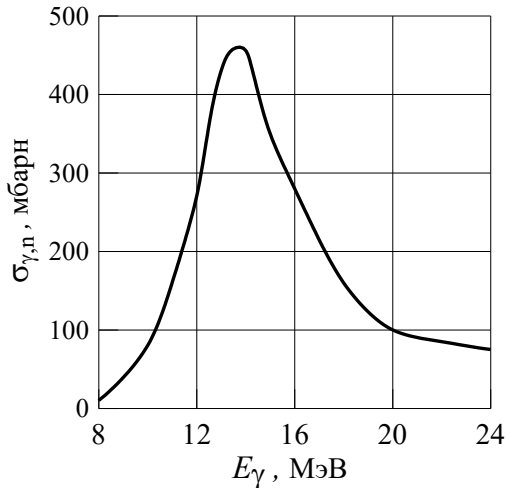


Рис. 6.11. Сечение фотоядерной реакции  $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$

$(\gamma, 3n)$ , менее вероятен, так как для этого необходимы энергии выше двух-трех энергий связи нейтрона в ядре. Для легких и средних ядер выходом нейтронов за счет этих реакций можно пренебречь, однако для тяжелых ядер, в которых энергия связи на нуклон меньше, вклад в выход нейтронов от реакции  $(\gamma, 2n)$  может достигать 30 %.

Сечение фотоядерной реакции  $(\gamma, n)$  с увеличением энергии фотона быстро возрастает, достигая максимума у легких ядер в области энергий примерно 22 МэВ, у тяжелых – при энергиях около 13 МэВ, а затем резко падает. Особенностью зависимости сечения этой реакции от энергии фотона является наличие большого максимума с шириной порядка 4...8 МэВ, который называют **гигантским резонансом**. На рис. 6.11 приведен пример поведения сечения фотоядерной реакции в области гигантского резонанса.

Интегральное сечение фоторасщепления ( $\sigma_\gamma^{\text{int}} = \int \sigma_\gamma(E_\gamma) dE_\gamma$ ) возрастает с увеличением массового числа ядра примерно по линейному закону [1].

В табл. 6.2 приведены данные по фотонейтронным реакциям для некоторых элементов. Здесь указаны пороговые энергии реакций  $E_{\text{пор}}$ , максимальные значения микроскопических сечений реакции  $\sigma_{\gamma,n}^{\text{max}}$  и энергии фотонов, при которых сечение фотонейтронной реакции имеет максимум  $E_m$ .

Фотоядерные реакции с образованием нейтронов необходимо учитывать при расчете защиты от высокоэнергетического фотонного излучения ядерно-технических установок. Например, нейтроны, образованные фотонами в области гигантского резонанса, в основном определяют параметры защиты на ускорителях электронов с энергиями от 16 до 100 МэВ. Кроме этого, высокоэнергетические фотоны за счет фотоядерных реакций могут образовывать нейтроны в воздухе помещения ускорителя, а фотонейтроны – создавать наведенную активность в элементах конструкции, экспериментальном оборудовании и вносить существенный вклад в утечку излучения через различные каналы.

В области энергий фотонов, не превышающих нескольких десятков мегаэлектронвольт, основной вклад в выход нейтронов (**фотонейтронов**) дает фотоядерная (**фотонейтронная**) реакция  $(\gamma, n)$ . Пороговая энергия фотона в этой реакции соответствует энергии связи нейтрона в ядре, которая для большинства ядер равна 6...8 МэВ. Исключение составляют  $^2\text{D}$  и  $^9\text{Be}$ , для которых пороговые энергии в реакции  $(\gamma, n)$  достаточно малы (2,23 и 1,66 МэВ соответственно). Выход нейтронов за счет других реакций, например  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, pn)$ ,

Таблица 6.2

Данные о фотонейтронных реакциях [16]

Элемент	$E_{\text{пор}}$ , МэВ	$E_m$ , МэВ	$\sigma_{\gamma,n}^{\text{max}}$ , мб
$^2\text{D}$	2,226	4,5	2,4
$^4\text{He}$	20,60	25,7	1,2
$^9\text{Be}$	1,666	22,2	2,5
$^7\text{Li}$	7,30	14,5	0,9
$^{12}\text{C}$	18,71	22,9	8,3
$^{14}\text{N}$	10,60	24,2	14,5
$^{16}\text{O}$	15,67	24,2	10,4
$^{19}\text{F}$	10,40	24,0	10,0
$^{23}\text{Na}$	12,42	24,0	11,5
$^{27}\text{Al}$	13,06	20,2	14,0
$^{28}\text{Si}$	17,18	21,5	13,5
$^{31}\text{P}$	12,30	22,4	16,6
$^{40}\text{Ca}$	15,64	19,3	15,0
$^{40}\text{Ar}$	9,90	17,0	33,0
$^{56}\text{Fe}$	11,20	18,0	75,0
$^{60}\text{Ni}$	11,40	16,4	70,0
$^{63}\text{Cu}$	10,90	16,7	66,0
$^{65}\text{Cu}$	9,90	16,7	75,0
$^{64}\text{Zn}$	11,90	16,2	67,0
$^{72}\text{Ge}$	10,70	16,7	107
$^{107}\text{Ag}$	9,53	15,9	150
$^{139}\text{La}$	8,78	15,2	336
$^{181}\text{Ta}$	7,64	12,5	380
$^{186}\text{W}$	7,28	12,6	400
$^{197}\text{Au}$	8,06	13,8	460
$^{208}\text{Pb}$	7,40	13,4	640
$^{209}\text{Bi}$	7,50	13,5	640
$^{238}\text{U}$	6,20	14,0	980

### 6.5. Полное сечение взаимодействия фотонов

Полное (интегральное) макроскопическое сечение взаимодействия фотонов  $\Sigma$  (или микроскопическое  $\sigma$ ) равно сумме отдельных (парциальных) сечений взаимодействия, т. е.

$$\Sigma(E_\gamma) = \Sigma_{\text{Ф}}(E_\gamma) + \Sigma_{\text{К}}(E_\gamma) + \Sigma_{\text{П}}(E_\gamma) + \Sigma_{\gamma}(E_\gamma) + \dots, \quad (6.19)$$

где  $\Sigma_{\text{ф}}$ ,  $\Sigma_{\text{к}}$ ,  $\Sigma_{\text{п}}$ ,  $\Sigma_{\gamma}$  – соответственно макроскопические линейные (1/см) сечения фотоэффекта, комптоновского рассеяния, образования электрон-позитронных пар и фотоядерной реакции. Первые три члена в сумме (6.19) практически полностью определяют величину полного сечения.

Кроме линейных макроскопических сечений, часто используют массовые макроскопические сечения ( $\text{см}^2/\text{г}$ ), которые были обозначены буквой  $\mu$ . Полные линейные и массовые макроскопические сечения взаимодействия фотонов часто называют *коэффициентами ослабления*. Для веществ со сложным составом массовый коэффициент ослабления определяется следующим образом:

$$\mu = \sum_i w_i \mu_i, \quad (6.20)$$

где  $w_i$  – массовая (весовая) доля  $i$ -элемента в веществе, а  $\mu_i$  – его коэффициент ослабления. На рис. 6.12 приведены массовые сечения взаимодействия фотонов для алюминия и свинца.

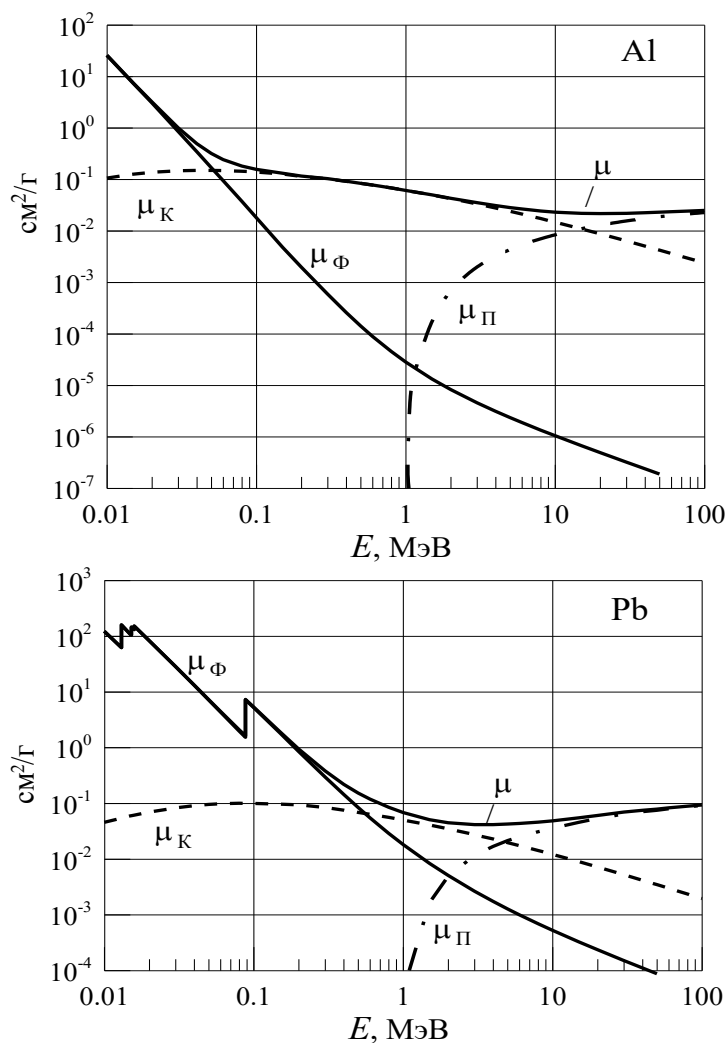


Рис. 6.12. Массовые коэффициенты ослабления фотонов

Для каждого вещества можно выделить энергетические интервалы, в которых преобладает тот или иной эффект взаимодействия. На рис. 6.13 приведена зависимость полного сечения от энергии фотонов, а вертикальными линиями отмечены области энергий с преобладанием соответствующего эффекта взаимодействия (Ф – фотоэффекта, К – эффекта Комптона, П – эффекта образования пар). Характерной особенностью полного сечения взаимодействия фотонов для всех веществ является наличие минимума в той области энергий фотонов, где преобладает эффект Комптона. Причина данного минимума заключается в убывании сечений фотоэффекта и комптоновского рассеяния и увеличении сечения образования пар с ростом энергии фотонов. Энергия  $E_{\min}$ , при которой сечение имеет минимум, зависит от атомного номера вещества и уменьшается с увеличением  $Z$ . Например, для азота  $E_{\min} = 45$  МэВ, для алюминия  $E_{\min} = 21$  МэВ, для железа  $E_{\min} = 8$  МэВ, для свинца  $E_{\min} = 3,4$  МэВ.

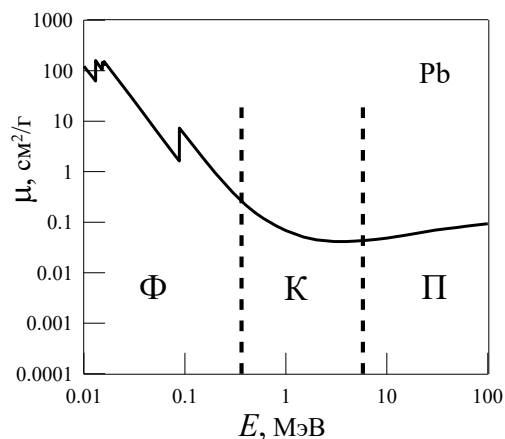


Рис. 6.13. Зависимость полного сечения от энергии первичных фотонов

Коэффициент ослабления определяет среднее число взаимодействий фотона на единице пути, приводящих как к его поглощению, так и рассеянию, и используется для расчетов ослабления фотонов в геометрии узкого пучка.

В элементарных актах взаимодействия часть энергии первичных фотонов преобразуется в кинетическую энергию заряженных частиц (фотоэлектроны, оже-электроны, комптоновские электроны, электроны и позитроны при образовании пар), а часть – в энергию вторичного фотонного излучения:

- ХРИ при фотоэффекте;
- рассеянные фотоны и ХРИ при комптоновском рассеянии;
- аннигиляционное излучение при образовании пар.

Следовательно, полный коэффициент ослабления (и линейный, и массовый) можно представить в виде суммы двух слагаемых:

$$\Sigma = \Sigma_{\text{пер}} + \Sigma_S, \quad (6.21)$$

где  $\Sigma_{\text{пер}}$  – часть коэффициента ослабления, определяющая преобразование энергии фотонов в кинетическую энергию заряженных частиц, которая называется *коэффициентом передачи энергии (коэффициентом преобразования энергии, коэффициентом переноса энергии)*;  $\Sigma_S$  определяет переход части энергии первичного фотона во вторичное фотонное излучение.



Значения  $\Sigma_{\text{пер}}$  вычисляются следующим образом:

$$\Sigma_{\text{пер}}(E_\gamma) = \Sigma_{\text{ф}}(E_\gamma)f_{\text{ф}}(E_\gamma) + \Sigma_{\text{к}}(E_\gamma)f_{\text{к}}(E_\gamma) + \Sigma_{\text{п}}(E_\gamma)f_{\text{п}}(E_\gamma),$$

где функции  $f_i(E_\gamma)$  представляют собой среднюю долю энергии фотона, которая преобразуется в кинетическую энергию заряженных частиц в соответствующих взаимодействиях. Эти функции определяются и используются для вычисления  $\Sigma_{\text{пер}}$  [5, 12, 17]. Коэффициент передачи энергии необходим для вычисления кермы (мощности кермы). Произведение  $E_\gamma \cdot \Sigma_{\text{пер}}(E_\gamma)$  равно средней кинетической энергии всех заряженных частиц, образованных фотоном на единице пути в веществе.

Часть кинетической энергии заряженных частиц, появляющихся во всех взаимодействиях первичного фотона, поглощается в среде в актах ионизации и возбуждения атомов, а часть преобразуется в тормозное излучение. Для вычисления поглощенной в среде энергии и поглощенной дозы используется **коэффициент поглощения энергии (коэффициент истинного поглощения энергии, коэффициент электронного преобразования)**, который определяется следующим образом:

$$\Sigma_{\text{пог}} = \Sigma_{\text{пер}}(1 - g),$$

где  $g$  – **выход излучения**. Это часть кинетической энергии вторичных электронов, потерянная на тормозное излучение [5]. Зависимость величины  $g$  от энергии фотонов для четырех веществ приведена на рис. 6.14 [8]. Произведение  $E_\gamma \cdot \Sigma_{\text{пог}}(E_\gamma)$  равно средней энергии, которая поглощается в веществе на единице пути фотона.

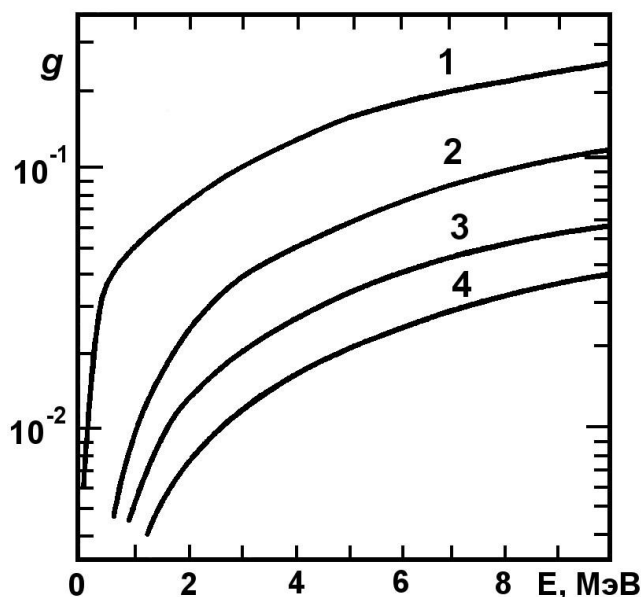


Рис. 6.14. Зависимость  $g$  от энергии фотонов: 1 – Pb, 2 – Fe, 3 – Al, 4 – воздух

Коэффициенты  $\Sigma_{\text{пер}}$  и  $\Sigma_{\text{пог}}$  определяются различными стадиями передачи энергии от косвенно ионизирующего излучения веществу, поэтому пространственное распределение кермы и поглощенной дозы могут быть различными.

Значения различных коэффициентов взаимодействия фотонов рассчитаны и имеются в литературе, например [1, 8, 9, 12, 14, 17, 18, 21]. Хороший обзор по сечениям взаимодействия и коэффициентам ослабления фотонов дан в статьях Дж. Хаббела и М. Бергера (см. [12], глава 2), а исторический

обзор с обширной библиографией – в [19]. Авторы этих работ являются одними из главных разработчиков базы данных по этим сечениям. В табл. П2.4 приложения 2 приведены массовые коэффициенты ослабления и поглощения энергии для некоторых элементов и сложных веществ в диапазоне энергий фотонов  $0,01\text{МэВ} \geq E_\gamma \leq 100\text{МэВ}$ , которые соответствуют работе [21]. Значения сечений для сложных веществ рассчитывались в соответствии с формулой (6.17). Если в рассматриваемом диапазоне энергий для данного элемента (вещества) попадают энергии связи соответствующих электронных оболочек, то для этих энергий приводятся минимальное и максимальное значения сечений, обусловленных скачком фотопоглощения на этой оболочке для соответствующего элемента.

Мы рассмотрели основные особенности всех процессов взаимодействия фотонов, которые необходимо учитывать при расчете защиты от этого излучения. В заключение отметим следующее: в результате взаимодействия фотонов с веществом (фотоэффект, комптоновское рассеяние, образование электронно-позитронных пар, фотоядерные реакции) энергия первичных высокоэнергетических фотонов преобразуется в энергию вторичных частиц:

- часть энергии переходит в кинетическую энергию заряженных частиц: фотоэлектроны, оже-электроны, комптоновские электроны отдачи, электронно-позитронные пары, *которые быстро поглощаются в защите;*
- часть энергии идет на образование вторичного фотонного излучения: рассеянные фотоны, ХРИ, тормозное излучение электронов и позитронов, аннигиляционное излучение, *которое имеет большую проникающую способность;*
- часть энергии может передаваться нейтронам, *которые имеют большую проникающую способность и создают наведенную активность в защите, воздухе и оборудовании.*

## Задание 6

### **Контрольные вопросы**

1. Дать описание фотоэффекта, эффекта Комптона и эффекта образования пар по следующей схеме: что происходит, вторичные частицы, их энергетическое и угловое распределение, зависимость сечения от атомного номера вещества и энергии фотонов.
2. Как протекает фотоядерная реакция? Что называют гигантским резонансом? В чем заключается радиационная опасность фотоядерных реакций?
3. Что называют полным сечением взаимодействия фотонов, коэффициентом ослабления фотонов, коэффициентом передачи энергии, коэффициентом поглощения энергии?
4. Нарисовать график  $\Sigma(E_\gamma)$  и указать области преобладания фотоэффекта, эффекта Комптона, эффекта образования пар.

### Задачи

1. Тонкая мишень облучается фотонами с энергией 3 МэВ. Найти отношение образовавшихся в ней позитронов к электронам.
2. Показать невозможность фотоэффекта на свободном электроне.
3. Определить среднюю кинетическую энергию электронов и позитронов, образующихся в элементарном акте эффекта образования пар, если энергия фотонов равна 8 МэВ.
4. Фотон с энергией 0,662 МэВ имеет линейный коэффициент ослабления в алюминии  $0,201 \text{ см}^{-1}$ , а в свинце  $1,18 \text{ см}^{-1}$ . Оценить величину микроскопического сечения фотоэффекта в свинце.
5. Свинцовая пластина толщиной 1 мм помещена в камеру Вильсона и облучается фотонами с энергией 2,62 МэВ. Всего обнаружено 435 следов позитронов и 2410 следов электронов. Определить отношение  $\Sigma_{\text{П}} / (\Sigma_{\text{Ф}} + \Sigma_{\text{К}})$ .
6. Оценить максимальную энергию ядра отдачи при рождении фотоном с энергией 100 МэВ электрон-позитронной пары на ядре свинца [10].
7. Получить выражения для вычисления пороговых энергий образования электрон-позитронной пары в поле ядра и электрона.
8. Доказать, что свободный фотон не может превратиться в электрон-позитронную пару.
9. Радиоактивный препарат излучает две линии:  $E_1 = 60 \text{ кэВ}$  и  $E_2 = 70 \text{ кэВ}$ . Подобрать вещество и его толщину так, чтобы линия  $E_2$  была ослаблена в 100 раз, а линия  $E_1$  пропущена с минимальными потерями. Найти ослабление линии  $E_1$  [10].
10. Фотон с энергией  $E_{\gamma}$  рассеялся на угол  $\vartheta$ . Найти энергию рассеянного фотона и угол, под которым полетит комптоновский электрон.
11. На какой угол отклонится фотон с энергией  $E_{\gamma}$  в результате комптоновского рассеяния, если его энергия после рассеяния составит  $\alpha$  % от начальной? Найти энергию электрона. Начальные данные взять из табл. 6.3.

Таблица 6.3

Начальные данные для задачи 11

Вариант	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
$E_{\gamma}, \text{ МэВ}$	1	2,5	3	0,5	10	2	5	15	10	2,5	3	0,5	10	2	5	25
$\alpha, \%$	60	24	30	40	50	75	40	50	60	45	80	60	75	50	10	50

12. Комптоновское рассеяние фотонов происходит на атомных электронах, которые находятся в движении. Обычно это движение не учитывается, но оно может приводить к разбросу энергии электрона отдачи. Вычислить в процентах разброс энергии комптоновских электронов при рассеянии фотонов с энергией  $E_{\gamma}$  на электронах  $K$ -оболочки вещества  $X$ , с энергией связи  $E_{\text{св}}$  [10]. Начальные данные взять из табл. 6.4.

Таблица 6.4

## Начальные данные для задачи 12

Вариант	1	2	3	4	5	6	7	8
$X$	Al	Ti	Cu	Ag	Xe	W	Pb	U
$E_{\text{св}}$ , кэВ	1,56	4,97	8,98	25,5	34,6	69,5	88,0	115,6
$E_{\gamma}$ , МэВ	1,25	0,662	2,0	0,3	1,25	0,662	0,3	2,0

Вариант	9	10	11	12	13	14	15	16
$X$	Al	Cu	Xe	Pb	Xe	Al	Pb	Cu
$E_{\text{св}}$ , кэВ	1,56	8,98	34,6	88,0	34,6	1,56	88,0	8,98
$E_{\gamma}$ , МэВ	0,3	0,662	2,0	1,25	0,662	2,0	2,0	0,3

## Список литературы

1. Беспалов В.И. Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом : учебное пособие / В.И. Беспалов. – 5-е изд., доп. – Томск : Изд-во Томского политехнического университета, 2014. – 427 с.
2. Бете Г.А. Прохождение излучения через вещество. Экспериментальная ядерная физика / Г.А. Бете, Ю. Ашкин ; под ред. Э. Сегре. – Москва : ИИЛ, 1955. – Т. 1. – 662 с.
3. Вайсбурд Д.И. Физика. Сборник вопросов и задач для студентов элитного технического отделения : учебник для технических университетов. Часть 1 / Д.И. Вайсбурд, Ю.А. Сивов, Ю.И. Тюрин и др. – Томск : Изд-во Томского политехнического университета, 2008. – 240 с.
4. Гусев Н.Г. Защита от ионизирующих излучений. В 2 томах. Том 1. Физические основы защиты от излучений: учебник для вузов / Н.Г. Гусев, В.А. Климанов, В.П. Машкович и др. – 3-е изд. – Москва : Энергоатомиздат, 1989. – 512 с.
5. Жоффер Г. Фундаментальные соотношения между линейной передачей энергии, поглощенной дозой, керма и экспозиционной дозой. Приложение к различным средам / Г. Жоффер, Л. Паж // Микродозиметрия : труды симпозиума по микродозиметрии ; под ред. А.Н. Кронгауза и В.И. Иванова. – Москва : Атомиздат, 1971. – С. 9–103.
6. Иванов В.И. Сборник задач по дозиметрии и защите от ионизирующих излучений / В.И. Иванов, В.А. Климанов, В.П. Машкович. – 4-е изд., перераб. и доп. – Москва : Энергоатомиздат, 1992. – 256 с.
7. Лейпунский О.И. Распространение гамма-квантов в веществе / О.И. Лейпунский, Б.В. Новожилов, В.Н. Сахаров. – Москва : ГИФМЛ, 1960. – 208 с.
8. Машкович В.П. Защита от ионизирующих излучений : справочник / В.П. Машкович, А.В. Кудрявцева. – 4-е изд., перераб. и доп. – Москва : Энергоатомиздат, 1995. – 496 с.

9. Немец О.Ф. Справочник по ядерной физике / О.Ф. Немец, Ю.В. Гофман. – Киев : Наукова думка, 1975. – 415 с.
10. Ободовский И.М. Сборник задач по экспериментальным методам ядерной физики : учеб. пособие для вузов / И.М. Ободовский. – Москва : Энергоатомиздат, 1987. – 280 с.
11. Пшеничный Г.А. Взаимодействие излучений с веществом и моделирование задач ядерной геофизики / Г.А. Пшеничный. – Москва : Энергоиздат, 1982. – 224 с.
12. Руководство по радиационной защите для инженеров : пер. с англ. / под ред. Д.Л. Бродера и др. В 2 томах. Том. 1. – Москва : Атомиздат, 1972. – 424 с.
13. Стародубцев С.В. Взаимодействие гамма-излучения с веществом / С.В. Стародубцев, А.М. Романов. – Ташкент : Фан : Наука, 1964. – 249 с.
14. Сторм Э. Сечения взаимодействия гамма-излучения (для энергий 0,001–100 МэВ и элементов с 1 до 100) : справочник : пер. с англ. / Э. Сторм, Х. Израэль. – Москва : Атомиздат, 1973. – 256 с.
15. Черняев А.П. Взаимодействие ионизирующего излучения с веществом / А.П. Черняев. – Москва : ФИЗМАТЛИТ, 2004. – 152 с.
16. Dietrich S.S. Atlas of Photoneutron Cross Sections obtained with Monoenergetic Photons / S.S. Dietrich, B.L. Berman // Atomic Data and Nucl. Data Tables. – 1988. – V. 38. – P. 199–338.
17. Habbell J.H. Photon Cross Sections, Attenuation Coefficients, and Energy Absorption Coefficients From 10 keV to 100 GeV / J.H. Habbell. – US, Washington, D.C.: NSRDS-NBS 29, 1969. – Режим доступа: <http://nvlpubs.nist.gov/nistpubs/Legacy/NSRDS/nbsnsrds29.pdf>
18. Hubbell J.H. Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients from 1 keV to 20 MeV for Elements Z = 1 to 92 and 48 Additional Substances of Dosimetric Interest / J.H. Hubbell, S.M. Seltzer. – NIST, 2004. – Режим доступа: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/cover.html>
19. Habbell J.H. Review and history of photon cross section calculations / J.H. Habbell // Phys. Med. Biol. – 2006. – V. 51 – P. 245–262.
20. Martin J.E. Physics for Radiation Protection: A Handbook. – Second Edition. – 2006. – Режим доступа: <http://onlinelibrary.wiley.com/book/10.1002/9783527618798>
21. Storm E. Cross Sections from 1 keV to 100 MeV for elements Z = 1 to Z = 100 / E. Storm, H.I. Israel // Nucl. Data Tables.– 1970. – A7. – P. 565–681.

## ЛЕКЦИЯ 7

### ФАКТОРЫ НАКОПЛЕНИЯ ФОТОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Число нерассеянных фотонов в мононаправленном пучке изменяется с толщиной вещества  $x$  по экспоненциальному закону (см. лекцию 3)

$$N(x) = N_0 e^{-\Sigma x}, \quad (7.1)$$

где  $\Sigma$  – линейный коэффициент ослабления. Формула (7.1) определяет ослабление *нерассеянного* (узкого, коллимированного) пучка, когда детектор регистрирует только излучение, которое не испытало взаимодействий с атомами вещества и имеет то же направление и энергию, что и излучение источника. Поле фотонного излучения в реальных задачах определяется не только нерассеянным излучением источника, но и рассеянными фотонами, которые испытали однократное или многократное взаимодействие в воздухе или материале защиты. Кроме этого, в детектор попадает также *вторичное излучение*: аннигиляционное, характеристическое, тормозное.

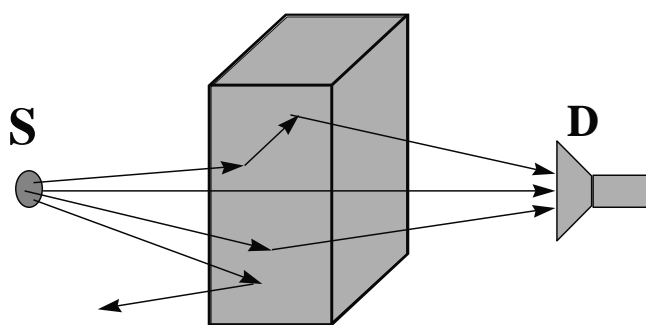


Рис.7.1. Траектории фотонов, типичные для геометрии широкого пучка

На рис. 7.1 изображена геометрия, когда детектор (D) регистрирует нерассеянное (первичное), рассеянное и вторичное излучение. Такая геометрия называется геометрией *широкого* пучка или *плохой* геометрией.

Выражение (7.1) удобно для расчета ослабления нерассеянного излучения в веществе. Чтобы сохранить

простоту записи и при этом учесть рассеянное и вторичное излучение, поступают следующим образом. Рассеянное и вторичное излучение учитывают введением в закон ослабления излучения (7.1) множителя – *фактора накопления* фотонного излучения.

#### 7.1. Факторы накопления гомогенных сред

Если обозначить через  $G_0$  некоторый функционал, описывающий поле нерассеянного излучения, а через  $G_S$  – поле рассеянного и вторичного излучения, то фактор накопления по данной характеристике  $G$  поля излучения (число частиц, интенсивность, доза и т. д.) равен:

$$B_G = \frac{G_0 + G_S}{G_0} = 1 + \frac{G_S}{G_0}, \quad (7.2)$$

т. е. *фактор накопления* (ФН) равен отношению поля нерассеянного и рассеянного излучения к полю только нерассеянного излучения. Иногда опреде-

ляют ФН как отношение показания детектора при измерении в геометрии широкого пучка к показанию детектора при измерении в геометрии узкого пучка. Из определения ФН следует, что всегда  $B_G \geq 1$ .

В зависимости от регистрируемых характеристик поля излучения различают следующие ФН (все определения дадим для источника моноэнергетических фотонов с энергией  $E_0$ ):

- **Числовой ФН** – для плотности потока фотонов  $\phi$ :

$$B_N(x) = \frac{\int_0^{E_0} \phi(x, E) dE}{\phi_0(x, E_0)}, \quad (7.3)$$

где  $\phi_0(x, E_0)$  – плотность потока нерассеянных фотонов после прохождения слоя вещества толщиной  $x$ . Для мононаправленного пучка величина  $\phi_0(x, E_0)$  определяется в соответствии с выражением (7.1), для изотропного источника необходимо учитывать также геометрическое ослабление излучения.

- **Энергетический ФН** – для плотности потока энергии (интенсивности) фотонов:

$$B_E(x) = \frac{\int_0^{E_0} \phi(x, E) E dE}{\phi_0(x, E_0) E_0}. \quad (7.4)$$

- **Дозовый ФН** – для поглощенной дозы в воздухе, для экспозиционной дозы:

$$B_D(x) = \frac{\int_0^{E_0} \phi(x, E) E \mu_{\text{пог}}^{\text{воз}}(E) dE}{\phi_0(x, E_0) E_0 \mu_{\text{пог}}^{\text{воз}}(E_0)}, \quad (7.5)$$

где  $\mu_{\text{пог}}^{\text{воз}}$  – массовый коэффициент поглощения энергии фотонов в воздухе.

- **ФН поглощенной энергии** – для поглощенной в среде энергии:

$$B_A(x) = \frac{\int_0^{E_0} \phi(x, E) E \mu_{\text{пог}}^{\text{сп}}(E) dE}{\phi_0(x, E_0) E_0 \mu_{\text{пог}}^{\text{сп}}(E_0)}, \quad (7.6)$$

где  $\mu_{\text{пог}}^{\text{сп}}$  – массовый коэффициент поглощения энергии фотонов в данной среде. Из выражений (7.5) и (7.6) следует, что дозовый ФН равен ФН поглощенной энергии в воздухе.

ФН зависит от многих условий: от того, какая характеристика поля излучения регистрируется, от геометрии, от спектра и углового распределения источника, от толщины и материала защиты, от взаимного расположения источника и детектора. При использовании ФН полезно помнить следующие закономерности:

- ФН монотонно возрастает с увеличением толщины вещества, так как уменьшается количество первичного излучения и увеличивается количество рассеянного и вторичного излучения;
- ФН возрастает при переходе от мононаправленного к изотропному источнику, так как увеличивается количество рассеянного излучения, попадающего в детектор;
- для постоянного расстояния между источником и детектором справедливо следующее соотношение:

$$B_{\infty} > B_{\infty/2} > B_{\text{бар}} > B_{\text{огр}},$$

где  $B_{\infty}$ ,  $B_{\infty/2}$ ,  $B_{\text{бар}}$ ,  $B_{\text{огр}}$  – соответственно ФН для бесконечной, полу-бесконечной, барьерной и ограниченной геометрии. Такая зависимость является следствием того, что при последовательном переходе от бесконечной геометрии к ограниченной уменьшается количество рассеянного излучения, попадающего в детектор (см. лекцию 3);

- ФН зависит от поперечных размеров источника и возрастает с их увеличением;
- для фотонов с энергиями  $E_0 \leq 3$  МэВ ФН уменьшается с увеличением атомного номера вещества, так как возрастает сечение фотоэффекта и, соответственно, увеличивается поглощение низкоэнергетического рассеянного и вторичного излучения;
- для энергий фотонов  $E_0 > 3$  МэВ ФН может быть больше в веществах с более высоким атомным номером. Причина этого – более интенсивное рождение вторичного излучения в процессах образования пар и тормозного излучения;
- числовой ФН всегда больше энергетического и дозового.

При решении большинства практических задач защиты от ионизирующих излучений приходится иметь дело с широким пучком. В этом случае спектр и угловое распределение регистрируемого излучения существенно отличаются от спектра и углового распределения первичного пучка. Например, если первичный пучок моноэнергетический, то регистрируемое излучение может иметь непрерывный спектр и ослабление всего излучения происходит не по экспоненциальному закону. Польза от введения ФН заключается в том, что с его помощью можно записать закон ослабления широкого пучка в том же простом виде, что и для нерассеянного излучения. Например, плотность потока фотонов  $\phi$  за защитой толщиной  $d$  на расстоянии  $x$  от моноэнергетического источника фотонов с энергией  $E_0$  можно записать следующим образом:

$$\phi(x) = \phi_0(x) \cdot \exp\{-\Sigma(E_0)d\} \cdot B_N(E_0, \Sigma d). \quad (7.7)$$

Выражение (7.7) состоит из трех сомножителей:

- первый –  $\phi_0(x)$  – *соответствует плотности потока нерассеянного излучения источника на расстоянии  $x$  от него без учета ослабления в защите*. Если пучок мононаправленный, то величина  $\phi_0$  от  $x$  не



зависит. Для источника с изотропным излучением расчет  $\phi_0(x)$  необходимо проводить с учетом *геометрического ослабления*. Если такой источник задан его мощностью  $q$  (фотон/с) (см. лекцию 2), то

$$\phi_0(x) = \frac{q}{4\pi x^2}, \left( \frac{\text{ФОТОН}}{\text{см}^2 \text{ с}} \right); \quad (7.8)$$

- второй множитель –  $\exp\{-\Sigma(E_0)d\}$  – *учитывает ослабление нерассеянного излучения в веществе защиты толщиной  $d$* ;
- третий множитель –  $B_N(E_0, \Sigma d)$  – *учитывает вклад в поле излучения рассеянного и вторичного фотонного излучения, которые образуются в слое защиты толщиной  $d$* .

Подобным образом, используя соответствующие ФН, можно записать закон ослабления для интенсивности излучения, дозы, мощности дозы и т. д. Все эти выражения можно также представить в виде трех множителей с аналогичными физическими смыслами. Например, мощность поглощенной дозы ( $\dot{D}$ ) за защитой толщиной  $d$  на расстоянии  $x$  от источника фотонов с энергией  $E_0$  можно записать следующим образом:

$$\dot{D}(x) = \dot{D}_0(x) \cdot \exp(-\Sigma d) \cdot B_D(E_0, \Sigma d). \quad (7.9)$$

Выражения (7.7) и (7.9) записаны для барьерной геометрии, когда взаимодействие излучения с веществом происходит только в слое (барьере), толщиной  $d$ . Соответствующие ФН (для мононаправленного или изотропного источника) также должны быть рассчитаны в барьерной геометрии. Для мощности дозы в бесконечной среде на расстоянии  $d$  от источника будем иметь следующее выражение:

$$\dot{D}(d) = \dot{D}_0(d) \cdot \exp(-\Sigma d) \cdot B_D(E_0, \Sigma d), \quad (7.10)$$

здесь  $B_D$  – дозовый ФН в бесконечной геометрии.

Факторы накопления (дозовые, энергетические, числовые) для различных энергий фотонов, различных типов источников (точечный изотропный, плоский мононаправленный и т. д.), большого набора веществ защиты и ее толщины приведены в специальной литературе в таблицах. Обширная информация по ФН имеется, например, в [7–10]. Часть этих данных являются экспериментальными, но больше всего результатов получено с помощью различных численных методов. Следует отметить, что один из эффективных методов расчета ФН – это метод статистического моделирования (метод Монте-Карло).

В табл. П2.5 прил. 2 даны значения дозовых ФН для бесконечной геометрии защиты [8]. Из этих данных хорошо видны основные закономерности ФН, отмеченные выше. Из них также следует, что при большой толщине вещества вклад рассеянного излучения в дозу (мощность дозы) является преоб-

ладающим и может в десятки–сотни раз превышать вклад от нерассеянного излучения.

Толщина каждого вещества в табл. П2.5 задана в длинах свободного пробега (ДСП). Эту единицу длины удобно использовать для представления ФН. Защитные свойства применяемых материалов обычно сравнивают по *кратности ослабления* дозы (мощности дозы) нерассеянного излучения. По этому условию ослабляющие свойства двух защит из различных веществ эквивалентны, если выполняется условие одинаковой кратности ослабления нерассеянного излучения:

$$\exp(-\Sigma_1 d_1) = \exp(-\Sigma_2 d_2), \quad (7.11)$$

т. е. одинакова толщина обеих защит в ДСП. Величина ФН в этом случае показывает кратность увеличения дозы за защитой за счет рассеянных и вторичных фотонов при одинаковой степени ослабления нерассеянного излучения в каждом веществе. Очевидно, что выражение (7.11) справедливо только тогда, когда вкладом рассеянного и вторичного излучения можно пренебречь.

Более точное сравнение защитных свойств материалов надо проводить с учетом ФН. Ослабляющие свойства двух защит из различных веществ эквивалентны, если выполняется условие одинаковой кратности ослабления всего (нерассеянного и рассеянного) излучения:

$$\exp(-\Sigma_1 d_1) B_D(\Sigma_1 d_1) = \exp(-\Sigma_2 d_2) B_D(\Sigma_2 d_2). \quad (7.12)$$

Удобство применения ФН заключается также и в том, что он изменяется достаточно плавно в зависимости от энергии фотонов  $E_0$ , атомного номера вещества защиты  $Z$  и ее толщины  $d$ . Поэтому можно проводить достаточно точную интерполяцию ФН по ограниченному числу расчетных или экспериментальных данных или на их основе построить аппроксимационные формулы для вычисления ФН. Для ФН точечных изотропных источников в бесконечной геометрии наиболее часто используют следующие две аппроксимационные формулы:

1) формулу Бергера (справедлива для  $\Sigma d < 10$ ):

$$B(\Sigma d) = 1 + a \cdot \Sigma d \exp(b \cdot \Sigma d), \quad (7.13)$$

где  $a$  и  $b$  – коэффициенты, зависящие от вещества и энергии фотонов. Их значения приводятся в специальных таблицах (см., например, [8], табл. 5.26–5.29);

2) формулу Тейлора:

$$B(\Sigma d) = A_1 \exp(-\alpha_1 \Sigma d) + (1 - A_1) \exp(-\alpha_2 \Sigma d), \quad (7.14)$$

где коэффициенты  $A_1$ ,  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  также зависят от энергии фотонов, вещества и представлены в таблицах (см., например, [8]). В табл. 7.1 приведены коэффициенты для расчета дозовых ФН от точечных изотропных источников в бесконечной среде. Следует отметить, что формула Тейлора часто используется для учета вклада вторичного и рассеянного излучения в поле излучения от источников различных геометрических форм.

Таблица 7.1

Значения коэффициентов  $A_1$ ,  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  для представления дозового ФН  
точечного изотропного источника в бесконечной среде  
по формуле Тейлора [8, 11]

Материал	$E$ , МэВ	$A_1$	$\alpha_1$	$\alpha_2$
Вода	0,1	8503	-0,1159	-0,1153
	0,2	3413	-0,1152	-0,1141
	0,3	2235	-0,09476	-0,09335
	0,4	4370	-0,07786	-0,07726
	0,5	2637	-0,06650	-0,06570
	0,6	3271	-0,05701	-0,05639
	0,8	2775	-0,04392	-0,04330
	1,0	597,0	-0,03603	-0,03354
	1,5	856,6	-0,02158	-0,02027
	2,0	1225	-0,01358	-0,01280
	3,0	232,6	-0,00640	-0,003204
	4,0	102,8	-0,003328	0,002682
	5,0	13,40	-0,01522	0,02626
	6,0	15,77	-0,009266	0,02202
	8,0	6,039	-0,02146	0,05267
10	5,060	-0,02128	0,05569	
15	4,684	-0,01545	0,04444	
Бетон	0,1	39,1549	-0,04819	0,00151
	0,2	142,3797	-0,07402	-0,05642
	0,3	129,0785	-0,07579	-0,05671
	0,4	135,8676	-0,06865	-0,05205
	0,5	104,0646	-0,06391	-0,04423
	0,6	101,6332	-0,05752	-0,03888
	0,8	110,2822	-0,04654	-0,03200
	1,0	101,4567	-0,03845	-0,02457
	1,5	32,8117	-0,03522	-0,00174
	2,0	39,3072	-0,02468	-0,00162
	3,0	13,7579	-0,02849	0,02761
	4,0	14,2241	-0,02223	0,02316
	5,0	9,2680	-0,02666	0,03280
	6,0	8,8694	-0,02358	0,03132
	8,0	7,0033	-0,02304	0,03323
10	5,3187	-0,02652	0,03799	
15	4,7588	-0,02340	0,02849	
Алюминий	0,5	38,911	0,10015	-0,06312
	1,0	28,782	0,06820	-0,02973
	2,0	16,981	0,04588	-0,00271
	3,0	10,583	0,04066	0,02514
	4,0	7,526	9,03973	0,03860
	6,0	5,713	0,03934	0,04347
	8,0	4,716	0,03837	0,04431
	10	3,999	0,03900	0,04130

Окончание табл. 7.1

Материал	$E$ , МэВ	$A_1$	$\alpha_1$	$\alpha_2$
Железо	0,5	31,379	0,06842	-0,03742
	1,0	24,957	0,06086	-0,02463
	2,0	17,622	0,04627	-0,00526
	3,0	13,218	0,04431	-0,00087
	4,0	9,624	0,04698	0,00175
	6,0	5,867	0,06150	-0,00186
	8,0	3,243	0,07500	0,02123
	10	1,747	0,09900	0,06627
Олово	0,5	11,440	0,01800	0,03187
	1,0	11,426	0,04266	0,01606
	2,0	8,783	0,05349	0,01505
	3,0	5,400	0,07440	0,02080
	4,0	3,496	0,09517	0,02598
	6,0	2,005	0,13733	-0,01501
	8,0	1,101	0,17288	-0,01787
	10	0,708	0,19200	0,01552
Вольфрам	0,5	2,655	0,01740	0,11340
	1,0	3,234	0,04754	0,13058
	2,0	3,504	0,06053	0,08862
	3,0	4,722	0,06468	0,01404
	4,0	5,520	0,08857	-0,04570
	6,0	1,273	0,17257	-0,12178
	8,0	664,0	0,20710	0,04692
	10	0,509	0,21743	0,05025
Свинец	0,5	1,677	0,03084	0,30941
	1,0	2,984	0,03503	0,13486
	2,0	5,421	0,03482	0,04379
	3,0	5,580	0,05422	0,00611
	4,0	3,897	0,08468	-0,02383
	6,0	0,926	0,17860	-0,04635
	8,0	0,368	0,23691	-0,05684
	10	0,311	0,24024	0,02783
Уран	0,5	1,444	0,02459	0,35167
	1,0	2,081	0,03862	0,22639
	2,0	3,287	0,03997	0,08635
	3,0	4,883	0,04950	0,00981
	4,0	2,800	0,08240	0,00370
	6,0	0,975	0,15886	0,21101
	8,0	0,602	0,19189	0,02774
	10	0,399	0,21314	0,02083

При наклонном падении фотонов плоского мононаправленного источника под углом  $\vartheta_0$  на барьер толщиной  $\Sigma d$  для определения мощности поглощенной дозы в воздухе за барьером можно использовать следующую формулу [8]:

$$D(\Sigma d, \vartheta_0 \neq 0) = \dot{D}(\Sigma d = 0, \vartheta_0 \neq 0) \exp(-\Sigma d) B_D(\Sigma d, \vartheta_0 = 0) \exp \left\{ - \left[ \frac{1}{\cos(\beta_D \vartheta_0)} - 1 \right] \Sigma d \right\}, \quad (7.15)$$

где  $\dot{D}(\Sigma d = 0, \vartheta_0 \neq 0)$  – мощность поглощенной дозы в воздухе в точке детектирования без защиты;  $B_D(\Sigma d, \vartheta_0 = 0)$  – дозовый ФН для плоского мононаправленного источника при нормальном падении излучения на барьер;  $\beta_D$  – параметр преломления для мощности поглощенной дозы в воздухе, зависящий от  $E_0$  и  $Z$  барьера. Значения  $\beta_D$  приведены в табл. 7.2.

Таблица 7.2

Значения параметра преломления

E, МэВ	$\beta_D$		
	Бетон	Железо	Свинец
1,0	0,880	0,87	0,945
1,5	0,890	0,88	0,920
2,0	0,895	0,90	0,910
3,0	1,05	1,03	0,900
4,0	1,20	1,10	0,900
6,0	1,45	1,15	0,910
8,0	1,75	1,20	0,930

подавляющее количество данных по ФН приведены для бесконечных сред и точечных изотропных источников, но на практике мы чаще всего имеем дело с барьерной геометрией и с плоским мононаправленным источником излучения. Следует помнить, что при удалении от точечного изотропного источника угловое распределение излучения, падающего на одну и ту же площадь, становится все более мононаправленным. ФН для барьерной геометрии ( $B_i$ ) можно рассчитать, зная ФН для бесконечной геометрии ( $B_i^\infty$ ) и соответствующий коэффициент  $\delta$  – **поправка на барьерность**:

$$B_i = \delta_i B_i^\infty. \quad (7.16)$$

Таблица 7.3

Отношение дозовых ФН в барьерной геометрии к дозовым ФН в бесконечной среде для точечного изотропного источника [8]

E, МэВ	Вода	Алюминий	Железо	Свинец
0,5	0,750	0,799	0,869	0,983
1,0	0,830	0,845	0,903	0,986
2,0	0,892	0,905	0,929	0,989
3,0	0,924	0,930	0,943	0,990
4,0	0,941	0,946	0,956	0,993
6,0	0,961	0,965	0,973	0,994
8,0	0,970	0,976	0,983	0,995
10	0,974	0,983	0,987	0,996

Для дозовых ФН и энергий фотонов 0,5...10 МэВ коэффициенты  $\delta_D$  одинаковые для всех толщин барьера приведены в табл. 7.3. Поправка на барьерность мала для тяжелых материалов (свинец) и становится заметной (более 30 %) для легких веществ и низких энергий фотонов. С увеличением атомного номера вещества защиты, ее толщины и энергии фотонов источника уменьшается отличие ФН для барьерной геометрии от ФН в бесконечной геометрии.

Дозовые ФН в барьерной геометрии для плоских мононаправленных источников фотонов с энергиями в интервале 0,01...0,5 МэВ для основных защитных материалов – свинца, железа и бетона – рассчитаны методом Монте-Карло в работе [1] и приведены в табл. П2.6 прил. 2. Кривая на рис. 7.2 построена на

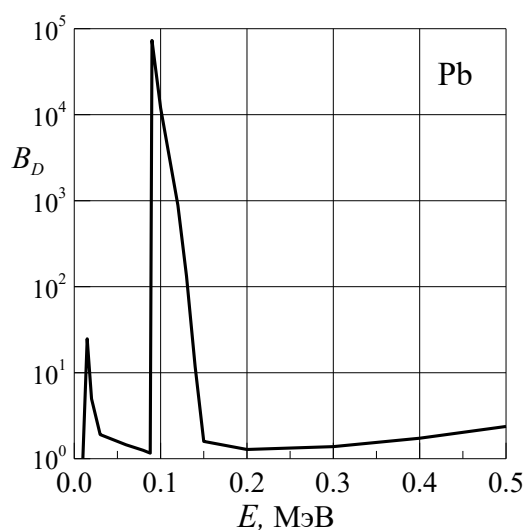


Рис. 7.2. Дозовый ФН для плоского мононаправленного источника за барьером из свинца толщиной 20 ДСП

основе этих данных. Как видно из рисунка, зависимость ФН от энергии источника за защитой из свинца не является монотонной. Причина этого в наличии скачков фотопоглощения на К- и L-оболочках (энергии соответственно ~ 88 кэВ и примерно 15 кэВ). Например, первичное излучение с энергией несколько выше энергии связи К-оболочки испытывает сильное поглощение, но рассеянное и вторичное излучение, энергии которых меньше, имеют большую проникающую способность. Это приводит к значительному возрастанию ФН в этой области энергий.

При одинаковой толщине защиты ФН при наклонном падении больше, чем при нормальном падении излучения. Но для углов падения  $\theta_0 \leq 45^\circ$  и  $\Sigma d \leq 6$  с погрешностью не более 20 % можно пользоваться значениями ФН для нормального падения, измеряя толщину защиты вдоль направления первичного пучка.

Для излучения с непрерывным спектром вычисление ФН необходимо проводить с учетом энергетического распределения источника  $S(E)$ :

Для спектров тормозного излучения в диапазоне от 4 до 50 МэВ и для защитных материалов железо и бетон числовые, энергетические и дозовые ФН в барьерной геометрии, рассчитанные методом Монте-Карло в [2, 3], приведены в табл. П2.7 прил. 2. ФН для тормозного излучения с максимальными энергиями 20, 30, 40 и 50 МэВ, рассчитанные в полубесконечной геометрии, приведены на рис. П2.1–П2.3 прил. 2.

$$B_i(\Sigma d) = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} S(E) B_i(E, \Sigma d) dE.$$

Для спектров тормозного излучения в диапазоне от 4 до 50 МэВ и для защитных материалов железо и бетон числовые, энергетические и дозовые ФН в барьерной геометрии, рассчитанные методом Монте-Карло в [2, 3], приведены в табл. П2.7 прил. 2. ФН для тормозного излучения с максимальными энергиями 20, 30, 40 и 50 МэВ, рассчитанные в полубесконечной геометрии, приведены на рис. П2.1–П2.3 прил. 2.

## 7.2. Факторы накопления гетерогенных сред

ФН зависит также от того, является среда гомогенной или гетерогенной (состоящей из различных материалов). Мы рассмотрим лишь среду, состоящую из плоских слоев. В этом случае ФН дополнительно зависит от числа слоев, материала слоев, их толщины и взаимного расположения. Очевидно, что практически невозможно табулировать ФН для такого количества переменных (вспомним, что еще ФН зависит от энергии источника и его углового распределения). Для каждого конкретного случая ФН можно рассчитать численно (например, методом Монте-Карло) или измерить экспериментально. На основе этих данных можно получить эмпирические формулы, которые полезны при решении различных практических задач.

Рассмотрим два выражения для оценки ФН гетерогенной защиты, состоящей из  $N$  слоев с толщиной  $i$ -слоя  $\Sigma_i d_i$  в ДСП. Их можно использовать для точечных и плоских источников в барьерной геометрии [8].

1. ФН гетерогенной среды равен ФН материала последнего слоя для полной оптической толщины защиты:

$$B_{\text{ГЕТ}} \left( \sum_{i=1}^N \Sigma_i d_i \right) = B_N \left( \sum_{i=1}^N \Sigma_i d_i \right), \quad (7.17)$$

где  $N$ -слой – самый удаленный от источника. Формула (7.17) дает неплохие результаты, если толщина последнего слоя  $\Sigma_N d_N > 3$ .

2. Формула Бродера с сотр. широко используется для инженерных расчетов ФН гетерогенных сред:

$$B_{\text{ГЕТ}} \left( \sum_{i=1}^N \Sigma_i d_i \right) = B_N \left( \sum_{i=1}^N \Sigma_i d_i \right) + \sum_{n=1}^{N-1} \left[ \begin{array}{c} B_n \left( \sum_{i=1}^n \Sigma_i d_i \right) - \\ - B_{n+1} \left( \sum_{i=1}^n \Sigma_i d_i \right) \end{array} \right], \quad (7.18)$$

где  $B_{\text{ГЕТ}}$  – ФН гетерогенной среды,  $B_n$  – ФН гомогенной среды из материала  $n$ -слоя на соответствующей толщине защиты.

Если гетерогенный поглотитель состоит из двух слоев с различными материалами (например, 1 и 2), то, в соответствии с формулой (7.18), имеем:

$$B_{\text{ГЕТ}}(\Sigma_1 d_1 + \Sigma_2 d_2) = B_2(\Sigma_1 d_1 + \Sigma_2 d_2) + B_1(\Sigma_1 d_1) - B_2(\Sigma_1 d_1). \quad (7.19)$$

На рис. 7.3 показана графически схема расчета ФН в соответствии с выражениями (7.18) и (7.19) для двухслойного поглотителя, состоящего из слоев алюминия и железа.

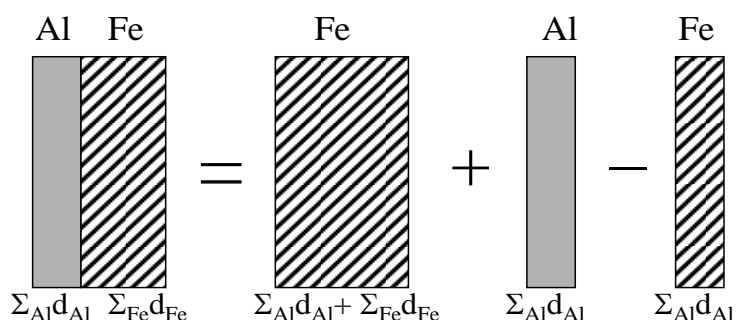


Рис. 7.3. Схема расчета ФН для поглотителя из двух слоев по формуле (7.19)

Формула (7.18) дает хорошие результаты при переходе из среды с большим  $Z$  в среду с меньшим  $Z$  и не воспроизводит истинной зависимости ФН от толщины в противном случае, когда тяжелая среда следует за более легкой. Причиной этого является неучет *переходных эффектов* – изменения плотности потока прямого и отраженного излучения вблизи границ слоев из разных веществ. Переходные эффекты являются следствием изменения коэффициентов взаимодействия излучения при переходе из одной среды в другую.

Основные закономерности поведения ФН в гетерогенных средах отражены на рис. 7.4 и 7.5.

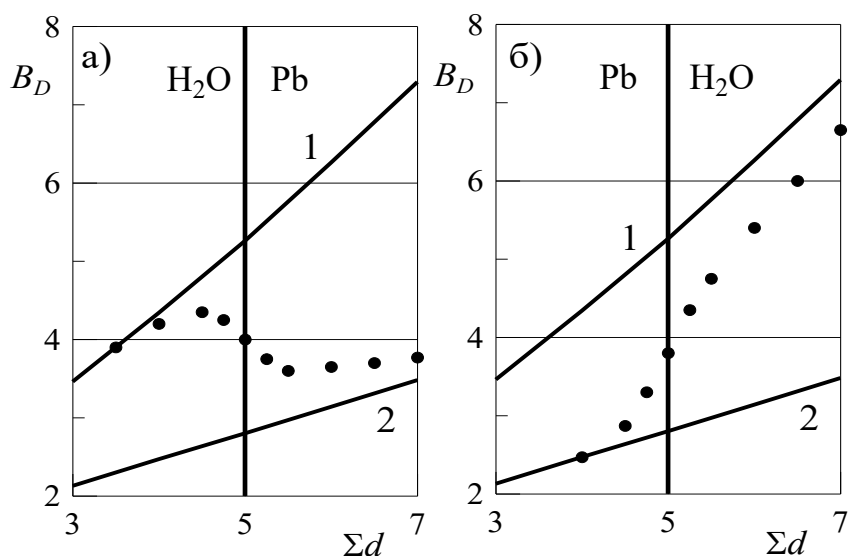


Рис. 7.4. Зависимость дозового ФН плоского мононаправленного источника фотонов с энергией 2 МэВ от толщины гетерогенной защиты (бесконечная геометрия). Сплошные кривые: 1 – вода; 2 – свинец. Точки – в гетерогенной среде

На рис. 7.4 показана зависимость ФН от толщины в двух гетерогенных средах: вода–свинец и свинец–вода. Расчет ФН выполнен в бесконечной геометрии, когда детектор находится внутри поглотителя. В этой геометрии изменение ФН слева от границы раздела сред обусловлено в основном изменением обратного потока фотонов. Если  $Z$  второго вещества больше, чем у первого, то



обратный поток уменьшается (см. рис. 7.4, а). Если же  $Z$  второго вещества меньше, чем у первого, то обратный поток фотонов возрастает (см. рис. 7.4, б).

На рис. 7.5 показана зависимость ФН для тех же гетерогенных сред, но уже в барьерной геометрии, когда детектор находится на правой границе барьера (в воздухе) и обратный поток от границы барьера отсутствует. Из рис. 7.5 следует, что для барьерной геометрии поведение ФН в гетерогенной среде обусловлено практически лишь изменением прямого потока излучения.

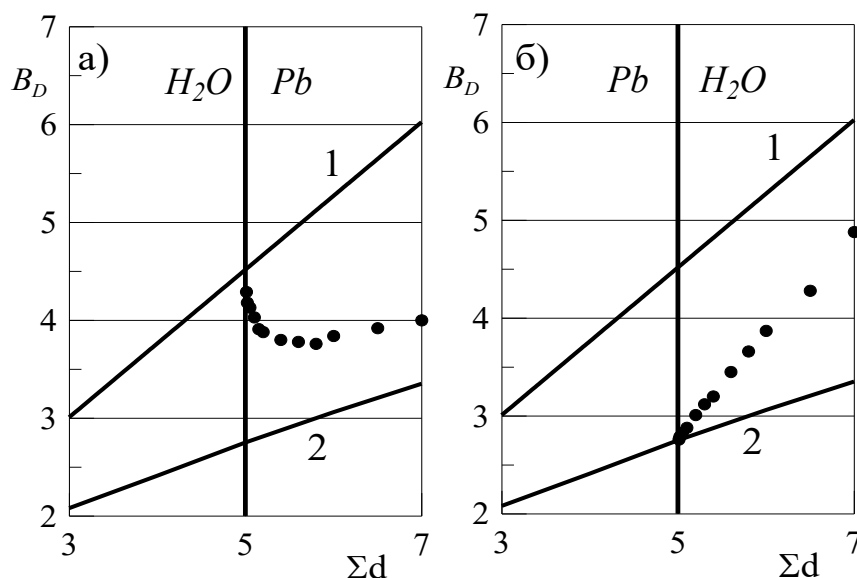


Рис. 7.5. Зависимость дозового ФН плоского мононаправленного источника фотонов с энергией 2 МэВ от толщины гетерогенной защиты (барьерная геометрия). Сплошные кривые: 1 – вода; 2 – свинец. Точки – во втором слое гетерогенной среды

Расчеты для обеих геометрий выполнены методом Монте-Карло по программе «Компьютерная лаборатория» (см. прил. 1).

В работах [5, 8, 9] приведены и анализируются другие, более точные, формулы для расчета ФН гетерогенных сред. Но более точные выражения, как правило, используют дополнительные параметры, значения которых имеются в литературе лишь для ограниченного набора геометрий.

## Задание 7

### Контрольные вопросы

1. Что такое фактор накопления и зачем он нужен?
2. Какие виды ФН используются и чем они отличаются?
3. Как и почему ФН зависит от толщины поглотителя, атомного номера вещества, от углового распределения фотонов источника?
4. Чем отличается геометрия узкого пучка от геометрии широкого пучка? Как зависит плотности потока фотонов от расстояния до источника для этих двух геометрий?
5. Есть ли разница между ФН в барьерной и бесконечной геометриях?

6. В каком виде используются ФН для целей защиты?
7. Как изменяется ФН в гетерогенной среде? Нарисовать график.

### Задачи

1. Во сколько раз увеличивается экспозиционная доза за счет рассеянного излучения при прохождении фотонов точечного изотропного источника с энергией 1 МэВ через защитный барьер из воды толщиной 28,4 см? Источник и детектор расположены на одной нормали к барьеру с противоположных сторон вплотную к защите [6]. Использовать: а) таблицы для ФН, б) формулу Тейлора.
2. Рассчитать кратность ослабления интенсивности фотонов с энергией 0,5 МэВ от точечного изотропного источника в гетерогенной среде, состоящей из 3,1 см железа и 1,18 см свинца. Источник и детектор расположены на одной нормали к барьеру с противоположных сторон вплотную к защите.
3. В опытах по определению энергетического распределения фотонов в бесконечной водной среде детектор помещали на расстоянии 31,8 см от точечного изотропного источника  $^{60}\text{Co}$  активностью 1 Ки. Определить мощность поглощенной дозы в точке расположения детектора (мкГр/ч) [6].
4. С точечным изотропным источником фотонов с энергией 0,8 МэВ работали 6 ч в неделю без защиты. При этом оператор получал предельно допустимую недельную дозу. Объем работ увеличился до 30 ч в неделю. Какая толщина бетонной защиты необходима, чтобы доза не превышала прежней величины? [6]
5. Найти мощность эквивалентной дозы за защитой толщиной  $d$  из вещества  $X$  для плоского мононаправленного пучка фотонов (нормальное падение) с энергией  $E_0$  и плотностью потока  $\phi$ . Начальные данные взять в табл. 7.4. Величину ФН в барьерной геометрии рассчитать по программе «Компьютерная лаборатория».

Таблица 7.4

Варианты заданий для задачи 5

Вариант	1	2	3	4	5	6	7	8
$X$	Бетон	Fe	Pb	Бетон	Вода	Al	Sn	U
$\phi$ , см <sup>-2</sup> с <sup>-1</sup>	$10^5$	$10^7$	$10^6$	$10^9$	$10^7$	$10^9$	$10^4$	$10^6$
$E$ , МэВ	1,25	0,662	2,0	0,3	1,25	0,662	4,0	1,0
$d$ , см	35	10	10	10	60	15	20	5

Вариант	9	10	11	12	13	14	15	16
$X$	Вода	Ti	Sn	Бетон	W	Al	Вода	Fe
$\phi$ , см <sup>-2</sup> с <sup>-1</sup>	$10^6$	$10^9$	$10^6$	$10^6$	$10^9$	$10^4$	$10^9$	$10^7$
$E$ , МэВ	0,8	0,662	3,0	1,0	0,5	6,0	1,5	3,0
$d$ , см	40	10	15	35	6	60	90	30

6. Найти поглощенную дозу в воздухе за плоской защитой из обычного бетона с плотностью 2,35 г/см<sup>3</sup> и толщиной 55 см, если под углом 45° к нормали на

защиту падает плоский пучок фотонов с энергией 2 МэВ и плотностью потока  $10^3 \text{ 1}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ .

7. Вычислить энергетический ФН на расстоянии 13 см от точечного изотропного источника  $^{137}\text{Cs}$  в бесконечной защите из железной стружки ( $\rho = 5,2 \text{ г}/\text{см}^3$ ) [6]. Использовать формулу Бергера.
8. Защитный контейнер, где хранится точечный изотропный источник  $^{60}\text{Co}$  с керма-эквивалентом  $5 \text{ мкГр} \cdot \text{м}^2/\text{с}$ , состоит из двух слоев: внутреннего – 10,7 см свинца и внешнего – 7,35 см железа. Определить мощность поглощенной дозы в воздухе на расстоянии 0,5 м от источника по радиусу от наружной поверхности контейнера с внешним диаметром 45 см, если источник находится в центре контейнера [6]. Расчет фактора накопления выполнить по формуле (7.19) и в программе «Компьютерная лаборатория».



### *Расчет в программе «Компьютерная лаборатория»*

Выполнить по указанию преподавателя одно из заданий по расчету ФН методом Монте-Карло в программе «Компьютерная лаборатория» (режим работы ВФ). Результаты моделирования представить в графическом виде с указанием статистической погрешности. Аппроксимировать полученные зависимости наиболее подходящей функцией.

### **Список литературы**

1. Беспалов В.И. Номограммы для расчета защиты от прямого рентгеновского излучения / В.И. Беспалов, М.М. Штейн, Е.Н. Котенко // Дефектоскопия. – 2000. – № 7. – С. 44–55.
2. Беспалов В.И. Ослабление высокоэнергетического тормозного излучения барьерами из железа / В.И. Беспалов, В.Л. Чахлов, М.М. Штейн // Дефектоскопия. – 1987. – № 8. – С. 16–24.
3. Беспалов В.И. Факторы накопления и эффективные коэффициенты ослабления тормозного излучения для бетона / В.И. Беспалов // Дефектоскопия. – 1989. – № 12. – С. 81–85.
4. Беспалов В.И. Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом : учебное пособие / В.И. Беспалов. – 5-е изд., доп. – Томск : Изд-во Томского политехнического университета, 2014. – 427 с.
5. Гусев Н.Г. Защита от ионизирующих излучений. В 2 томах. Том 1. Физические основы защиты от излучений: учебник для вузов / Н.Г. Гусев, В.А. Климанов, В.П. Машкович и др. – 3-е изд. – Москва : Энергоатомиздат, 1989. – 512 с.
6. Иванов В.И. Сборник задач по дозиметрии и защите от ионизирующих излучений / В.И. Иванов, В.А. Климанов, В.П. Машкович. – 4-е изд., перераб. и доп. – Москва : Энергоатомиздат, 1992. – 256 с.
7. Ильин Л.А. Радиационная безопасность и защита : справочник / Л.А. Ильин, В.Ф. Кириллов, И.П. Коренков. – Москва : Медицина, 1996. – 336 с.

8. Машкович В.П. Защита от ионизирующих излучений : справочник / В.П. Машкович, А.В. Кудрявцева. – 4-е изд., перераб. и доп.– Москва : Энергоатомиздат, 1995. – 496 с.
9. Руководство по радиационной защите для инженеров : пер. с англ. / под ред. Д.Л. Бродера и др. В 2 томах. Том. 1. – Москва : Атомиздат, 1972. – 424 с.
10. Chilton A.B. Principles of Radiation Shielding / A.B. Chilton, J.K. Shultis, R.E. Faw. – Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey, 1984.
11. Martin J.E. Physics for Radiation Protection: A Handbook. – Second Edition. – 2006. – Режим доступа: <http://onlinelibrary.wiley.com/book/10.1002/9783527618798>

## ЛЕКЦИЯ 8

### ИНЖЕНЕРНЫЕ МЕТОДЫ РАСЧЕТА ЗАЩИТЫ ОТ ПЕРВИЧНОГО ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ РАДИОНУКЛИДОВ

Практическими, или *инженерными*, методами расчета защиты называют систему формул, таблиц и номограмм, которые позволяют быстро и непосредственно определить искомую толщину защиты при различных условиях ее проектирования. В данной лекции рассмотрим инженерные методы расчета защиты от фотонного излучения, которые относятся в основном к точечным изотропным источникам, хотя многие закономерности справедливы и для протяженных источников. Под *первичным (прямым) излучением* будем понимать излучение, которое имеет энергетическое и угловое распределение источника и падает на защиту непосредственно из источника без предварительного рассеяния на любом объекте. Все методы, которые мы рассмотрим, являются приближенными, но в большинстве практических случаев их точность оказывается достаточной. В более ответственных случаях, когда требуется большая точность, необходимо применять более точные методы расчета защиты с использованием специальных программ.

В основу расчетов толщины защиты необходимо положить или *допустимую мощность дозы (ДМД)*, или *допустимую плотность потока (ДПП)*. В соответствии с ОСПОРБ-99/2010 при проектировании защиты используется допустимая мощность эквивалентной дозы (с коэффициентом запаса 2), но практически чаще всего измеряется мощность поглощенной дозы или мощность экспозиционной дозы в воздухе за защитой. Мы уже отмечали (см. лекцию 5), что в диапазоне энергий фотонов 0,04...15 МэВ отношение коэффициентов поглощения энергии фотонов в биологической ткани и в воздухе  $\mu_{\text{пог}}^{\text{тк}} / \mu_{\text{пог}}^{\text{возд}} \approx 1,09$ , поэтому с хорошей точностью в этом диапазоне энергий можно записать

$$\dot{H} = 1,09 \cdot \bar{w} \dot{D},$$

где  $\bar{w}$  – взвешивающий коэффициент излучения, а  $\dot{D}$  – мощность поглощенной дозы в воздухе. Тогда для точечного изотропного и моноэнергетического (с энергией  $E_0$ ) источника толщина защиты, которая обеспечивает допустимые условия работы на расстоянии  $r$  от него, находится из соотношения

$$\begin{aligned} \text{ДМД} &= 1,09 \bar{w} \dot{D}_0(r) \exp[-\Sigma(E_0)d] B_D(E_0, \Sigma d) = \\ &= 3,6 \cdot 10^{-9} \times 1,09 \bar{w} \frac{A \Gamma_D}{r^2} \exp[-\Sigma(E_0)d] B_D(E_0, \Sigma d) \quad (\text{мкЗв/ч}), \end{aligned} \quad (8.1)$$

где  $\dot{D}_0(r)$  – мощность дозы на расстоянии  $r$  (м) от источника без защиты;  $d$  – толщина защиты;  $B_D$  – дозовый фактор накопления в веществе защиты;  $A$  (Бк) – активность источника;  $\Gamma_D$  (аГр·м<sup>2</sup>/с·Бк) – гамма-постоянная по мощности поглощенной дозы в воздухе, ДМД в мкЗв/ч.

Если задан гамма-эквивалент источника  $M$  (мг-экв. Ра), то толщина защиты, которая обеспечивает допустимую мощность дозы (мкЗв/ч) на расстоянии  $r$  (м) от источника, находится из условия

$$\text{ДМД} = 3,6 \cdot 10^{-9} 1,09 \bar{w} M 3,7 \cdot 10^7 55 \frac{1}{r^2} \exp[-\Sigma(E_0) d] B_D, \quad (8.2)$$

где  $55 \text{ аГр} \cdot \text{м}^2 / (\text{с} \cdot \text{Бк})$  – керма-постоянная радия.

Таблица 8.1

*Значения эффективной дозы и среднегодовые допустимые плотности потока моноэнергетических фотонов для лиц из персонала при внешнем облучении всего тела*

Энергия фотонов, МэВ	Эффективная доза на единичный флюенс, $10^{-12} \text{ Зв} \cdot \text{см}^2$		Среднегодовая допустимая плотность потока при облучении всего тела, ДПП <sub>перс</sub> , $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	
	*ИЗО	*ПЗ	*ИЗО	*ПЗ
0,010	0,0201	0,0485	1,63+05	6,77+04
0,015	0,0384	0,125	8,73+04	2,62+04
0,020	0,0608	0,205	5,41+04	1,62+04
0,030	0,103	0,300	3,24+04	1,08+04
0,040	0,140	0,338	2,31+04	9,65+03
0,050	0,165	0,357	1,99+04	9,12+03
0,060	0,186	0,378	1,77+04	8,63+03
0,080	0,230	0,440	1,42+04	7,44+03
0,10	0,278	0,517	1,18+04	6,33+03
0,15	0,419	0,752	7,79+03	4,33+03
0,20	0,581	1,00	5,61+03	3,28+03
0,30	0,916	1,51	3,54+03	2,17+03
0,40	1,26	2,00	2,59+03	1,63+03
0,50	1,61	2,47	2,02+03	1,32+03
0,60	1,94	2,91	1,69+03	1,12+03
0,80	2,59	3,73	1,26+03	8,73+02
1,0	3,21	4,48	1,01+03	7,33+02
2,0	5,84	7,49	5,63+02	4,38+02
4,0	9,97	12,0	3,28+02	2,73+02
6,0	13,6	16,0	2,38+02	2,05+02
8,0	17,3	19,9	1,89+02	1,64+02
10,0	20,8	23,8	1,56+02	1,38+02

\* ИЗО – изотропное ( $4\pi$ ) поле излучения, ПЗ – облучение параллельным пучком в передне-задней геометрии.

Выражение для расчета толщины защиты через ДПП фотонов ( $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ) имеет следующий вид:

$$\text{ДПП} = \frac{q}{4\pi r^2} \exp[-\Sigma(E_0) d] B_N(E_0, \Sigma d), \quad (8.3)$$

где  $q$  – мощность источника (фотон/с),  $B_N$  – числовой фактор накопления. В табл. 8.1–8.3 приведены значения ДПП и эффективной дозы на единичный флюенс (переводные коэффициенты) для моноэнергетических фотонов из НРБ-99/2009 [7].

Таблица 8.2

*Значения эквивалентной дозы и среднегодовые допустимые плотности потока моноэнергетических фотонов для лиц из персонала при облучении кожи*

Энергия фотонов, МэВ	Эквивалентная доза в коже на единичный флюенс, $10^{-12}$ Зв·см <sup>2</sup>		Среднегодовая допустимая плотность потока, ДПП <sub>перс</sub> , см <sup>-2</sup> ·с <sup>-1</sup>	
	*ИЗО	*ПЗ	*ИЗО	*ПЗ
0,010	6,17	7,06	1,31+04	1,16+04
0,020	1,66	1,76	4,96+04	4,63+04
0,030	0,822	0,880	1,00+05	9,25+04
0,050	0,462	0,494	1,81+05	1,63+05
0,10	0,549	0,575	1,50+05	1,42+05
0,15	0,827	0,851	9,74+04	9,74+04
0,30	1,79	1,81	4,53+04	4,53+04
0,40	2,38	2,38	3,38+04	3,38+04
0,50	2,93	2,93	2,80+04	2,80+04
0,60	3,44	3,44	2,40+04	2,40+04
0,80	4,39	4,39	1,88+04	1,88+04
1,0	5,23	5,23	1,55+04	1,55+04
2,0	8,61	8,61	9,57+03	9,57+03
4,0	13,6	13,6	6,08+03	6,08+03
6,0	17,9	17,9	4,57+03	4,57+03
8,0	22,3	22,3	3,66+03	3,66+03
10,0	26,4	26,4	3,13+03	3,13+03

\* ИЗО – изотропное (2π) поле излучения, ПЗ – облучение параллельным пучком в передне-задней геометрии.

При расчете защиты через мощность экспозиционной дозы необходимо использовать следующее выражение:

$$\text{ДМД} = \frac{\mathcal{A} \Gamma_x}{r^2} \exp[-\Sigma(E_0) d] B_D(E_0, \Sigma d) \left( \frac{P}{q} \right) \cdot \bar{w} 0,95 \cdot 10^4 \left( \frac{\text{мкЗв}}{\text{ч}} \right), \quad (8.4)$$

где  $\Gamma_x \left( \frac{\text{Р} \cdot \text{см}^2}{\text{ч} \cdot \text{мКи}} \right)$  – гамма-постоянная источника по мощности экспозиционной дозы, расстояние выражается в сантиметрах, а активность источника – в мКи.

Во всех приведенных выше формулах значения фактора накопления необходимо брать для соответствующей толщины защиты и ее материала.

Если известна ДМД (ДПП), то по формулам (8.1)–(8.4) можно найти  $A$ ,  $M$ ,  $r$  и толщину защиты  $d$ .

Таблица 8.3

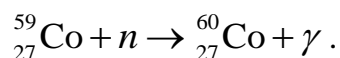
*Значения эквивалентной дозы и среднегодовые допустимые плотности потока моноэнергетических фотонов для лиц из персонала при облучении хрусталиков глаз*

Энергия фотонов, МэВ	Эквивалентная доза в хрусталике на единичный флюенс, $10^{-12}$ Зв·см <sup>2</sup>		Среднегодовая допустимая плотность потока, ДПП <sub>перс</sub> , см <sup>-2</sup> ·с <sup>-1</sup>	
	*ИЗО	*ПЗ	*ИЗО	*ПЗ
0,010	0,669	2,23	3,66+04	1,08+04
0,015	0,749	2,06	3,29+04	1,16+04
0,020	0,622	1,53	3,97+04	1,60+04
0,030	0,375	0,865	6,55+04	2,85+04
0,040	0,275	0,571	9,07+04	4,27+04
0,050	0,239	0,459	1,03+05	5,33+04
0,060	0,234	0,431	1,06+05	5,67+04
0,080	0,264	0,476	9,05+04	5,16+04
0,10	0,326	0,568	7,26+04	4,34+04
0,15	0,545	0,857	4,59+04	2,88+04
0,20	0,762	1,16	3,31+04	2,11+04
0,30	1,20	1,77	2,09+04	1,39+04
0,40	1,59	2,33	1,54+04	1,06+04
0,50	2,00	2,86	1,24+04	8,64+03
0,60	2,39	3,32	1,04+04	7,34+03
0,80	3,10	4,21	7,90+03	5,87+03
1,0	3,76	4,96	6,53+03	4,91+03
2,0	6,64	7,93	3,68+03	3,09+03
4,0	11,1	12,1	2,20+03	2,00+03
6,0	15,1	15,6	1,62+03	1,57+03
8,0	19,1	19,1	1,29+03	1,29+03
10,0	23,0	22,3	1,06+03	1,10+03

\* ИЗО – изотропное (2π) поле излучения, ПЗ – облучение параллельным пучком в передне-задней геометрии.

### 8.1. Характеристики некоторых радионуклидов как гамма-излучателей

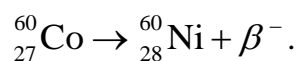
**Кобальт-60.** Искусственный радионуклид  $^{60}_{27}\text{Co}$  образуется в результате реакции радиационного захвата при облучении нейтронами стабильного изотопа  $^{59}_{27}\text{Co}$ , распространенность которого в природе составляет 100 %:



Эффективное сечение этой реакции равно 22,36 б. Образовавшийся изо-



топ  $^{60}\text{Co}$  является неустойчивым. Он распадается, испуская  $\beta^-$ -частицы, и превращается в изотоп  $^{60}_{28}\text{Ni}$ :



Максимальная энергия спектра  $\beta$ -частиц равна 1,491 МэВ, и они полностью фильтруются алюминиевым фильтром толщиной 3,3 мм.

Изотоп  $^{60}_{28}\text{Ni}$  образуется в возбужденном состоянии и переходит в основное, испуская 6 линий гамма-излучения, две из которых (основные) имеют наибольший квантовый выход: 1,173 МэВ ( $n_\gamma = 100\%$ ) и 1,332 МэВ ( $n_\gamma = 99,9\%$ ). С хорошей точностью можно считать, что гамма-излучение  $^{60}\text{Co}$  является монохроматическим со средней энергией 1,25 МэВ и квантовым выходом 200%. Период полураспада  $^{60}\text{Co}$  равен 5,2714 года.

Гамма-постоянные  $^{60}\text{Co}$ :

$$\Gamma_X = 12,85 \frac{\text{Р см}^2}{\text{ч мКи}}; \quad \Gamma_K = 84,6 \frac{\text{аГр м}^2}{\text{с Бк}}; \quad \Gamma_H = 94 \frac{\text{аЗв м}^2}{\text{с Бк}}.$$

1 мКи  $^{60}\text{Co}$  соответствует 1,46 мг-экв. Ра. Удельная активность равна  $1,1 \cdot 10^3$  Ки/г. Удельная активность кобальтовых источников может достигать значений 200 Ки/г.

**Цезий-137.** Искусственный радионуклид  $^{137}_{55}\text{Cs}$  является одним из продуктов деления  $^{235}_{92}\text{U}$ . Его выход при делении ядер  $^{235}_{92}\text{U}$  составляет 6,3%. Период полураспада  $^{137}_{55}\text{Cs}$  равен 30,07 лет.

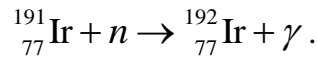
В процессе  $\beta^-$ -распада 94,4% ядер  $^{137}_{55}\text{Cs}$  превращаются в  $^{137}_{56}\text{Ba}$ , который образуется в возбужденном изомерном (метастабильном) состоянии –  $^{137m}_{56}\text{Ba}$ . Переход этих ядер в стабильное состояние сопровождается испусканием гамма-квантов с энергией 0,6616 МэВ. Период полураспада такого изомерного перехода равен 2,5 мин. Максимальная энергия спектра  $\beta$ -частиц  $^{137}\text{Cs}$  равна 1,173 МэВ, и они полностью поглощаются алюминиевым фильтром толщиной 3,3 мм.

Гамма-постоянные  $^{137}\text{Cs}$ :

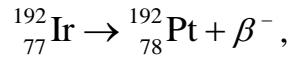
$$\Gamma_X = 3,24 \frac{\text{Р см}^2}{\text{ч мКи}}; \quad \Gamma_K = 21,4 \frac{\text{аГр м}^2}{\text{с Бк}}; \quad \Gamma_H = 23,7 \frac{\text{аЗв м}^2}{\text{с Бк}}.$$

1 мКи  $^{137}\text{Cs}$  соответствует 0,386 мг-экв. Ра. Удельная активность равна 87 Ки/г. Удельная активность источников на основе  $^{137}\text{Cs}$  может достигать значений 25 Ки/г.

**Иридий-192.** Искусственный радионуклид  $^{192}\text{Ir}$  образуется в результате реакции радиационного захвата тепловых нейтронов ядрами стабильного изотопа  $^{191}_{77}\text{Ir}$ :



Изотоп  ${}_{77}^{192}\text{Ir}$  является неустойчивым и распадается, испуская  $\beta^-$ -частицы и превращаясь в изотоп  ${}_{78}^{192}\text{Pt}$  :



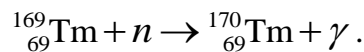
ядра которого находятся в возбужденном состоянии. Максимальная энергия спектра бета-частиц равна 0,672 МэВ, и они полностью поглощаются фильтром из алюминия толщиной 0,8 мм. Переход ядер  ${}_{78}^{192}\text{Pt}$  в основное состояние сопровождается испусканием гамма-квантов. Спектр  ${}_{77}^{192}\text{Ir}$  является сложным и состоит из 17 линий различной интенсивности с энергиями в пределах 0,063...0,8845 МэВ. Средняя энергия спектра равна 0,359 МэВ. Период полураспада  ${}_{77}^{192}\text{Ir}$  равен 73,83 суток.

Гамма-постоянные  ${}_{77}^{192}\text{Ir}$  :

$$\Gamma_x = 4,605 \frac{\text{Р см}^2}{\text{ч мКи}}; \quad \Gamma_K = 30,1 \frac{\text{аГр м}^2}{\text{с Бк}}; \quad \Gamma_H = 33,4 \frac{\text{аЗв м}^2}{\text{с Бк}}.$$

1 мКи  ${}_{77}^{192}\text{Ir}$  соответствует 0,548 мг-экв. Ра. Удельная активность равна  $9,2 \cdot 10^3$  Ки/г.

**Тулий-170.** Искусственный радионуклид  ${}_{69}^{169}\text{Tm}$  образуется в реакции радиационного захвата тепловых нейтронов ядрами стабильного изотопа  ${}_{69}^{169}\text{Tm}$ , распространенность которого в природе составляет 100 % :



Его период полураспада равен 128,6 суток.

При распаде ядер  ${}_{69}^{170}\text{Tm}$  с вероятностью 81,6 % испускаются  $\beta^-$ -частицы с максимальной энергией 0,968 МэВ, при этом образуются ядра стабильного изотопа иттербия –  ${}_{70}^{170}\text{Yb}$ , находящиеся в основном состоянии. С вероятностью 18,3 % испускаются  $\beta^-$ -частицы с максимальной энергией 0,884 МэВ, в результате чего образуются ядра  ${}_{70}^{170}\text{Yb}$ , находящиеся в возбужденном состоянии. Их переход в основное состояние происходит путем испускания гамма-квантов с энергией 0,08426 МэВ ( $n_\gamma = 2,48$  %), а также в результате внутренней конверсии, которая сопровождается характеристическим излучением.

Для  ${}_{69}^{170}\text{Tm}$  выход характеристического излучения с К-оболочки составляет 4,3 %, а его энергия равна 53 кэВ. Ввиду малого выхода гамма-квантов и относительно высокой энергии бета-частиц в излучение  ${}_{69}^{170}\text{Tm}$  большой вклад дает тормозное излучение. Интенсивность тормозного излучения в спектре излучения  ${}_{69}^{170}\text{Tm}$  в 1,5 раза превышает интенсивность собственного гамма-излучения. Отсюда следует, что истинный спектр такого источника зависит

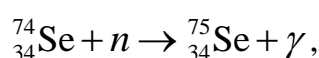
от его размеров и направления выхода гамма-квантов. Средняя энергия спектра излучения  $^{170}\text{Tm}$  на выходе из торца цилиндрического источника диаметром 7 мм и высотой 1,5 мм равна 0,206 МэВ.

Гамма-постоянные  $^{170}\text{Tm}$ :

$$\Gamma_X = 0,0266 \frac{\text{Р см}^2}{\text{ч мКи}}; \quad \Gamma_K = 0,175 \frac{\text{аГр м}^2}{\text{с Бк}}; \quad \Gamma_H = 0,191 \frac{\text{аЗв м}^2}{\text{с Бк}}.$$

1 мКи  $^{170}\text{Tm}$  соответствует 0,00317 мг-экв. Ра. Удельная активность равна  $6 \cdot 10^3$  Ки/г.

**Селен-75.** Искусственный радионуклид  $^{75}_{34}\text{Se}$  образуется в реакции радиационного захвата тепловых нейтронов ядрами стабильного изотопа  $^{74}_{34}\text{Se}$ :



относительное содержание которого в природной смеси пяти изотопов селена составляет всего 0,86 %. Его период полураспада равен 119,8 суток.

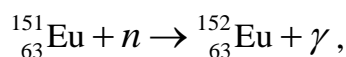
В результате К-захвата ядра  $^{75}_{34}\text{Se}$  превращаются в ядра  $^{75}_{35}\text{As}$ , которые находятся в возбужденном состоянии. Их переход в основное состояние сопровождается испусканием гамма-квантов, спектр которых состоит из многих линий с энергиями в диапазоне 0,0244...0,5722 МэВ. Средняя энергия спектра гамма-излучения  $^{75}\text{Se}$  равна 0,213 МэВ. Наибольшая энергия электронов внутренней конверсии равна 0,39 МэВ.

Гамма-постоянные  $^{75}\text{Se}$ :

$$\Gamma_X = 2,029 \frac{\text{Р см}^2}{\text{ч мКи}}; \quad \Gamma_K = 13,5 \frac{\text{аГр м}^2}{\text{с Бк}}; \quad \Gamma_H = 15,0 \frac{\text{аЗв м}^2}{\text{с Бк}}.$$

1 мКи  $^{75}\text{Se}$  соответствует 0,234 мг-экв. Ра. Удельная активность равна  $1,45 \cdot 10^4$  Ки/г. Удельная активность источников на основе  $^{75}\text{Se}$  может достигать значений более 1000 Ки/г.

**Европий-152.** Искусственный радионуклид  $^{152}_{63}\text{Eu}$  образуется в реакции радиационного захвата тепловых нейтронов ядрами стабильного изотопа  $^{151}_{63}\text{Eu}$ :



относительное содержание которого в природной смеси из двух изотопов европия составляет 47,77 %. Его период полураспада равен 13,516 лет.

Ядра  $^{152}_{63}\text{Eu}$  образуются в возбужденном состоянии и с вероятностью 27,86 %, испытывая  $\beta^-$ -распад, превращаются в ядра гадолиния –  $^{152}_{64}\text{Gd}$ , а с вероятностью 71,88 %, испытывая К-захват, – в ядра самария –  $^{152}_{62}\text{Sm}$ . При снятии возбужденных состояний  $^{152}_{64}\text{Gd}$  и  $^{152}_{62}\text{Sm}$  испускается большое число

гамма-квантов с энергиями в диапазоне 0,1218...1,769 МэВ. Средняя энергия спектра гамма-излучения  $^{152}\text{Eu}$  равна 0,5 МэВ. Максимальная энергия спектра бета-частиц равна 1,475 МэВ.

Гамма-постоянные  $^{152}\text{Eu}$  :

$$\Gamma_x = 5,02 \frac{\text{Р см}^2}{\text{ч мКи}}; \quad \Gamma_K = 41,2 \frac{\text{аГр м}^2}{\text{с Бк}}; \quad \Gamma_H = 45,5 \frac{\text{аЗв м}^2}{\text{с Бк}}.$$

1 мКи  $^{152}\text{Eu}$  соответствует 0,71 мг-экв. Ра. Удельная активность равна  $1,7 \cdot 10^2$  Ки/г.

## 8.2. Защита временем, количеством, расстоянием

Для обеспечения допустимых условий работы с источниками излучения необходимо, чтобы выполнялись условия:

$$\dot{H}(r) \leq \text{ДМД} \quad \text{или} \quad H(r) \leq \text{ПДД}, \quad (8.5)$$

где  $r$  – расстояние от источника до рабочего места,  $H(r)$  – эквивалентная доза, которую получает персонал за определенное время работы  $t$  с источниками ионизирующего излучения, ДМД – допустимая мощность дозы, ПДД – предельно допустимая эквивалентная доза за этот промежуток времени. Чаще всего ПДД задается как *недельная доза*:

$$\text{ПДД} = 36 \cdot \text{ДМД}, \quad (8.6)$$

где 36 часов – стандартное время работы персонала гр. А с излучением за неделю.

Если защита отсутствует и можно пренебречь рассеянным и вторичным излучением, то имеем

$$\begin{cases} \dot{H}(r) = 1,09 \cdot \bar{w} \frac{A \Gamma_D}{r^2}; \\ H(r) = 1,09 \cdot \bar{w} \frac{A \Gamma_D}{r^2} t. \end{cases} \quad (8.7)$$

Из выражений (8.7) следует, что при отсутствии защиты можно добиться допустимых условий работы с источником излучения следующими способами:

- **временем**, уменьшая время работы с источником, чтобы не превышать недельной дозы (при заданных  $r$  и  $A$ );
- **количеством**, уменьшая массу, а соответственно, и активность радионуклида (при заданных ДМД (ПДД) и  $r$ );
- **расстоянием**, увеличивая расстояние до источника (при заданных ДМД (ПДД) и  $A$ ).

Из соотношений (8.7) можно получить формулы для расчета *безопасного расстояния*  $r_0$  и *безопасного времени работы*  $t_0$  с источником первичного фотонного излучения при отсутствии защиты:

$$r_0 = \sqrt{\frac{1,09 \cdot \bar{w} \cdot 3,6 \cdot 10^{-9} \mathcal{A} \Gamma_D t}{\text{ПДД}}} \quad (\text{м}); \quad (8.8)$$

$$t_0 = \frac{\text{ПДД} r^2}{1,09 \bar{w} \cdot 3,6 \cdot 10^{-9} \Gamma_D \mathcal{A}} \quad (\text{ч}), \quad (8.9)$$

где  $t$ ,  $t_0$  – время работы (часов в неделю), ПДД в мкЗв за неделю.

### 8.3. Расчет защиты с помощью универсальных таблиц

Как отмечено выше, зависимость между мощностью дозы, толщиной защиты  $d$  и характеристиками источника с учетом рассеянного в защите излучения определяется выражением

$$\dot{H}(d) = 1,09 \cdot \bar{w} \frac{\mathcal{A} \Gamma_D}{r^2} \exp[-\Sigma(E_0)d] B_D(E_0, \Sigma d),$$

которое можно записать в виде

$$\dot{H}(d) = \dot{H}(0) \exp[-\Sigma d + \ln B_D], \quad (8.10)$$

где  $\dot{H}(0) = 1,09 \cdot \bar{w} \frac{\mathcal{A} \Gamma_D}{r^2}$  – мощность эквивалентной дозы на расстоянии  $r$  от источника в отсутствие защиты.

При проектировании защиты чаще всего ставится задача определения толщины экрана  $d$ , которая обеспечит заданный уровень облучения. Но даже для точечного изотропного и моноэнергетического источника эту задачу решить нелегко, так как уравнение (8.10) трансцендентное и в аналитическом виде не решается.

Перепишем выражение (8.10) в следующем виде:

$$k(E_0, d) = \dot{H}(0) / \dot{H}(d) = \exp[\Sigma d - \ln B_D], \quad (8.11)$$

где  $k$  – коэффициент кратности ослабления излучения (*кратность ослабления*). Эта величина показывает, во сколько раз защитный экран из данного вещества толщиной  $d$  ослабляет первичное и вторичное фотонное излучение от источника с энергией  $E_0$ . Удобным для практического использования выражения (8.11) является построение таблиц зависимости толщины защиты  $d$  от кратности ослабления  $k$  для различных энергий  $E_0$ . Наибольшее распространение в практических расчетах получили **универсальные таблицы (универсальные таблицы Гусева)** для расчета защиты от фотонного излучения точечных изотропных моноэнергетических источников в бесконечной геометрии защиты (см., например, [6]). В табл. П2.8 прил. 2 приведены табл. 5.40–5.43 из работы [6], а в табл. П2.9 – данные [1] для расчета защиты из свинцового стекла марки ТФ-5. Отметим, что расчет защиты по универсальным таблицам можно проводить в программе «Компьютерная лаборатория» в режиме PROTЕСТ (см. приложение 1).

Условное название «универсальные» эти таблицы получили потому, что с их помощью можно определить:

- искомую толщину защиты по заданной кратности ослабления дозы (мощности дозы);
- дополнительную толщину защиты (или ее избыток) к существующей толщине;
- толщину защиты по заданной активности или гамма-эквиваленту источника;
- кратность ослабления по заданной толщине или набору нескольких слоев защиты из различных материалов;
- линейные и массовые эквиваленты отдельных защитных материалов;
- толщину слоев половинного или десятикратного ослабления.

Для определения по универсальным таблицам толщины защиты в барьерной геометрии при  $\Sigma d \geq 2$  надо требуемую для барьерной геометрии кратность ослабления  $k_{\text{бар}}$  умножить на поправку  $\delta_D$ , которая учитывает отличие дозового ФН в барьерной и бесконечной геометриях, и уже для полученной кратности ослабления  $k = k_{\text{бар}} \cdot \delta_D$  определять толщину защиты по универсальным таблицам. Значения  $\delta_D$  приведены в табл. 7.4 (лекция 7), но они имеются и в самих универсальных таблицах. Учет барьерной геометрии больше влияет на толщину защиты для небольших энергий фотонов.

**Пример 1.** Рассчитать толщину защиты из воды, чтобы обеспечить предельно допустимые условия облучения персонала гр. А при работе с точечным изотропным источником  $^{137}\text{Cs}$ , если на рабочем месте без защиты мощность дозы превышает предельно допустимое значение в 660 раз.

**Решение.** Для определения толщины защиты в барьерной геометрии находим кратность ослабления:

$$k = k_{\text{бар}} \cdot \delta_D = 660 \times 0,763 \approx 500,$$

где 0,763 – поправка на барьерность защиты для энергии фотонов  $^{137}\text{Cs}$  – 0,662 МэВ (см., табл. П2.8). По этой же таблице для полученной кратности ослабления находим толщину защиты из воды  $d = 117$  см. Без учета поправки на барьерность толщина защиты будет завышена.

**Пример 2.** Защита из бетона толщиной  $d = 31,2$  см при работе с точечным радионуклидным источником  $^{60}\text{Co}$  обеспечивала на рабочем месте предельно допустимые условия облучения персонала гр. А. Найти дополнительную толщину защиты  $\Delta d$ , если активность источника возрастет в 100 раз.

**Решение.** По универсальным таблицам для средней энергии фотонов источника 1,25 МэВ находим, что прежняя толщина защиты  $d_1 = 31,2$  см обеспечивала кратность ослабления  $k_1 = 10$ . Новая кратность ослабления  $k_2 = k_1 \cdot 100 = 1000$ . По универсальным таблицам для энергии 1,25 МэВ и  $k_2 = 1000$  находим требуемую толщину защиты  $d_2 = 74,4$  см. Значит, толщина защиты должна быть увеличена на  $\Delta d = d_2 - d_1 = 74,4 - 31,2 = 43,2$  см. Поправку на барьерность  $\delta_D = 0,867$  можно не учитывать, так как она мала. Толщина защиты будет немного завышена, но это лучше, чем наоборот.

#### 8.4. Расчет защиты с помощью номограмм

Зависимость кратности ослабления от толщины защиты, которая определяется выражением (8.11), можно представить в графическом виде. Такие зависимости называются **номограммами** (универсальными номограммами). Номограммы можно построить и по экспериментальным данным. Например, если измерять в одинаковой геометрии мощность поглощенной дозы в воздухе без защиты  $\dot{D}(0)$  и за защитой толщиной  $d$  –  $\dot{D}(d)$ , то кратность ослабления  $k(d)$  определяется по формуле

$$k(d) = \dot{D}(0) / \dot{D}(d).$$

Подобным образом можно построить номограммы и для других характеристик поля излучения. Номограммы используют для определения толщины защиты от излучения радионуклидов и источников фотонов со сплошным спектром, от точечных и протяженных источников.

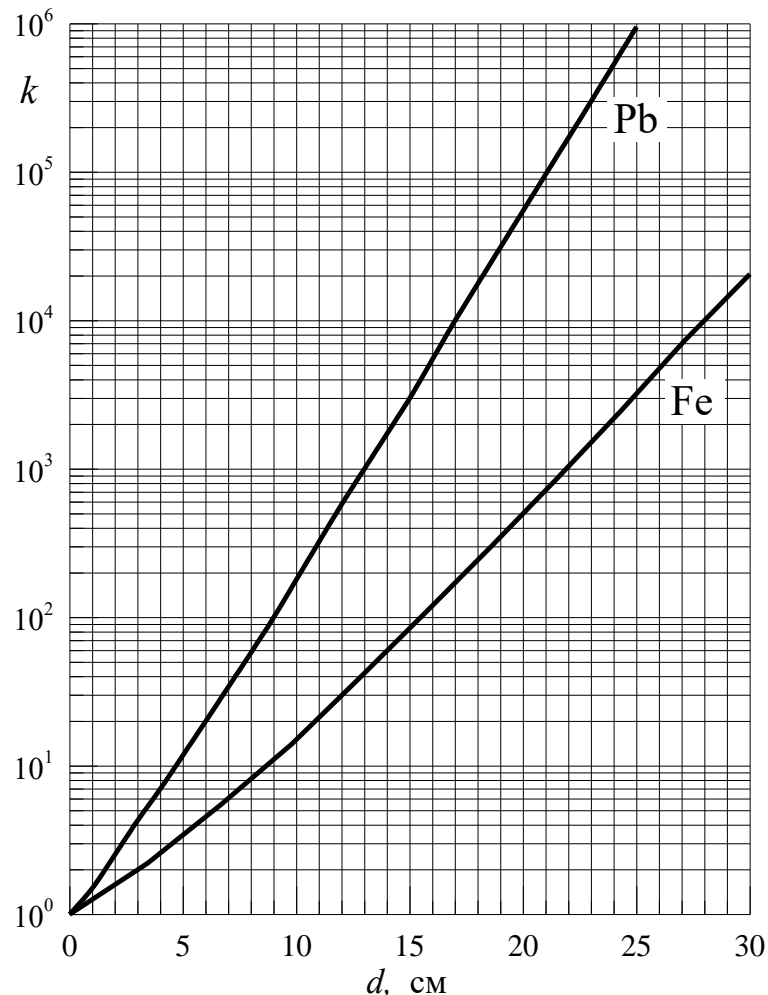


Рис. 8.1. Номограммы для определения толщины защиты из свинца и железа от гамма-излучения  $^{60}\text{Co}$

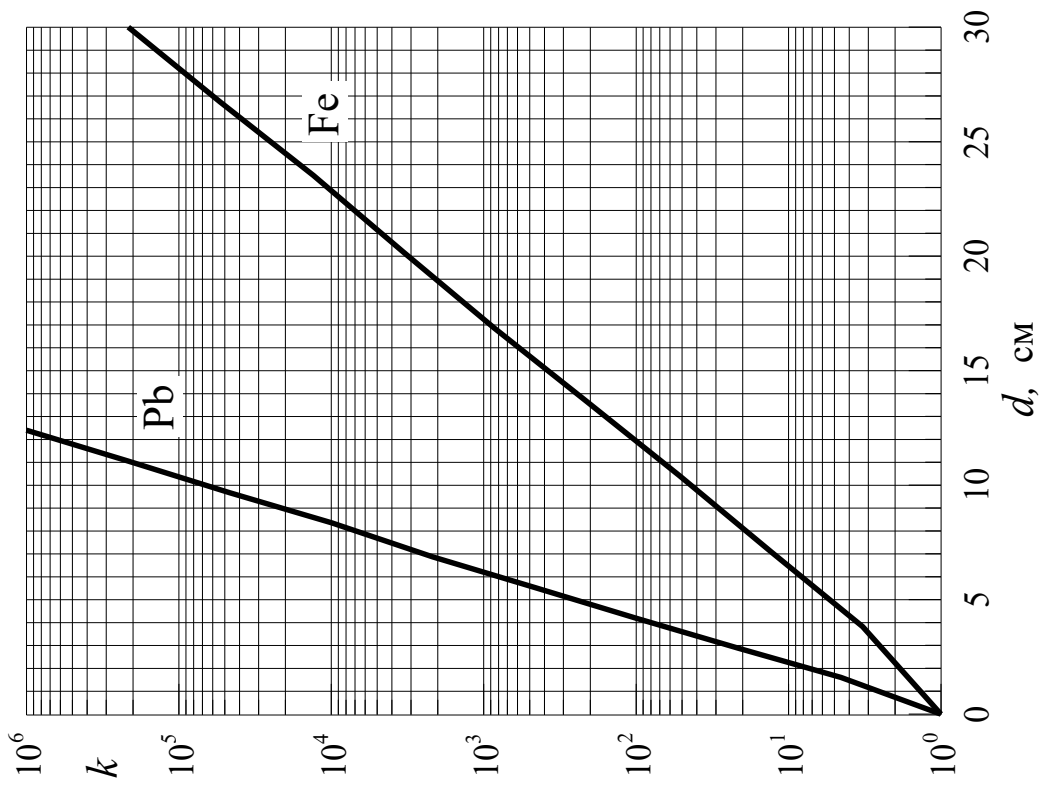


Рис. 8.2. Номограммы для определения толщины защиты из свинца и железа от гамма-излучения  $^{137}\text{Cs}$

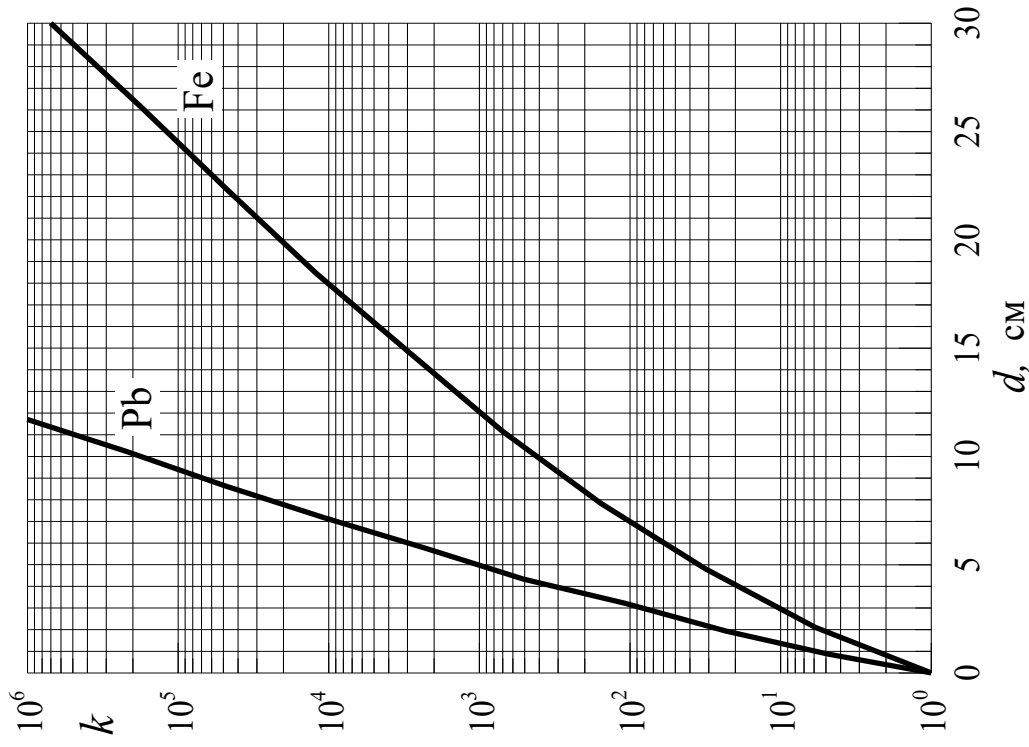


Рис. 8.3. Номограммы для определения толщины защиты из свинца и железа от гамма-излучения  $^{192}\text{Ir}$



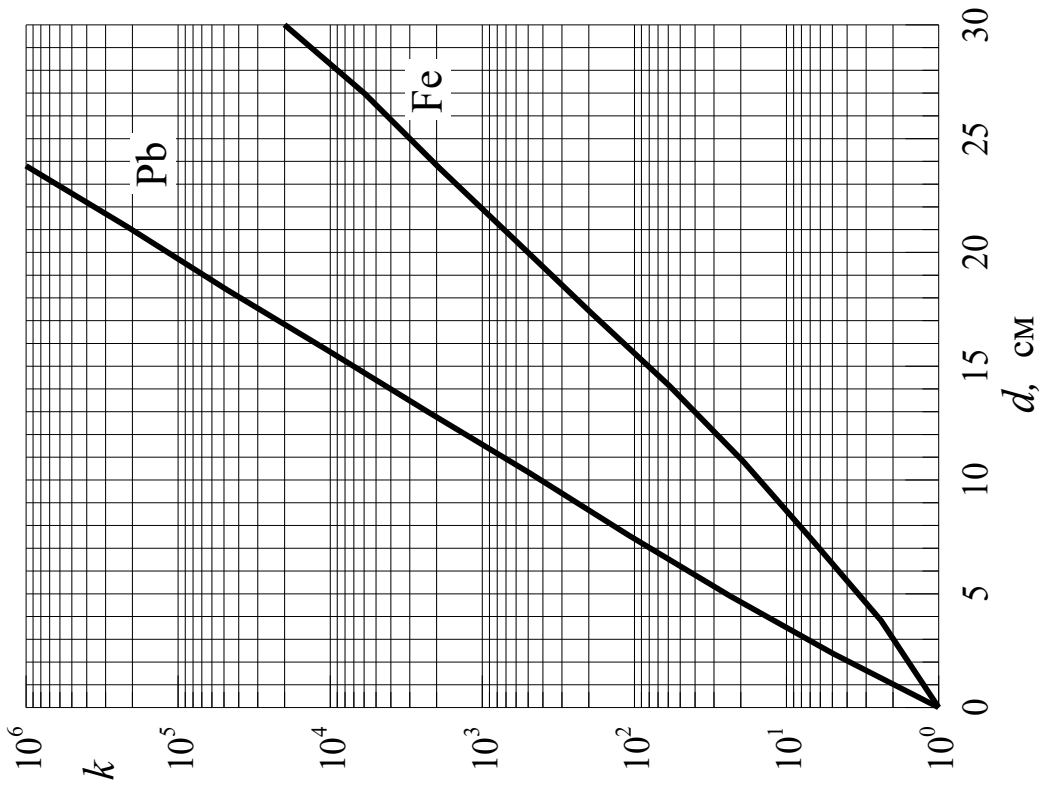


Рис. 8.4. Номограммы для определения толщины защиты из свинца и железа от гамма-излучения  $^{152}\text{Eu}$

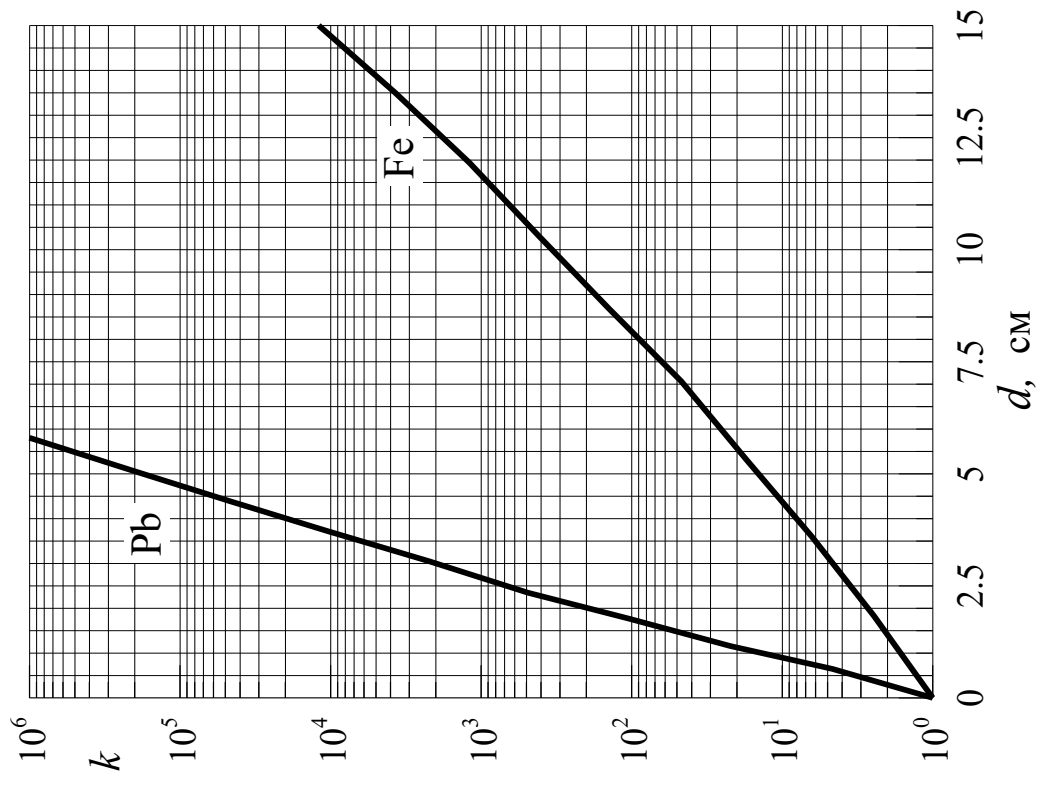


Рис. 8.5. Номограммы для определения толщины защиты из свинца и железа от гамма-излучения  $^{75}\text{Se}$

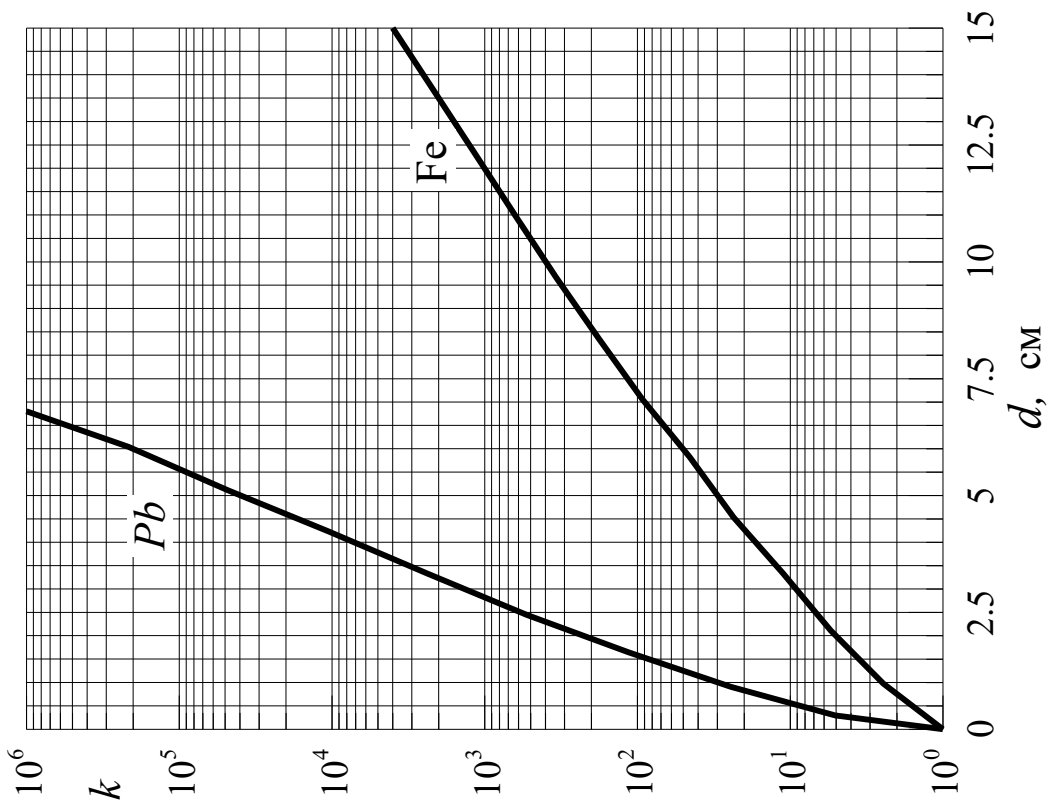


Рис. 8.6. Номограммы для определения толщины защиты из свинца и железа от гамма-излучения  $^{170}\text{Tm}$

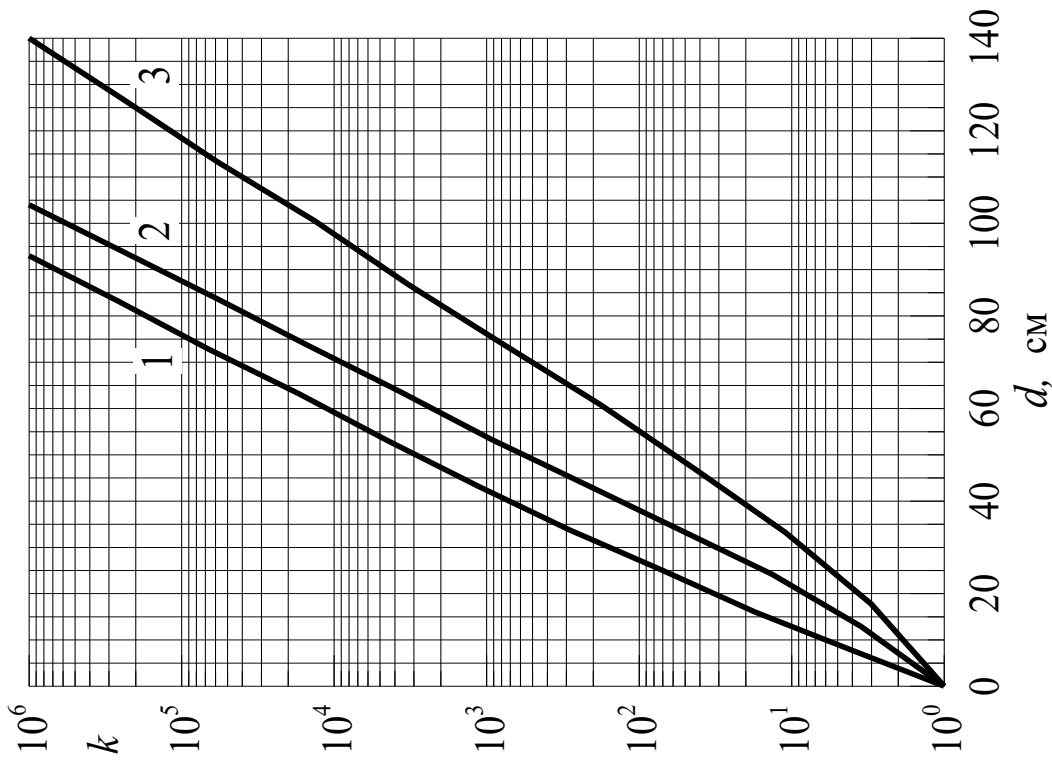


Рис. 8.7. Номограммы для определения толщины защиты из бетона: 1 –  $^{170}\text{Tm}$ , 2 –  $^{137}\text{Cs}$ , 3 –  $^{60}\text{Co}$

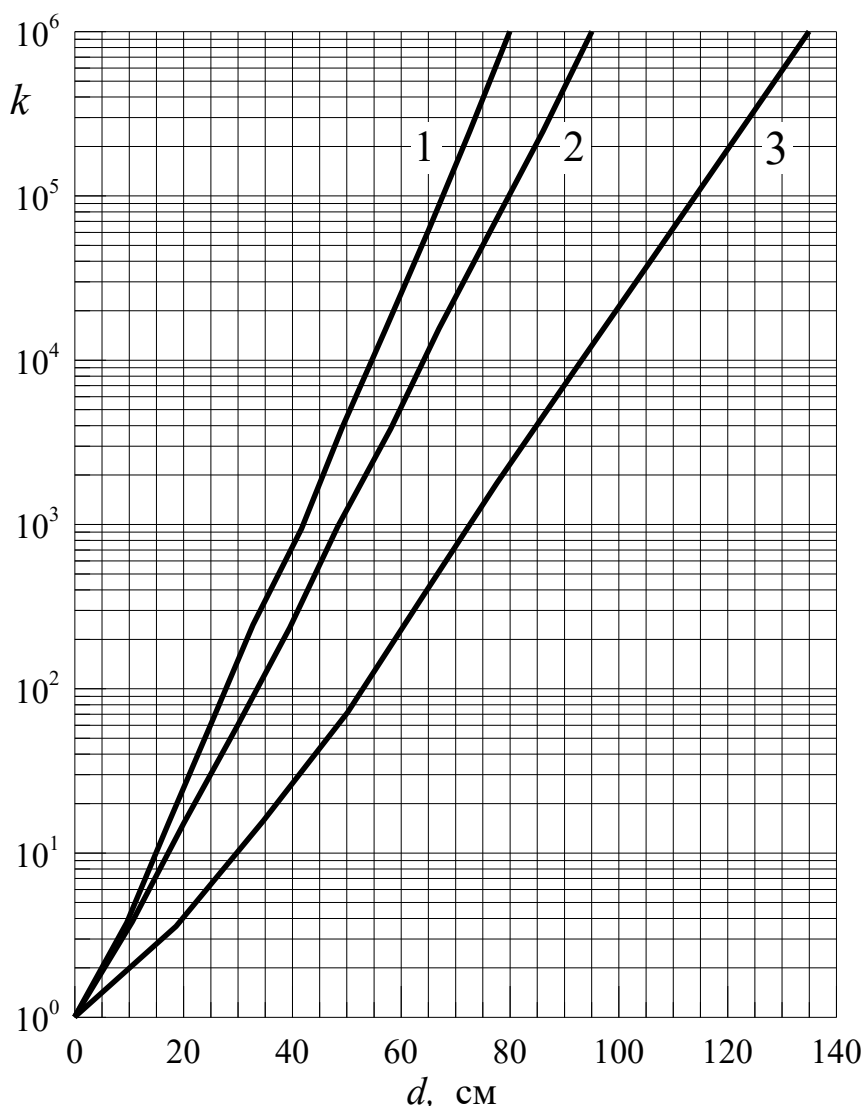


Рис. 8.8. Номограммы для определения толщины защиты из бетона: 1 –  $^{75}\text{Se}$ , 2 –  $^{192}\text{Ir}$ , 3 –  $^{152}\text{Eu}$

Номограммы, так же как и универсальные таблицы, позволяют быстро и с хорошей точностью решать практические задачи проектирования защиты. На рис. 8.1–8.8 приведены номограммы из работы [9]. Они построены для кратности ослабления мощности дозы и позволяют рассчитывать защиту от фотонного излучения следующих радионуклидов:  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{192}\text{Ir}$ ,  $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{75}\text{Se}$ ,  $^{170}\text{Tm}$ . Номограммы получены по экспериментальным данным в барьерной геометрии, не требуют поправки на барьерность и учитывают спектральный состав излучения. Если спектр радионуклида не является моноэнергетическим, то толщину защиты лучше определять по номограммам.

**Пример 3.** Рассчитать толщину защиты из свинца, железа и бетона для ослабления до допустимого уровня излучения  $^{137}\text{Cs}$ , если мощность погло-

щенной дозы в воздухе  $\dot{D} = 250$  мкГр/ч. За защитой будет находиться персонал группы А, время работы – стандартное.

**Решение.** При проектировании защиты для персонала группы А для стандартного времени работы 36 ч в неделю ДМД равна 6 мкЗв/ч. Необходимая кратность ослабления

$$k = \frac{1,09 \cdot \bar{w} \cdot \dot{D}}{\text{ДМД}} = 45,4.$$

По номограммам на рис. 8.2 и 8.7 находим, соответственно:  $d_{\text{pb}} = 3,5$  см;  $d_{\text{Fe}} = 10$  см;  $d_{\text{бет}} = 32$  см.

### 8.5. Расчет защиты от плоских и точечных изотропных источников по слоям ослабления

Слой ослабления  $\Delta_{1/m}$  указывает толщину защиты, которая ослабляет дозу излучения (плотность потока, интенсивность и т. д.) в  $m$  раз. Наиболее широко в расчетах защиты от фотонного излучения применяют слои половинного  $\Delta_{1/2}$  и десятикратного  $\Delta_{1/10}$  ослабления. Толщине защиты, равной слою половинного ослабления, соответствует кратность ослабления 2, а толщине, равной  $\Delta_{1/10}$ , соответствует кратность ослабления 10.

Если нам известна требуемая кратность ослабления поля излучения, например мощности поглощенной дозы, то ее можно представить в виде

$$k = m^{d/\Delta_{1/m}}, \quad (8.12)$$

где  $d$  – необходимая толщина защиты,  $m = 2$  (10). Из выражения (8.12) легко найти толщину защиты:

$$d = \frac{\ln k \cdot \Delta_{1/m}}{\ln m}. \quad (8.13)$$

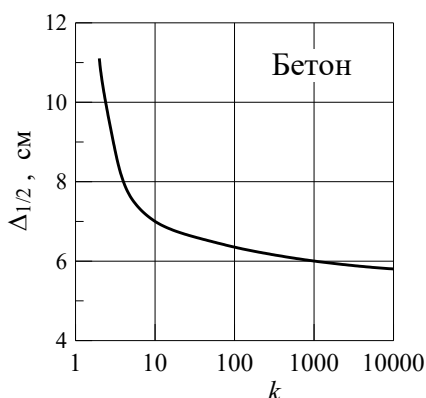


Рис. 8.9. Зависимость толщины слоя половинного ослабления от кратности ослабления

При расчетах защиты мы имеем дело с широким пучком излучения, спектр которого непрерывно меняется с изменением толщины. Следовательно, изменяются сечения взаимодействия и величина слоя ослабления. Зависимость  $\Delta_{1/2}(k)$  для бетона и точечного изотропного источника  $^{60}\text{Co}$  показана на рис. 8.9 [6]. Как следует из этого рисунка, для защиты небольшой толщины (малые значения кратности ослабления  $k$ ) значения  $\Delta_{1/2}$  значительно выше, чем для защиты большей

толщины. Это связано с более высокой средней энергией фотонов в первых слоях защиты (в основном здесь нерассеянное высокоэнергетическое излучение и мало рассеянного и вторичного излучения). С увеличением толщины защиты значения  $\Delta_{1/2}$  постепенно выходят на насыщение. Причиной этого является установление примерно постоянной (*квазиравновесной*) формы спектра рассеянного и вторичного излучения на больших толщинах защиты (более 3...4 ДСП). Следует отметить, что всегда с увеличением толщины защиты величина  $\Delta_{1/m}$  стремится к постоянному значению, но форма зависимости  $\Delta_{1/m}(d)$  определяется следующими факторами:

- геометрией и угловым распределением источника;
- энергией источника;
- веществом защиты.

В связи с заметным изменением слоя ослабления с увеличением толщины защиты методика расчета с использованием слоев половинного и десятикратного ослабления является приближенной. Как правило, она применяется для быстрых оценок. В практике расчетов защиты по слоям ослабления более часто используют слои десятикратного ослабления. При этом для повышения точности расчета учитывают зависимость  $\Delta_{1/10}(d)$ , используя два слоя десятикратного ослабления:

$\Delta_{1/10}$  – *первый*, значение которого соответствует началу защиты, и  $\Delta_{1/10}^{ac}$  – *асимптотический (равновесный)*, величина которого соответствует большой толщине защиты. В этом случае толщина защиты  $d$  определяется следующим образом:

$$d = \Delta_{1/10} + \frac{\ln k_1}{\ln 10} \cdot \Delta_{1/10}^{ac}, \quad (8.14)$$

где  $k_1 = k/10$ . Значения слоев  $\Delta_{1/10}$  и  $\Delta_{1/10}^{ac}$  для различных материалов и энергий фотонов плоских моноэнергетических и изотропных источников имеются в справочниках в таблицах (см., например, [6]). Часть данных табл. 5.49 [6] приведена в табл. 8.4. Если значения слоев ослабления имеются только для бесконечной среды, а находится толщина защиты в барьерной геометрии, то необходимо, как и при расчете по универсальным таблицам, использовать поправку на барьерность:  $k_1 = k_{бар} \cdot \delta_D$ . Значения  $\delta_D$  можно взять из табл. 8.4.

**Пример 4.** Рассчитать толщину защитного барьера из воды, ослабляющего излучение точечного изотропного источника фотонов с энергией 3 МэВ в 20 000 раз.

**Решение 1.** В соответствии с формулой (8.13) толщина защиты

$$d = \frac{\ln(2 \cdot 10^4 \cdot \delta_D) \cdot \Delta_{1/10}}{\ln 10},$$

где учтена поправка на барьерность защиты. Из табл. 8.4 находим, что величина  $\Delta_{1/10}$  в воде для энергии 3 МэВ равна 91 см,  $\delta_D = 0,924$ . Тогда толщина защиты из воды равна 390 см.

Таблица 8.4

Значения слоев ослабления ( $г/см^2$ ) и поправка на барьерность для точечного изотропного источника при измерении дозы в бесконечной среде

## Вода

$E_0$ , МэВ	$\Delta_{1/2}$	$\Delta_{1/10}$	$\Delta_{1/100}$	$\Delta_{1/1000}$	$\Delta_{1/10}^{ac}$	$\delta_D$
0,1	29	44	64	81	16,8	
0,2	29	49	73	94	20,2	
0,3	28	51	78	103	23,0	
0,4	27	53	83	110	25,2	
0,5	27	55	87	116	27,5	0,750
0,6	27	57	91	122	29,5	0,759
0,662	27	58	94	126	30,5	0,763
0,7	27	59	96	129	31,5	0,767
0,8	27	60	98	134	32,8	0,777
1,0	28	63	105	144	36,5	0,797
1,25	29	68	115	158	40,5	0,839
1,5	29	71	122	168	44,0	0,863
2,0	31	78	136	190	50,8	0,892
3,0	34	91	161	227	62,5	0,924
4,0	37	101	181	258	72,5	0,941
6,0	41	116	213	305	88,8	0,961
8,0	45	128	236	341	100,5	0,970
10	47	136	253	367	109,8	0,974

## Обычный бетон

$E_0$ , МэВ	$\Delta_{1/2}$	$\Delta_{1/10}$	$\Delta_{1/100}$	$\Delta_{1/1000}$	$\Delta_{1/10}^{ac}$	$\delta_D$
0,1	14,3	27,8	45,1	61,2	15,4	
0,2	20,7	41,2	65,8	88,6	21,4	
0,3	22,8	46,9	75,7	102	24,9	
0,4	23,9	51,1	83,5	113	27,7	
0,5	24,8	54,3	89,5	122	30,0	0,799
0,6	25,5	57,0	94,8	130	32,5	0,810
0,662	26,0	58,9	98,2	134	33,6	0,815
0,7	25,8	58,9	98,7	135	34,0	0,819
0,8	26,4	61,9	104	143	36,6	0,829
1,0	27,4	66,5	113	156	40,2	0,845
1,25	28,8	71,8	123	171	44,6	0,867
1,5	29,9	76,4	132	184	48,9	0,882
2,0	32,2	84,4	148	207	56,3	0,905
3,0	36,3	97,5	174	246	68,4	0,930
4,0	38,9	106	193	274	77,6	0,946
6,0	41,9	119	219	315	92,0	0,965
8,0	43,0	125	235	340	100,6	0,976
10	45,8	131	246	356	107,0	0,983

## Железо

$E_0$ , МэВ	$\Delta_{1/2}$	$\Delta_{1/10}$	$\Delta_{1/100}$	$\Delta_{1/1000}$	$\Delta_{1/10}^{\text{ac}}$	$\delta_D$
0,1	3,2	8,7	16,6	23,7	7,1	
0,2	11,0	26,8	47,3	67,1	18,5	
0,3	15,8	37,9	64,7	89,9	24,1	
0,4	18,9	45,0	77,3	107,3	28,4	
0,5	20,5	50,5	86,8	119,9	31,6	0,869
0,6	22,1	54,4	93,9	130,2	34,1	0,879
0,662	22,9	56,8	97,8	135,7	35,5	0,883
0,7	22,9	57,6	99,4	138,1	36,1	0,886
0,8	24,4	61,5	105,7	147,5	39,0	0,893
1,0	26,0	67,1	116,0	162,5	43,2	0,903
1,25	27,6	72,6	127,0	177,5	47,5	0,911
1,5	30,0	78,1	138,1	193,3	52,5	0,919
2,0	32,3	86,8	154,6	217,8	59,8	0,929
3,0	35,5	97,0	175,2	249,3	69,8	0,943
4,0	36,3	101,8	187,0	266,7	76,3	0,956
6,0	38,7	107,3	197,2	284,0	82,8	0,973
8,0	38,7	106,5	198,0	287,2	85,6	0,983
10	37,9	105,7	197,2	285,6	86,0	0,987

## Свинец

$E_0$ , МэВ	$\Delta_{1/2}$	$\Delta_{1/10}$	$\Delta_{1/100}$	$\Delta_{1/1000}$	$\Delta_{1/10}^{\text{ac}}$	$\delta_D$
0,1	0,3	0,9	1,9	3,2	1,2	
0,145	0,4	1,2	2,3	3,4	1,1	
0,2	0,9	2,7	5,1	7,6	2,4	
0,3	2,2	6,7	13,6	19,3	6,2	
0,4	3,8	12,5	23,8	34,0	11,0	
0,5	5,9	18,1	34,0	49,9	15,9	0,983
0,6	7,4	22,7	44,2	64,6	20,4	0,984
0,662	8,5	26,1	49,9	73,7	23,0	0,984
0,8	11,0	34,0	63,5	93,0	28,6	0,984
1,0	13,6	43,1	80,5	117,9	35,4	0,986
1,25	17,0	51,0	95,2	139,5	42,0	0,986
1,5	19,3	59,0	110,0	159,9	48,2	0,987
2,0	22,7	68,0	128,1	186,0	55,0	0,989
3,0	24,9	73,7	139,5	203,0	61,2	0,990
4,0	24,9	73,7	139,5	203,0	62,1	0,993
6,0	23,8	70,3	133,8	197,3	61,5	0,994
8,0	23,8	69,2	131,5	193,9	61,2	0,995
10	23,8	68,0	131,5	193,9	61,0	0,996

**Решение 2.** Будем использовать для решения выражение (8.14) с учетом поправки на барьерность. Значение  $\Delta_{1/10}^{\text{ac}}$  находим из той же табл. 8.4. В этом случае защитный слой воды меньше:

$$d = \left( \Delta_{1/10} + \frac{\ln(k_1 \cdot \delta_D)}{\ln 10} \cdot \Delta_{1/10}^{\text{ac}} \right) = \left( 91 + \frac{\ln(2000 \cdot 0,924)}{\ln 10} 62,5 \right) = 295 \text{ см.}$$

**Решение 3.** Найдем толщину защиты с помощью универсальных таблиц, которые дают наиболее точное значение для моноэнергетического излучения. По табл. П2.8 (прил. 2) для  $E_0 = 3$  МэВ и кратности ослабления  $2 \cdot 10^4$  с учетом поправки на барьерность получим  $d \approx 305$  см.

Как следует из полученных результатов, выделение первого слоя десятикратного ослабления заметно повышает точность расчета защиты методом слоев ослабления.

С еще большей точностью можно рассчитать толщину защиты этим методом, если более подробно учесть изменение величины слоя ослабления с увеличением толщины. Для значений коэффициента ослабления  $k \geq 10^3$  это можно сделать, используя слои ослабления  $\Delta_{1/10}$ ,  $\Delta_{1/100}$  и  $\Delta_{1/1000}$ . Отметим, что начиная с  $k \geq 10^3$  значение слоя  $\Delta_{1/10}$  почти не меняется и может быть заменено на  $\Delta_{1/10}^{\text{ac}}$ . Метод расчета защиты с использованием всех этих слоев ослабления заключается в следующем:

1) из коэффициента ослабления  $k$  выделяем  $10^m$  и записываем его в виде

$$k = l \cdot 10^m \text{ или } k \cdot \delta_D = l \cdot 10^m, \quad (8.15)$$

где  $1 \leq l \leq 10$ ;

2) находим толщину защиты, используя следующие выражения:

$$\begin{cases} m=0 & d = \Delta_{1/10} \cdot \xi; \\ m=1 & d = \Delta_{1/10} + (\Delta_{1/100} - \Delta_{1/10}) \cdot \xi; \\ m=2 & d = \Delta_{1/100} + (\Delta_{1/1000} - \Delta_{1/100}) \cdot \xi; \\ m \geq 3 & d = \Delta_{1/1000} + \Delta_{1/10}^{\text{ac}}(m-3) + \Delta_{1/10}^{\text{ac}} \cdot \xi, \end{cases} \quad (8.16)$$

где  $\xi = \ln l / \ln 10$ .

Значения слоев  $\Delta_{1/100}$  и  $\Delta_{1/1000}$  из различных материалов для плоских моноэнергетических и изотропных источников фотонов различных энергий имеются в справочниках в таблицах (см., например, [6]). Часть данных из табл. 5.49 [6] приведена в табл. 8.4.

**Решение 4.** Воспользуемся для решения задачи из примера 4 формулами (8.15) и (8.16). Тогда получим:  $k \cdot \delta_D = 18480$ ;  $l = 1,85$ ;  $m = 4$ ;  $\xi = 0,27$ . Из табл. 8.4 находим  $\Delta_{1/1000} = 227$  см. Толщина защитного слоя воды

$$d = (\Delta_{1/1000} + \Delta_{1/10}^{\text{ac}}(m-3) + \Delta_{1/10}^{\text{ac}} \cdot \xi) = 227 + 62,5 + 62,5 \cdot 0,27 = 306 \text{ см,}$$



что практически совпадает с результатом, полученным с помощью универсальных таблиц.

Если необходимого вещества защиты в таблицах нет, то значения  $\Delta_{1/10}$  и  $\Delta_{1/10}^{ac}$  можно получить с помощью интерполяции значений для элементов с ближайшими атомными номерами.

### 8.6. Метод конкурирующих линий

Метод конкурирующих линий используется для расчета защиты от немоноэнергетических источников. Он позволяет проводить расчет защиты для этих источников с помощью методов, разработанных для моноэнергетических источников, например по универсальным таблицам или слоям ослабления.

Пусть имеется немоноэнергетический источник с дискретным набором энергий  $E_1, E_2, \dots, E_m$  и соответствующим процентным вкладом каждой энергии  $n_1, n_2, \dots, n_m$  в дозу (мощность дозы, гамма-эквивалент, интенсивность и т. д.). Если спектр непрерывный, то его разбивают на несколько интервалов и определяют в каждом эффективную энергию  $\bar{E}_i$ . При этом необходимо избегать разделения спектра на большое количество энергетических интервалов и вместе с тем не объединять в один интервал энергии с существенно различными сечениями взаимодействий. В большинстве практических случаев бывает достаточно 3–5 интервалов. Удобно располагать энергии (эффективные энергии) в порядке их уменьшения, т. е.  $E_1 > E_2 > \dots > E_m$ , что соответствует уменьшению проникающей способности излучения.

Затем для каждой эффективной энергии  $\bar{E}_i$ , с учетом ее относительного вклада  $n_i$ , определяют необходимую толщину защиты с помощью одного из методов для моноэнергетического излучения, рассмотренных ранее. При этом получаем набор значений толщины защиты:  $d_1, d_2, d_3, \dots, d_m$ .

Энергию фотонов, для которой требуется наибольшая толщина защиты, называют *главной линией спектра*. Толщину этой защиты обозначим  $d_\Gamma$ . Энергию фотонов, для которой требуется следующая по величине (после главной) толщина защиты, называют *конкурирующей линией*. Эту толщину защиты обозначим  $d_K$ . Необходимая толщина защиты  $d$  определяется из соотношений:

$$\begin{cases} d = d_\Gamma + \Delta_{1/2}, & \text{если } d_\Gamma - d_K \ll \Delta_{1/2}; \\ d = d_K + \Delta_{1/2}, & \text{если } d_\Gamma - d_K < \Delta_{1/2}; \\ d = d_\Gamma, & \text{если } d_\Gamma - d_K > \Delta_{1/2}, \end{cases} \quad (8.17)$$

где  $\Delta_{1/2}$  – наибольшее значение слоя половинного ослабления, найденного для главной и конкурирующей линий спектра.

Этот метод расчета называется методом конкурирующих линий потому, что по мере увеличения толщины защиты главная и конкурирующая линии могут меняться местами или даже уступать место третьей линии, которая раньше была второстепенной. Данную методику и формулы (8.17) применяют также и для расчета защиты от нейтронов.

**Пример 5.** Рассчитать толщину защиты из обычного бетона ( $\rho = 2,35 \text{ г/см}^3$ ), ослабляющую в  $k$  раз ( $k = 20; 10^3; 10^5$ ) поглощенную дозу в воздухе за защитой от фотонного излучения точечных изотропных источников  $^{60}\text{Co}$  и  $^{137}\text{Cs}$ , находящихся в одном месте. Гамма-эквивалент  $^{137}\text{Cs}$  в 4 раза превышает гамма-эквивалент  $^{60}\text{Co}$ .

**Решение.** Для решения задачи будем использовать метод конкурирующих линий. Имеем:  $E_1 = 1,25 \text{ МэВ}$ ;  $n_1 = 0,2$ ;  $E_2 = 0,662 \text{ МэВ}$ ;  $n_2 = 0,8$ ;  $\sum_i n_i = 1$ .

Расчет проводим в следующей последовательности:

1. Определяем необходимую кратность ослабления:  $k = 20$ .
2. Рассчитываем парциальные кратности ослабления фотонов каждой энергетической группы (1 –  $^{60}\text{Co}$ ; 2 –  $^{137}\text{Cs}$ ):

$$k_1 = 20 \cdot 0,2 = 4; \quad k_2 = 20 \cdot 0,8 = 16.$$

3. Для каждой энергетической группы по универсальным таблицам определяем толщину защиты:

$$d_1 \approx 21 \text{ см}; \quad d_2 \approx 30 \text{ см}.$$

В результате имеем:  $d_T = 30 \text{ см}$ ,  $d_K = 21 \text{ см}$ .

4. По универсальным таблицам для соответствующих энергий и кратностей ослабления находим значения слоев половинного ослабления:

$$^{60}\text{Co} \quad \Delta_{1/2} = 8 \text{ см}; \quad ^{137}\text{Cs} \quad \Delta_{1/2} = 5,6 \text{ см}.$$

Следовательно, наибольшее значение слоя половинного ослабления равно 8 см.

5. В соответствии с выражениями (8.17) находим искомую толщину защиты:

$$d = d_T = 30 \text{ см, т. к. } d_T - d_K = 9 \text{ см, что больше } \Delta_{1/2} = 8 \text{ см}.$$

Для кратности ослабления 20 главной является энергия 0,662 МэВ, а конкурирующей – 1,25 МэВ. И это несмотря на то, что длина свободного пробега, которая определяет проникающую способность фотонов, у конкурирующей линии спектра выше. Следует помнить, что толщина защиты определяется не только активностью источника, но и энергией гамма-излучения.

Удобно расчеты методом конкурирующих линий оформлять в виде таблицы, что сделаем для кратности ослабления  $k = 10^3$ .

Таблица 8.5

Расчет защиты для  $k = 10^3$ 

$E_i$ , МэВ	$n_i$	$k = 10^3$	
		$k_i$	$d_i$ , см
1,25	0,2	200	60
0,662	0,8	800	57
$d_{\Gamma}$ , см		60	
$d_{\text{к}}$ , см		57	
$(d_{\Gamma} - d_{\text{к}})$ , см		3	
$\Delta_{1/2}(1)$ , см		6,4	
$\Delta_{1/2}(2)$ , см		5,3	
$\Delta_{1/2}$ , см		6,4	
$d_{\Gamma} - d_{\text{к}} < \Delta_{1/2}$			
$d = d_{\text{к}} + \Delta_{1/2}$ , см		63,4	

Для кратности ослабления  $10^3$  главной стала энергия 1,25 МэВ. При увеличении кратности ослабления энергия спектра, которая обладает наибольшей проникающей способностью, постепенно становится главной линией и определяет толщину защиты.

Расчет защиты для  $k = 10^5$  выполните самостоятельно.

### Задание 8

#### Контрольные вопросы

1. Что такое защита временем, количеством, расстоянием?
2. Как рассчитать защиту с помощью слоев ослабления?
3. Что такое универсальные таблицы и как они используются для расчета защиты?
4. Как проводится расчет защиты методом конкурирующих линий? Для каких источников он применяется?

#### Задачи

1. Рассчитать по слоям ослабления защиту из железа, ослабляющую в 50 000 раз поглощенную дозу в воздухе от точечного изотропного источника с энергией 2 МэВ.
2. Рассчитать защиту из железа для помещений персонала группы Б от фотонного излучения точечного радионуклида с энергией 2 МэВ, имеющего активность  $5 \cdot 10^9$  Бк и квантовый выход 0,6. Работа проводится на расстоянии 2 м от источника.
3. Защита из свинца толщиной 11,3 см при работе с точечным изотропным источником  $^{60}\text{Co}$  обеспечивала ПДУ облучения персонала. Время работы увеличили в 4 раза, активность источника возросла в 25 раз. Найти дополнительную толщину защиты, чтобы сохранить ПДУ для персонала.

4. Определить, какой материал выгоднее применять: свинец (70 руб./кг) или железо (8,2 руб./кг), для защиты от фотонного излучения точечного изотропного источника  $^{137}\text{Cs}$ , если он должен ослабить мощность поглощенной дозы в  $5 \cdot 10^4$  раз? [4]
5. В пункт, находящийся на расстоянии 175 км от завода, на автомашине транспортируется точечный изотропный источник активностью 835 мКи с эффективной энергией гамма-излучения 2 МэВ и гамма-эквивалентом 2,04 мг-экв. Ра на 1 мКи. Источник находится в контейнере на расстоянии 50 см от экспедитора. Средняя скорость автомобиля 50 км/ч. Определить толщину стенки свинцового контейнера, если доза при перевозке не должна превышать дневной дозы для персонала группы А при шестидневной рабочей неделе [4].
6. Защитный вытяжной шкаф предназначен для работы с препаратами  $^{60}\text{Co}$ . Определить толщину лицевой стенки из защитного свинцового стекла марки ТФ-5 ( $\rho = 4,77 \text{ г/см}^3$ ), обеспечивающей безопасные условия работы, если необходимо в 1000 раз снизить мощность поглощенной дозы в воздухе. Точечный изотропный источник находится на расстоянии 40 см от защитной стенки.
7. Рассчитать толщину защиты из свинца для точечного изотропного источника  $^{152}\text{Eu}$  активностью 50 ГБк, которая обеспечит допустимые условия облучения персонала гр. А на расстоянии 1,5 м при времени работы 24 ч в неделю.
8. Рассчитать толщину стенки свинцового (железного) сферического контейнера для хранения в нем точечного изотропного источника  $^{60}\text{Co}$  активностью  $4 \cdot 10^{10}$  Бк. При нахождении источника в контейнере мощность дозы на расстоянии 0,5 м от поверхности контейнера не должна превышать ПДУ для персонала группы А. Сферическое гнездо для источника имеет диаметр 4 см и находится в центре контейнера. Найти вес каждого контейнера.
9. Толщина стенки свинцового защитного домика равна 40 мм. Определить, во сколько раз эта стенка снижает фон (по поглощенной дозе в воздухе) внутри домика от гамма-излучения  $^{137}\text{Cs}$ , находящегося на большом расстоянии от домика, когда можно считать излучение источника плоским и мононаправленным, падающим перпендикулярно на стенку домика [4].
10. Гамма-установка для радиационно-химических исследований представляет собой бетонную защитную кабину. На рабочий стол облучателя из свинцового контейнера-хранилища выводится точечный изотропный источник  $^{137}\text{Cs}$  с керма-эквивалентом  $0,12 \text{ Гр} \cdot \text{м}^2/\text{с}$ . Рассчитать необходимую толщину защитной бетонной стенки кабины, если расстояние от оператора до источника равно 4 м. Защита должна обеспечить предельно допустимые условия облучения персонала для стандартного времени работы [4].
11. Методом конкурирующих линий рассчитать толщину защиты из вещества X для уменьшения мощности дозы гамма-излучения точечного изотропного

источника с двумя радионуклидами ( $A+B$ ) и с общим гамма-эквивалентом  $Y$ . Гамма-эквивалент радионуклида  $A$  в  $n$  раз больше, чем у радионуклида  $B$ . Защита должна обеспечить на расстоянии  $R$  от источника ПДУ для персонала (гр. А или Б). Для радионуклида со сложным спектром расчет защиты вести по средней энергии. Данные для расчета взять из табл. 8.6.

Таблица 8.6

Данные для задачи 11

Вариант	1	2	3	4	5	6	7	8
$X$	Бетон	Fe	Pb	Вода	Бетон	Pb	Fe	W
$A$	$^{192}\text{Ir}$	$^{76}\text{As}$	$^{75}\text{Se}$	$^{82}\text{Br}$	$^{99}\text{Mo}$	$^{103}\text{Ru}$	$^{106}\text{Rh}$	$^{110}\text{Ag}$
$B$	$^{137}\text{Cs}$	$^{60}\text{Co}$	$^{137}\text{Cs}$	$^{60}\text{Co}$	$^{137}\text{Cs}$	$^{60}\text{Co}$	$^{137}\text{Cs}$	$^{60}\text{Co}$
$Y$ , г-экв. Ра	5	6	4	7	10	3	6	8
$R$ , м	2	1,5	0,8	3	3	2	1,5	2,5
$n$	2	3	4	5	3	2	4	3
Группа персонала	А	Б	А	А	Б	А	Б	Б

Вариант	9	10	11	12	13	14	15	16
$X$	Бетон	Fe	Pb	W	Бетон	Pb	Fe	Вода
$A$	$^{110}\text{Ag}$	$^{114}\text{In}$	$^{131}\text{I}$	$^{124}\text{Sb}$	$^{140}\text{La}$	$^{152}\text{Eu}$	$^{133}\text{I}$	$^{202}\text{Tl}$
$B$	$^{137}\text{Cs}$	$^{60}\text{Co}$	$^{137}\text{Cs}$	$^{60}\text{Co}$	$^{137}\text{Cs}$	$^{60}\text{Co}$	$^{137}\text{Cs}$	$^{60}\text{Co}$
$Y$ , г-экв. Ра	2	6	4	7	10	3	6	8
$R$ , м	2,5	3,5	0,9	2,5	3	2	1,5	2,5
$n$	2	3	4	5	3	2	4	3
Группа персонала	Б	А	А	А	Б	А	Б	Б

12. Определить толщину свинцовой защиты персонала от гамма-излучения смеси продуктов деления облученного  $^{235}\text{U}$  массой 2 кг. Удельный гамма-эквивалент источника для мощности реактора – 1 Вт/г, времени компании 200 суток и времени выдержки 60 суток равен 40 г-экв. Ра на 1 кг [3]. Расстояние от источника до рабочего места – 3 м, время работы стандартное для персонала группы А. Считать источник точечным, самопоглощением и рассеянием излучения в источнике пренебречь. Для расчетов принять следующий энергетический состав гамма-излучения по дозе:

$E_1 = 0,17$  МэВ,  $n_1 = 6,6$  %;  $E_2 = 0,49$  МэВ,  $n_2 = 14$  %;  $E_3 = 0,76$  МэВ,  $n_3 = 67$  %;  $E_4 = 1,60$  МэВ,  $n_4 = 11$  %;  $E_5 = 2,42$  МэВ,  $n_5 = 1,4$  %.

### Список литературы

1. Голиков В.Я. Радиационная защита при использовании ионизирующих излучений / В.Я. Голиков, И.П. Коренков. – Москва : Медицина, 1975. – 287 с.
2. Гусев Н.Г. Защита от ионизирующих излучений. В 2 томах. Том 1. Физические основы защиты от излучений: учебник для вузов / Н.Г. Гусев, В.А. Климанов, В.П. Машкович и др. – 3-е изд. – Москва : Энергоатомиздат, 1989. – 512 с.
3. Голубев Б.П. Дозиметрия и защита от ионизирующих излучений : учебник для вузов / Б.П. Голубев. – 4-е изд., перераб. и доп. – Москва : Энергоатомиздат, 1986. – 464 с.
4. Иванов В.И. Сборник задач по дозиметрии и защите от ионизирующих излучений / В.И. Иванов, В.А. Климанов, В.П. Машкович. – 4-е изд., перераб. и доп. – Москва : Энергоатомиздат, 1992. – 256 с.
5. Козлов В.Ф. Справочник по радиационной безопасности / В.Ф. Козлов. – 5-е изд. – Москва : Энергоатомиздат, 1999. – 520 с.
6. Машкович В.П. Защита от ионизирующих излучений : справочник / В.П. Машкович, А.В. Кудрявцева. – 4-е изд., перераб. и доп. – Москва : Энергоатомиздат, 1995. – 496 с.
7. Нормы радиационной безопасности (НРБ-99/2009) : санитарно-эпидемиологические правила и нормативы. – Москва : Федеральный центр гигиены и эпидемиологии Роспотребнадзора, 2009. – 100 с.
8. Романцов В.П. Сборник задач по курсу «Дозиметрия и защита от ионизирующих излучений» / В.П. Романцов, И.В. Романцова, В.В. Ткаченко. – Обнинск : ИАТЭ, 2009. – 113 с.
9. Румянцев С.В. Типовые методики радиационной дефектоскопии и защиты / С.В. Румянцев, В.А. Добромислов, О.И. Борисов. – Москва : Атомиздат, 1979. – 199 с.
10. Сборник задач по теории переноса, дозиметрии и защите от ионизирующих излучений : учебное пособие / А.А. Званцев, В.А. Климанов, А.И. Ксенофонтов и др.; под ред. В.А. Климанова. – Москва : НИЯУ МИФИ, 2011. – 196 с.

## ЛЕКЦИЯ 9

### ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ РАДИОНУКЛИДНЫХ ИСТОЧНИКОВ РАЗЛИЧНЫХ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ФОРМ

Радионуклиды как источники фотонного излучения широко используются в науке, промышленности, медицине. Источники на основе радионуклидов являются *изотропными* излучателями. Геометрические размеры и форма таких источников могут быть самыми разнообразными. Как мы уже отмечали (см. лекцию 3), по форме и размерам все источники можно разделить на точечные и протяженные: линейные, поверхностные, объемные. В большинстве случаев проектирования защиты приходится иметь дело с протяженными источниками. Понятие *протяженный источник* охватывает все источники, размерами которых при расчете защиты нельзя пренебрегать. В отличие от точечных источников поле излучения протяженных источников зависит от их формы и размеров, а в случае объемных источников – и от процессов поглощения (*самопоглощения*) и рассеяния излучения в веществе самого источника. Расчеты защиты от протяженных источников оказываются более сложными и трудоемкими, чем от точечных источников, поэтому разработаны специальные методы расчета защиты от протяженных источников.

Получим (а для некоторых случаев просто запишем) выражения для расчетов поля излучения фотонов на некотором расстоянии от точечного, линейного, плоского (дискового) и цилиндрического радионуклидных источников для следующих случаев:

- 1) только для нерассеянного излучения без защиты;
- 2) с учетом ослабления нерассеянного излучения защитой;
- 3) с учетом вклада рассеянного излучения, образующегося в защите;
- 4) для цилиндрического источника учтем эффект самопоглощения излучения.

Все выражения без учета рассеянного излучения и самопоглощения справедливы для любого ионизирующего излучения с экспоненциальным законом ослабления нерассеянного потока, но на практике чаще используются для фотонов.

Вывод всех формул проведем для плотности потока, так как через нее можно выразить любую другую характеристику поля излучения, например интенсивность излучения, поглощенную дозу и т. д. При этом будем предполагать, что все источники испускают фотоны с одной энергией  $E_0$ , а защита во всех случаях имеет вид пластины постоянной толщины  $d$ . Для расчета поля излучения немоноэнергетических источников следует использовать принцип аддитивности.

Расчет плотности потока фотонов будем проводить в воздухе, так как это стандартная среда, в которой выполняются большинство измерений. Плотность воздуха мала ( $1,29 \cdot 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup>), и длина свободного пробега фотонов велика. Например, при  $E_0 = 1$  МэВ она равна 122 м. Поэтому для тех расстояний до детектора (защищаемой области), которые имеют место на прак-

тике (обычно несколько метров), можно пренебречь поглощением и рассеянием фотонов в воздухе. Например, для энергии 1 МэВ на расстоянии 3 м от точечного изотропного источника изменение плотности потока фотонов за счет их рассеяния и поглощения в воздухе составляет менее 0,2 %.

### 9.1. Точечный источник

Плотность потока нерассеянных фотонов в точках  $P_1$  и  $P_2$  без защиты (рис. 9.1) определяется выражениями:

$$\phi_1^0 = \frac{q}{4\pi a^2}; \quad (9.1a)$$

$$\phi_2^0 = \frac{q}{4\pi(a/\cos\theta)^2}, \quad (9.1b)$$

где  $q$  – мощность источника.

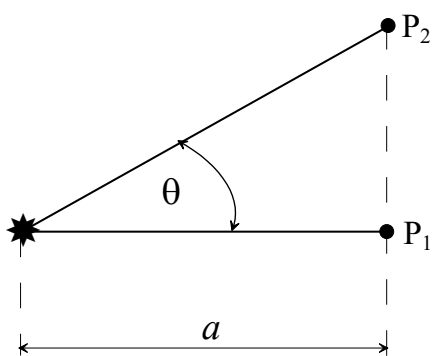


Рис. 9.1. Излучение точечного источника без защиты

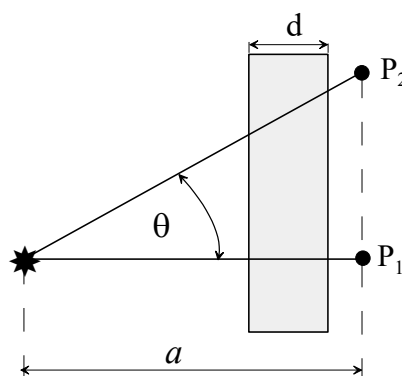


Рис. 9.2. Излучение точечного источника с учетом защиты

Если учесть ослабление нерассеянного излучения в защите толщиной  $d$  (рис. 9.2), то плотность потока нерассеянных фотонов в точках  $P_1$  и  $P_2$  равна соответственно:

$$\phi_1^H = \phi_1^0 \exp(-\Sigma d); \quad (9.2a)$$

$$\phi_2^H = \phi_2^0 \exp(-\Sigma d/\cos\theta), \quad (9.2b)$$

где  $\Sigma$  – линейный коэффициент ослабления фотонов. С учетом рассеянного излучения, возникающего в веществе защиты, имеем:

$$\phi_1 = \phi_1^0 \cdot \exp(-\Sigma d) \cdot B_N(E_0, \Sigma d); \quad (9.3a)$$

$$\phi_2 = \phi_2^0 \cdot \exp(-\Sigma d/\cos\theta) \cdot B_N(E_0, \Sigma d/\cos\theta), \quad (9.3b)$$

где  $B_N(E_0, \Sigma d)$  – числовой фактор накопления для точечного изотропного источника в барьерной геометрии. Если расстояние  $a$  измеряется в см, то размерность всех формул – (фотон/см<sup>2</sup>·с).



Выражения для всех характеристик поля излучения от изотропных источников фотонов можно представить в виде, аналогичном формулам (9.3), т. е. как произведение трех соответствующих сомножителей (физический смысл каждого был дан ранее (см. лекцию 7, выражение (7.7)). Если источник не изотропный, а мононаправленный, то геометрическое ослабление излучения отсутствует и  $\phi_1^0$  равно плотности потока источника.

Отметим теперь некоторые закономерности, общие для точечных и протяженных источников, которые позволяют легко переходить от плотности потока к дозовым характеристикам поля излучения.

1. Мощность поглощенной дозы в воздухе связана с плотностью потока  $\phi$  соотношением

$$\begin{aligned} \dot{D} = \phi \cdot E_0 \mu_{\text{пог}}^{\text{воз}}(E_0) \left( \frac{\text{МэВ}}{\text{с} \cdot \text{Г}} \right) \cdot 1,6 \cdot 10^{-13} \left( \frac{\text{Дж}}{\text{МэВ}} \right) \cdot 10^3 \left( \frac{\text{Г}}{\text{кг}} \right) \times \\ \times 3,6 \cdot 10^3 \left( \frac{\text{с}}{\text{ч}} \right) \cdot 10^6 \left( \frac{\text{мкГр}}{\text{Гр}} \right) = 0,576 \phi \cdot E_0 \mu_{\text{пог}}^{\text{воз}}(E_0) \left( \frac{\text{мкГр}}{\text{ч}} \right), \end{aligned} \quad (9.4)$$

где  $\mu_{\text{пог}}^{\text{возд}}$  (см<sup>2</sup>/Г) – массовый коэффициент поглощения энергии фотонов в воздухе,  $E_0$  – МэВ,  $\phi$  – фотон/см<sup>2</sup> с.

При известной плотности потока фотонов  $\phi$  мощность экспозиционной дозы можно вычислить по следующей формуле:

$$\begin{aligned} \dot{X} = \phi \cdot E_0 \mu_{\text{пог}}^{\text{воз}}(E_0) \left( \frac{\text{МэВ}}{\text{с} \cdot \text{Г}} \right) \cdot 1,6 \cdot 10^{-13} \left( \frac{\text{Дж}}{\text{МэВ}} \right) \cdot 10^3 \left( \frac{\text{Г}}{\text{кг}} \right) \times \\ \times 114,5 \left( \frac{\text{Р}}{\text{Гр}} \right) \cdot 3,6 \cdot 10^3 \left( \frac{\text{с}}{\text{ч}} \right) = 6,6 \cdot 10^{-5} \phi \cdot E_0 \mu_{\text{пог}}^{\text{воз}}(E_0) \left( \frac{\text{Р}}{\text{ч}} \right), \end{aligned} \quad (9.5)$$

где учтено, что 1 рентгену соответствует поглощенная доза  $8,73 \cdot 10^{-3}$  Гр в воздухе при нормальных условиях.

При известной мощности дозы в воздухе мощность эквивалентной дозы находится по соотношению

$$\dot{H} = 1,09 \bar{w} \dot{D},$$

где  $\bar{w}$  – взвешивающий коэффициент излучения.

2. Если задана не мощность источника  $q$ , а его активность  $\mathcal{A}$  в мКи, то поле излучения обычно характеризуют экспозиционной дозой. Переходя в формулах (9.1)–(9.3) от  $q$  к  $4\pi\mathcal{A}\Gamma_X$  (где  $\Gamma_X$  – Р·см<sup>2</sup>/(ч·мКи)), получим вместо плотности потока  $\phi$  мощность экспозиционной дозы  $\dot{X}$  (Р/ч). Числовой ФН при этом следует заменить на дозовый, а расстояния измерять в сантиметрах.

3. Если задана активность источника  $\mathcal{A}$  в Бк, то, заменив в формулах (9.1)–(9.3)  $q$  на  $4\pi\mathcal{A}\Gamma_K$ ;  $4\pi\mathcal{A}\Gamma_D$  или  $4\pi\mathcal{A}\Gamma_H$  (где  $\Gamma_K$  и  $\Gamma_D$  – аГр·м<sup>2</sup>/(с·Бк), а

$\Gamma_H - \text{aЗв} \cdot \text{м}^2/\text{с} \cdot \text{Бк}$ ), получим вместо плотности потока  $\phi$ , соответственно, мощность кермы в воздухе  $\dot{K}$  (аГр/с), мощность поглощенной дозы в воздухе  $\dot{D}$  (аГр/с) или мощность эквивалентной дозы  $\dot{H}$  (аЗв/с). Числовой ФН при этом также следует заменить на дозовый, а расстояния измерять в метрах.

4. Если задан гамма-эквивалент источника  $M$  в мг-экв. Ра, то, заменив в формулах (9.1)–(9.3):

- $q$  на  $4\pi 8,4 M$ , где  $8,4 \text{ Р} \cdot \text{см}^2/(\text{ч} \cdot \text{мг-экв. Ра})$  – гамма-постоянная радия по мощности экспозиционной дозы после фильтра из платины толщиной 0,5 мм, получим вместо плотности потока  $\phi$  мощность экспозиционной дозы  $\dot{X}$  (Р/ч). Числовой ФН необходимо заменить на дозовый, а расстояния измерять в сантиметрах;
- $q$  на  $4\pi 3,7 \cdot 10^7 M \cdot 55$ , где  $3,7 \cdot 10^7 M$  – переход от мг-экв. Ра к Бк, а  $55 \text{ аГр} \cdot \text{м}^2/(\text{с} \cdot \text{Бк})$  – гамма-постоянная радия по мощности воздушной кермы после платинового фильтра толщиной 0,5 мм, получим вместо плотности потока  $\phi$  мощность воздушной кермы  $\dot{K}$  (аГр/с). При этом расстояния надо измерять в метрах, а числовой ФН необходимо заменить на дозовый ФН. Отметим, что с хорошей точностью мощность воздушной кермы совпадает с мощностью поглощенной дозы в воздухе.

## 9.2. Линейный источник

К линейным непоглощающим источникам можно отнести ТВЭЛЫ ядерных реакторов, трубопроводы и различные коммуникации, заполненные жидкими радиоактивными растворами, газом или паром, если поперечные размеры источника невелики, по сравнению с расстоянием до защищаемой области, и можно пренебречь самопоглощением излучения в самом источнике. При некоторых метеоусловиях струю радиоактивных газов, выбрасываемых из вентиляционной трубы, на ограниченном участке можно представить как линейный источник.

Будем рассматривать линейный непоглощающий источник длиной  $L$  с линейной мощностью  $q_L$  фотон/(см·с). Рассчитаем плотность потока фотонов в т.  $P_1$ , которая находится напротив центра источника (рис. 9.3). Величина плотности нерассеянного потока в т.  $P_1$  от элемента источника  $dl$  с учетом защиты равна:

$$d\phi_1^H = \frac{q_L dl}{4\pi(a/\cos\theta)^2} \exp(-\Sigma d / \cos\theta), \quad (9.6)$$

где  $q_L dl$  (фотон/с) – мощность источника с отрезка  $dl$ .

Учитывая, что  $dl = a d\theta / \cos^2 \theta$ , выражение (9.6) можно записать в виде

$$d\phi_1^H = \frac{q_L d\theta}{4\pi a} \exp(-\Sigma d / \cos \theta). \quad (9.7)$$

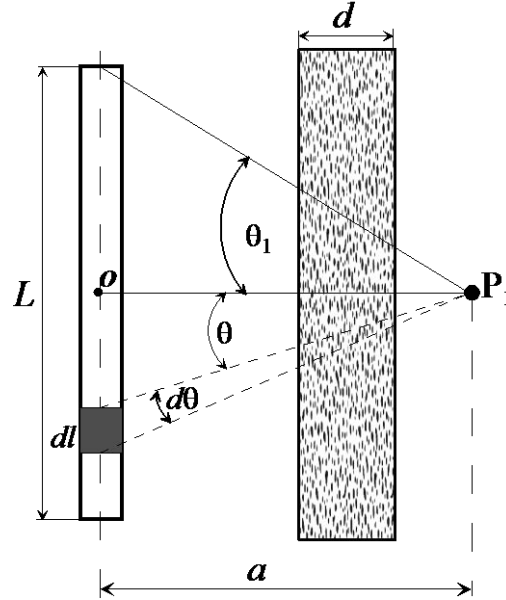


Рис. 9.3. К определению поля излучения линейного источника в т.  $P_1$

Интегрируя (9.7) по  $\theta$  от 0 до  $\theta_1 = \text{arctg}(L/2a)$  и умножая на 2, получим величину плотности потока нерассеянных фотонов в т.  $P_1$ :

$$\phi_1^H = \frac{q_L}{2\pi a} F(\theta_1, \Sigma d) \left( \frac{\text{фотон}}{\text{см}^2 \text{с}} \right), \quad (9.8)$$

где

$$F(\theta_1, \Sigma d) = \int_0^{\theta_1} \exp(-\Sigma d / \cos \theta) d\theta = \int_0^{\theta_1} \exp(-\Sigma d \sec \theta) d\theta \quad (9.9)$$

– специальный интеграл (*интегральный секанс, интеграл Зиверта*), численные значения которого имеются в литературе (например, [6]). В графическом виде интегралы Зиверта приведены на рис. 9.4–9.6. Для углов  $\theta$  меньше  $5^\circ$  хорошим приближением является выражение  $F(\theta, x) \cong \theta \exp(-x)$ , где  $\theta$  – в радианах.

Если защиты нет, то  $\Sigma d = 0$  и из выражения (9.9) получим

$$\int_0^{\theta_1} d\theta = \theta_1 = \text{arctg}(L/2a),$$

тогда

$$\phi_1^0 = \frac{q_L}{2\pi a} \text{arctg}(L/2a). \quad (9.10a)$$

Если  $L \rightarrow \infty$ , то  $\theta_1 \rightarrow \pi/2$  и для линейного источника бесконечной длины

$$\phi_1^0 = \frac{q_L}{4a}. \quad (9.106)$$

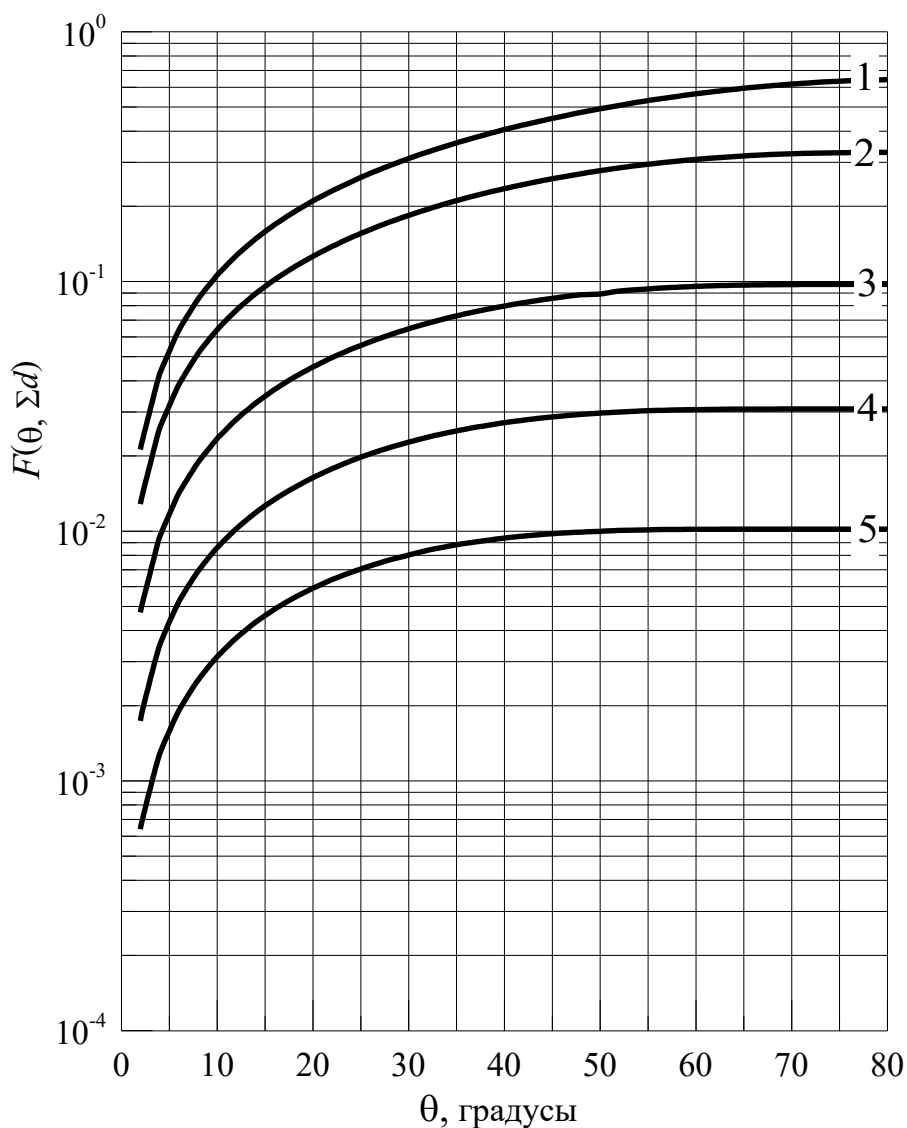


Рис. 9.4. Функция интегрального секанса (интегралы Зиверта):  
 1 –  $\Sigma d = 0,5$ ; 2 –  $\Sigma d = 1$ ; 3 –  $\Sigma d = 2$ ; 4 –  $\Sigma d = 3$ ; 5 –  $\Sigma d = 4$

Учтем теперь возникающее в защите рассеянное излучение, причем сделаем это в формуле (9.7), до интегрирования:

$$d\phi_1 = \frac{q_L d \theta}{4\pi a} \exp(-\Sigma d / \cos \theta) \cdot B_N(\Sigma d / \cos \theta).$$

Представим ФН в виде формулы Тейлора:

$$B(\Sigma d / \cos \theta) = A_1 \exp(-\alpha_1 \Sigma d / \cos \theta) + A_2 \exp(-\alpha_2 \Sigma d / \cos \theta),$$

где  $A_2 = 1 - A_1$ . Если теперь объединить экспоненты в обеих формулах, то получим

$$d\phi_1 = \frac{q_L d\theta}{4\pi a} \left[ A_1 \exp(-\Sigma_1 d \sec \theta) + A_2 \exp(-\Sigma_2 d \sec \theta) \right], \quad (9.11)$$

где  $\Sigma_1 = \Sigma(1 + \alpha_1)$ ;  $\Sigma_2 = \Sigma(1 + \alpha_2)$ .

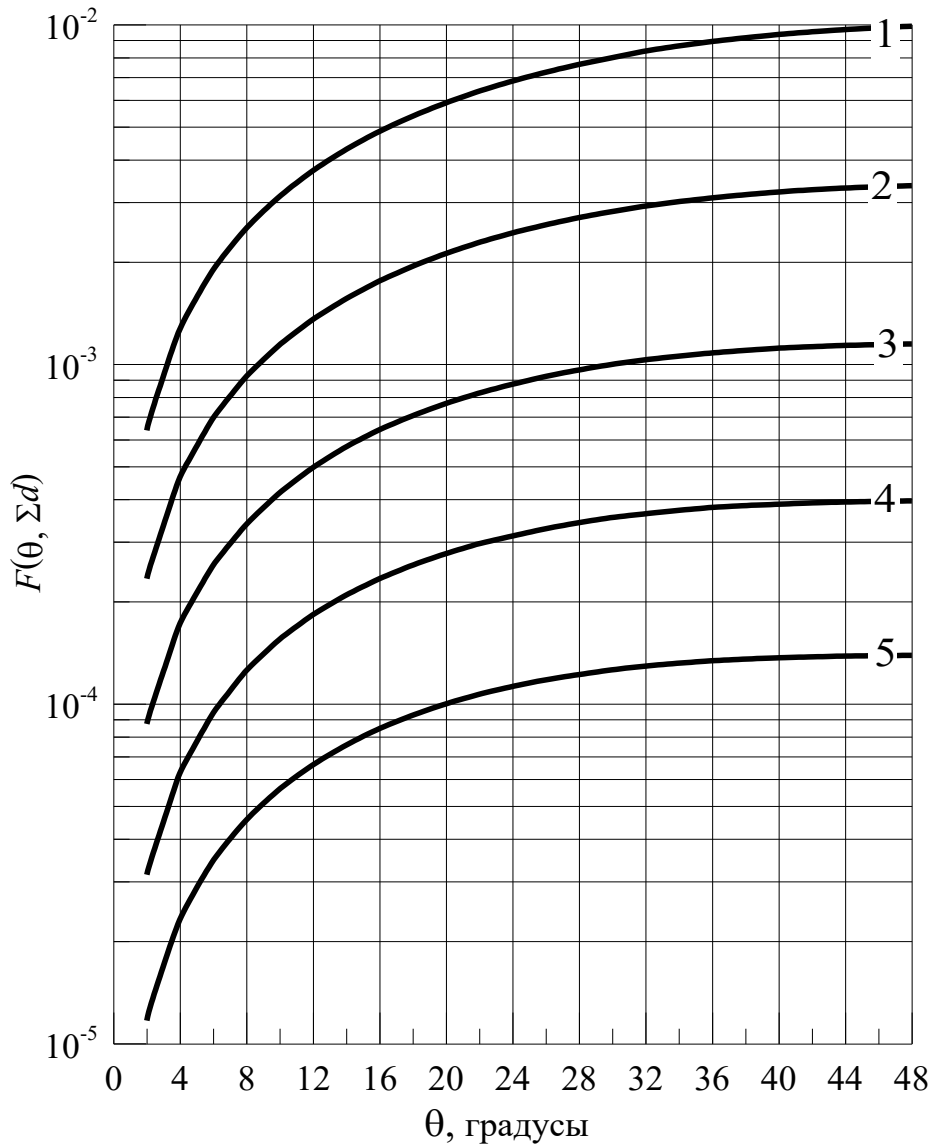


Рис. 9.5. Функция интегрального секанса (интегралы Зиверта):  
 1 –  $\Sigma d = 4$ ; 2 –  $\Sigma d = 5$ ; 3 –  $\Sigma d = 6$ ; 4 –  $\Sigma d = 7$ ; 5 –  $\Sigma d = 8$

Интегрируя (9.11) по  $\theta$  от 0 до  $\theta_1$  и умножая на 2, получим окончательное выражение:

$$\phi_1 = \frac{q_L}{2\pi a} \left[ A_1 F(\theta_1, \Sigma_1 d) + A_2 F(\theta_1, \Sigma_2 d) \right] \left( \frac{\text{фотон}}{\text{см}^2 \text{ с}} \right). \quad (9.12)$$

Плотность потока в формуле (9.12) (так же как и без учета рассеянного излучения) выражается через интеграл Зиверта.

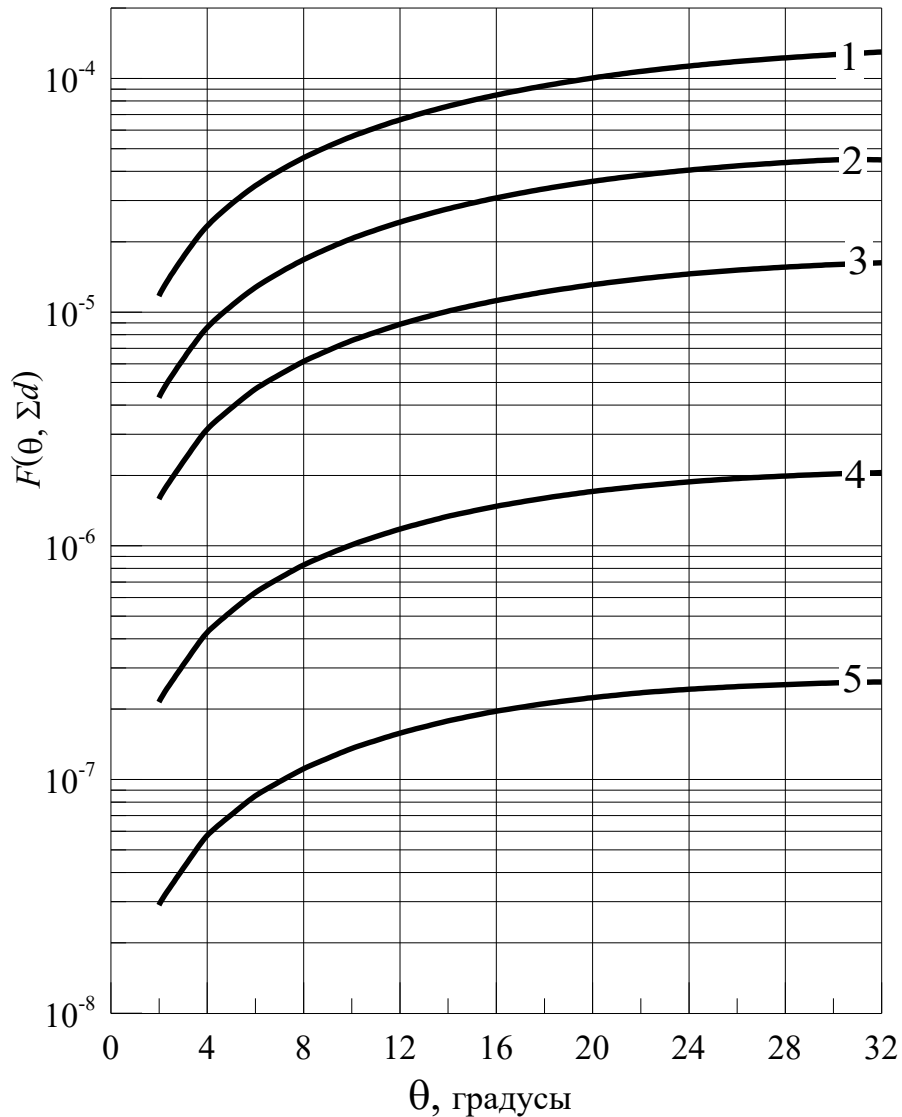


Рис. 9.6. Функция интегрального секанса (интегралы Зиверта):  
 1 –  $\Sigma d = 8$ ; 2 –  $\Sigma d = 9$ ; 3 –  $\Sigma d = 10$ ; 4 –  $\Sigma d = 12$ ; 5 –  $\Sigma d = 14$

Если задан гамма-эквивалент источника  $M$  (мг-экв. Ra), то в соответствии с данными выше рекомендациями формулу (9.12) можно переписать для мощности поглощенной дозы в воздухе:

$$\dot{D}_1 = \frac{2 \cdot 3,7 \cdot 10^7 M \cdot 55}{La} \left[ A_1 F(\theta_1, \Sigma_1 d) + A_2 F(\theta_1, \Sigma_2 d) \right] \left( \frac{\text{аГр}}{\text{с}} \right), \quad (9.13)$$

где  $L$  и  $a$  измеряются в метрах.

Проводя аналогичные вычисления, легко получить величину плотности потока и для других точек расположения детектора. Например, плотность потока в т.  $P_2$  (рис. 9.7) определяется следующими выражениями:

- для нерассеянного излучения с учетом защиты

$$\phi_2^H = \frac{q_L}{4\pi a} [F(\theta_2, \Sigma d) + F(\theta_3, \Sigma d)] , \quad (9.14a)$$

где  $F(\theta_2, \Sigma d)$  и  $F(\theta_3, \Sigma d)$  определяются формулой (9.9);

- для нерассеянного излучения без защиты

$$\phi_2^0 = \frac{q_L}{4\pi a} \left( \text{arctg} \frac{L_2}{a} + \text{arctg} \frac{L_1}{a} \right) ; \quad (9.14б)$$

- с учетом рассеянного излучения, вклад которого вычисляется с помощью ФН, представленного по формуле Тейлора

$$\phi_2 = \frac{q_L}{4\pi a} \left[ \begin{array}{l} A_1 F(\theta_2, \Sigma_1 d) + A_2 F(\theta_2, \Sigma_2 d) + \\ + A_1 F(\theta_3, \Sigma_1 d) + A_2 F(\theta_3, \Sigma_2 d) \end{array} \right] . \quad (9.14в)$$

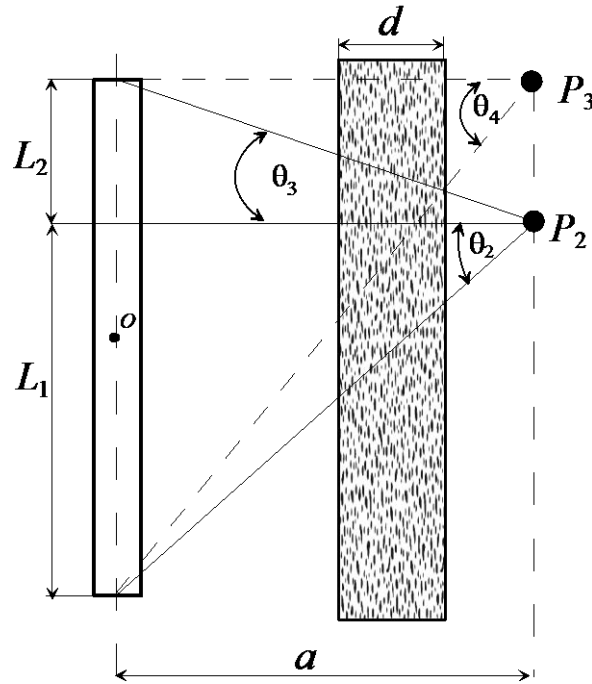


Рис. 9.7. К определению поля излучения линейного источника в точках  $P_2$  и  $P_3$

Из выражений (9.14) легко получить значения плотности потока для т.  $P_3$ , которая расположена напротив верхнего (нижнего) торца источника. Для случая, изображенного на рис. 9.7,  $L_2 = 0$ , а  $L_1$  равно длине всего источника  $L$ , поэтому будем иметь следующие выражения:

- для нерассеянного излучения с учетом защиты

$$\phi_3^H = \frac{q_L}{4\pi a} F(\theta_4, \Sigma d) ; \quad (9.15a)$$

- для нерассеянного излучения без защиты

$$\phi_3^0 = \frac{q_L}{4\pi a} \operatorname{arctg} \frac{L}{a}; \quad (9.156)$$

- с учетом защиты и рассеянного излучения

$$\phi_3 = \frac{q_L}{4\pi a} \left[ A_1 F(\theta_4, \Sigma_1 d) + A_2 F(\theta_4, \Sigma_2 d) \right]. \quad (9.15B)$$

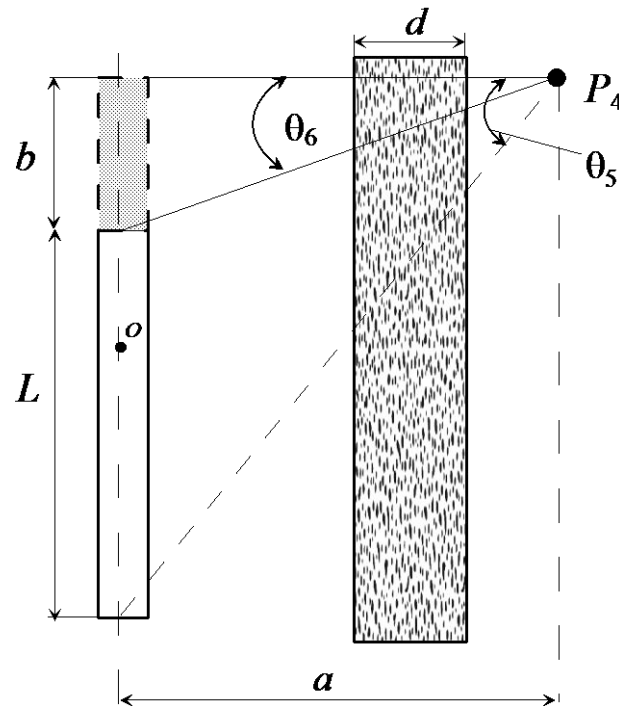


Рис. 9.8. К определению поля излучения линейного источника в точке  $P_4$

Если детектор находится на расстоянии  $b$  выше (ниже) торца источника (см. т.  $P_4$  на рис. 9.8), то можно провести вычисления плотности потока аналогично т.  $P_3$ , если увеличить длину источника на величину  $b$ , а затем вычесть вклад в плотность потока от этой части источника:

- для нерассеянного излучения с учетом защиты

$$\phi_4^H = \frac{q_L}{4\pi a} \left[ F(\theta_5, \Sigma d) - F(\theta_6, \Sigma d) \right]; \quad (9.16a)$$

- для нерассеянного излучения без защиты

$$\phi_4^0 = \frac{q_L}{4\pi a} \left[ \operatorname{arctg} \frac{L+b}{a} - \operatorname{arctg} \frac{b}{a} \right]; \quad (9.16б)$$



- с учетом защиты и рассеянного излучения

$$\phi_4 = \frac{q_L}{4\pi a} \left\{ \begin{aligned} & \left[ A_1 F(\theta_5, \Sigma_1 d) + A_2 F(\theta_5, \Sigma_2 d) \right] - \\ & - \left[ A_1 F(\theta_6, \Sigma_1 d) + A_2 F(\theta_6, \Sigma_2 d) \right] \end{aligned} \right\}. \quad (9.16в)$$

Рассмотрим теперь поле излучения линейного источника в осевом направлении (рис. 9.9). Плотность потока нерассеянных фотонов в т. P<sub>5</sub> от элемента источника dl с учетом защиты равна

$$d\phi_5^H = \frac{q_L dl}{4\pi(a+l)^2} \exp(-\Sigma d). \quad (9.17)$$

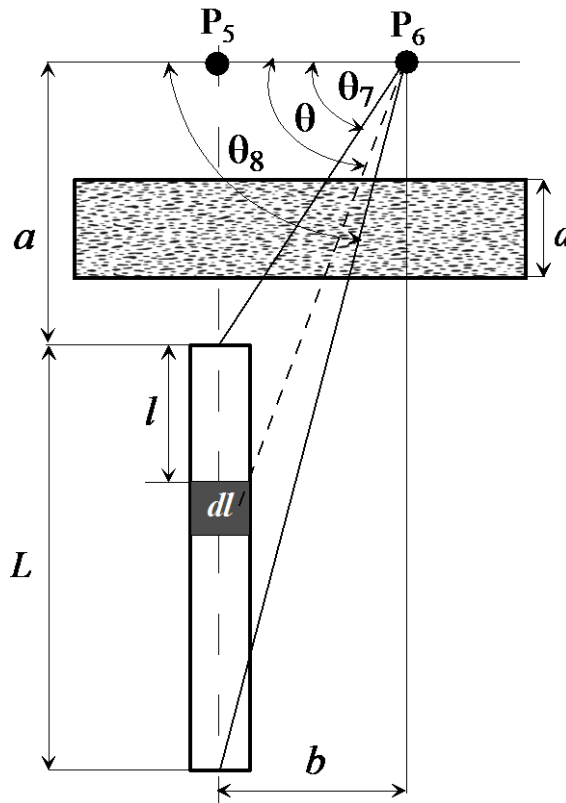


Рис. 9.9. К определению поля излучения линейного источника в осевом направлении

Интегрируя выражение (9.17) по  $l$  от 0 до  $L$ , получим

$$\phi_5^H = \frac{q_L L}{4\pi a(a+L)} \exp(-\Sigma d), \quad (9.18а)$$

без защиты

$$\phi_5^0 = \frac{q_L L}{4\pi a(a+L)}. \quad (9.18б)$$

С учетом рассеянного излучения, вклад которого учитывается с помощью ФН, представленного по формуле Тейлора, имеем

$$\phi_5 = \frac{q_L L}{4\pi a(a+L)} \left[ A_1 \exp(-\Sigma_1 d) + A_2 \exp(-\Sigma_2 d) \right], \quad (9.18в)$$

где  $\Sigma_1 = \Sigma(1 + \alpha_1)$ ;  $\Sigma_2 = \Sigma(1 + \alpha_2)$ .

Плотность потока в т. Р<sub>6</sub> (рис. 9.9) можно вычислить следующим образом:

$$d\phi_6^H = \frac{q_L dl}{4\pi (b/\cos\theta)^2} \exp(-\Sigma d/\cos\theta) = \frac{q_L d\theta}{4\pi b} \exp(-\Sigma d/\cos\theta). \quad (9.19)$$

Если проинтегрировать выражение (9.19) по  $\theta$  от  $\theta_7$  до  $\theta_8$  следующим обра-

зом:  $\int_{\theta_7}^{\theta_8} (...) d\theta = \int_0^{\theta_8} (...) d\theta - \int_0^{\theta_7} (...) d\theta$ , то получим

$$\phi_6^H = \frac{q_L}{4\pi b} \left[ F(\theta_8, \Sigma d) - F(\theta_7, \Sigma d) \right]. \quad (9.20а)$$

Без защиты будем иметь

$$\phi_6^0 = \frac{q_L}{4\pi b} \left[ \arctg \frac{a+L}{b} - \arctg \frac{a}{b} \right]. \quad (9.20б)$$

Для учета вклада образующегося в защите рассеянного излучения можно использовать формулу Тейлора для ФН. Выражение для  $\phi_6$  в этом случае легко получается из выражения (9.20а) и имеет вид, аналогичный формуле (9.16в):

$$\phi_6 = \frac{q_L}{4\pi b} \left\{ \left[ A_1 F(\theta_8, \Sigma_1 d) + A_2 F(\theta_5, \Sigma_2 d) \right] - \left[ A_1 F(\theta_7, \Sigma_1 d) + A_2 F(\theta_7, \Sigma_2 d) \right] \right\}. \quad (9.21)$$

Следует иметь в виду, что в большом числе случаев толщина защиты не известна и ее необходимо найти, рассчитав плотность потока, а затем мощность дозы и кратность ослабления излучения в заданной точке. Для такого расчета приходится использовать метод итераций. При этом полезно вначале рассчитать толщину защиты, считая источник точечным изотропным излучателем. Такой расчет проводится просто и быстро. В этом случае за счет меньшего геометрического ослабления излучения толщина защиты будет несколько больше, чем от протяженного источника, и ее удобно использовать в качестве нулевого значения при расчете методом итераций. Все это относится и к другим протяженным источникам: дисковому и объемному.

### 9.3. ДИСКОВЫЙ ИСТОЧНИК

Получим выражения для поля излучения дискового источника, который будем считать поверхностным источником без самопоглощения. Поверхностная мощность источника  $q_S \left( \frac{\text{ФОТОН}}{\text{см}^2 \text{ с}} \right)$  равномерно распределена по его по-

верхности. Сначала получим выражение для плотности потока в т.  $P_1$ , которая находится над центром источника (рис. 9.10), без учета рассеянного в защите излучения. Если каждый элемент поверхности источника является изотропным излучателем, то плотность потока в т.  $P_1$  за слоем защиты толщиной  $d$  от кольцевого элемента источника с радиусом  $r$  и шириной  $dr$  определяется выражением

$$d\phi_1^H = \frac{q_s}{4\pi} \frac{2\pi r dr}{(a^2 + r^2)} \exp(-\Sigma d / \cos \theta). \quad (9.22)$$

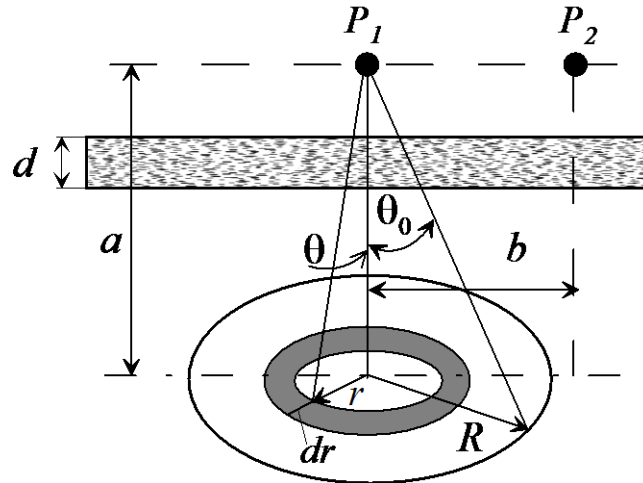


Рис. 9.10. К выводу поля излучения дискового источника

Чтобы получить плотность потока от всего источника, необходимо проинтегрировать выражение (9.22) по  $r$  от 0 до  $R$ :

$$\phi_1^H = \frac{q_s}{2} \int_0^R \exp\left(-\Sigma d \frac{\sqrt{a^2 + r^2}}{a}\right) \frac{r dr}{(a^2 + r^2)}, \quad (9.23)$$

где учтено, что  $\cos \theta = a / \sqrt{a^2 + r^2}$ . Сделаем в (9.23) замену переменных  $u = \Sigma d \sqrt{a^2 + r^2} / a$ , тогда получим

$$\phi_1^H = \frac{q_s}{2} \int_{\Sigma d}^{\Sigma d / \cos \theta_0} \frac{\exp(-u)}{u} du, \quad (9.24)$$

где  $\theta_0 = \arctg R/a$ . Интегрирование в (9.24) проведем следующим образом:

$\int_{\alpha}^{\beta} = \int_{\alpha}^{\infty} - \int_{\beta}^{\infty}$ . В результате получим

$$\phi_1^H = \frac{q_s}{2} \left[ E_1(\Sigma d) - E_1(\Sigma d / \cos \theta_0) \right], \quad (9.25)$$

где  $E_1(x) = \int_x^{\infty} \frac{\exp(-y)}{y} dy$  – интегральная показательная функция первого рода ( $E_1(x) = -Ei(-x)$ ), ее значения для  $x \leq 10$  приведены в табл. 9.1. Для  $x > 10$  значения  $E_1(x)$  с погрешностью менее 0,2 % можно рассчитать по формуле

$$E_1(x) \approx \exp(-x) \left[ \frac{1}{x+1} + \frac{1}{(x+1)^3} \right].$$

Если защита отсутствует ( $d = 0$ ), то из (9.23) легко получить

$$\phi_1^0 = \frac{q_S}{4} \ln \left[ (a^2 + R^2) / a^2 \right]. \quad (9.26)$$

А теперь учтем рассеянное излучение, возникающее в защите, с помощью ФН, который представим по формуле Тейлора. Тогда выражение (9.22) для  $d\phi_1$  запишется в виде

$$\begin{aligned} d\phi_1 &= \frac{q_S}{2} \frac{rdr}{(a^2 + r^2)} \exp(-\Sigma d / \cos \theta) \left[ \begin{array}{l} A_1 \exp(-\alpha_1 \Sigma d / \cos \theta) + \\ + A_2 + \exp(-\alpha_2 \Sigma d / \cos \theta) \end{array} \right] = \\ &= \frac{q_S}{2} A_1 \frac{rdr}{a^2 + r^2} \exp \left[ -\Sigma_1 d \frac{\sqrt{a^2 + r^2}}{a} \right] + \frac{q_S}{2} A_2 \frac{rdr}{a^2 + r^2} \exp \left[ -\Sigma_2 d \frac{\sqrt{a^2 + r^2}}{a} \right], \end{aligned} \quad (9.27)$$

где, как и у линейного источника,  $\Sigma_1 = \Sigma(1 + \alpha_1)$ ;  $\Sigma_2 = \Sigma(1 + \alpha_2)$ . После замены переменных и интегрирования получим

$$\phi_1 = \frac{q_S}{2} \left\{ \begin{array}{l} A_1 [E_1(\Sigma_1 d) - E_1(\Sigma_1 d / \cos \theta_0)] + \\ + A_2 [E_1(\Sigma_2 d) - E_1(\Sigma_2 d / \cos \theta_0)] \end{array} \right\}. \quad (9.28)$$

Если  $R \rightarrow \infty$ , что соответствует источнику в виде бесконечной пластины, то выражения для плотности потока имеют вид:

- с учетом защиты, но без учета рассеянного излучения

$$\phi_1^H = \frac{q_S}{2} E_1(\Sigma d); \quad (9.29a)$$

- с учетом защиты и рассеянного излучения

$$\phi_1 = \frac{q_S}{2} [A_1 E_1(\Sigma_1 d) + A_2 E_1(\Sigma_2 d)]. \quad (9.29b)$$

Таблица 9.1

Значения функции  $E_1(x)$ . ( $E_1(0) = \infty$ ;  $10^{-5} = 10^{-5}$ )

$x$	$E_1(x)$	$x$	$E_1(x)$	$x$	$E_1(x)$	$x$	$E_1(x)$
10 <sup>-5</sup>	10,9354	0,44	0,6397	0,91	0,2557	4,8	1,453-3
10 <sup>-4</sup>	8,6332	0,45	0,6253	0,92	0,2513	4,9	1,291-3
10 <sup>-3</sup>	6,3315	0,46	0,6114	0,93	0,2470	5,0	1,148-3
0,005	4,7251	0,47	0,5979	0,94	0,2429	5,1	1,010-3
0,01	4,0379	0,48	0,5848	0,95	0,2387	5,2	9,10-4
0,02	3,3547	0,49	0,5721	0,96	0,2347	5,3	8,08-4
0,03	2,9591	0,50	0,5598	0,97	0,2308	5,4	7,20-4
0,04	2,6813	0,51	0,5478	0,98	0,2269	5,5	6,42-4
0,05	2,4679	0,52	0,5362	0,99	0,2231	5,6	5,80-4
0,06	2,2953	0,53	0,5250	1,0	0,2194	5,7	5,09-4
0,07	2,1508	0,54	0,5140	1,1	0,1860	5,8	5,53-4
0,08	2,0269	0,55	0,5034	1,2	0,1584	5,9	4,06-4
0,09	1,9187	0,56	0,4930	1,3	0,1355	6,0	3,60-4
0,10	1,8229	0,57	0,4830	1,4	0,1162	6,1	3,21-4
0,11	1,7371	0,58	0,4732	1,5	0,1000	6,2	2,87-4
0,12	1,6595	0,59	0,4636	1,6	0,0863	6,3	2,57-4
0,13	1,5889	0,60	0,4544	1,7	0,0746	6,4	2,28-4
0,14	1,5241	0,61	0,4454	1,8	0,0647	6,5	2,02-4
0,15	1,4645	0,62	0,4366	1,9	0,0562	6,6	1,80-4
0,16	1,4092	0,63	0,4280	2,0	0,0489	6,7	1,60-4
0,17	1,3578	0,64	0,4197	2,1	0,04261	6,8	1,44-4
0,18	1,3098	0,65	0,4115	2,2	0,03719	6,9	1,28-4
0,19	1,2649	0,66	0,4036	2,3	0,03250	7,0	1,15-4
0,20	1,2227	0,67	0,3959	2,4	0,02844	7,1	1,02-4
0,21	1,1829	0,68	0,3883	2,5	0,02495	7,2	9,20-5
0,22	1,1454	0,69	0,3810	2,6	0,02185	7,3	8,24-5
0,23	1,1099	0,70	0,3738	2,7	0,01918	7,4	7,37-5
0,24	1,0762	0,71	0,3668	2,8	0,01686	7,5	6,54-5
0,25	1,0443	0,72	0,3599	2,9	0,01482	7,6	5,88-5
0,26	1,0139	0,73	0,3532	3,0	0,01304	7,7	5,23-5
0,27	0,9849	0,74	0,3467	3,1	0,01149	7,8	4,67-5
0,28	0,9573	0,75	0,3403	3,2	0,01013	7,9	4,19-5
0,29	0,9309	0,76	0,3341	3,3	8,939-3	8,0	3,77-5
0,30	0,9057	0,77	0,3280	3,4	7,890-3	8,1	3,38-5
0,31	0,8815	0,78	0,3221	3,5	6,970-3	8,2	3,03-5
0,32	0,8583	0,79	0,3163	3,6	6,160-3	8,3	2,71-5
0,33	0,8361	0,80	0,3106	3,7	5,448-3	8,4	2,42-5
0,34	0,8147	0,81	0,3050	3,8	4,820-3	8,5	2,16-5
0,35	0,7942	0,82	0,2996	3,9	4,267-3	8,6	1,92-5
0,36	0,7745	0,83	0,2943	4,0	3,779-3	8,7	1,72-5
0,37	0,7554	0,84	0,2891	4,1	3,349-3	8,8	1,56-5
0,38	0,7371	0,85	0,2840	4,2	2,969-3	9,0	1,25-5
0,39	0,7194	0,86	0,2790	4,3	2,633-3	9,2	9,95-6
0,40	0,7024	0,87	0,2742	4,4	2,336-3	9,4	8,08-6
0,41	0,6859	0,88	0,2694	4,5	2,073-3	9,6	6,51-6
0,42	0,6700	0,89	0,2647	4,6	1,841-3	9,8	5,18-6
0,43	0,6546	0,90	0,2602	4,7	1,635-3	10,0	4,16-6

В заключение этого раздела запишем без вывода выражения для плотности потока в т.  $P_2$  (см. рис. 9.10):

- в отсутствие защиты [4]

$$\phi_2^0 = \frac{q_s}{4} \ln \left( \frac{R^2 + a^2 - b^2 + \sqrt{R^4 + 2R^2(a^2 - b^2) + (a^2 + b^2)^2}}{2a^2} \right); \quad (9.30a)$$

- с учетом защиты, но без учета рассеянного излучения

$$\phi_2^H = \frac{q_s}{2} [E_1(\Sigma d) - E_1(\Sigma d / \cos \theta_0)] V \left( \frac{a}{R}; \frac{b}{R}; \Sigma d \right). \quad (9.30б)$$

Значения функции  $V \left( \frac{a}{R}; \frac{b}{R}; \Sigma d \right)$  в графическом и табличном виде имеются в [1, 4, 9]), а ее вывод дан в [4];

- с учетом защиты и рассеянного излучения плотность потока в т.  $P_2$  можно записать следующим образом:

$$\phi_2 = A_1 \phi_2^H(\Sigma_1 d) + A_2 \phi_2^H(\Sigma_2 d), \quad (9.30в)$$

где  $\phi_2^H$  надо вычислять по формуле (9.30б), а  $\Sigma_i = \Sigma(1 + \alpha_i)$ ,  $A_i$ ,  $\alpha_i$  – коэффициенты в формуле Тейлора для ФН.

Отметим, что выражение (9.30в) было записано с учетом «полезного» свойства формулы Тейлора. Представление ФН по этой формуле позволяет учесть возникающее в защите рассеянное излучение, «не испортив» вида функций, описывающих поле излучения источников различных геометрических форм без учета рассеянного излучения. Надо лишь умножить соответствующую функцию для поля излучения на  $A_1$  и  $A_2$  и перейти от  $\Sigma$  к  $\Sigma_1 = \Sigma(1 + \alpha_1)$  и  $\Sigma_2 = \Sigma(1 + \alpha_2)$ .

#### 9.4. Цилиндрический объемный источник

Источники цилиндрической формы широко распространены на практике. Это, например, различные емкости с радиоактивными веществами, трубопроводы, заполненные радиоактивной жидкостью, а в некоторых случаях к ним можно отнести и радиоактивные выбросы через трубы посредством вентиляции. Расчет поля излучения таких источников является сложной задачей, так как кроме стандартных факторов (геометрическая форма, размеры, энергия фотонов, удельная активность, расстояние до заданной точки, рассеянное излучение в защите) оно часто зависит также от самопоглощения и многократного рассеяния фотонов в самом источнике. Следует отметить, что ни одна из формул для определения поля излучения цилиндрических источников не имеет аналитического решения и не сводится к стандартным табулированным интегралам. Для этих источников выведены специальные функции, численные значения которых получены на ЭВМ.

Далее в пп. 9.4.1–9.4.3 запишем выражения для поля излучения цилиндрического объемного источника, предполагая равномерное распределение мощности источника  $q_V$  фотон/(см<sup>3</sup>·с) по объему, изотропность углового распределения излучения, его моноэнергетичность и постоянство объемной плотности источника. Все выражения запишем без вывода, а их вывод можно найти в работах [4, 9].

#### 9.4.1. Цилиндрический источник без самопоглощения и рассеяния излучения в источнике

Геометрия для определения поля излучения цилиндрического источника приведена на рис. 9.11. В т. P<sub>1</sub> в плоскости основания источника за слоем защиты толщиной  $d$  плотность потока определяется выражением

$$\phi_1 = \frac{q_V R}{2\pi} B_N(E_0, \Sigma d) G_0(k; p; \Sigma d), \quad (9.31)$$

где  $B_N(E_0, \Sigma d)$  – числовой ФН;  $\Sigma$  – линейный коэффициент ослабления фотонов в веществе защиты;  $G_0\left(k = \frac{h}{R}; p = \frac{a}{R}; \Sigma d\right)$  – функция ослабления объемного источника в радиальном направлении без учета самопоглощения. Выражение для этой функции и ее табулированные значения имеются в [1, 3, 7].

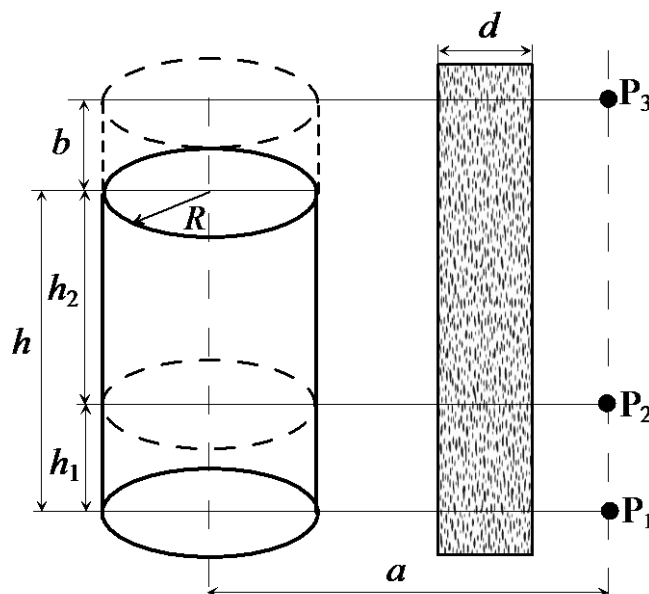


Рис. 9.11. К определению поля излучения цилиндрического источника

В формуле (9.31) рассеянное излучение, образующееся в защите, учитывается с помощью ФН. Если представить его с помощью формулы Тейлора, то выражение (9.31) необходимо переписать аналогично формуле (9.12) и от  $\Sigma$  перейти к  $\Sigma_1 = \Sigma(1 + \alpha_1)$  и  $\Sigma_2 = \Sigma(1 + \alpha_2)$ .

$$\phi_1 = \frac{q_v R}{2\pi} \left[ A_1 G_0(k; p; \Sigma_1 d) + A_2 G_0(k; p; \Sigma_2 d) \right]. \quad (9.31a)$$

Плотность потока в т.  $P_2$  (рис. 9.11) можно представить, как сумму от двух цилиндрических источников, для каждого из которых эта точка находится в плоскости основания

$$\phi_2 = \frac{q_v R}{2\pi} B_N(E_0, \Sigma d) \left[ G_0(k_1; p; \Sigma d) + G_0(k_2; p; \Sigma d) \right], \quad (9.32)$$

где  $k_1 = h_1/R$ ;  $k_2 = h_2/R$ . Если представить ФН с помощью формулы Тейлора, то выражение (9.32) необходимо переписать аналогично формуле (9.14в).

Для определения поля излучения в т.  $P_3$ , которая расположена выше (ниже) торца источника (рис. 9.11), необходимо, как и в случае линейного источника, увеличить длину источника на величину  $b$ , а затем вычесть вклад от этой части.

#### 9.4.2. Цилиндрический источник с самопоглощением

В т.  $P_1$  в плоскости основания источника за слоем защиты толщиной  $d$  (рис. 9.11) плотность потока

$$\phi_1 = \frac{q_v R}{2\pi} B_N(E_0, \Sigma d) G(k; p; \Sigma_s R; \Sigma d), \quad (9.33)$$

где, как и ранее,  $k = h/R$ ,  $p = a/R$ , а  $\Sigma_s$  – линейный коэффициент ослабления фотонов в материале источника. Выражение и значения функции ослабления  $G(k; p; \Sigma_s R; \Sigma d)$  приведены в [1, 4, 9]. Рассчитать значение функции  $G$ , а также мощность эквивалентной дозы от цилиндрического источника с учетом защиты и самопоглощения излучения в источнике можно в программе «Компьютерная лаборатория» (см. прил. 1).

Способ определения плотности потока в точках  $P_2$  и  $P_3$  такой же, как и для источника без самопоглощения. Аналогично учитывается и представление ФН по формуле Тейлора.

#### 9.4.3. Учет рассеянного в источнике излучения

Многочисленное рассеяние фотонов в источнике увеличивает мощность дозы как внутри источника, так и за его пределами. Учесть вклад рассеянного излучения источника можно так же, как и в защите, – через фактор накопления точечного изотропного источника в бесконечной среде  $B(E_0; \Sigma_s d)$ . При численных расчетах на компьютере эти данные можно вводить в виде таблиц для последующей интерполяции в программе расчета. Но удобно записать ФН в виде экспоненциального представления по формуле Тейлора, что мы неоднократно делали ранее:

$$B(\Sigma_s d) = A_1 \exp(-\alpha_1 \Sigma_s d) + A_2 \exp(-\alpha_2 \Sigma_s d). \quad (9.34)$$

Тогда решение задачи с учетом рассеянного излучения сводится к вычислению функции ослабления того же вида, что и без учета рассеяния фото-



нов в источнике. Например, плотность потока от любого протяженного источника с функцией ослабления нерассеянного излучения  $G(\Sigma_S R)$  можно записать с использованием формулы (9.34) в виде

$$\phi = (\dots) \left[ A_1 G(\Sigma_{S,1} R) + A_2 G(\Sigma_{S,2} R) \right], \quad (9.35)$$

где  $\Sigma_{S,1} = \Sigma_S (1 + \alpha_1)$ ;  $\Sigma_{S,2} = \Sigma_S (1 + \alpha_2)$ .

Как следует из приведенных формул, выражения для функций ослабления дисковых и объемных источников являются сложными интегральными функциями, зависящими от нескольких параметров. Они представлены в специальной литературе в виде таблиц и графиков, но не очень подробно, что снижает точность расчетов. В настоящее время в связи с широким распространением компьютеров, их достаточно большим быстродействием и наличием мощных вычислительных программ для инженерных вычислений, например пакет «Математика», выполнять расчет поля излучения протяженного источника следует на компьютере. Необходимо записать в соответствующей системе координат выражение (функцию влияния [9]) для поля излучения в заданной точке (с учетом или без учета защиты, самопоглощения и рассеяния излучения) от дифференциального элемента протяженного источника, который является точечным изотропным источником. Затем следует проинтегрировать эту функцию влияния по всей области протяженного источника. Выражения для функций влияния и интегральных функций ослабления для большого количества практически важных условий облучения можно найти в [1, 4, 9], их вывод дан в [4, 9].

### 9.5. Графический метод расчета защиты от гамма-излучения объемных источников

Расчет защиты от протяженных источников во многих случаях нельзя назвать быстрым. Для ускорения расчетов защиты от гамма-излучения объемных моноэнергетических изотропных и равномерных источников Н.Г. Гусевым были построены специальные номограммы. Расчет защиты с помощью этих номограмм по заданной удельной активности объемного источника или по заданной кратности ослабления называется *графическим методом расчета защиты*.

В работе [7] приведены номограммы Н.Г. Гусева с заменой истинного объемного гамма-эквивалента  $M_V$  (мг-экв. Ра/л) на истинный объемный керма-эквивалент  $k_{eV}$   $\left( \frac{\text{нГр} \cdot \text{м}^2}{\text{с} \cdot \text{л}} \right)$ .

Входным параметром при расчете защиты по этим номограммам является *фиктивный* керма-эквивалент моноэнергетического источника  $k_{e\Phi}$   $\left( \frac{\text{нГр} \cdot \text{м}^2}{\text{с} \cdot \text{л}} \text{см} \right)$ . Рассмотрим графический метод расчета

защиты лишь на примере номограмм для цилиндрического источника. Имеется несколько таких номограмм для расчета защиты от гамма-излучения цилиндрических поглощающих источников в радиальном и осевом направлениях.

Входными данными для расчета по этим номограммам являются фиктивный керма-эквивалент источника и два безразмерных параметра  $k$  и  $p$ :

- для излучения в радиальном направлении  $k = h/2R$ ,  $p = a/R$ ;
- для излучения в осевом направлении  $k = h/R$ ,  $p = b/h$ ,

где в соответствии с рис. 9.12  $h$  (см) – высота источника,  $R$  (см) – радиус источника.

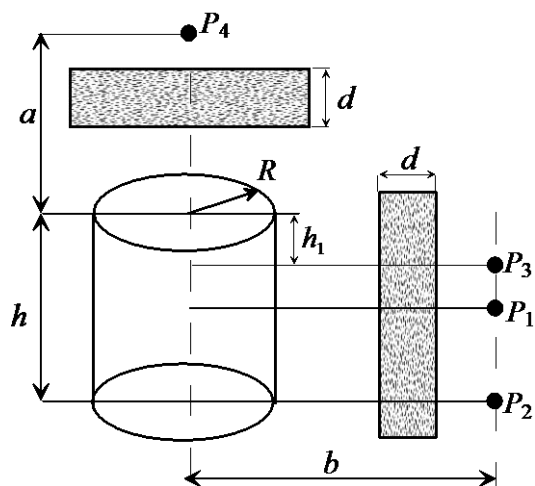


Рис. 9.12. К расчету защиты цилиндрического поглощающего источника графическим методом

Фиктивный керма-эквивалент цилиндрического источника определяется следующим образом:

$$k_{e\phi} = k_{eV} \cdot \alpha / \Sigma_s, \quad (9.36)$$

где  $\Sigma_s$  – линейный коэффициент ослабления фотонов в материале источника,  $\alpha$  – безразмерный поправочный множитель для учета отличия конкретных условий проектирования защиты от тех, которые использовались при построении номограмм. При использовании номограмм для нестандартных условий проектирования защиты  $\alpha \neq 1$ . В этом случае

$$\alpha = n \cdot f \cdot g \cdot r \cdot u \dots \quad (9.37)$$

Рассмотрим отдельно сомножители в выражении (9.37):

- для моноэнергетического источника  $n = 1$ . Если источник не является моноэнергетическим, то  $n \neq 1$ . В этом случае коэффициент  $n$  равен относительному вкладу первичных фотонов  $i$ -й энергии источника в полный спектр по мощности эквивалентной дозы. Расчет защиты в этом случае надо проводить методом конкурирующих линий;
- $f = \dot{H}_0 / \dot{H}_1$ , где  $\dot{H}_0$  – мощность эквивалентной дозы, которая использовалась при построении номограмм (27 мкЗв/ч),  $\dot{H}_1$  – это ДМД, которая используется при расчете защиты;
- $g$  – геометрический параметр, характеризующий отличие положения точки детектирования от принятого при построении номограмм. Для радиального излучения цилиндрического источника номограммы построены для т.  $P_1$  (рис. 9.12), которая находится на середине высоты источника. В этом случае  $g = 1$ ,  $k = h/2R$ . Для т.  $P_2$   $g = 1/2$ ,  $k = h/R$ , а для т.  $P_3$   $1/2 \leq g \leq 1$ ,  $k = (h - h_1)/R$ . Более точно значение  $g$  для т.  $P_3$  вычисляется следующим образом:

$$g = \frac{F(\theta_2, \Sigma d) - F(\theta_3, \Sigma d)}{F(\theta_1, \Sigma d)}, \quad (9.38)$$

где  $F(\theta, \Sigma d)$  – интегралы Зиверта,  $\Sigma$  – линейный коэффициент ослабления в защите, а углы  $\theta$  определяются выражениями:  $\theta_1 = \arctg(h/2a)$ ;  $\theta_2 = \arctg[(h-h_1)/a]$ ;  $\theta_3 = \arctg(h/a)$ . Для излучения цилиндрического источника в направлении его оси номограммы построены для т. Р<sub>4</sub> (рис. 9.12), находящейся на оси симметрии источника. В этом случае  $g = 1$ ,  $k = h/R = 0,5$ ;

- $r$  – поправка, учитывающая возможное наличие других источников и других видов излучения (если их нет, то  $r = 1$ ). Если, например, поле излучения в точке детектирования определяется в равной мере излучением от двух источников (тип частиц может быть различным, например фотоны и нейтроны), то  $r = 2$ ;
- $u$  – коэффициент, характеризующий степень поглощения фотонов стенками емкости источника:

$$u \approx \exp(-\Sigma_{\text{CT}} d_{\text{CT}} - \ln B_D), \quad (9.39)$$

где  $\Sigma_{\text{CT}} d_{\text{CT}}$  – толщина стенки емкости источника в ДСП,  $B_D$  – дозовый ФН материала стенки емкости источника.

Наличие многоточия в формуле (9.37) указывает на то, что в выражение для фиктивного керма-эквивалента могут быть введены и другие уточняющие сомножители (подробнее см. [7]).

Номограммы позволяют определить толщину защиты в ДСП ( $\Sigma d$ ) без учета рассеянного излучения, образующегося в защите. Переход к толщине защиты  $d_0$  с учетом рассеянного излучения осуществляется по формуле

$$d_0 = \frac{\Sigma d + \ln B_D(E_0, \Sigma d)}{\Sigma}, \quad (9.40)$$

где  $B_D(E_0, \Sigma d)$  – дозовый ФН для точечного изотропного источника с энергией  $E_0$  в защите толщиной  $\Sigma d$ .

В графическом методе расчета защиты не учитывается рассеянное в источнике излучение. Для моноэнергетических источников этим излучением можно пренебречь с погрешностью  $\sim 20\%$ , если толщина защиты из свинца  $\Sigma d_0 \geq 1$ , из железа  $\Sigma d_0 \geq 2,5$ , из бетона  $\Sigma d_0 \geq 3$ .

**Пример.** В лаборатории в вертикальном положении установлена цилиндрическая емкость диаметром и высотой 68 см, заполненная водным раствором соли  $^{60}\text{Co}$  с объемной активностью  $0,1$  мКи/см<sup>3</sup>. Стенки цилиндрической емкости источника выполнены из железа толщиной 1,5 см. Определить необходимую толщину бетонной защиты, обеспечивающую на расстоянии 1,7 м от центра емкости по нормали на половине высоты цилиндра предельно допустимую дозу облучения персонала группы А, если работы с источником проводятся по 18 ч в неделю. Защиту расположить перпендикулярно прямой,

соединяющей точку детектирования и середину высоты цилиндра. Многократно рассеянное в источнике излучение не учитывать.

**Решение.** Найдем значение множителей, а затем и величину поправочного коэффициента  $\alpha$  (см. выражение (9.38)):

- так как источник моноэнергетический ( $E_0 = 1,25$  МэВ), то  $n = 1$ ;
- ДМД персонала при проектировании защиты 6 мкЗв/ч, но с учетом нестандартного времени работы (18 ч в неделю) ДМД = 12 мкЗв/ч. Поэтому  $f = 27/12 = 2,25$ ;
- $g = 1, r = 1$ ;
- $\Sigma_{\text{ст}} = 0,422 \text{ см}^{-1}$ ,  $\Sigma_{\text{ст}} d_{\text{ст}} = 0,63$ ,  $B_D \approx 1,4$ , тогда  $u = 0,38$ ;
- $\alpha = 2,25 \cdot 0,38 = 0,85$ .

Найдем теперь фиктивный керма-эквивалент источника в соответствии с выражением (9.36). Истинный объемный керма-эквивалент источника

$$k_{eV} = 0,1 \left( \frac{\text{МКи}}{\text{см}^3} \right) \cdot 3,7 \cdot 10^7 \left( \frac{\text{Бк}}{\text{МКи}} \right) \cdot 10^3 \left( \frac{\text{см}^3}{\text{л}} \right) \cdot 84,6 \left( \frac{\text{аГр} \cdot \text{м}^2}{\text{с} \cdot \text{Бк}} \right) \times \\ \times 10^{-9} \left( \frac{\text{нГр}}{\text{аГр}} \right) = 310 \left( \frac{\text{нГр} \cdot \text{м}^2}{\text{с} \cdot \text{л}} \right).$$

Для гамма-квантов, испускаемых источником, линейный коэффициент ослабления в воде  $\Sigma_S = 0,063 \text{ см}^{-1}$ , поэтому

$$k_{e\Phi} = k_{eV} \cdot \alpha / \Sigma_S = \frac{310 \cdot 0,85}{0,063} = 4183 \frac{\text{нГр} \cdot \text{м}^2}{\text{с} \cdot \text{Бк}} \cdot \text{см}.$$

Определим теперь безразмерные параметры  $k$  и  $p$ :

- $k = h/2R = 68/68 = 1$ ;
- $p = a/R = 170/34 = 5$ .

По соответствующей номограмме (см. [7], рис. 5.16) находим толщину защиты без учета вклада образующегося в ней рассеянного излучения  $\Sigma d = 6,3$ . Используя выражение (9.40), определяем толщину защиты с учетом рассеянного излучения:

$$d_0 = \frac{\Sigma d + \ln B_D(E_0, \Sigma d)}{\Sigma} = \frac{6,3 + \ln 11}{0,131} \approx 70 \text{ см бетона с плотностью } 2,35 \frac{\text{г}}{\text{см}^3}.$$

В заключение отметим, что в литературе (например, [1–4, 6, 7]) имеется большое количество выражений для поля излучения протяженных источников различных геометрических форм с учетом и без учета защиты, рассеянного излучения и самопоглощения излучения в источнике (для объемных источников). В работе [5] приведена обширная информация по методам расчета защиты от фотонного излучения продуктов деления для протяженных источников.

## Задание 9

### Контрольные вопросы

1. Как записываются выражения для поля излучения точечного источника без учета и с учетом рассеянного излучения?
2. Как вычислить поле излучения линейного источника без учета рассеянного излучения? Как учитывается рассеянное излучение в этом случае?
3. Как вычислить поле излучения дискового источника и учесть рассеянное излучение для этого источника?
4. В чем заключается особенность расчета защиты для объемных источников?
5. В чем состоит основное достоинство графического метода расчета защиты?

### Задачи

1. Определить необходимую толщину бетонной защиты, если на расстоянии 4 м от оператора находится точечный изотропный источник  $^{60}\text{Co}$  активностью 2,18 Ки. Работа проводится 24 ч в неделю. Пренебречь рассеянием излучения в воздухе.
2. ТВЭЛ длиной 42 см с эффективной энергией гамма-излучения 0,7 МэВ ( $n_\gamma = 1$ ) и активностью  $2,1 \cdot 10^{12}$  Бк лежит на дне водной шахты промежуточного хранения. Определить необходимую толщину водной защиты, если расстояние от источника до оператора 2 м и он находится над серединой источника. Защита должна обеспечивать ПДУ для персонала при 36 ч работы в неделю. Пренебречь поглощением и рассеянием излучения в источнике и воздухе [6].
3. Определить толщину защиты из обычного бетона (плотность  $2,35 \text{ г/см}^3$ ) над плоским дисковым источником диаметром 120 см с поверхностным удельным гамма-эквивалентом  $9 \cdot 10^{-3}$  мг-экв. Ра/см<sup>2</sup>, если эффективная энергия фотонов 1 МэВ. Защита должна обеспечить на расстоянии 1 м над центром дискового источника мощность поглощенной дозы не более ДМД при 18 часах работы в неделю [6].
4. Установленный в вертикальном положении радиохимический реактор в виде цилиндра диаметром 70 см и высотой 130 см наполнен водным раствором продуктов деления общим гамма-эквивалентом 40 кг-экв. Ра. Стенки реактора изготовлены из железа толщиной 1 см. Рассчитать защиту в радиальном направлении из железа, обеспечивающую на середине высоты источника на расстоянии 4,5 м от центра цилиндра ПДУ для персонала при 24-часовой рабочей неделе. Принять эффективную энергию гамма-излучения источника равной 0,8 МэВ. Многократно рассеянным излучением в источнике пренебречь.
5. Линейный источник из радионуклида  $X$  имеет длину  $L$  и активность  $A$ . Найти в одной из точек ( $P_1$ ,  $P_3$  или  $P_5$ , см. рис. 9.3, 9.7, 9.9) на расстоянии  $a$  от источника толщину защиты из заданного вещества, которая обеспечивает допустимые условия для определенной группы облучаемых лиц. Начальные данные для решения задачи взять из табл. 9.2.

Данные для задачи 5

Вариант	1	2	3	4	5	6	7	8
$L$ , м	1	2	1,5	0,8	3	4	2,5	1
$a$ , м	2	3	2	1,5	4	6	4	3
$A$ , ГБк	700	500	600	400	600	6000	1600	1200
Защита	Вода	Fe	Бетон	Pb	Fe	Вода	Бетон	Fe
$X$	$^{137}\text{Cs}$	$^{60}\text{Co}$	$^{192}\text{Ir}$	$^{137}\text{Cs}$	$^{60}\text{Co}$	$^{137}\text{Cs}$	$^{75}\text{Se}$	$^{192}\text{Ir}$
$P_i$	$P_1$	$P_3$	$P_5$	$P_1$	$P_3$	$P_5$	$P_1$	$P_3$
Гр. лиц	А	Б	Нас.	А	Б	А	Нас.	А

Вариант	9	10	11	12	13	14	15	16
$L$ , м	0,9	3,3	4,4	3,5	1,8	3,5	1,7	2
$a$ , м	1,5	4	6	4	3	5	4	3
$A$ , ГБк	1500	1800	7000	2000	700	950	1600	900
Защита	Вода	Fe	Вода	Бетон	Fe	Вода	Бетон	Pb
$X$	$^{170}\text{Tm}$	$^{75}\text{Se}$	$^{60}\text{Co}$	$^{75}\text{Se}$	$^{137}\text{Cs}$	$^{192}\text{Ir}$	$^{170}\text{Tm}$	$^{60}\text{Co}$
$P_i$	$P_1$	$P_3$	$P_5$	$P_1$	$P_3$	$P_5$	$P_1$	$P_3$
Гр. лиц	А	Б	А	Нас.	А	Б	Нас.	А

6. При работе электронного ускорителя на энергию несколько десятков МэВ образуются фотонейтроны, которые вызывают активацию воздуха в помещении ускорителя с объемной активностью  $A_V$  (мКи/м<sup>3</sup>). Состав радионуклидов в воздухе:  $^{19}\text{O}$  и  $^{41}\text{Ag}$ , их удельный вклад в активность соответственно  $w_1$  и  $w_2$  ( $w_1 + w_2 = 1$ ). Работая вентиляция обеспечивает удаление  $Q$  (м<sup>3</sup>/с) загрязненного воздуха в атмосферу через трубу высотой  $h$  над поверхностью земли. Найти мощность эквивалентной дозы от фотонного излучения «радиоактивного факела» в т. Р на поверхности земли на расстоянии  $a$  от оси трубы (рис. 9.13). Необходимые для решения задачи данные взять из табл. 9.3, характеристики радионуклидов даны в табл. 9.4.

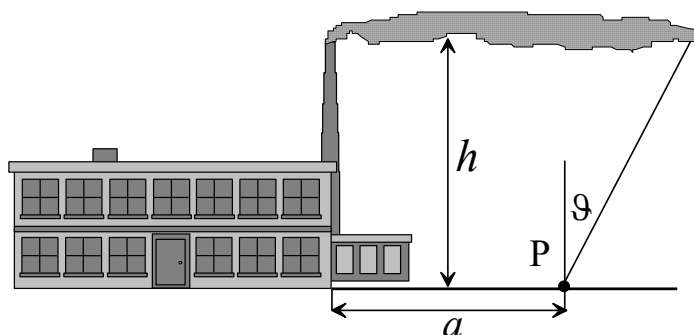


Рис. 9.13. К задаче 6

Замечания к решению задачи 6:

- считать, что «радиоактивный факел» имеет цилиндрическую форму радиуса  $R$  и распространяется параллельно поверхности земли со скоростью ветра  $V$ ;
- удельная активность «факела» одинакова по всей длине;
- если  $h/R > 100$ , то рассматривать «факел» как линейный источник, в противном случае – как цилиндрический источник без самопоглощения и рассеяния излучения внутри источника;
- слой воздуха между «факелом» и поверхностью земли рассматривать как слой защиты;
- пренебречь вкладом в поле излучения от участка «факела» для  $\vartheta > 60^\circ$ ;
- использовать при расчете программу «Компьютерная лаборатория».

Таблица 9.3

Начальные данные для задачи 6

Вариант	1	2	3	4	5	6	7	8
$R$ , см	100	150	200	50	75	140	500	450
$h$ , м	35	60	55	30	45	35	50	40
$w_1$	0,9	0,8	0,85	0,75	0,95	0,7	0,65	0,5
$A_V$ , мКи/м <sup>3</sup>	10	15	30	5	4	8	12	25
$a$ , м	10	15	20	5	8	9	12	25
$V$ , м/с	6	8	2	4	6	8	10	3
$Q$ , м <sup>3</sup> /с	1	2	5	7	9	11	13	15

Вариант	9	10	11	12	13	14	15	16
$R$ , см	200	500	300	150	300	400	250	600
$h$ , м	30	40	45	35	50	40	50	60
$w_1$	0,4	0,7	0,6	0,5	0,6	0,7	0,4	0,5
$A_V$ , мКи/м <sup>3</sup>	8	10	20	10	5	3	6	3
$a$ , м	15	10	20	20	25	30	20	15
$V$ , м/с	5	6	7	4	5	3	5	5
$Q$ , м <sup>3</sup> /с	5	8	6	7	8	9	10	15

Таблица 9.4

Характеристики радионуклидов для задачи 6

Радионуклид	$T_{1/2}$	$E_\gamma$ , МэВ	$n_\gamma$	$\Gamma_H$ , аЗв·м <sup>2</sup> /с·Бк
<sup>19</sup> O	29,4 с	6,13	0,69	97
		7,11	0,05	
		2,75	0,01	
<sup>41</sup> Ar	1,84 ч	1,294	0,991	47,9

7. Определить толщину защиты из заданного вещества над дисковым источником диаметром  $D$  с поверхностным удельным гамма-эквивалентом  $M_S$ , если эффективная энергия фотонов  $E$ . Защита должна обеспечить на расстоянии  $a$  над центром дискового источника мощность поглощенной дозы не более ДМД при  $t$  часах работы в неделю. Данные для задачи взять из табл. 9.5.

Таблица 9.5

Начальные данные для задачи 7

Вариант	1	2	3	4	5	6	7	8
$D$ , см	130	150	200	100	200	140	60	150
$E$ , МэВ	1,0	0,5	2,0	0,66	0,4	3,0	0,5	1,25
$M_S$ , мг-экв.Ра/см <sup>2</sup>	10	25	10	30	2	6	20	15
$a$ , м	1	1,5	2	3	1	1,5	2	2,5
$t$ , ч	36	24	18	12	16	36	24	18
Вещество	Бетон	Pb	Fe	Вода	Бетон	Pb	Fe	Вода

Вариант	9	10	11	12	13	14	15	16
$D$ , см	120	250	100	140	220	120	160	200
$E$ , МэВ	1,5	3,0	2,0	1,0	1,5	1,25	0,66	0,8
$M_S$ , мг-экв.Ра/см <sup>2</sup>	20	5	15	30	6	8	30	5
$a$ , м	2	3	3	2	4	5	1	6
$t$ , ч	16	36	24	18	24	36	18	24
Вещество	Бетон	Pb	Fe	Вода	Бетон	Pb	Fe	Вода

8. Установленный в вертикальном положении радиохимический реактор представляет собой цилиндр диаметром  $D$  и высотой  $h$ . Он наполнен водным раствором гамма-излучающего радионуклида  $X$  с объемной активностью  $A_V$ . Стенки реактора изготовлены из железа толщиной 1 см. Рассчитать защиту в радиальном направлении из вещества  $Y$ , которая обеспечит на середине высоты реактора на расстоянии  $a$  от его центра ПДУ для стандартного времени работы. Учесть поглощение излучения в источнике. Данные для расчета взять из табл. 9.6.

*Примечание:*

- расчет выполнить для средней энергии гамма-квантов источника с учетом квантового выхода;
- использовать для расчета программу «Компьютерная лаборатория» (режим работы PROTECT);
- расчет выполнить двумя способами;
- $^{226}\text{Ra}^+$  – это  $^{226}\text{Ra}$  в равновесии с основными дочерними продуктами.



## Начальные данные для задачи 8

Вариант	1	2	3	4	5	6	7	8
$D$ , см	70	80	90	100	120	100	150	130
$h$ , см	130	140	150	160	180	200	250	220
$X$	$^{137}\text{Cs}$	$^{22}\text{Na}$	$^{60}\text{Co}$	$^{226}\text{Ra}^+$	$^{95}\text{Zr}$	$^{137}\text{Cs}$	$^{22}\text{Na}$	$^{226}\text{Ra}^+$
$A_V$ , Ки/м <sup>3</sup>	100	205	50	150	300	150	100	200
$a$ , м	3	2,5	3	4	3,5	2,5	3	3,5
$Y$	Бетон	Fe	Бетон	Pb	Бетон	Fe	Бетон	Pb
Вариант	9	10	11	12	13	14	15	16
$D$ , см	110	200	150	180	250	250	240	150
$h$ , см	150	200	150	160	180	200	130	200
$X$	$^{175}\text{Hf}$	$^{226}\text{Ra}^+$	$^{75}\text{Se}$	$^{22}\text{Na}$	$^{226}\text{Ra}^+$	$^{60}\text{Co}$	$^{137}\text{Cs}$	$^{95}\text{Zr}$
$A_V$ , Ки/м <sup>3</sup>	150	50	250	150	80	90	100	200
$a$ , м	3,5	2,5	4	3	4,5	2,5	4	2,5
$Y$	Бетон	Fe	Бетон	Pb	Бетон	Fe	Бетон	Pb

## Список литературы

1. Бергельсон Б.Р. Справочник по защите от излучения протяженных источников / Б.Р. Бергельсон, Г.А. Зориков. – Москва : Атомиздат, 1965. – 175 с.
2. Голубев Б.П. Дозиметрия и защита от ионизирующих излучений : учебник для вузов / Б.П. Голубев. – 4-е изд., перераб. и доп. – Москва : Энергоатомиздат, 1986. – 464 с.
3. Гусев Н.Г. Защита от ионизирующих излучений. В 2 томах. Том 1. Физические основы защиты от излучений: учебник для вузов / Н.Г. Гусев, В.А. Климанов, В.П. Машкович и др. – 3-е изд. – Москва : Энергоатомиздат, 1989. – 512 с.
4. Гусев Н.Г. Защита от излучения протяженных источников / Н.Г. Гусев, Е.Е. Ковалев, Д.П. Осанов и др. – Москва : Госатомиздат, 1961. – 287 с.
5. Гусев Н.Г. Защита от гамма-излучения продуктов деления: справочник / Н.Г. Гусев. – Москва : Атомиздат, 1968. – 388 с.
6. Иванов В.И. Сборник задач по дозиметрии и защите от ионизирующих излучений / В.И. Иванов, В.А. Климанов, В.П. Машкович. – 4-е изд., перераб. и доп. – Москва : Энергоатомиздат, 1992. – 256 с.
7. Машкович В.П. Защита от ионизирующих излучений : справочник / В.П. Машкович, А.В. Кудрявцева. – 4-е изд., перераб. и доп. – Москва : Энергоатомиздат, 1995. – 496 с.
8. Романцов В.П. Сборник задач по курсу «Дозиметрия и защита от ионизирующих излучений» / В.П. Романцов, И.В. Романцова, В.В. Ткаченко. – Обнинск : ИАТЭ, 2009. – 113 с.
9. Руководство по радиационной защите для инженеров : пер. с англ. / под ред. Д.Л. Бродера и др. В 2 томах. Том. 1. – Москва : Атомиздат, 1972. – 424 с.

## ЛЕКЦИЯ 10

### АЛЬБЕДО

#### 10.1. Основные понятия и определения

*Альbedo* в переводе с латинского языка означает «белизна». В оптике альbedo определяет свойство тела отражать падающий на него свет. В ядерной и радиационной физике **альbedo** характеризует отражение ионизирующих излучений от отражающих (рассеивающих) тел. При этом выход вторичных излучений через поверхность, на которую падает первичное излучение, также рассматривается как явление отражения (альbedo).

Если через поверхность поглотителя выходит и излучение другого вида, например падают фотоны, а выходят электроны (см. рис. 10.1), то это явление называют **квазиальbedo** (*мнимое альbedo*).

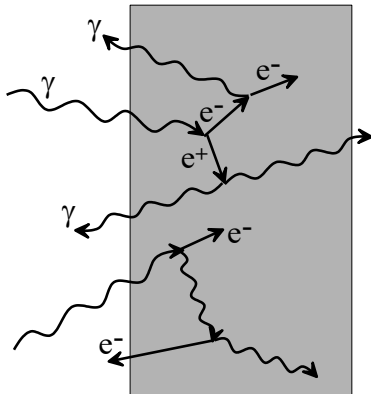


Рис. 10.1. К определению альbedo ионизирующих излучений

Свойство тел отражать падающее на них ионизирующее излучение имеет негативную и позитивную стороны. *Негативная* сторона – это дополнительный вклад отраженных частиц в поле излучения, что приводит к повышению уровня облучения персонала и требует принятия дополнительных мер защиты. *Положительная* сторона альbedo заключается в том, что отраженное излучение содержит информацию об отражающем веществе «отражателе». Эту информацию можно использовать (и используют), например, для оценки качества или состава отражателя.

Это особенно полезно, когда нельзя попасть внутрь объекта или нельзя его разрушать.

В наиболее общем виде поле обратно рассеянного излучения определяется:

- энергией, угловым распределением и геометрией источника;
- формой, составом и толщиной отражающего вещества;
- взаимным расположением источника, рассеивателя и точки детектирования;
- средой, которая граничит с отражателем и в которой находятся источник и детектор.

Мы будем рассматривать только задачи, когда отражатель и источник находятся в воздухе, пренебрегая ослаблением излучения в нем. Сформулируем основные, наиболее часто встречающиеся задачи по определению поля отраженного излучения для полубесконечной геометрии, наиболее важной с практической точки зрения для задач альbedo. Будем считать, что источник моноэнергетический с энергией  $E_0$ , а излучение любое – частицы или фотоны. Критерием для классификации выберем угловое распределение источника и его геометрию.

Имеется три практически важных варианта задач альbedo:

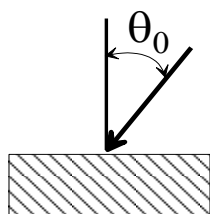


Рис. 10.2. Первый вариант задач альbedo

1) на отражатель под некоторым углом  $\theta_0$  падает коллимированный пучок излучения – тонкий луч (рис. 10.2);

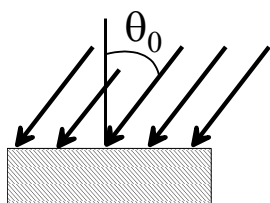


Рис. 10.3. Второй вариант задач альbedo

2) на отражатель под произвольным углом  $\theta_0$  падает плоский мононаправленный пучок излучения (рис. 10.3);

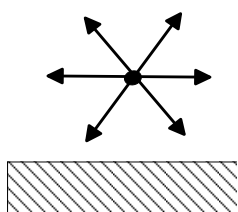


Рис. 10.4. Третий вариант задач альbedo

3) на некотором расстоянии от отражателя находится точечный изотропный источник (рис. 10.4). Тогда возможны два предельных случая:

- если источник достаточно далеко от отражающего вещества, то можно считать, что на поверхность падает широкий мононаправленный пучок;
- источник находится на поверхности отражателя.

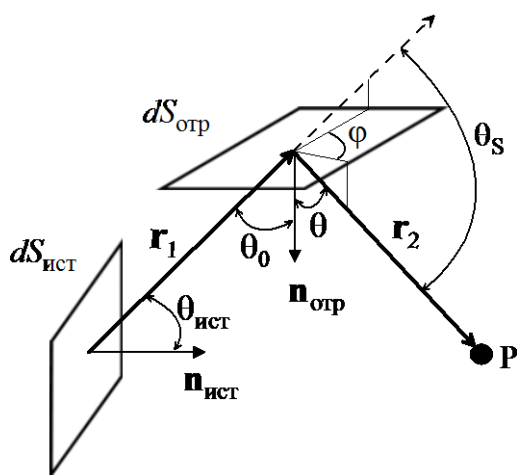


Рис. 10.5. К определению понятия дифференциального альbedo для расчетов отраженного излучения

В зависимости от того, как определяется падающее и отраженное излучение, в токовых или потоковых величинах будем в дальнейшем различать следующие характеристики альbedo:

- *токово-токовые* – будем обозначать символом  $a$ ;
- *потоко-потоковые* – будем обозначать символом  $A$ .

При решении задач защиты чаще всего используются токовые величины альbedo. Их мы и рассмотрим.

Использование понятия дифференциального альbedo для определения полей отраженных частиц

или фотонов основано на вычислении вклада излучения  $dG$  в точке детектирования Р (рис. 10.5) от элемента источника  $dS_{\text{ист}}$  с энергией  $E_0$  и угловым распределением тока излучения  $j(\theta_{\text{ист}})$ , отраженного от элементарного участка отражающей поверхности  $dS_{\text{отр}}$ :

$$dG = \frac{j(\theta_{\text{ист}}) \chi(E_0) dS_{\text{ист}} dS_{\text{отр}} \cos \theta_0}{r_1^2 r_2^2} a_i(E_0, \theta_0; \theta, \varphi), \quad (10.1)$$

где

- $a_i(E_0, \theta_0; \theta, \varphi)$  – токовое дифференциальное альbedo излучения точечного мононаправленного источника с энергией  $E_0$ , падающего на отражатель под углом  $\theta_0$  и отражающегося в направлении, определяемом полярным  $\theta$  и азимутальным  $\varphi$  углами;
- $i = N$  – для числового альbedo,  $i = E$  – для энергетического,  $i = D$  – для дозового альbedo;
- если  $G$  – плотность потока, то  $\chi(E_0) = 1$  и  $a_i = a_N$ ;
- если  $G$  – плотность потока энергии, то  $\chi(E_0) = E_0$  и  $a_i = a_E$ ;
- если  $G$  – доза, то  $\chi(E_0) = \delta(E_0)$  – доза на единичный флюенс,  $a_i = a_D$ .

Остальные обозначения приведены на рис. 10.5.

Наиболее часто рассматривают альbedo для толстых (полубесконечных) отражателей, когда его толщина имеет максимальное значение, т. е. можно не учитывать зависимость величины альbedo от толщины отражателя. Не будем также учитывать зависимость величины альbedo от положения площадки, на которую падает излучение источника. Будем считать, что отраженное излучение выходит из того же места, куда падает первичный пучок. Это условие хорошо соблюдается, если величина площадки много меньше, чем расстояние до детектора. Если все условия соблюдаются, то в этом случае наиболее полной характеристикой отраженного излучения является дифференциальное (относительно направления вылета фотонов) спектральное альbedo, которое

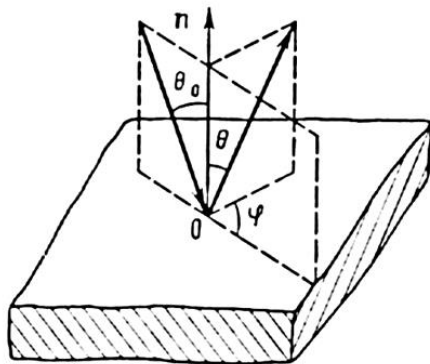


Рис. 10.6. К определению дифференциального альbedo

можно определить следующим образом:

$$a_c(E_0, \theta_0; E, \theta, \varphi) = \frac{\text{число отраженных частиц с } E \in dE \text{ и } \vec{\Omega} \in d\Omega}{\text{число упавших частиц} \cdot dE \cdot d\Omega},$$

где  $\theta_0$  – угол падения излучения на поверхность отражателя, а углы  $\theta, \varphi$  характеризуют направление отраженного излучения (рис. 10.6).

При решении практических задач используются следующие дифференциальные характеристики альbedo:

- дифференциальное числовое альbedo (угловое распределение отраженного излучения)

$$a_N(E_0, \theta_0; \theta, \varphi) = \int_0^{E_0} a_c(E_0, \theta_0; E, \theta, \varphi) dE; \quad (10.2)$$

- дифференциальное энергетическое альbedo (угловое распределение отраженной энергии)

$$a_E(E_0, \theta_0; \theta, \varphi) = \frac{1}{E_0} \int_0^{E_0} a_c(E_0, \theta_0; E, \theta, \varphi) E dE; \quad (10.3)$$

- дифференциальное дозовое альbedo (угловое распределение дозы отраженного излучения)

$$a_D(E_0, \theta_0; \theta, \varphi) = \frac{1}{\delta(E_0)} \int_0^{E_0} \delta(E) a_c(E_0, \theta_0; E, \theta, \varphi) dE, \quad (10.4)$$

где  $\delta(E)$  – переводной коэффициент флюенса в дозу (см. лекцию 2). Значения  $\delta(E)$  для различных частиц можно найти также в работах [5–7]. Отметим, что выражение (10.4) определяет токовое альbedo, но доза – это потоковая величина. Поэтому формула (10.4) не имеет физического смысла, но часто используется в практических расчетах ввиду удобства [3].

Интегрированием дифференциальных характеристик альbedo по телесному углу отражения ( $2\pi$  стерадиан) можно получить соответствующие интегральные характеристики, например полное числовое альbedo

$$a_N(E_0, \theta_0) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} a_N(E_0, \theta_0; \theta, \varphi) \sin \theta d\theta. \quad (10.5)$$

Все характеристики альbedo, которые определены выше, являются токовыми. Потоковые дифференциальные характеристики альbedo  $A(E_0, \theta_0; \theta, \varphi)$  связаны с соответствующими токовыми характеристиками соотношением

$$A(E_0, \theta_0; \theta, \varphi) = \frac{\cos \theta_0}{\cos \theta} a(E_0, \theta_0; \theta, \varphi). \quad (10.6)$$

Интегральные потоковые характеристики альbedo  $A(E_0, \theta_0)$  выражаются через токовые дифференциальные характеристики по формуле

$$A(E_0, \theta_0) = \cos \theta_0 \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} a(E_0, \theta_0; \theta, \varphi) \operatorname{tg} \theta d\theta. \quad (10.7)$$

## 10.2. Альbedo фотонов

Определяющую роль в механизме образования рассеянных фотонов играет комптоновское рассеяние, а при энергии более 2 МэВ – и эффект образования пар – за счет вторичного тормозного и аннигиляционного излучения. В зависимости от условий задачи соотношение вкладов различных процессов взаимодействия фотонов в величину альbedo может значительно изменяться.

Рассмотрим основные закономерности формирования поля обратно рассеянных фотонов. Сделаем это на примере характеристик поля отраженного излучения тонкого луча, так как остальные источники можно представить как суперпозицию тонких лучей.

### 10.2.1. Энергетическое распределение отраженных фотонов

Спектральное распределение отраженных фотонов зависит от условий конкретной задачи. Но всегда в спектре обратно рассеянного излучения наблюдаются две компоненты, соответствующие однократно и многократно рассеянному излучению в данном направлении.

Более высокоэнергетическая компонента определяется однократным комптоновским рассеянием на заданный угол рассеяния  $\theta_s$  (рис. 10.7) с энергией

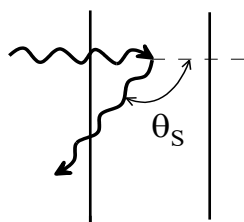


Рис. 10.7. К определению однократного комптоновского рассеяния

$$E_1 = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{m_e c^2} (1 - \cos \theta_s)}. \quad (10.8)$$

Обратное рассеяние имеет место при углах рассеяния  $\pi/2 < \theta_s < \pi$ , и из выражения (10.8) следует, что даже при  $E_0 \gg m_e c^2$  энергия однократно рассеянных фотонов не превышает  $m_e c^2$ . Но в спектре отраженного излучения всегда присутствуют и фотоны с энергией больше  $E_1$ . Они появляются при неоднократном комптоновском рассеянии на тот же суммарный угол  $\theta_s$ .

Средняя энергия фотонов низкоэнергетической компоненты спектра (образуется многократно рассеянным и вторичным излучением) в несколько раз меньше, чем энергия однократного рассеяния. С увеличением атомного номера отражателя вклад в альбедо низкоэнергетической компоненты спектра уменьшается из-за увеличения сечения фотоэффекта ( $\sim Z^5$ ), в то время как сечение комптоновского рассеяния  $\sim Z$ . При этом наименьшая энергия фотонов низкоэнергетической компоненты спектра смещается в сторону больших энергий и примерно равна: 0,03 МэВ – для воды; 0,05 МэВ – для алюминия; 0,08 МэВ – для железа; 0,2 МэВ – для свинца.

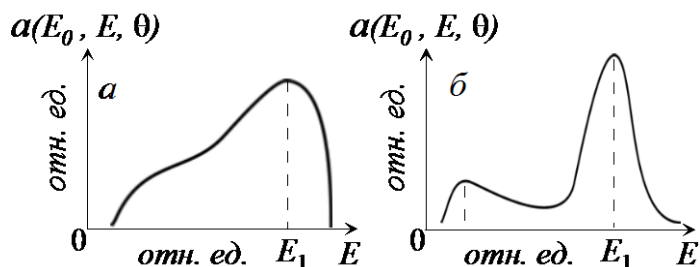


Рис. 10.8. Качественная форма спектров отраженных фотонов

На рис. 10.8, *a* и *б* показан примерный (качественный) вид возможных энергетических распределений обратно рассеянных фотонов. Пунктирными

линиями отмечены пик однократного рассеяния и максимальная энергия мягкой компоненты спектра. На рис. 10.8, б однократно и многократно рассеянные компоненты спектра явно выражены, в то время как на рис. 10.8, а мягкая компонента спектра просматривается плохо. При энергии первичных фотонов более 3 МэВ в спектральном распределении отраженных фотонов может появиться пик аннигиляционных гамма-квантов.

### 10.2.2. Зависимость альбедо от угла падения фотонов

С увеличением угла падения  $\theta_0$  для любого направления отраженного излучения альбедо возрастает

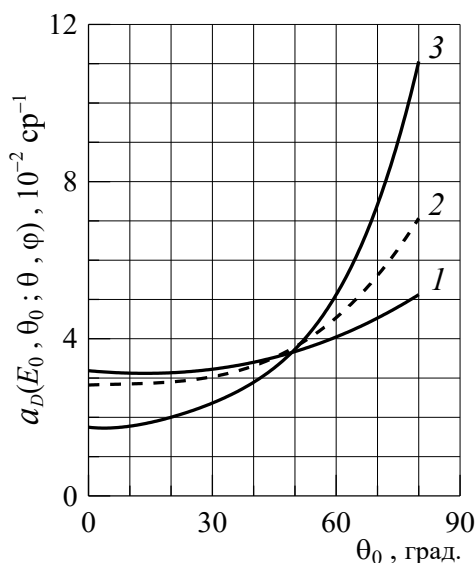


Рис. 10.9. Зависимость дифференциального дозового альбедо фотонов тонкого луча с  $E_0 = 0,28$  МэВ от угла падения на Al. 1 –  $\vartheta = 0^\circ$ ; 2 –  $\vartheta = 30^\circ$ ; 3 –  $\vartheta = 60^\circ$  ( $\varphi = 0^\circ$ )

возрастает (рис. 10.9). Это можно объяснить следующими причинами:

1. С увеличением угла падения  $\theta_0$  уменьшается расстояние до отражающей поверхности для обратно рассеянного фотона и вероятность его вылета из рассеивателя увеличивается.

2. Для любого заданного угла отражения  $\theta$  увеличение угла падения  $\theta_0$  уменьшает угол рассеяния  $\theta_s$ . Это также увеличивает вероятность вылета для рассеянного фотона, так как дифференциальное по углу рассеяния сечение эффекта Комптона возрастает с уменьшением этого угла (см. лекцию 6, рис. 6.6).

### 10.2.3. Зависимость альбедо от угла отражения

Характер угловой зависимости обратно рассеянного фотонного излучения определяется конкуренцией двух процессов. С одной стороны, для данного угла падения  $\theta_0$  вероятность рассеяния и энергия рассеянных фотонов возрастают с уменьшением угла рассеяния  $\theta_s$  (что соответствует увеличению угла отражения  $\theta$ ). Но, с другой стороны, при этом возрастает путь, который должны пройти фотоны, чтобы выйти из отражателя (рис. 10.10,  $\theta_{s1} > \theta_{s2}$ ), следовательно, возрастает вероятность их поглощения.

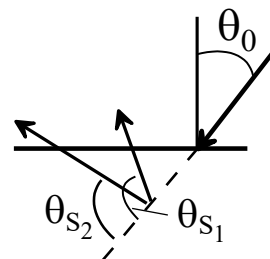


Рис. 10.10. К зависимости альбедо от угла отражения

На рис. 10.11 из работы [2] показана зависимость альбедо от угла отражения. Как следует из рисунка, эта зависимость носит анизотропный харак-

тер с максимумом. При нормальном падении первичного пучка величина альbedo тем больше, чем меньше угол рассеяния  $\theta$ . При наклонном падении наибольшая величина альbedo имеет место в направлении рассеяния, составляющем небольшие углы с направлением падающего излучения.

При большом вкладе в альbedo аннигиляционного излучения форма углового распределения отраженных фотонов определяется суперпозицией углового распределения обратно рассеянных фотонов в результате эффекта Комптона и аннигиляционных фотонов, угловое распределение которых является почти изотропным.

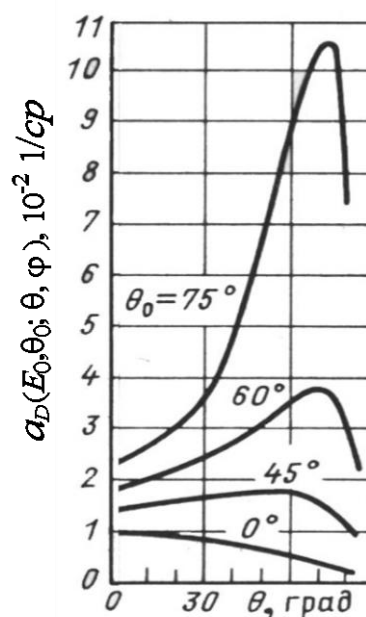


Рис. 10.11. Зависимость от угла отражения альbedo фотонов тонкого луча с  $E_0 = 1,25$  МэВ, падающих под разными углами на воду

#### 10.2.4. Зависимость альbedo от энергии фотонов источника и атомного номера отражающего вещества

На рис. 10.12 приведена зависимость интегрального энергетического альbedo от энергии фотонов источника для различных веществ (полубесконечная толщина отражателей) [3]. Из анализа этого рисунка следует:

- альbedo возрастает с уменьшением энергии фотонов источника  $E_0$ . Причина – увеличение сечения комptonовского рассеяния;
- для небольших энергий фотонов величина альbedo может уменьшаться с уменьшением энергии уже за счет интенсивного фотопоглощения всех компонент спектра;
- для небольших энергий фотонов источника и для от-

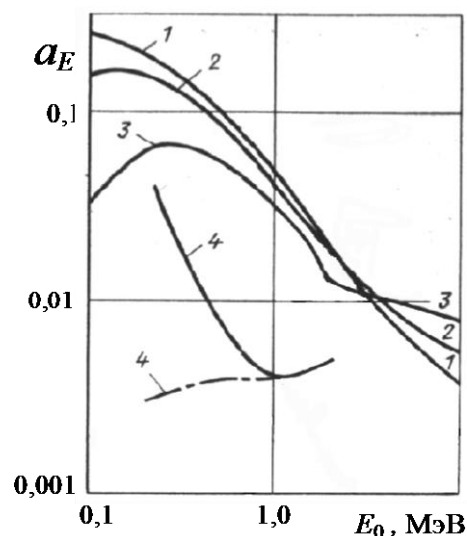


Рис. 10.12. Зависимость энергетического альbedo от  $E_0$  для нормального падения фотонов: 1 – вода, 2 – Al, 3 – Fe, 4 – Pb. Пунктир – значение альbedo без ХРИ



ражателей с большим атомным номером большой вклад в альbedo дает характеристическое излучение;

- для энергий  $E_0 < 3...5$  МэВ наблюдается уменьшение величины альbedo с увеличением атомного номера отражателя. Причина этого – увеличение фотопоглощения мягкой компоненты спектра;
- для энергий источника  $E_0 > 3...5$  МэВ величина альbedo может возрасти с увеличением атомного номера отражателя  $Z$  за счет интенсивного образования вторичного фотонного излучения. Оно образуется в результате таких процессов взаимодействия, как образование электронно-позитронных пар и тормозное излучение, сечения которых пропорциональны  $Z^2$ .

### 10.2.5. Зависимость альbedo от толщины отражающего вещества

Большая часть обратно рассеянных фотонов отражается в тонком приповерхностном слое. С увеличением толщины отражателя  $d$  величина альbedo монотонно возрастает по закону  $\sim 1 - \exp(-d/b)$ , где  $b$  – некоторая константа, зависящая от  $Z$  и  $E_0$ . Начиная с 1–2 длин свободного пробега в направлении движения первичных фотонов величина альbedo достигает постоянного (предельного) значения. Для угла падения первичных фотонов  $\theta_0$  толщина предельного слоя, отсчитываемая по нормали к поверхности, связана с длиной свободного пробега  $L$  соотношением

$$d_{\text{пред}} \approx 2L \cos \theta_0. \quad (10.9)$$

Слой вещества, для которого величина альbedo равна предельному значению, является *полубесконечным отражателем*.

### 10.2.6. Формы представления данных по альbedo

Имеется большое количество данных по дифференциальным и интегральным характеристикам альbedo. Часть результатов являются экспериментальными, но большинство данных получены методом Монте-Карло.

**Дифференциальные характеристики.** Наиболее подробная информация о дифференциальных характеристиках альbedo приведена в работе [2]. Там имеются данные по дифференциальному спектральному, числовому, энергетическому и дозовому (по экспозиционной дозе) альbedo тонкого луча с энергией фотонов источника от 0,06 до 10 МэВ для следующих материалов отражателей: вода, алюминий, железо и свинец. Приведены данные для различных углов падения и отражения. Значения энергетического и дозового альbedo для гамма-излучения радионуклидов  $^{137}\text{Cs}$  и  $^{60}\text{Co}$  из этой работы приведены в [6].

Обилие полученной информации по дифференциальному альbedo и трудность ее представления ввиду многих переменных заставили искать пути обобщения и сжатого представления полученных результатов. Для расчетов дифференциальных характеристик альbedo фотонного излучения от полубесконечных отражателей с погрешностью не более 30 % можно использовать *улучшенную полуэмпирическую формулу* [3, 6, 8]. Эта формула позволяет вычислить дифференциальное токовое числовое, энергетическое и дозовое аль-

бедо точечного мононаправленного источника фотонов с энергией  $E_0$ , падающих под углом  $\theta_0$  на поверхность полубесконечного отражателя и детектируемых в направлении, определяемом углами  $\theta$  и  $\varphi$ . В силу наличия многих переменных формула достаточно громоздкая, но в [3] дано подробное описание этой формулы с примером расчета по ней.

**Интегральные характеристики.** В табл. 10.1–10.4 приведены результаты расчетов методом Монте-Карло интегрального альbedo моноэнергетических фотонов, падающих под различными углами на полубесконечные отражающие слои бетона и железа. Расчеты выполнены в программе «Компьютерная лаборатория» (PCLab). В табл. 10.1 и 10.2 находятся данные токового числового альbedo, а в табл. 10.3 и 10.4 – потокового дозового альbedo по поглощенной дозе в воздухе.

Таблица 10.1

*Интегральное токовое числовое альbedo фотонов от бетона для различных энергий  $E_0$  и углов падения  $\theta_0$*

$\theta_0$ , град	$E_0$ , МэВ										
	0,1	0,15	0,2	0,3	0,5	0,662	1,0	1,25	1,5	2,0	3,0
0	0,197	0,256	0,276	0,285	0,266	0,249	0,219	0,202	0,188	0,172	0,157
15	0,201	0,261	0,282	0,291	0,273	0,257	0,226	0,210	0,193	0,179	0,165
30	0,215	0,279	0,302	0,313	0,297	0,280	0,250	0,235	0,217	0,200	0,186
45	0,243	0,314	0,340	0,355	0,340	0,326	0,295	0,279	0,262	0,245	0,232
60	0,291	0,372	0,403	0,421	0,414	0,401	0,374	0,361	0,342	0,327	0,315
70	0,341	0,431	0,466	0,489	0,486	0,477	0,455	0,445	0,430	0,417	0,412
80	0,417	0,515	0,553	0,580	0,586	0,582	0,569	0,562	0,555	0,553	0,564
85	0,471	0,572	0,610	0,638	0,648	0,647	0,643	0,642	0,641	0,645	0,671

Таблица 10.2

*Интегральное токовое числовое альbedo фотонов от железа для различных энергий  $E_0$  и углов падения  $\theta_0$*

$\theta_0$ , град	$E_0$ , МэВ										
	0,1	0,15	0,2	0,3	0,5	0,662	1,0	1,25	1,5	2,0	3,0
0	0,040	0,076	0,097	0,132	0,144	0,143	0,132	0,126	0,119	0,117	0,128
15	0,041	0,078	0,101	0,136	0,151	0,149	0,137	0,131	0,124	0,122	0,135
30	0,044	0,086	0,113	0,151	0,167	0,168	0,156	0,150	0,142	0,14	0,153
45	0,053	0,101	0,136	0,182	0,204	0,204	0,193	0,187	0,179	0,178	0,192
60	0,070	0,133	0,180	0,237	0,266	0,271	0,262	0,257	0,248	0,249	0,269
70	0,090	0,169	0,230	0,297	0,339	0,343	0,337	0,335	0,332	0,334	0,360
80	0,122	0,232	0,310	0,391	0,443	0,453	0,456	0,458	0,460	0,471	0,515
85	0,153	0,284	0,372	0,461	0,517	0,531	0,541	0,548	0,551	0,574	0,636

Таблица 10.3

Интегральное потоковое дозовое альbedo фотонов от бетона  
для различных энергий  $E_0$  и углов падения  $\theta_0$

$\theta_0$ , град	$E_0$ , МэВ										
	0,1	0,15	0,2	0,3	0,5	0,662	1,0	1,25	1,5	2,0	3,0
0	0,325	0,317	0,267	0,225	0,149	0,121	0,083	0,068	0,057	0,045	0,034
15	0,331	0,319	0,275	0,227	0,153	0,124	0,086	0,071	0,059	0,048	0,036
30	0,339	0,312	0,283	0,231	0,161	0,131	0,095	0,081	0,066	0,051	0,040
45	0,337	0,302	0,281	0,237	0,174	0,147	0,109	0,092	0,079	0,062	0,048
60	0,305	0,277	0,270	0,230	0,184	0,163	0,136	0,111	0,098	0,082	0,064
70	0,262	0,251	0,238	0,213	0,180	0,160	0,134	0,122	0,115	0,097	0,080
80	0,192	0,170	0,170	0,156	0,137	0,132	0,120	0,115	0,109	0,101	0,091
85	0,123	0,111	0,110	0,104	0,098	0,093	0,088	0,087	0,085	0,079	0,076

Таблица 10.4

Интегральное потоковое дозовое альbedo фотонов от железа  
для различных энергий  $E_0$  и углов падения  $\theta_0$

$\theta_0$ , град	$E_0$ , МэВ										
	0,1	0,15	0,2	0,3	0,5	0,662	1,0	1,25	1,5	2,0	3,0
0	0,093	0,108	0,115	0,123	0,099	0,087	0,063	0,055	0,047	0,041	0,038
15	0,097	0,112	0,121	0,129	0,107	0,090	0,065	0,057	0,049	0,043	0,040
30	0,105	0,115	0,127	0,136	0,115	0,101	0,074	0,064	0,057	0,049	0,044
45	0,110	0,119	0,137	0,150	0,131	0,115	0,089	0,078	0,071	0,058	0,051
60	0,107	0,122	0,145	0,160	0,143	0,134	0,113	0,100	0,091	0,079	0,067
70	0,102	0,12	0,142	0,155	0,152	0,140	0,122	0,113	0,107	0,095	0,084
80	0,090	0,094	0,116	0,127	0,128	0,130	0,120	0,111	0,108	0,100	0,092
85	0,066	0,069	0,081	0,087	0,089	0,094	0,086	0,085	0,082	0,079	0,076

Интегральное энергетическое потоковое альbedo для узкого пучка фотонов с энергиями 0,2...2 МэВ, падающих под углом  $\theta_0 < 80^\circ$  на полубесконечный отражатель из материала с атомным номером  $Z$  и плотностью  $\rho$  (г/см<sup>3</sup>), можно оценить по формулам [6]:

$$a_E(E_0, \theta_0) = 3,2 \frac{\rho}{E_0 \cos \theta_0 Z^2} \quad \text{для } 6 < Z \leq 50; \quad (10.10a)$$

$$a_E(E_0, \theta_0) = 3,2 \frac{\rho}{E_0 \cos^2 \theta_0 Z^2} \quad \text{для } Z > 50. \quad (10.10б)$$

На рис. 10.13–10.15 приведены результаты расчетов методом Монте-Карло числового, энергетического и дозового (по поглощенной дозе в воздухе) альbedo тормозного излучения (ТИ) от бетона железа и свинца для максимальных энергий спектра ( $E_{\max}$ ) от 0,5 до 30 МэВ. Расчеты выполнены методом Монте-Карло в программе КЛ (прил. 1). Спектры первичного тормозного из-

лучения из вольфрамовых мишеней электронных ускорителей на соответствующие энергии также рассчитаны методом Монте-Карло.

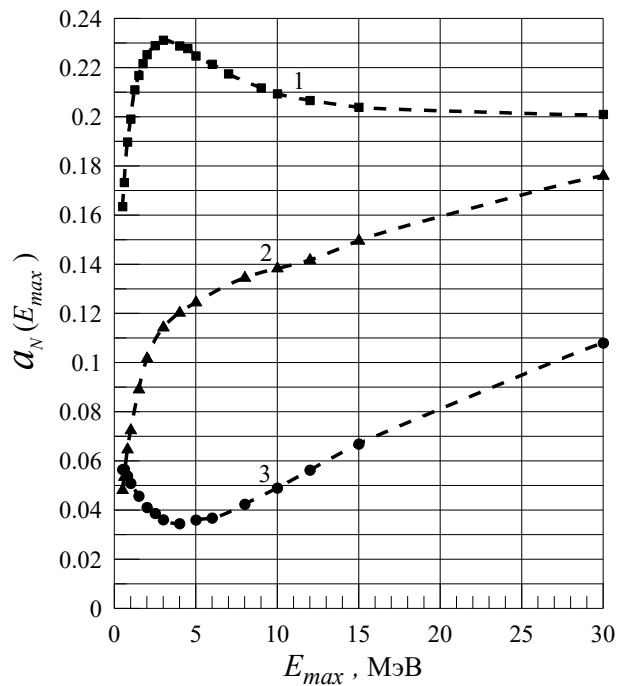


Рис. 10.13. Интегральное токовое числовое альbedo ТИ:  
1 – бетон; 2 – железо; 3 – свинец

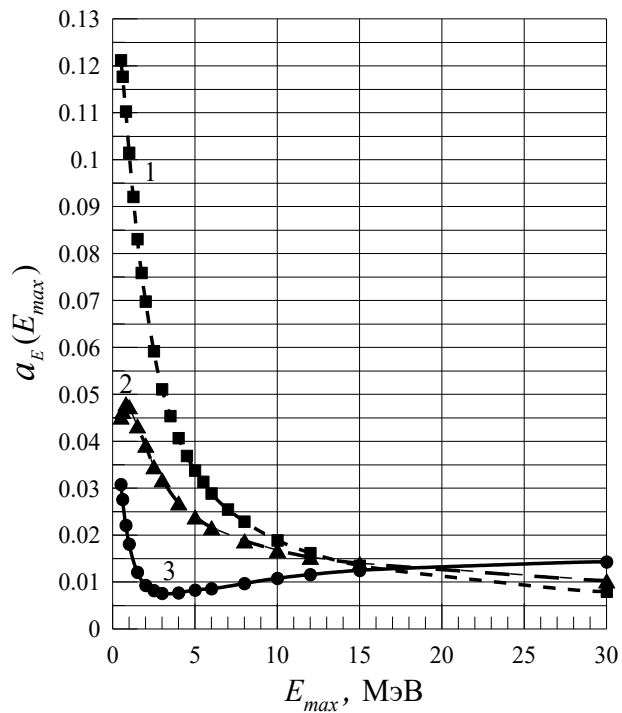


Рис. 10.14. Интегральное токовое энергетическое альbedo ТИ:  
1 – бетон; 2 – железо; 3 – свинец

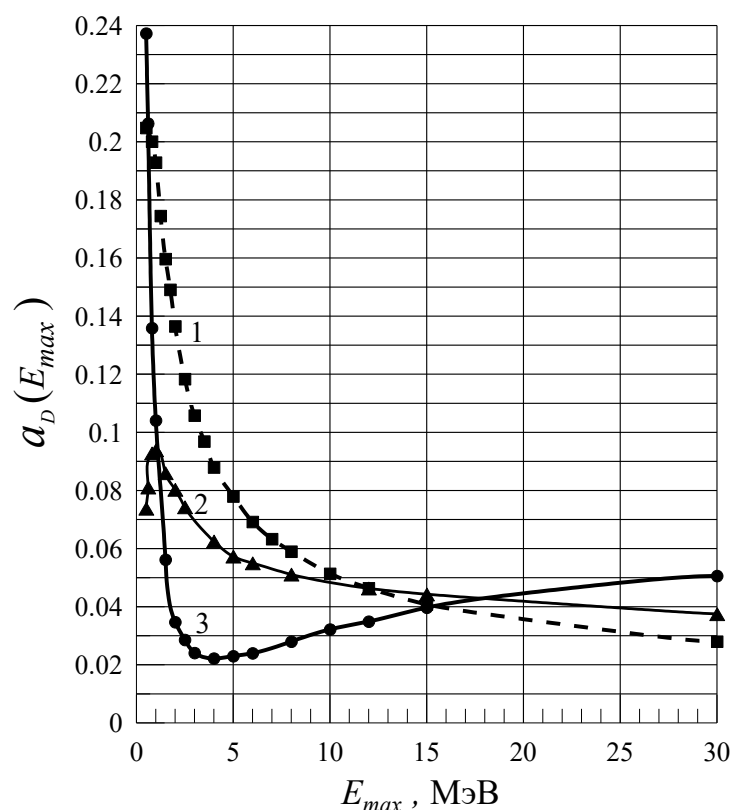


Рис. 10.15. Интегральное потоковое дозовое альbedo ТИ:  
1 – бетон; 2 – железо; 3 – свинец

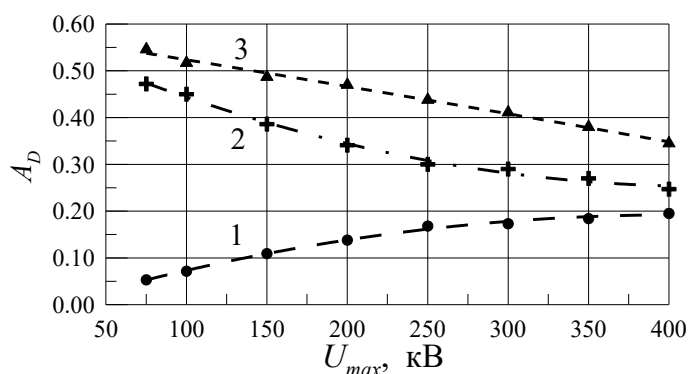


Рис. 10.16. Дозовое альbedo рентгеновского излучения: 1 – от бетона; 2 – от Fe; 3 – от Pb

На рис. 10.16 приведены результаты расчета методом Монте-Карло дозового альbedo по поглощенной дозе в воздухе для плоского пучка нефилтрованного рентгеновского излучения, падающего нормально на полубесконечные отражатели из бетона, железа и свинца. Результаты получены с учетом ХРИ К и L-оболочек.  $U_{max}$  – макси-

мальное напряжение рентгеновской трубки (см. лекцию 12). Подавляющий вклад в дозовое альbedo от тяжелых веществ дает ХРИ. Например, без учета этого излучения дозовое альbedo от свинца для  $U_{max} = 250$  кВ равно всего 0,7 %.

### 10.3. Скайшайн излучений

Для решения многих практических задач необходимы сведения о характеристиках полей нейтронов и фотонов в воздухе вблизи границы раздела с

землей. Радиационная обстановка вокруг различных ядерно-технических установок часто определяется рассеянным излучением, попадающим в точку детектирования вблизи поверхности земли после отражения от воздуха. Круг таких задач принято называть *скайшайн* («свечение неба») [6, 9]. Таким образом, скайшайн является задачей альбеда при отражении излучения от воздуха вблизи границы с землей. Такие задачи обычно имеют место для коллимированных источников, излучение которых не направлено на детектор. Примерами таких источников являются ядерные реакторы, большие и сильноточные ускорители. На рис. 10.17 в самом общем виде изображена геометрия задачи по определению скайшайн.

Конечно, эта задача достаточно сложная. В самом общем виде скайшайн определяется:

- мощностью источника  $q$ ;
- типом частиц источника и их энергией  $E_0$ ;
- расстоянием от источника до детектора  $R$ ;
- высотой расположения источника  $h_s$  (рис. 10.13);
- высотой расположения детектора  $h_D$ ;
- углом коллимации излучения  $\theta_0$  и его угловым распределением;
- толщиной  $T$  и материалом защиты источника сверху.

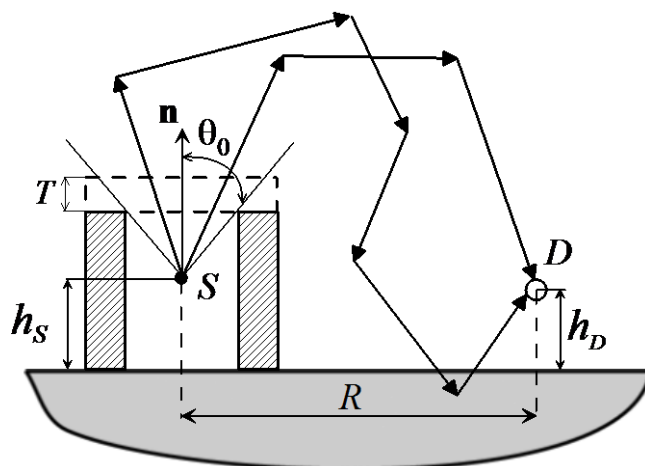


Рис. 10.17. Геометрия задач по определению поля скайшайн

В некоторых случаях может представлять интерес регистрация вторичного излучения по отношению к выходящему из источника основному излучению, например вторичного фотонного излучения для источника нейтронов. По аналогии с квазиальбедо такие задачи называют *квасискайшайн* излучений.

Для каждого конкретного случая решать такую задачу надо методом Монте-Карло. Но и для данного метода эта задача достаточно сложная. Сложная геометрия, большие пространственные размеры, малая величина альбеда требуют большого времени расчета. В работе [6] приводятся эмпирические формулы для оценки мощности эквивалентной дозы в задачах скайшайн и квазискайшайн для источников фотонов и нейтронов. Эти формулы

получены путем обработки результатов расчетов методом Монте-Карло. Например, для источника фотонов при  $h_s = 2$  м,  $h_D = 1$  м,  $200 < R < 700$  м с погрешностью  $\sim 60\%$  мощность эквивалентной дозы скайшайн на одну частицу первичного излучения можно рассчитать следующим образом:

$$\dot{H}_\gamma(R) = \frac{Q_\gamma(E_0, \theta_0)}{R^2} \exp[-B_\gamma(E_0, \theta_0)R] \left( \frac{\text{нЗв}}{\text{фотон}} \right), \quad (10.11)$$

значения коэффициентов  $Q_\gamma$  и  $B_\gamma$  приведены в табл. 10.5.

Таблица 10.5

*Коэффициенты  $Q_\gamma$  (нЗв·м<sup>2</sup>/фотон источника) и  $B_\gamma$  (1/м) для расчетов скайшайн фотонов по формуле (10.11) ( $1,15-8 = 1,15 \cdot 10^{-8}$ )*

$E_0$ , МэВ	$\theta_0$ , град.							
	30		60		75		85	
	$Q_\gamma$	$B_\gamma$	$Q_\gamma$	$B_\gamma$	$Q_\gamma$	$B_\gamma$	$Q_\gamma$	$B_\gamma$
0,55	1,15-8	8,0-3	1,16-8	7,1-3	1,95-8	7,6-3	2,23-8	7,5-3
0,70	9,45-9	7,2-3	1,24-8	6,6-3	2,64-8	7,5-3	2,94-8	7,1-3
1,25	9,83-9	6,8-3	1,05-8	5,0-3	1,57-8	4,9-3	3,02-8	5,2-3
2,0	9,60-9	6,4-3	1,23-8	4,9-3	2,26-8	4,7-3	2,52-8	3,7-3
4,0	5,00-9	5,1-3	7,85-9	3,9-3	8,15-9	1,9-3	2,19-8	2,4-3
6,0	4,61-9	5,4-3	4,55-9	2,9-3	1,14-8	2,8-3	1,70-8	1,6-3
8,0	4,23-9	5,4-3	4,41-9	3,0-3	7,55-9	2,0-3	1,49-8	1,4-3

## Задание 10

### Контрольные вопросы

1. Что понимают под альбедо (квазиальбедо) ионизирующих излучений? В чем заключаются положительная и отрицательная стороны альбедо?
2. Какие существуют основные геометрии альбедо?
3. Что такое токовое и потоковое альбедо? Как связаны между собой эти характеристики альбедо?
4. Что понимают под числовым, энергетическим и дозовым альбедо?
5. Опишите основные закономерности энергетического распределения отраженных фотонов.
6. Как зависит величина альбедо фотонов от угла падения и угла отражения излучения?
7. Как зависит величина альбедо фотонов от энергии источника, атомного номера отражателя и его толщины?
8. Что называют скайшайн и квазискайшайн излучений?

### Задачи

1. На полубесконечный отражатель под углом  $\theta_0$  к нормали падают частицы плоского мононаправленного источника. Регистрируют отраженное излучение под углом  $\theta$  к той же нормали. Связать токовые и потоковые угловые характеристики альбедо по числу частиц.

- Показать, что в энергетическом спектре отраженного под заданным направлением излучения мононаправленного источника фотонов всегда имеются фотоны с энергией  $E$ , превышающей энергию однократного рассеяния  $E_1$  на данный угол рассеяния  $\theta_s$  [4].
- Излучение точечного изотропного источника  $^{60}\text{Co}$  с активностью 2 ТБк направлено вверх через коллиматор с половинным углом раствора  $60^\circ$ . Рассчитать мощность эквивалентной дозы в двух точках детектирования на расстоянии от источника  $R = 250$  м и 500 м, если источник находится над землей на высоте  $h_S = 2$  м, а детектор на высоте  $h_D = 1$  м [6].

**Расчеты в программе «Компьютерная лаборатория»**



- Рассчитать по формулам 10.10 и методом Монте-Карло (программа «Компьютерная лаборатория», режим ALBEDO) зависимость энергетического альбеда фотонов с энергией  $E_0$  от угла падения  $\theta_0$  на полубесконечный барьер из вещества  $X$ . Результаты сравнить графически с учетом погрешности моделирования методом Монте-Карло. При несовпадении данных

обоих расчетов аппроксимировать результаты моделирования более подходящей аналитической зависимостью. Варианты заданий в табл. 10.6.

Таблица 10.6

*Варианты заданий для расчета 1 в КЛ*

Вариант	1	2	3	4	5	6	7	8
$X$	Al	Al	Al	Al	Fe	Fe	Fe	Fe
$E_0$ , МэВ	0,662	1,25	0,2	2,0	0,662	1,25	0,2	2,0

Вариант	9	10	11	12	13	14	15	16
$X$	Pb	Pb	Pb	Pb	Sn	Sn	Sn	Sn
$E_0$ , МэВ	0,662	1,25	2,0	0,2	1,25	2,0	0,2	0,662

- Для контроля качества стальных листов используется отраженное гамма-излучение  $^{137}\text{Cs}$ . Толщина листов колеблется от 0,5 до 5 см. Определить, во сколько раз увеличится мощность дозы отраженного излучения при изменении толщины листа от минимальной до максимальной. Угол падения пучка  $0^\circ$  [8]. Регистрируется все отраженное излучение. Расчет дозового альбеда выполнить в программе PCLab, режим работы ALBEDO.
- В воздухе измеряется мощность поглощенной дозы от плоского мононаправленного моноэнергетического источника фотонов с энергией  $E_0$  и плотностью потока  $\phi$ . Найти мощность поглощенной дозы на расстоянии 2 м от источника фотонов. Во сколько раз изменится мощность дозы в этой же точке, если вплотную за ней перпендикулярно распространению излучения установить полубесконечный отражатель из вещества  $X$ ? Для решения использовать программу «Компьютерная лаборатория», режим ALBEDO. Варианты заданий приведены в табл. 10.7.



Таблица 10.7

Варианты заданий для расчета  $\alpha$  в КЛ

Вариант	1	2	3	4	5	6	7	8
$X$	Al	Бетон	Fe	Cu	Sn	Pb	U	Вода
$\phi$ , $1/\text{см}^2 \text{ с}$	5000	2000	3000	3500	4000	5000	6000	7000
$E_0$ , МэВ	0,662	1,25	3,0	6,0	2,5	4,	1,5	2,0

Вариант	9	10	11	12	13	14	15	16
$X$	Ti	Бетон	Fe	Cu	Стекло	Pb	U	Вода
$\phi$ , $1/\text{см}^2 \text{ с}$	3000	20000	10000	3000	2500	6000	9000	8000
$E_0$ , МэВ	7,5	0,5	1,25	4,0	2,0	1,0	2,5	1,5

4. Выполнить по указанию преподавателя одно из заданий по расчету альбеда методом Монте-Карло в программе КЛ (режим работы ALBEDO). Результаты моделирования представить в графическом виде с указанием статистической погрешности. Аппроксимировать полученные зависимости альбеда наиболее подходящими функциями.

## Список литературы

1. Беспалов В.И. Пакет программ ЕРНСА для статистического моделирования поля излучения фотонов и заряженных частиц / В.И. Беспалов // Изв. вузов Физика. Приложение. – 2000. – № 4. – С. 159–165.
2. Альбеда гамма-излучения / Б.П. Булатов, Б.А. Ефименко, В.Г. Золотухин и др. – Москва : Атомиздат, 1968. – 423 с.
3. Гусев Н.Г. Защита от ионизирующих излучений. В 2 томах. Том 1. Физические основы защиты от излучений: учебник для вузов / Н.Г. Гусев, В.А. Климанов, В.П. Машкович и др. – 3-е изд. – Москва : Энергоатомиздат, 1989. – 512 с.
4. Иванов В.И. Сборник задач по дозиметрии и защите от ионизирующих излучений / В.И. Иванов, В.А. Климанов, В.П. Машкович. – 4-е изд., перераб. и доп. – Москва : Энергоатомиздат, 1992. – 256 с.
5. Козлов В.Ф. Справочник по радиационной безопасности / В.Ф. Козлов. – 5-е изд. – Москва : Энергоатомиздат, 1999. – 520 с.
6. Машкович В.П. Защита от ионизирующих излучений : справочник / В.П. Машкович, А.В. Кудрявцева. – 4-е изд., перераб. и доп. – Москва : Энергоатомиздат, 1995. – 496 с.
7. Нормы радиационной безопасности (НРБ-99/2009) : санитарно-эпидемиологические правила и нормативы. – Москва : Федеральный центр гигиены и эпидемиологии Роспотребнадзора, 2009. – 100 с.
8. Сборник задач по теории переноса, дозиметрии и защите от ионизирующих излучений : учебное пособие / А.А. Званцев, В.А. Климанов, А.И. Ксенофонтов и др. ; под ред. В.А. Климанова. – Москва : НИЯУ МИФИ, 2011. – 196 с.
9. Radiation Protection Design Guidelines for 0.1–100 MeV Particle Accelerator Facilities // NCRP. Report No. 51. – Washington, 1977. – V. 9. – Iss. 12. – 159 p.

## ЛЕКЦИЯ 11

### РАСЧЕТ ЗАЩИТЫ ОТ ПЕРВИЧНОГО И РАССЕЯННОГО ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ РАДИОНУКЛИДОВ

Выполним расчет защиты от первичного излучения точечных изотропных источников с помощью всех методов, с которыми мы познакомились в предыдущих лекциях. Учтем при этом некоторые дополнительные моменты и запишем окончательные формулы, которые следует использовать при расчете защиты тем или иным методом. Кроме этого, рассчитаем защиту и от рассеянного излучения.

#### 11.1. Расчет защиты от первичного гамма-излучения

На рис. 11.1 изображена геометрия, типичная для расчета защиты от первичного излучения. При этом возможны следующие ситуации:

- 1) защита проектируется впервые и расстояние от источника ( $S$ ) до защиты ( $R_3$ ) не меняется;
- 2) защита (старая) уже имеется и ее необходимо усилить, но наращивать защиту следует, не уменьшая расстояние  $R_3$  (случай *б* на рис. 11.1);
- 3) имеющуюся защиту необходимо усилить, но увеличить ее толщину можно только уменьшая расстояние  $R_3$  (случай *а* на рис. 11.1).

Из этих начальных условий проектирования защиты следует, что, записывая выражения для расчета ее толщины, в некоторых случаях удобно представить расстояние до защищаемой области ( $R$ ) как сумму  $R = R_3 + d$ , где  $d$  – толщина защиты. Расстояние  $R$  определяет геометрическое ослабление излучения и также является способом защиты (вспомните: *защита расстоянием*). Толщина защиты  $d$  в начале расчета не известна, поэтому для более точного определения  $d$  и  $R$  необходимо выполнить несколько вычислений. Отметим, что неучет изменения  $R_3$  часто увеличивает толщину защиты, а следовательно, и ее стоимость.

Удобно все формулы для расчета защиты записать, включив в них метод итераций. Сделаем это, рассматривая последовательно известные нам методы расчета.

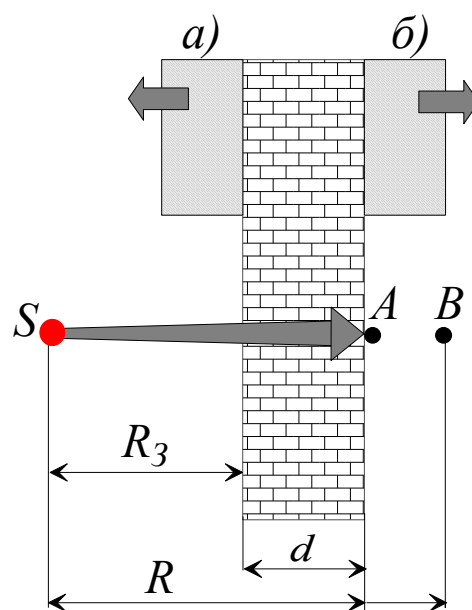


Рис. 11.1. Геометрия расчета защиты от первичного излучения

### 11.1.1. Расчет защиты с помощью универсальных таблиц и номограмм

Основное условие проектирования защиты

$$\dot{H}(R, d) \leq \text{ДМД}, \quad (11.1)$$

т. е. мощность эквивалентной дозы за защитой не должна превышать допустимую мощность дозы для заданной категории облучаемых лиц. С учетом (11.1) выражение для кратности ослабления излучения имеет вид

$$k = \frac{\dot{H}(R, 0)}{\text{ДМД}} = \frac{\alpha}{\text{ДМД}} \cdot \frac{\delta_D}{R^2}, \quad (11.2)$$

где  $\alpha = 3,6 \cdot 10^{-9} \mathcal{A} \Gamma_H \left( \frac{\text{МКЗВ}}{\text{ч}} \text{м}^2 \right)$  – если задана активность источника в Бк;

$\alpha = 1,09 \cdot \bar{w} \cdot 7,3 M \left( \frac{\text{МКЗВ}}{\text{ч}} \text{м}^2 \right)$  – если задан гамма-эквивалент источника

в мГ-экв. Ра (фактически  $\alpha$  – мощность эквивалентной дозы на расстоянии 1 м от источника);  $\delta_D$  – поправка на барьерность.

Если явно выделить расстояние до защиты и использовать метод итераций, то получим выражение, которое удобно использовать при расчете:

$$k_n = \frac{\alpha}{\text{ДМД}} \cdot \frac{\delta_D}{(R_3 + d_{n-1})^2}; \quad d_0 = 0, \quad (11.3)$$

где  $R_3$  и  $d$  в м, ДМД в мкЗв/ч. Количество итераций определяет точность вычислений. Как правило, достаточно выполнить 2–3 итерации.

В случаях, когда расстояние до защищаемой области ( $R$ ) не меняется (рис. 11.1, а) или т. В (защищаемая область) находится далеко от защиты, то достаточно одной итерации и вместо выражения (11.3) имеем

$$k = \frac{\alpha}{\text{ДМД}} \cdot \frac{\delta_D}{R^2}. \quad (11.4)$$

Это замечание относится ко всем методам расчета.

### 11.1.2. Метод слоев ослабления

При известном значении слоя ослабления  $\Delta_{1/m}$  толщину защиты можно найти из выражения

$$d = \frac{\Delta_{1/m}}{\ln m} \ln(k \cdot \delta_D), \quad (11.5)$$

где  $\delta_D$  – поправка на барьерность. Выделим расстояние до защиты и воспользуемся методом итераций, тогда получим

$$d_n = \frac{\Delta_{1/m}}{\ln m} \ln k_n = \frac{\Delta_{1/m}}{\ln m} \ln \left[ \frac{\alpha}{\text{ДМД}} \cdot \frac{\delta_D}{(R_3 + d_{n-1})^2} \right]; \quad d_0 = 0, \quad (11.6)$$

где для нахождения  $\alpha$  см. выражение (11.2).

Выражение (11.6) можно уточнить, если ввести два слоя ослабления, например  $\Delta_{1/10}$  – первый и  $\Delta_{1/10}^{ac}$  – асимптотический (см. лекцию 8), тогда

$$d_n = \Delta_{1/10} + \frac{\Delta_{1/10}^{ac}}{\ln 10} \ln \left[ \frac{\alpha}{10 \text{ ДМД}} \cdot \frac{\delta_D}{(R_3 + d_{n-1})^2} \right]; d_0 = 0. \quad (11.7)$$

Учитывать поправку на барьерность необходимо, если слои ослабления получены для бесконечной геометрии.

### 11.1.3. Метод ослабления широкого пучка (МОШП)

Так условно будем называть метод расчета защиты, который основан на выражении для поля излучения (например, мощности эквивалентной дозы) точечного изотропного источника с учетом рассеянного излучения:

$$\dot{H}(R, d) = \dot{H}(R, 0) \exp[-\Sigma(E)d] B_D(E, \Sigma d) \delta_D, \quad (11.8)$$

где  $\dot{H}(R, 0) = \alpha/R^2$  – мощность эквивалентной дозы на расстоянии  $R$  от источника только от нерассеянного излучения без учета ослабления в защите (выражение для  $\alpha$  см. пояснения к формуле (11.2));  $\delta_D$  – поправка на барьерность, она необходима, если используются значения ФН для бесконечной геометрии.

С учетом (11.1) из (11.8) легко получить выражение для определения толщины защиты:

$$d = \frac{1}{\Sigma(E)} \ln \left[ \frac{\alpha B_D(E, \Sigma d) \delta_D}{\text{ДМД} R^2} \right]. \quad (11.9)$$

Будем решать это трансцендентное уравнение методом итераций и выделим явно расстояние до защиты, тогда получим окончательное выражение:

$$d_n = \frac{1}{\Sigma(E)} \ln \left[ \frac{\alpha B_D(E, \Sigma d_{n-1}) \delta_D}{\text{ДМД} (R_3 + d_{n-1})^2} \right]; d_0 = 0. \quad (11.10)$$

Для расчета толщины защиты по формуле (11.10) необходимы значения коэффициентов ослабления фотонов и ФН.

Сделаем несколько замечаний к расчету защиты:

- поправку на барьерность можно учесть, если энергия не менее 0,5 МэВ;
- если радионуклид имеет в спектре много линий, то следует использовать метод номограмм или использовать метод конкурирующих линий;
- расчет всей защиты, для различных веществ защиты лучше проводить одним методом, так как все методы расчета имеют различную точность;
- если два вещества имеют примерно одинаковое  $Z_{эфф}$ , но различную плотность (например, бетон, кирпич, штукатурка), то для нахождения толщины защиты из второго вещества при известной толщине первого

можно использовать условие равенства массовых толщин:  $d_1 \rho_1 = d_2 \rho_2$ , откуда имеем

$$d_2 = d_1 \rho_1 / \rho_2;$$

- если два вещества имеют различные атомные номера и непосредственный расчет защиты для второго вещества выполнить нельзя, то для нахождения толщины защиты из второго вещества (при известной толщине первого) можно использовать условие одинаковой кратности ослабления:

$$\dot{H}(d=0) \cdot \exp(-\Sigma_1 d_1) B_{D1} = \dot{H}(d=0) \cdot \exp(-\Sigma_2 d_2) B_{D2},$$

откуда легко получить

$$d_2 = \frac{1}{\Sigma_2} \left( \Sigma_1 d_1 + \ln \frac{B_{D2}}{B_{D1}} \right). \quad (11.11)$$

Если пренебречь различием ФН, то получим более простое (но менее точное) выражение:

$$d_2 = \Sigma_1 d_1 / \Sigma_2. \quad (11.12)$$

**Пример.** Проводятся работы с источником  $^{192}\text{Ir}$ , который имеет гамма-эквивалент 30 г-экв. Ra. Найти толщину защиты из бетона и железа (защитная дверь) для безопасной работы персонала группы Б. Расстояние от источника до защиты не менее 2 м.

**Решение.** Проведем расчеты с помощью всех методов, которые мы рассмотрели выше. Радионуклид  $^{192}\text{Ir}$  имеет сложный спектр, и все расчеты (кроме метода номограмм) будем проводить по эффективной энергии спектра

$$E_{\text{эфф}} = \frac{\sum_i E_{\gamma i} \cdot n_{\gamma i}}{\sum_i n_{\gamma i}} = \frac{0,811}{2,26} = 0,359 \text{ МэВ},$$

чтобы оценить точность такого приближения. Так как мы проектируем защиту, то в качестве ДМД необходимо брать значения для соответствующей категории облучаемых лиц с коэффициентом запаса 2, т. е. из табл. 4.3 (см. лекцию 4). Для нашей задачи это 1,2 мкЗв/ч.

*Расчет по универсальным таблицам.* По условию задачи задано расстояние до защиты, поэтому будем проводить расчет по формуле (11.3), учитывая изменение расстояния до защищаемой области с помощью метода итераций:

$$k_1 = \frac{1,09 \cdot 7,3 \cdot 30 \cdot 10^3}{1,2} \cdot \frac{1}{2^2} \approx 5 \cdot 10^4.$$

По универсальным таблицам (см. табл. П2.8, прил. 2) находим:

$$d_{1,\text{бет}} \approx 665 \text{ мм}; \quad d_{1,\text{Fe}} \approx 185 \text{ мм}.$$

Следующая итерация для бетона дает:

$$k_2 = \frac{1,09 \cdot 7,3 \cdot 30 \cdot 10^3}{1,2} \cdot \frac{1}{(2+0,67)^2} = 2,8 \cdot 10^4; \quad d_{2,\text{бет}} \approx 625 \text{ мм.}$$

Вторую итерацию для железа можно не делать, так как расстояние до двери много больше ее толщины. Окончательно имеем:  $d_{\text{бет}} = 625 \text{ мм}$ ;  $d_{\text{Fe}} = 185 \text{ мм}$ .

*Расчет по номограммам.* Для расчета используем выражение (11.3) и номограммы на рис. 8.3 и 8.8 из лекции 8. Первая итерация дает:

$$k_1 = 5 \cdot 10^4; \quad d_{1,\text{бет}} = 750 \text{ мм}; \quad d_{1,\text{Fe}} = 225 \text{ мм.}$$

После второй итерации для бетона имеем

$$k_2 = 2,6 \cdot 10^4; \quad d_{2,\text{бет}} = 700 \text{ мм.}$$

Вторую итерацию для железа не делаем по причине большой разности  $d_{\text{Fe}}$  и  $R_3$ . Поэтому в качестве толщины защиты принимаем следующие значения:  $d_{\text{бет}} = 700 \text{ мм}$ ;  $d_{\text{Fe}} = 225 \text{ мм}$ .

Два метода дали заметно отличающиеся результаты. Какой же результат является более точным? Расчет по универсальным таблицам мы проводили для эффективной энергии источника 0,359 МэВ. Но в его спектре имеются линии и с большей энергией (см., например, табл. 2.2 в [4]), которые являются более проникающими и определяют толщину защиты при больших кратностях ослабления (см. лекцию 8, пример расчета методом конкурирующих линий). *Расчет по эффективной энергии не учитывает высокоэнергетическую часть спектра источника и поэтому занижает толщину защиты.*

Номограммы в данном случае получены по экспериментальным данным и учитывают весь спектр источника, поэтому результаты расчета по номограммам являются более точными.

*Метод ослабления широкого пучка.* Расчет проводим в соответствии с выражением (11.10). Дополнительно нам потребуются значения коэффициентов ослабления для бетона и железа. Берем эти данные из табл. П2.4 (прил. 2):  $\Sigma_{\text{бет}} = 0,23 \text{ см}^{-1}$ ;  $\Sigma_{\text{Fe}} = 0,75 \text{ см}^{-1}$ .

Бетон:

$$d_0 = 0; \quad B_D = 1.$$

$$d_1 = \frac{1}{0,23} \ln \left( \frac{1,09 \cdot 7,3 \cdot 3 \cdot 10^4}{1,2} \cdot \frac{1}{2^2} \right) = \frac{1}{0,23} \ln \left( 2 \cdot 10^5 \frac{1}{2^2} \right) = 470 \text{ мм.}$$

$$\Sigma d_1 = 10,8; \quad B_D(E, \Sigma d_1) \approx 55 \text{ (см. табл. 5.13 в [4])}.$$

$$d_2 = \frac{1}{0,23} \ln \left( 2 \cdot 10^5 \frac{55}{(2+0,47)^2} \right) = 630 \text{ мм.}$$

$$\Sigma d_2 = 14,5; \quad B_D(E, \Sigma d_2) \approx 95; \quad d_3 = \frac{1}{0,23} \ln \left( 2 \cdot 10^5 \frac{95}{(2+0,63)^2} \right) = 645 \text{ мм.}$$

Принимаем окончательно  $d_{\text{бет}} = 645$  мм. Полученный результат лучше согласуется с расчетом по универсальным таблицам и заметно меньше результата, полученного с помощью номограмм. Толщина защиты занижена, так как расчет проводили для эффективной энергии, не учитывая высокоэнергетические (более проникающие) линии спектра источника. *Расчет толщины защиты из железа выполните самостоятельно.*

*Метод слоев ослабления.* Будем использовать слои десятикратного ослабления  $\Delta_{1/10}$ .

Бетон:

1. Расчет по формуле (11.6).

В соответствии с табл. 8.1 (лекция 8)  $\Delta_{1/10} = 49$  г/см<sup>2</sup> = 20,9 см (для стандартной плотности обычного бетона 2,35 г/см<sup>3</sup>) получаем:

$$d_1 = \frac{20,9}{2,3} \ln \left( 2 \cdot 10^5 \frac{1}{2^2} \right) = 985 \text{ мм};$$

$$d_2 = \frac{20,9}{2,3} \ln \left( 2 \cdot 10^5 \frac{1}{(2+0,985)^2} \right) = 910 \text{ мм}.$$

Следующая итерация изменит результат незначительно, поэтому принимаем  $d_{\text{бет}} = 910$  мм.

Очень неточный результат, большое расхождение со всеми предыдущими расчетами. Причина в том, что мы используем первый слой десятикратного ослабления для расчета всей толщины защиты. Но, как отмечалось выше, величина слоя  $\Delta_{1/10}$  уменьшается с увеличением ее толщины.

2. Расчет по формуле (11.7) с выделением первого слоя десятикратного ослабления.

Из табл. 8.1 находим, что  $\Delta_{1/10}^{\text{ac}} \approx 11,3$  см. Две итерации по формуле (11.7) дают следующие результаты:

$$d_1 = 20,9 + \frac{11,3}{2,3} \ln \left( 2 \cdot 10^4 \frac{1}{2^2} \right) = 630 \text{ мм};$$

$$d_2 = 20,9 + \frac{11,3}{2,3} \ln \left( 2 \cdot 10^4 \frac{1}{(2+0,63)^2} \right) = 600 \text{ мм}.$$

Окончательное значение  $d_{\text{бет}} = 600$  мм. Этот результат лучше согласуется с методом ослабления широкого пучка и расчетом по универсальным таблицам, но занижен по сравнению с методом номограмм, т. к. расчет проводился для эффективной энергии спектра источника. *Расчет толщины защиты из железа выполните самостоятельно.*

## 11.2. Расчет защиты от рассеянного гамма-излучения

Помимо обеспечения защиты от первичного излучения в некоторых случаях приходится решать вопросы защиты от *рассеянного излучения*. В состав рассеянного излучения входят фотоны, образованные в основном в ре-

зультате отражения (альbedo) первичного излучения от рассеивающей поверхности. Например, на рис. 11.2 изображен типичный случай, возникающий при дефектоскопии изделий с помощью гамма-излучения радионуклидов.

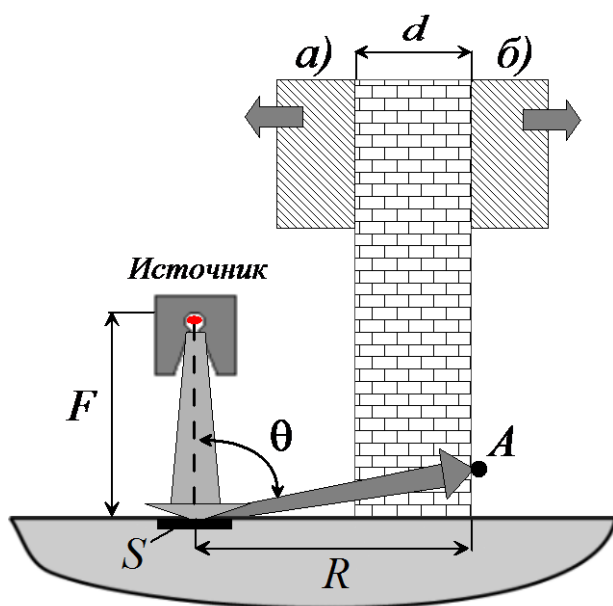


Рис. 11.2. Геометрия расчета защиты от рассеянного излучения

Может возникнуть вопрос о целесообразности расчета защиты от рассеянного излучения, так как, во-первых, при рассеянии часть энергии фотонов поглощается и энергия рассеянного излучения меньше, во-вторых, величина альbedo меньше 1 (а часто и много меньше), и число отраженных фотонов меньше числа фотонов источника. Поэтому защита от первичного излучения вполне обеспечит защиту и от рассеянного излучения. Но, по отмеченным выше двум причинам, толщина защиты от рассеянного излучения меньше (часто много меньше), чем от первичного, а поэтому и дешевле. Имея дан-

ные о толщине защиты от первичного и рассеянного излучения, можно оптимизировать защиту помещения с целью уменьшения ее стоимости. Надо выбирать такое расположение источника и направление его излучения, чтобы при обязательном выполнении поставленной производственной (научной) задачи стоимость защиты была минимальной. Иногда целесообразно изменить технологию процесса, чтобы вообще исключить необходимость защиты от первичного излучения и защищаться только от рассеянного.

### 11.2.1. Расчет защиты от рассеянного гамма-излучения с помощью универсальных таблиц

Мощность эквивалентной дозы в т. А (рис. 11.2) на расстоянии  $R$  от центра площадки  $S$  можно определить следующим образом:

$$\dot{H} = \dot{H}_s a_D(E_0, \theta_0; \theta, \varphi) \frac{1}{R^2} \left( \frac{\text{МКЗВ}}{\text{ч}} \right), \quad (11.13)$$

где

$$\dot{H}_s = \dot{H}_0 \cos \theta_0 S \left( \frac{\text{МКЗВ}}{\text{ч}} \text{м}^2 \right) \quad (11.14)$$

– мощность эквивалентной дозы, «упавшая» на всю площадку  $S$  ( $\text{м}^2$ ) (рис. 11.2). Причем  $S = f(\theta_0, \theta_k)$ , где  $\theta_0$  – угол падения первичного излучения



на поверхность отражателя относительно нормали;  $\theta_k$  – угол раствора коллиматора источника (половина угла при вершине конуса коллиматора).

$$\dot{H}_0 = \frac{\alpha}{F^2} \left( \frac{\text{мкЗв}}{\text{ч}} \right) \quad (11.15)$$

– мощность эквивалентной дозы от первичного пучка на поверхности рассеивателя. Значение  $\alpha$  – см. выражение (11.2),  $F$  – расстояние от источника до центра площадки  $S$ .

В формуле (11.3)  $a_D(E_0, \theta_0; \theta, \varphi)$  – дифференциальное дозовое альbedo в направлении на точку А, величина которого зависит от углов выхода рассеянного излучения  $\theta$  и  $\varphi$ . Пренебрежем зависимостью дифференциального альbedo от направления выхода рассеянного излучения и определим его величину следующим образом:

$$a_D(E_0, \theta_0; \theta, \varphi) = a_D(E_0, \theta_0) / 2\pi, \quad (11.16)$$

где  $a_D(E_0, \theta_0)$  – интегральное дозовое альbedo. Отметим, что точность такого упрощения вполне достаточна для расчета защиты. Подставляя выражения (11.14), (11.15) и (11.16) в (11.13), получим

$$\dot{H} = \frac{\alpha \cdot \cos \theta_0 \cdot S \cdot a_D(E_0, \theta_0)}{2\pi F^2 R^2}. \quad (11.17)$$

Выражение (11.17) определяет мощность эквивалентной дозы рассеянного излучения на расстоянии  $R$  от места падения первичного пучка. Размерность  $\dot{H}$ , в соответствии с размерностью величины  $\alpha$ , – мкЗв/ч.

Дальше поступаем стандартно для этого метода расчета:

- зная  $\dot{H}$  и ДМД, находим кратность ослабления  $k = \dot{H} / \text{ДМД}$ ;
- по универсальным таблицам находим толщину защиты  $d$ .

Но для какой энергии? При расчете защиты от рассеянного излучения надо ориентироваться на наибольшую энергию этого излучения, чему соответствует наименьший угол рассеяния первичного излучения  $\theta_S$ . В большинстве практических случаев первичное излучение падает вертикально вниз, и тогда наименьший угол рассеяния  $\theta_S \approx 90^\circ$  и рассеянное излучение распространяется вдоль поверхности рассеивателя. При этом полагают, что средняя энергия рассеянного гамма-излучения радионуклидов  $\bar{E}_S = 0,15$  МэВ [5]. Но эффективная энергия первичного гамма-излучения радионуклидов может быть меньше 0,15 МэВ, поэтому будем использовать для  $\bar{E}_S$  следующие значения:

- $\bar{E}_S = 0,15$  МэВ, если  $E_{\text{эфф}} > 0,15$  МэВ;
- $\bar{E}_S = E_{\text{эфф}}$ , если  $E_{\text{эфф}} \leq 0,15$  МэВ, так как при комптоновском рассеянии чем меньше энергия первичных фотонов, тем меньше потерянная энергия при рассеянии и тем ближе  $\bar{E}_S$  к  $E_{\text{эфф}}$ .

Если расстояние  $R$  не меняется с изменением толщины защиты  $d$ , то выражения (11.17) достаточно для определения ее толщины. Если же расстояние  $R$  возрастает с увеличением  $d$  (рис. 11.2, б), то удобно в выражение (11.17) ввести расстояние до защиты  $R_3$ . Кроме этого, воспользуемся методом итераций и тогда получим окончательное выражение для кратности ослабления, которое надо использовать для расчета защиты от рассеянного излучения с помощью универсальных таблиц:

$$k_n = \frac{1,09 \cdot \bar{w} \cdot 7,3 M \cos \theta_0 S a_D(E_0, \theta_0)}{2\pi \text{ДМД} F^2 (R_3 + d_{n-1})^2}; d_0 = 0. \quad (11.18)$$

Выражение (11.18) записано для случая, когда источник задан через его гамма-эквивалент.

**Пример.** Рассчитать толщину защиты из бетона от рассеянного излучения  $^{60}\text{Co}$  активностью 6000 Ки. Первичный пучок направлен вертикально вниз в бетонный пол,  $F = 1$  м, расстояние до защиты  $R_3 = 2$  м. Угол раствора конического коллиматора в защитном контейнере равен  $15^\circ$ . За защитой находится население.

**Решение**

1. Находим величину площади  $S$ , на которую падает первичный пучок:

$$S = \pi r^2 = \pi \cdot (F \cdot \text{tg} 15^\circ)^2 = 0,23 \text{ м}^2.$$

2. Из табл. 10.1 находим интегральное дозовое альbedo:

$$a_D(E_0, \theta_0) = a_D(1,25; 0^\circ) = 0,038.$$

3. Записываем выражение для кратности ослабления с учетом того, что задана активность источника:

$$k_n = \frac{3,6 \cdot 10^{-9} A \Gamma_H \cos \theta_0 S a_D(E_0, \theta_0)}{2\pi \text{ДМД} F^2 (R_3 + d_{n-1})^2}; d_0 = 0.$$

4. Первая итерация (ДМД = 0,06 мкЗв/ч):  $k_1 = 4,4 \cdot 10^5$ . По универсальным таблицам Гусева (см. табл. П1.8, прил. 2) для эффективной энергии рассеянного излучения 0,15 МэВ находим толщину бетонной защиты  $d_1 = 550$  мм.
5. Вторая итерация:  $k_2 = 2,7 \cdot 10^5$ ,  $d_2 = 530$  мм.
6. Принимаем за окончательный результат  $d_{\text{бет}} = 530$  мм.

*Самостоятельно рассчитайте для этого источника толщину защиты из бетона от первичного излучения, полагая, что  $R_3 = 2$  м. Сравните полученный результат с предыдущим. Во сколько раз можно уменьшить толщину защиты (следовательно, и стоимость), если проектировать ее только от рассеянного излучения?*

Мы рассмотрели лишь один метод расчета защиты от рассеянного гамма-излучения радионуклидов – с помощью универсальных таблиц. На этом и ограничимся. В литературе (см., например, [5]) приводятся и другие методы, но их точность много ниже рассмотренного метода.

В заключение этой лекции запишем формулы для расчета *безопасного расстояния*  $R_0$  и *безопасного времени работы*  $t_0$  (в течение недели) с источником рассеянного фотонного излучения при отсутствии защиты (см. формулы (8.8) и (8.9) – для первичного излучения). Это особенно важно при работе с источниками малой мощности. Соответствующие выражения легко получить из формулы (11.17), если заменить в ней  $\dot{H}$  на ДМД = ПДД/ $t$ , где ПДД – предельно допустимая доза за неделю (мкЗв),  $t$  – время работы за неделю (ч).

$$R_0 = \sqrt{\frac{\alpha \cdot \cos \theta_0 S a_D(E_0, \theta_0) t}{2\pi \text{ПДД} F^2}} \quad (\text{м}); \quad (11.19)$$

$$t_0 = \frac{2\pi \text{ПДД} F^2 R^2}{\alpha \cdot \cos \theta_0 S a_D(E_0, \theta_0)} \quad (\text{ч}). \quad (11.20)$$

## Задание 11

### Контрольные вопросы

1. Какие методы можно использовать для расчета защиты от первичного фотонного излучения радионуклидов? Запишите соответствующие выражения.
2. В чем недостаток расчета защиты по эффективной энергии?
3. Зачем необходимо рассчитывать защиту от рассеянного излучения?
4. Как рассчитать защиту от рассеянного гамма-излучения радионуклидов?
5. Как определить безопасное расстояние и время работы с рассеянным фотонным излучением без сооружения защиты?

### Задачи

1. В помещении, которое имеет бетонные стены толщиной 300 мм и защитную железную дверь толщиной 10 мм, планируется проводить работы с источником  $^{60}\text{Co}$  активностью  $10^4$  ГБк. Найти дополнительную толщину защиты стен из бетона и кирпича и дополнительную защиту двери из железа и свинца от первичного излучения источника для безопасной работы персонала группы А. Расстояние от источника до защиты 3 м и не должно изменяться. Защиту рассчитать всеми методами, обсудить полученные результаты.
2. Спроектировать сферический свинцовый (алюминиевый) контейнер для точечного изотропного источника  $^{137}\text{Cs}$  активностью  $9 \cdot 10^{12}$  Бк, чтобы мощность дозы на поверхности контейнера была предельно допустимой для персонала группы А при стандартном времени работы. Гнездо для по-

- мещения источника считать сферой диаметром 10 см. Пренебречь зависимостью ФН от кривизны защиты. Вычислить вес каждого контейнера.
3. В гамма-дефектоскопии используется радионуклид с эффективной энергией гамма-излучения 0,6 МэВ и с керма-эквивалентом  $1700 \text{ нГр} \cdot \text{м}^2/\text{с}$ . Определить толщину бетонной и железной защиты, снижающей мощность эквивалентной дозы первичного излучения на расстоянии 1,5 м от источника до предельно допустимой для персонала группы А. Время работы – 4 ч в день.
  4. Определить толщину бетонной и железной защиты для персонала группы Б от рассеянного излучения источника задачи 3, если расстояние от источника до бетонного пола равно 0,7 м, а угол коллиматора первичного пучка равен  $20^\circ$ . Время работы и расстояние до защиты оставить прежними.
  5. Какую толщину защитной бетонной стенки в хранилище радиоактивных источников надо предусмотреть, чтобы на расстоянии 2,5 м от источника снизить мощность эквивалентной дозы до предельно допустимой для персонала группы А при стандартном времени работы? В хранилище (в одной точке) находятся точечные изотропные источники с общим керма-эквивалентом  $30 \text{ мГр} \cdot \text{м}^2/\text{с}$  и эффективной энергией гамма-излучения 0,9 МэВ. Предусмотреть возможность пятикратного увеличения активности источников [3].
  6. Рассчитать безопасное расстояние при работе с рассеянным гамма-излучением  $^{137}\text{Cs}$  с гамма-эквивалентом 200 мг-экв. Ра, на котором облучение персонала группы А соответствует предельно допустимому. Время работы с источником – 36 часов в неделю, угол раствора коллиматора –  $20^\circ$ , первичное излучение направлено вертикально вниз, расстояние от источника до пола – 1 м.
  7. Найти безопасное время работы с источником задачи 6 без защитного экрана, если расстояние от источника до рабочего места 5 м.
  8. Рассчитать а) от первичного излучения, б) от рассеянного излучения толщину защитной стены из материала X и толщину защитной двери из материала Y между процедурной комнатой, в которой установлена промышленная гамма-установка, и комнатой управления, если оператор работает  $t$  часов в неделю. Гамма-установка использует радионуклид Z с активностью  $A$ , а минимальное расстояние от открытого источника до защиты равно  $R_3$ . При расчете защиты от рассеянного излучения считать, что расстояние от источника до бетонного пола равно  $F$ ,  $1/2$  угла коллиматора первичного пучка равна  $\theta_k$  градусов. Данные для решения задачи взять из табл. 11.1. В каждом варианте защиту от первичного излучения рассчитывать указанными методами: УТ – универсальные таблицы; Н – номограммы; МОШП – метод ослабления широкого пучка; СО – метод слоев ослабления.

## Варианты заданий для задачи 8

Вариант	1	2	3	4	5	6	7	8
X	Бетон	Кирпич	Бетон	Кирпич	Бетон	Кирпич	Бетон	Кирпич
Y	Pb	Fe	Pb	Fe	Pb	Fe	Pb	Pb
Z	<sup>192</sup> Ir	<sup>137</sup> Cs	<sup>60</sup> Co	<sup>170</sup> Tm	<sup>137</sup> Cs	<sup>192</sup> Ir	<sup>170</sup> Tm	<sup>60</sup> Co
A, Ки	3,5	1,6	1,0	4,0	2,0	4,0	5,0	8,0
R, м	1	1,5	0,8	0,5	1	1	1,5	2
F, м	1	1	1	0,8	1,5	1	0,8	2
t, ч	36	24	18	36	18	24	18	36
$\theta_k$ , град.	15	20	25	30	15	20	25	15
Метод	Н	УТ	МОШП	Н	СО	МОШП	Н	СО

Вариант	9	10	11	12	13	14	15	16
X	Бетон	Кирпич	Бетон	Кирпич	Бетон	Кирпич	Бетон	Кирпич
Y	Fe	Pb	Fe	Pb	Fe	Fe	Pb	Fe
Z	<sup>192</sup> Ir	<sup>137</sup> Cs	<sup>60</sup> Co	<sup>170</sup> Tm	<sup>137</sup> Cs	<sup>192</sup> Ir	<sup>137</sup> Cs	<sup>60</sup> Co
A, Ки	3,7	2,4	1,4	5,0	1,2	4,5	2,5	1,8
R, м	1	1,5	0,8	0,5	1	1	1,5	2
F, м	1	1	1	0,8	1,5	1	0,8	2
t, ч	24	18	36	24	36	18	36	24
$\theta_k$ , град.	25	15	20	25	20	15	20	20
Метод	Н	УТ	Н	Н	МОШП	СО	СО	УТ

## Список литературы

1. Гусев Н.Г. Защита от ионизирующих излучений. В 2 томах. Том 1. Физические основы защиты от излучений: учебник для вузов / Н.Г. Гусев, В.А. Климанов, В.П. Машкович и др. – 3-е изд. – Москва : Энергоатомиздат, 1989. – 512 с.
2. Гусев Н.Г. Защита от ионизирующих излучений. В 2 томах. Том 2. Защита от излучений ядерно-технических установок : учеб. для вузов / Н.Г. Гусев, В.А. Климанов, В.П. Машкович и др. – 3-е изд. – Москва : Энергоатомиздат, 1990. – 352 с.
3. Иванов В.И. Сборник задач по дозиметрии и защите от ионизирующих излучений / В.И. Иванов, В.А. Климанов, В.П. Машкович. – 4-е изд., перераб. и доп. – Москва : Энергоатомиздат, 1992. – 256 с.
4. Машкович В.П. Защита от ионизирующих излучений : справочник / В.П. Машкович, А.В. Кудрявцева. – 4-е изд., перераб. и доп. – Москва : Энергоатомиздат, 1995. – 496 с.
5. Румянцев С.В. Типовые методики радиационной дефектоскопии и защиты / С.В. Румянцев, В.А. Добромислов, О.И. Борисов. – Москва : Атомиздат, 1979. – 199 с.

## ЛЕКЦИЯ 12

### ЗАЩИТА ОТ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

#### 12.1. Характеристики рентгеновского излучения

**Рентгеновское излучение** (РИ) – это совокупность тормозного и характеристического излучения (ХРИ), возникающих при торможении ускоренных электронов в аноде рентгеновской трубки. Спектр РИ имеет две составляющие: непрерывную – тормозной спектр, и дискретную – ХРИ. Соотношение между этими составляющими спектра зависит от материала анода и энергии ускоренных электронов, которая для большинства рентгеновских трубок находится в диапазоне от нескольких десятков до нескольких сот кэВ. Принято называть рентгеновским излучением тормозное излучение с максимальной энергией менее 1 МэВ, но рентгеновские трубки на энергии порядка 1 МэВ используются очень редко.

Рентгеновское излучение – основной источник излучения в радиационной дефектоскопии, широко используется в медицине. На рис. 12.1 показана принципиальная схема рентгеновской трубки на небольшие напряжения. Отметим, что реальная конструкция рентгеновской трубки определяется напряжением, током и областью применения.

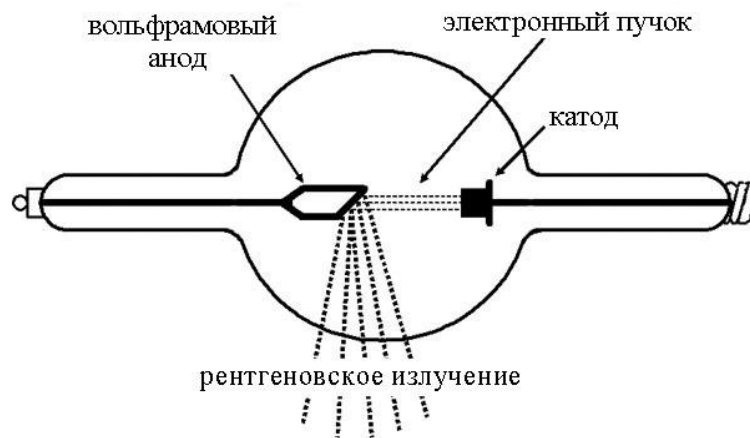


Рис. 12.1. Схема рентгеновской трубки

Каждая рентгеновская трубка характеризуется максимальным напряжением  $U_{\max}$ , которое задают в кВ. Максимальная энергия рентгеновского спектра  $E_{\max}$  равна  $eU_{\max}$  кэВ ( $U_{\max}$  200 кВ  $\rightarrow$   $E_{\max}$  200 кэВ). За эффективную энергию рентгеновского спектра принимают величину, равную  $2/3 E_{\max}$ .

Одна из основных характеристик рентгеновской трубки – **радиационный выход рентгеновской трубки**  $\dot{D}_T$  [10] (лучевая отдача рентгеновской трубки – старое название [6, 11]) – это мощность поглощенной дозы в возду-

хе, создаваемая на расстоянии 1 м от анода трубки при токе 1 мА (мкГр·м<sup>2</sup>/(ч·мА); Гр·м<sup>2</sup>/(ч·мА); мГр·м<sup>2</sup>/(мин·мА)). Радиационный выход  $\dot{D}_T$  конкретной рентгеновской трубки лучше определять экспериментально или брать из паспортных данных трубки. Он зависит от  $U_{\max}$ , тока трубки, фильтрации пучка рентгеновского излучения различными фильтрами, конструкции трубки. Но в основном величина радиационного выхода определяется напряжением, поэтому вместо  $\dot{D}_T$  с некоторой погрешностью можно использовать значения радиационного выхода «стандартной» трубки  $\dot{D}_{TC}$ , которые приведены на рис. 12.2 (кривая 2) [6, 10, 11]. Эти экспериментальные данные соответствуют радиационным выходам рентгеновских трубок, применяемых в радиационной дефектоскопии при значительной начальной фильтрации излучения.

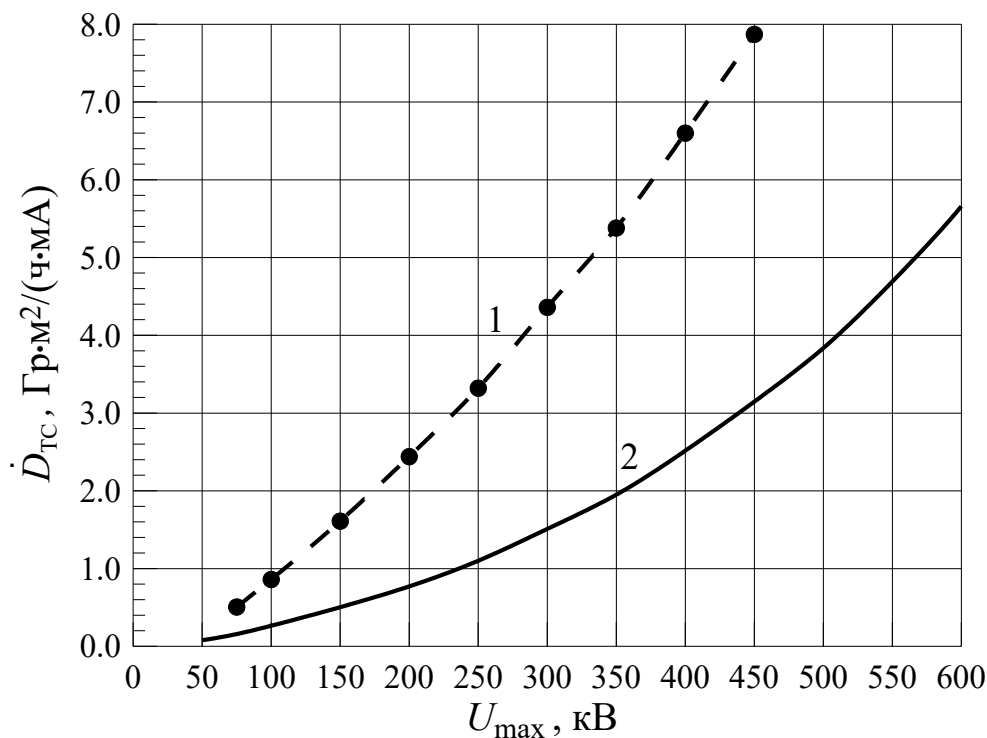


Рис. 12.2. Зависимость радиационного выхода «стандартной» рентгеновской трубки от  $U_{\max}$ :

1 — нефльтрованное излучение; 2 — сильно фильтрованное излучение

Зная радиационный выход рентгеновской трубки ( $\dot{D}_T$  или  $\dot{D}_{TC}$ ), легко определить мощность поглощенной дозы в воздухе для определенного расстояния ( $R$ ) от анода трубки до детектора и тока ( $i$ ):

$$\dot{D} = \dot{D}_{TC} \frac{i}{R^2} . \quad (12.1)$$

## 12.2. Защита от первичного рентгеновского излучения

Спектр рентгеновского излучения сплошной и меняется при прохождении излучения через защиту. Точный расчет защиты с учетом формы спектра можно выполнить методом конкурирующих линий, но этот метод достаточно громоздкий, а спектральное распределение рентгеновского излучения часто не известно.

### 12.2.1. Расчет защиты по эффективной энергии спектра

Для  $U_{\max} \geq 300$  кВ удовлетворительную точность можно получить, если проводить расчет защиты по эффективной энергии спектра  $E_{\text{эфф}} = 2/3 E_{\max}$ . Расчет защиты можно проводить по любому из рассмотренных нами методов: с помощью универсальных таблиц, слоев ослабления или методом ослабления широкого пучка. Запишем в качестве примера выражение для определения толщины защиты методом ослабления широкого пучка (см. лекцию 11).

Мощность эквивалентной дозы первичного рентгеновского излучения на расстоянии  $R$  от анода за защитой толщиной  $d$  для конкретной рентгеновской трубки с радиационным выходом  $\dot{D}_T$  мкГр·м<sup>2</sup>/(ч·мА) равна:

$$\dot{H}(R, d) = 1,09 \bar{w} \dot{D}_T \frac{i}{R^2} \exp(-\Sigma(E_{\text{эфф}})d) B_D(E_{\text{эфф}}; \Sigma d) \quad (\text{мкЗв/ч}),$$

где  $\bar{w}$  – взвешивающий коэффициент излучения;  $d$  – толщина защиты;  $B_D$  – дозовый ФН. Заменив левую часть выражения на ДМД, выделив расстояние до защиты  $R_3$  и используя метод итераций (если расстояние  $R = R_3 + d$  меняется), получаем

$$d_n = \frac{1}{\Sigma(E_{\text{эфф}})} \ln \left[ \frac{1,09 \bar{w} \dot{D}_T i B_D(\Sigma d_{n-1})}{\text{ДМД} \cdot (R_3 + d_{n-1})^2} \right]; \quad d_0 = 0. \quad (12.2)$$

**Пример 1.** Найти толщину защиты из свинца и бетона для «стандартной» рентгеновской трубки с  $U_{\max} = 400$  кВ,  $i = 5$  мА, расстояние до защиты равно 3 м и не меняется. Защита проектируется для персонала группы А, время работы стандартное.

**Решение 1.** Из рис. 12.2 (кривая 2) находим  $\dot{D}_T = \dot{D}_{\text{Тс}} = 2,5 \cdot 10^6 \frac{\text{мкГр}}{\text{ч}} \frac{\text{м}^2}{\text{мА}}$ ,  $E_{\text{эфф}} = 0,27$  МэВ, ДМД = 6 мкЗв/ч. Для свинца  $\Sigma(E_{\text{эфф}}) = 5,0 \text{ см}^{-1}$ .

Первая итерация:

$$B_D = 1; \quad d_1 = \frac{1}{5} \ln \left[ \frac{1,09 \cdot 2,5 \cdot 10^6 \cdot 5}{6 \cdot 9} \right] = 25 \text{ мм}.$$

Вторая итерация:

$\Sigma d_1 = 12,5$ ;  $B_D \approx 1$  (используем ФН для плоского мононаправленного источника табл. П1.6), поэтому толщина защиты практически не меняется и  $d_{\text{рб}} = 25 \text{ мм}$ .



Для бетона  $\Sigma(E_{эфф})=0,26 \text{ см}^{-1}$ .

Первая итерация:

$$B_D=1; d_1 = \frac{1}{0,26} \ln \left[ \frac{1,09 \cdot 2,5 \cdot 10^6 \cdot 5}{6 \cdot 9} \right] = 480 \text{ мм}.$$

Вторая итерация:  $\Sigma d_1 = 12,5$ ;  $B_D \approx 24$ ;

$$d_2 = \frac{1}{0,26} \ln \left[ \frac{1,09 \cdot 2,5 \cdot 10^6 \cdot 5 \cdot 24}{6 \cdot 12,1} \right] = 590 \text{ мм}.$$

Третья итерация:  $\Sigma d_1 = 15,3$ ;  $B_D \approx 32$ .

$$d_3 = \frac{1}{0,26} \ln \left[ \frac{1,09 \cdot 2,5 \cdot 10^6 \cdot 5 \cdot 32}{6 \cdot 12,9} \right] = 600 \text{ мм}.$$

Оставляем значение  $d_{бет} = 600 \text{ мм}$ .

### 12.2.2. Метод номограмм

Рассмотрим теперь метод расчета защиты от первичного рентгеновского излучения с помощью специальных номограмм. Широкое применение рентгеновского излучения в различных областях науки, техники, медицине неразрывно связано с проблемой радиационной безопасности, с задачами проектирования и создания биологической защиты. При этом важно, чтобы защита была оптимальной, т. е., обеспечивая при заданных условиях работы предельно допустимые уровни излучения, она должна иметь минимальные размеры и стоимость. В специальной литературе (например, [7, 10, 11]) приведена серия номограмм для расчета защиты от первичного рентгеновского излучения, которые получены еще в 60-е годы прошлого столетия [6]. Эти номограммы имеют ряд недостатков:

- для напряжений рентгеновской трубки от 75 до 250 кВ включительно номограммы рассчитывались на основе экспериментальных данных, но для напряжений выше 250 кВ расчеты проводились для эффективной энергии рентгеновских спектров. Неучет высокоэнергетической части спектра, которая имеет большую проникающую способность, приводит к занижению толщины защиты;
- при расчете номограмм использовались данные по ФН только для энергий 200 кэВ и более. Для меньших энергий ФН приравнивались единице;
- номограммы построены только для одного вещества – свинца. Для перехода к другим веществам (например, бетон, сталь) необходимы дополнительные номограммы отношений эквивалентных толщин различных веществ, что неудобно и неточно.

В работе [2] получены «новые» номограммы с учетом отмеченных выше недостатков «старых» номограмм.

**Методика получения номограмм.** Опишем методику получения номограмм, которая общая и для рентгеновского, и тормозного (см. лекцию 13) излучения.

Обозначим через  $\Phi(U_{\max}; E)$  ( $\text{см}^{-2} \cdot \text{МэВ}^{-1} \cdot \text{электрон}^{-1}$ ) дифференциальный по энергии флюенс фотонов, падающих на защиту на некотором расстоянии от рентгеновской трубки с напряжением  $U_{\max}$ . Тогда поглощенная энергия в биологической ткани за защитой толщиной  $d$  определяется выражением

$$\Delta E(U_{\max}; d) = \int_0^{E_{\max}} \Phi(U_{\max}; E) \exp[-\Sigma(E) \cdot d] \cdot E \cdot \mu_{\text{пог}}^{\text{TK}}(E) B_D(E, \Sigma d) dE, \quad (12.3)$$

где  $\Delta E$  – МэВ/(г·электрон);  $\Sigma(E)$  – линейный коэффициент ослабления фотонов 1/см;  $\mu_{\text{пог}}^{\text{TK}}(E)$  – массовый коэффициент поглощения энергии фотонов в биологической ткани  $\text{см}^2/\text{г}$ ;  $B_D(E, \Sigma d)$  – дозовый фактор накопления для плоского мононаправленного источника фотонов в барьерной геометрии. Дифференциальный флюенс связан со спектром источника в некотором направлении  $\theta$  относительно нормали к аноду (мишени ускорителя)  $J(U_{\max}; E, \theta)$  1/(МэВ·ср·электрон) соотношением

$$\Phi = J \cdot \Delta \Omega / S, \quad (12.4)$$

где  $S$  – величина площадки, на которую падают фотоны, летящие в телесном угле  $\Delta \Omega$ . Подставим (12.4) в (12.3), полагая, что  $S$  равно  $1 \text{ см}^2$ , а расстояние от источника (анода рентгеновской трубки, мишени ускорителя) до защиты равно 1 м. Тогда, после перехода к соответствующим единицам ( $\text{МэВ} \rightarrow \text{Дж}$ ;  $\text{г} \rightarrow \text{кг}$ ;  $\text{электрон} \rightarrow \text{Кл} \cdot \text{с} \rightarrow \text{МА} \cdot \text{с}$ ;  $\text{см} \rightarrow \text{м}$ ;  $\text{с} \rightarrow \text{ч}$ ), выражение (12.3) преобразуется в мощность поглощенной тканевой дозы за защитой толщиной  $d$  на расстоянии 1 м от анода рентгеновской трубки и при токе 1 МА с размерностью  $\text{мкГр} \cdot \text{м}^2 / (\text{ч} \cdot \text{МА})$ :

$$\dot{D}_0(U_{\max}; d) = 3,6 \cdot 10^{11} \int_0^{E_{\max}} J(U_{\max}; E, \theta) e^{-\Sigma(E)d} E \mu_{\text{пог}}^{\text{TK}}(E) B_D(E, \Sigma d) dE. \quad (12.5)$$

Если  $d = 0$ ,  $B_D = 1$ , то  $\dot{D}_0 / 1,09$  соответствует радиационному выходу некоторой «стандартной» рентгеновской трубки –  $\dot{D}_{\text{ТС}}$ . Для конкретного значения тока рентгеновской трубки  $i$  (МА) и расстояния  $R$  (м) от анода мощность тканевой поглощенной дозы за защитой толщиной  $d$  определяется выражением

$$\dot{D}(U_{\max}; d) = \dot{D}_0(U_{\max}; d) \frac{i}{R^2} \quad (\text{мкГр/ч}). \quad (12.6)$$

Для простого и быстрого определения толщины защиты  $d$  удобно пользоваться специальными номограммами. Метод получения номограмм сводится к расчету зависимости толщины защиты от некоторого безразмерного коэффициента, определенного для «стандартных» условий работы: единичного тока  $i$ , единичного расстояния  $R$ , «единичной мощности дозы», ДМД. Определение толщины защиты для реальных условий работы проводится по полученным

номограммам через дополнительный простой пересчет этого коэффициента [6]. Введем безразмерный коэффициент  $K$ , учитывающий основные условия работы, а в качестве «единичной мощности дозы» за защитой на расстоянии 1 м от анода трубки при токе 1 мА возьмем 10 мкГр·м<sup>2</sup>/(ч·мА) (в «старых номограммах» эта величина равна 10<sup>-6</sup> Р·м<sup>2</sup>/(с·мА) [6]). Новые номограммы [2] получены в период, когда действовали НРБ-96, и 10 мкГр/ч соответствуют допустимой мощности дозы для персонала группы А при стандартных условиях работы по НРБ-96. Для коэффициента  $K$  получаем следующее выражение:

$$K = \frac{\dot{D}_T}{\dot{D}_{TC}} \frac{\bar{w} \cdot i \cdot 10}{\text{ДМД} \cdot R^2}, \quad (12.7)$$

где  $\dot{D}_T$  и  $\dot{D}_{TC}$  мкГр·м<sup>2</sup>/(ч·мА) – соответственно радиационные выходы реальной и стандартной рентгеновских трубок. Для стандартных условий, если  $\dot{D}_T = \dot{D}_{TC}$ ,  $i = 1$  мА,  $R = 1$  м, а ДМД = 10 мкГр/ч, то  $K = 1$ .

Допустимые условия работы определяются выражением

$$\text{ДМД} \geq \bar{w} \dot{D}_0(U_{\max}; d) \frac{i}{R^2}. \quad (12.8)$$

Подставляя (12.8) в выражение (12.7), получаем

$$K(U_{\max}; d) = \frac{\dot{D}_T}{\dot{D}_{TC}} \frac{10}{\dot{D}_0(U_{\max}; d)}. \quad (12.9)$$

Если теперь в соответствии с выражением (12.9) вычислить набор значений  $K$  как функцию от толщины защиты  $d$  для различных значений  $U_{\max}$ , полагая при этом, что  $\dot{D}_T = \dot{D}_{TC}$ , то получим серию кривых  $K = f(d)$  – это и есть номограммы. Выражение (12.9) показывает, как рассчитать номограммы, а выражение (12.7) – как ими пользоваться. Для реальных условий работы вычисляется коэффициент  $K$  и для этого значения по номограммам определяется толщина защиты. ДМД (мкЗв/ч) для заданных условий работы может быть любой. В настоящее время она определяется группой облучаемых лиц и условиями работы в соответствии с НРБ-99/2009. Отметим, что величина «единичной мощности дозы» не имеет принципиального значения, изменяя лишь величину коэффициента  $K$ , соответствующую данной толщине защиты.

Как следует из выражения (12.4), для вычисления мощности поглощенной дозы за защитой необходимо знать спектрально-угловое распределение рентгеновского излучения. Эти данные были рассчитаны методом Монте-Карло по специальной программе [5]. Кроме этого, методом Монте-Карло рассчитаны дозовые факторы накопления фотонов в барьерной геометрии в диапазоне энергий 10...500 кэВ (см. Приложение 2, табл. П2.6). Новые номограммы получены в диапазоне напряжений  $U_{\max}$  от 75 до 450 кВ для трех основных веществ защиты: бетона (2,35 г/см<sup>3</sup>), железа (7,86 г/см<sup>3</sup>) и свинца (11,34 г/см<sup>3</sup>). Они приведены на рис. 12.3–12.8.

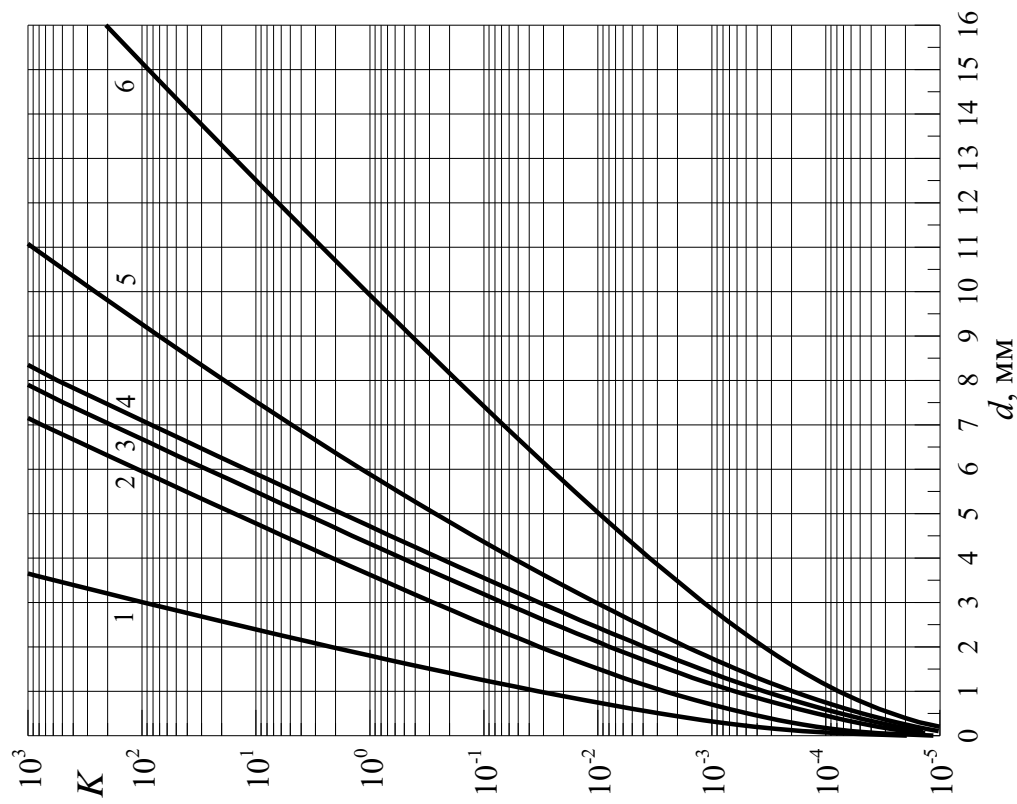


Рис. 12.3. Номограммы для расчета защиты из свинца от первичного рентгеновского излучения:  
 $U_{max}$  (кВ): 1 – 75, 2 – 100, 3 – 150, 4 – 175, 5 – 200, 6 – 250

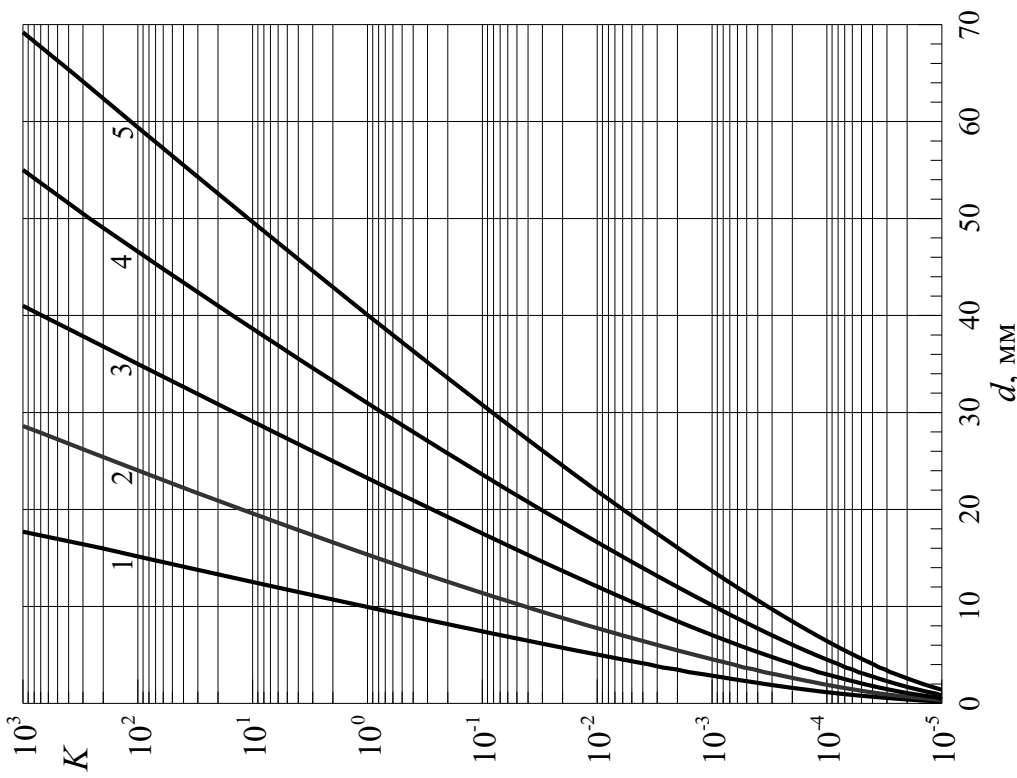


Рис. 12.4. Номограммы для расчета защиты из свинца от первичного рентгеновского излучения:  
 $U_{max}$  (кВ): 1 – 250, 2 – 300, 3 – 350, 4 – 400, 5 – 450

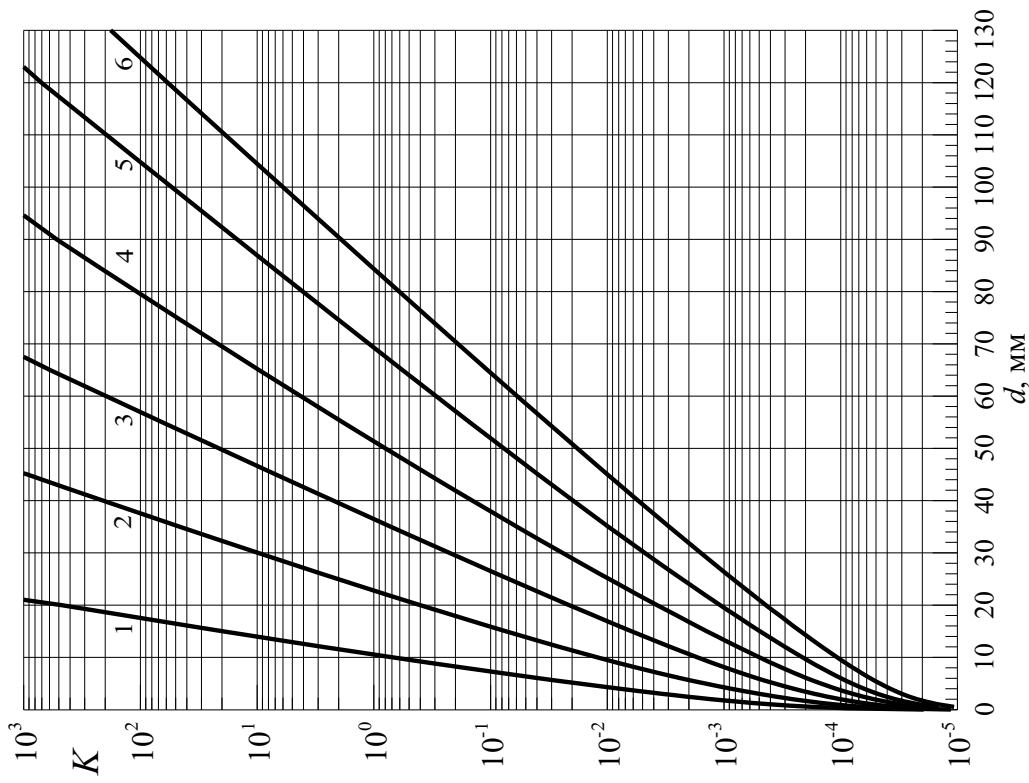


Рис. 12.5 Номограммы для расчета защиты из железа от первичного рентгеновского излучения:  
 $U_{max}$  (кВ): 1 – 75, 2 – 100, 3 – 125, 4 – 150, 5 – 175, 6 – 200

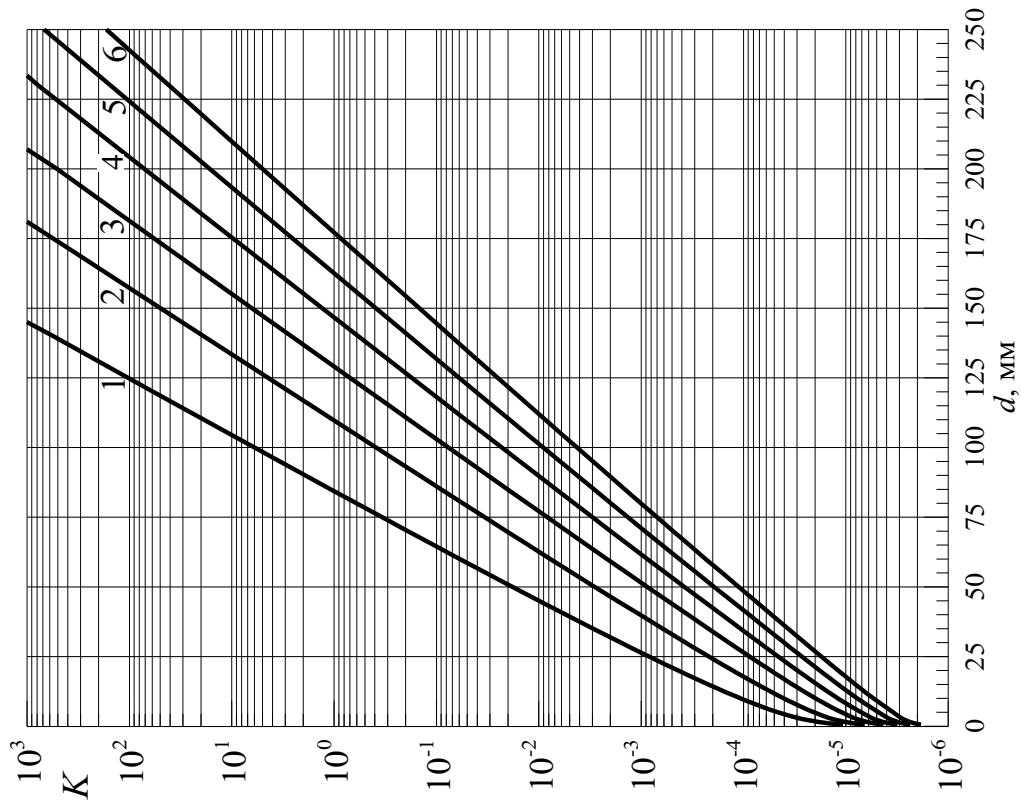


Рис. 12.6 Номограммы для расчета защиты из железа от первичного рентгеновского излучения:  
 $U_{max}$  (кВ): 1 – 200, 2 – 250, 3 – 300, 4 – 350, 5 – 400, 6 – 450

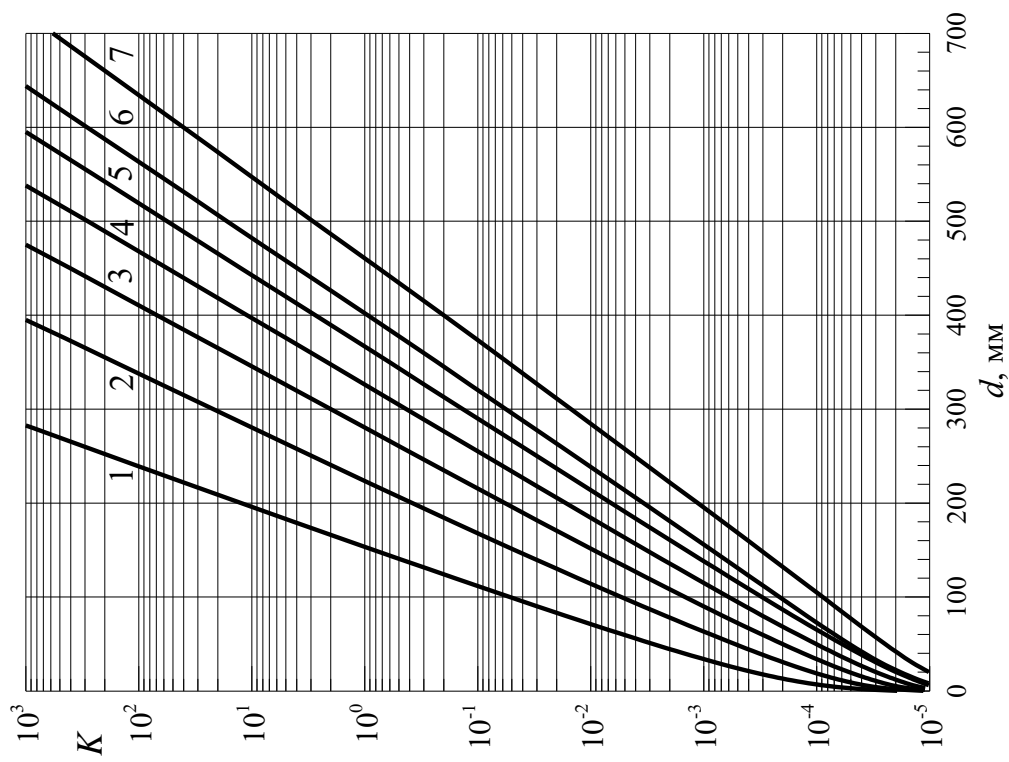


Рис. 12.7. Номограммы для расчета защиты из бетона от первичного рентгеновского излучения:  
 $U_{max}$  (кВ): 1 – 75, 2 – 100, 3 – 125, 4 – 150, 5 – 175, 6 – 200, 7 – 250

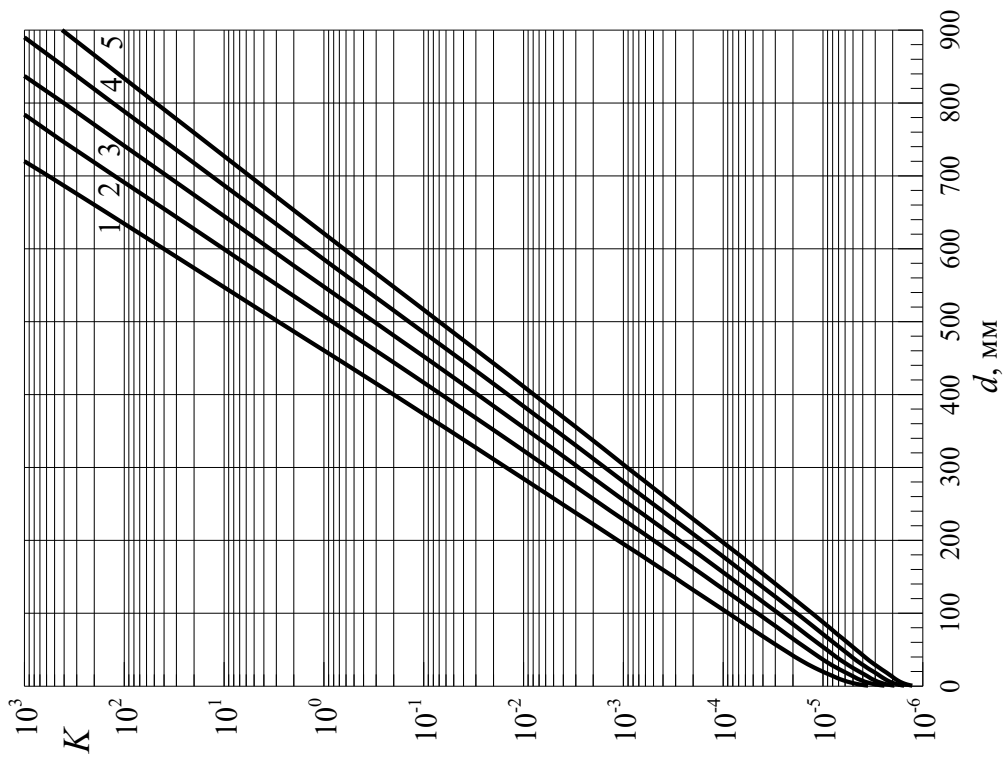


Рис. 12.8. Номограммы для расчета защиты из бетона от первичного рентгеновского излучения:  
 $U_{max}$  (кВ): 1 – 250, 2 – 300, 3 – 350, 4 – 400, 5 – 450

Если расстояние до защищаемой области и геометрическое ослабление меняются с изменением толщины защиты, то, используя метод итераций, получим выражение, которое удобно использовать при расчете коэффициента  $K$ :

$$K_n = \frac{\dot{D}_T}{\dot{D}_{TC}} \frac{\bar{w} \cdot i \cdot 10}{\text{ДМД} \cdot (R_3 + d_{n-1})^2}; d_0 = 0. \quad (12.10)$$

**Решение 2.** Считая рентгеновскую трубку стандартной, по формуле (12.9) вычисляем коэффициент  $K_1 = 0,93$ . По номограммам на рис. 12.4 находим  $d_{pb} = 31$  мм. Следующие итерации для свинца можно не рассчитывать.

Для бетона первая итерация дает  $d_1 = 580$  мм, а вторая –  $d_2 = 570$  мм. Оставляем второе, более точное, значение:  $d = 570$  мм.

На всех номограммах максимальное значение коэффициента  $K$  равно 1000. Если при расчете защиты величина  $K$  принимает большее значение, то надо представить этот коэффициент в виде  $K = K_1 \cdot 10^n$ . Толщину защиты для  $K_1$  надо определять по номограммам, а дополнительную толщину для кратности ослабления  $10^n$  находить с помощью метода слоев десятикратного ослабления. Величину  $\Delta_{1/10}$  можно определить по номограммам в области  $K_1$ . Отметим, что если обозначить через  $k$  кратность ослабления рентгеновского излучения защитой, то  $k = K(d)/K(0)$ , значит  $10^n$  – это кратность ослабления.

Значения  $\Delta_{1/10}^{ac}$  по ослаблению мощности тканевой поглощенной дозы для первичного рентгеновского излучения приведены в табл. 12.1. Они получены для толщины защиты, соответствующей  $K = 1000$ .

Таблица 12.1

*Значения  $\Delta_{1/10}^{ac}$  (мм) для плоского мононаправленного источника первичного рентгеновского излучения в барьерной геометрии*

Вещество	$U_{max}$ , кВ										
	75	100	125	150	175	200	250	300	350	400	450
Свинец	0,65	1,15	1,20	1,20	1,30	1,85	2,70	4,50	6,00	8,00	9,90
Железо	3,70	7,70	10,4	14,6	17,9	20,5	23,8	26,3	28,9	30,9	32,7
Бетон	43,6	57,8	65,3	71,0	76,3	80,2	86,5	91,6	96,9	102	107

Новые номограммы получены для нефльтрованного излучения. Учтено лишь ослабление рентгеновского излучения при прохождении через слой трансформаторного масла (10 мм) и стекло вакуумного баллона (1,5 мм). Спектр нефльтрованного излучения значительно «мягче», а радиационный выход трубки больше, чем у фильтрованного излучения (см. рис. 12.2). Но «мягкая» компонента спектра быстро поглощается, и для больших кратностей ослабления результаты расчетов совпадают с экспериментальными данными, полученными для фильтрованного излучения.

Расчет защиты от рассеянного рентгеновского излучения по номограммам можно проводить в программе «Компьютерная лаборатория» (PCLab) в режиме PROTECT (см. прил. 1).

### 12.3. Защита от рассеянного рентгеновского излучения

Помимо обеспечения защиты от первичного рентгеновского излучения иногда приходится решать задачи защиты от рассеянного рентгеновского излучения. В состав этого излучения входят фотоны, образующиеся в результате обратного рассеяния первичного пучка от отражающей поверхности. В работе [11] для расчета защиты от рассеянного рентгеновского излучения предлагается использовать номограммы для первичного излучения в предположении, что величина дозового альбеда равна 0,1 % и форма спектра отраженного излучения та же, что и у прямого пучка. Фактически при этом предполагается, что место падения первичного рентгеновского пучка на поверхность отражателя является анодом некой фиктивной рентгеновской трубки с тем же спектром, что и у реальной, но с током в 1000 раз меньшим.

Как следует из рис. 10.16, дозовое альбеда рентгеновского излучения от бетона зависит от  $U_{\max}$ . С увеличением напряжения от 75 до 450 кВ величина альбеда монотонно возрастает от 0,8 до 3 %. Кроме этого, отличаются спектры первичного и рассеянного излучения. Поэтому для более точного расчета защиты от рассеянного рентгеновского излучения в работе [3] были рассчитаны специальные номограммы.

Введем на примере выражения (12.7) безразмерный коэффициент  $K$ , учитывающий основные условия работы, но в соответствии с геометрией защиты от рассеянного излучения на рис. 11.2.

$$K = \frac{\dot{D}_T}{\dot{D}_{TC}} \frac{\Delta\Omega}{\Delta\Omega_0} \frac{\bar{w} \cdot i \cdot 10}{\text{ДМД} \cdot R^2}, \quad (12.11)$$

где  $R$  (м) – расстояние от центра площадки, на которую падает первичный пучок, до защищаемой области (детектора);  $i$  (мА) – ток трубки;  $\Delta\Omega$  (ср) – величина телесного угла коллиматора первичного пучка;  $\Delta\Omega_0$  – «стандартный» телесный угол, равный 1 ср;  $10 \text{ мкГр} \cdot \text{м}^2 / (\text{ч} \cdot \text{мА})$  – «единичная» мощность тканевой поглощенной дозы за защитой для стандартных условий:  $R = 1 \text{ м}$ ,  $i = 1 \text{ мА}$ ,  $\Delta\Omega = \Delta\Omega_0$ ,  $\dot{D}_T = \dot{D}_{TC}$ . Остальные обозначения те же, что и в выражении (12.7).

Допустимые условия работы с рассеянным излучением определяются как

$$\text{ДМД} \geq \bar{w} \cdot \dot{D}_{OP}(U_{\max}; d) \frac{i}{R^2}, \quad (12.12)$$

где  $\dot{D}_{OP}(U_{\max}; d)$  мкГр·м<sup>2</sup>/(ч·мА) – мощность тканевой дозы за защитой толщиной  $d$  от рассеянного рентгеновского излучения при расстоянии от анода до защиты, равном 1 м, и токе 1 мА. Величину этой дозы можно вычислить в соответствии с выражением

$$\dot{D}_{OP}(U_{\max}; d) = 3,6 \cdot 10^{11} \int_0^{E_{\max}} J_p(U_{\max}; E, \theta) e^{-\Sigma(E)d} E \mu_{\text{пог}}^{\text{тк}}(E) B(E, \Sigma d) dE, \quad (12.13)$$



где  $J_P(U_{\max}; E, \theta)$  1/(МэВ·ср·электрон) – спектр рассеянного рентгеновского излучения в направлении  $\theta$ ; остальные обозначения – как в выражении (12.3).

Подставляя (12.12) в выражение (12.11), получаем

$$K = \frac{\dot{D}_T}{\dot{D}_{TC}} \frac{\Delta\Omega}{\Delta\Omega_0} \frac{10}{\dot{D}_{OP}(U_{\max}; d)}. \quad (12.14)$$

Данное соотношение показывает, как построить номограммы – набор кривых  $K = f(U_{\max}, d)$  для стандартных условий:  $\dot{D}_T = \dot{D}_{TC}$  и  $\Delta\Omega = \Delta\Omega_0$ . Выражение (12.11) показывает, как пользоваться этими номограммами. Для реальных условий работы в соответствии с (12.11) вычисляется коэффициент  $K$  и по номограммам определяется толщина защиты. ДМД для данных условий работы может быть в принципе любой. Она определяется группой облучаемых лиц и условиями работы в соответствии с НРБ-99/2009. Если расстояние до защиты  $R_3$  не меняется, а расстояние до защищаемой области  $R = R_3 + d$  заметно отличается от  $R_3$ , то, используя метод итераций, получаем вместо (12.11) следующее выражение для  $K$ :

$$K_n = \frac{\dot{D}_T}{\dot{D}_{TC}} \frac{\Delta\Omega}{\Delta\Omega_0} \frac{\bar{w} \cdot i \cdot 10}{\text{ДМД} (R_3 + d_{n-1})^2}; \quad d_0 = 0. \quad (12.15)$$

Для расчета  $\dot{D}_{OP}(U_{\max}, d)$  в соответствии с интегралом (12.13) необходимы спектрально-угловые распределения рассеянного рентгеновского излучения. Они рассчитаны методом Монте-Карло по специальной программе [5] для направления выхода рассеянного излучения  $\theta \approx 90^\circ$  (см. рис. 11.2). Излучение, отраженное под этими углами, имеет наибольшую эффективную энергию и представляет наибольшую радиационную опасность. Отражающим веществом являлся полубесконечный слой бетона, а источником – первичное рентгеновское излучение, нормально падающее на бетон. Спектры первичного излучения (нормированные на 1 ср) получены в [2] при расчете номограмм для защиты от этого излучения. Номограммы для расчета защиты от рассеянного рентгеновского излучения рассчитаны для напряжений  $U_{\max}$  от 75 до 450 кВ и трех веществ защиты: свинца, бетона и железа. Они приведены на рис. 12.9–12.14.

Как и у первичного излучения, максимальное значение коэффициента  $K$  на номограммах рассеянного излучения равно 1000, и для бóльших значений надо дополнительно использовать слои десятикратного ослабления (см. предыдущий раздел).

Значения  $\Delta_{1/10}^{ac}$  по ослаблению мощности тканевой поглощенной дозы для рассеянного рентгеновского излучения приведены в табл. 12.2. Они получены для толщины защиты, соответствующей  $K = 1000$ .

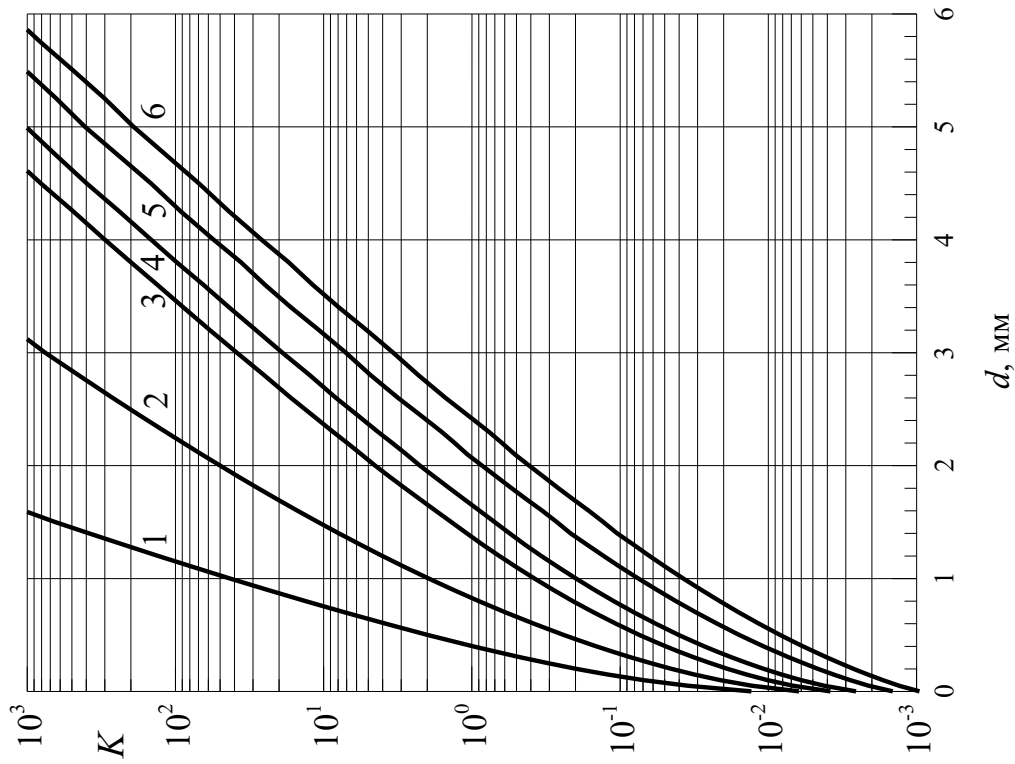


Рис. 12.9. Номограммы для расчета защиты из свинца от рассеянного рентгеновского излучения:  
 $U_{max}$  (кВ): 1 – 75, 2 – 100, 3 – 125, 4 – 150, 5 – 200, 6 – 250

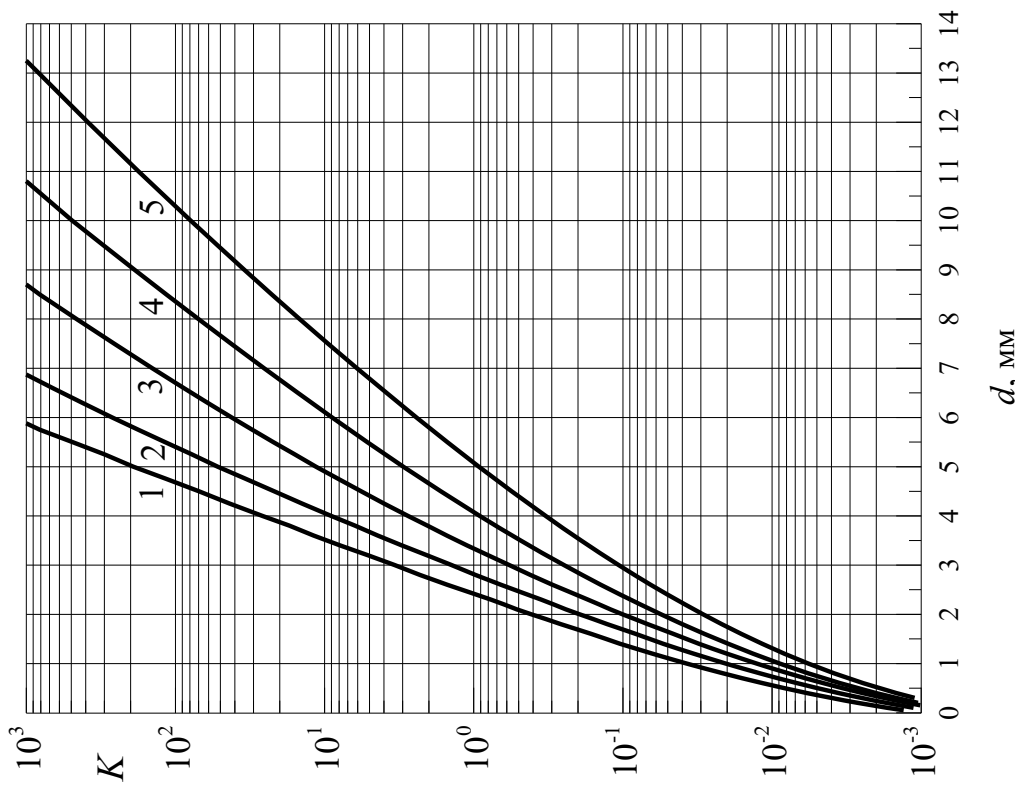


Рис. 12.10. Номограммы для расчета защиты из свинца от рассеянного рентгеновского излучения:  
 $U_{max}$  (кВ): 1 – 250, 2 – 300, 3 – 350, 4 – 400, 5 – 450

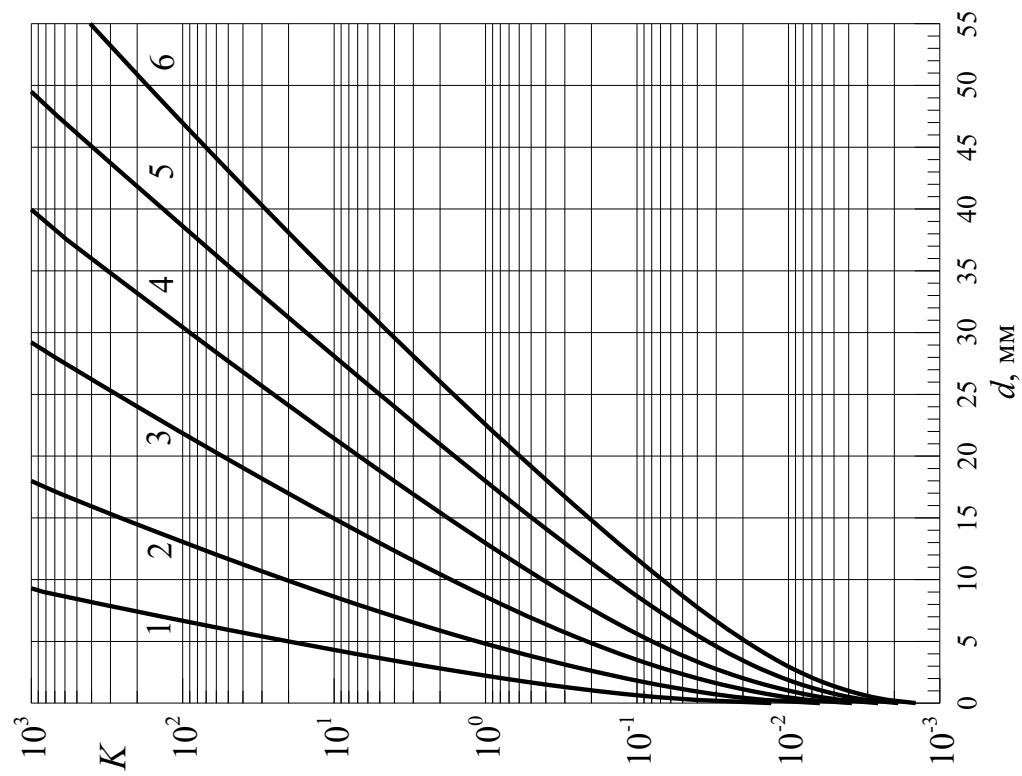


Рис. 12.11. Номограммы для расчета защиты из железа от рассеянного рентгеновского излучения:  
 $U_{\text{max}}$  (кВ): 1 – 75, 2 – 100, 3 – 125, 4 – 150, 5 – 175, 6 – 200

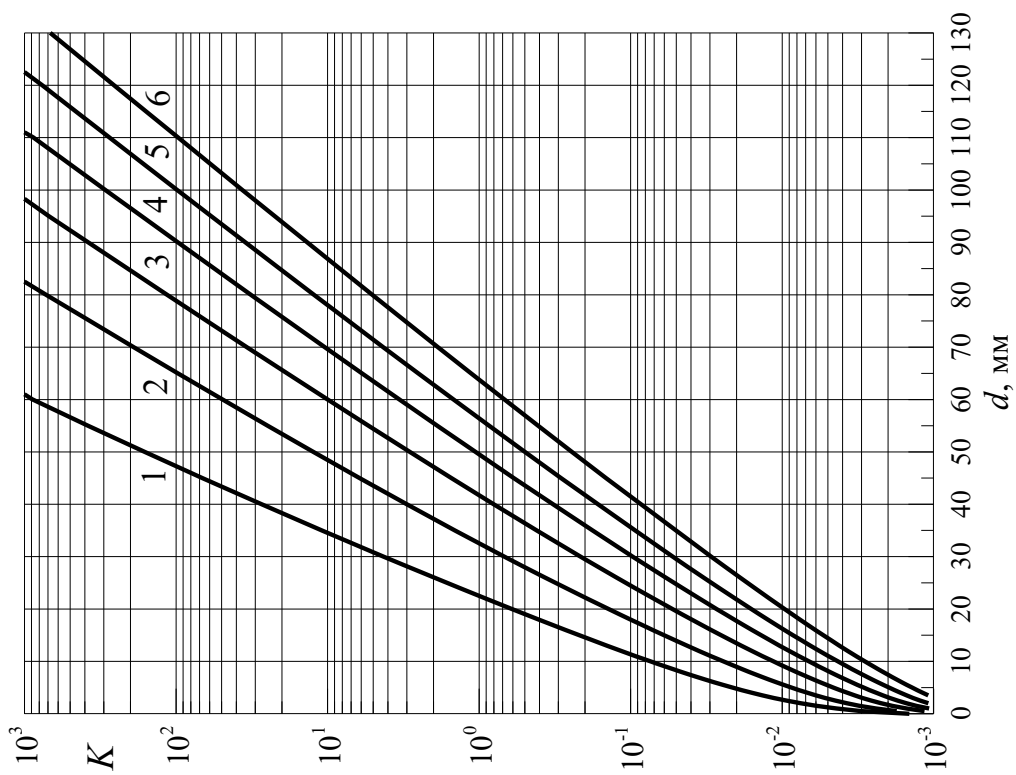


Рис. 12.12. Номограммы для расчета защиты из железа от рассеянного рентгеновского излучения:  
 $U_{\text{max}}$  (кВ): 1 – 200, 2 – 250, 3 – 300, 4 – 350, 5 – 400, 6 – 450

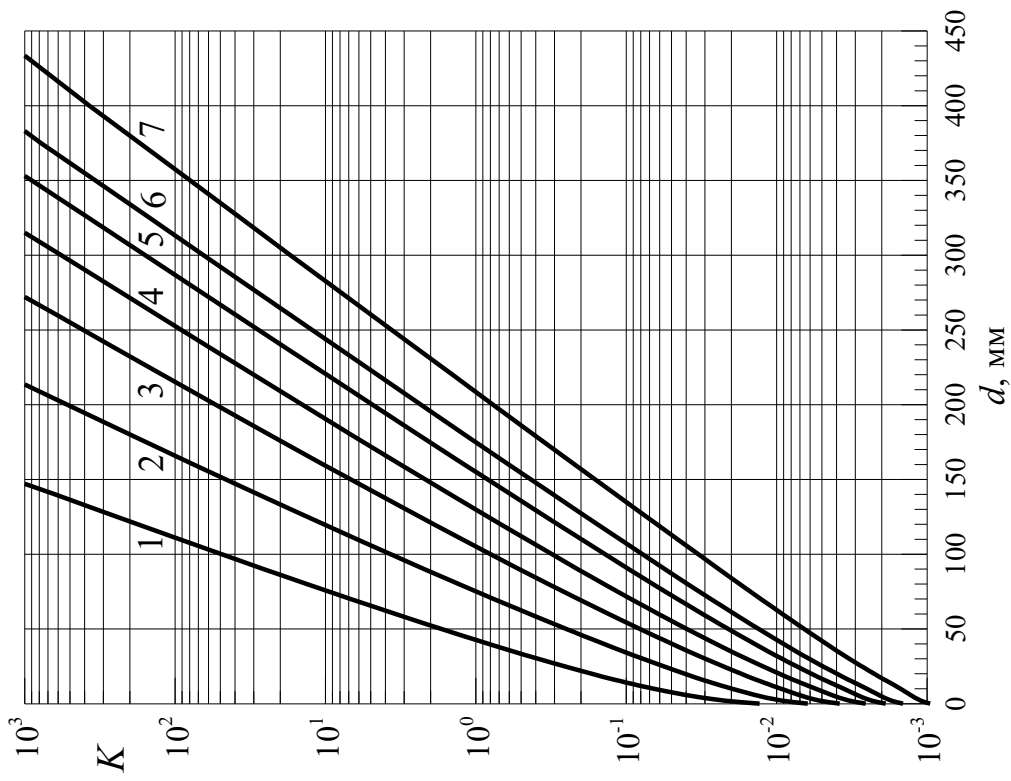


Рис. 12.13. Номограммы для расчета защиты из бетона от рассеянного рентгеновского излучения:  
 $U_{max}$  (kB): 1 – 75, 2 – 100, 3 – 125, 4 – 150, 5 – 175, 6 – 200, 7 – 250

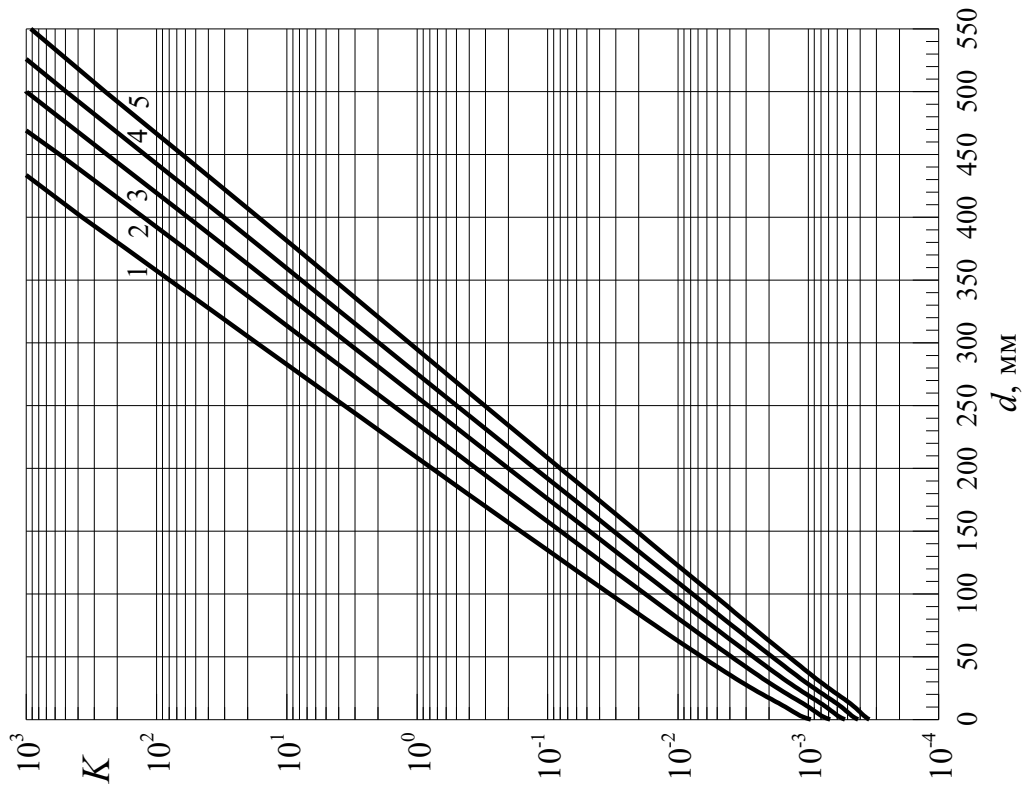


Рис. 12.14. Номограммы для расчета защиты из бетона от рассеянного рентгеновского излучения:  
 $U_{max}$  (kB): 1 – 250, 2 – 300, 3 – 350, 4 – 400, 5 – 450

Таблица 12.2

Значения  $\Delta_{1/10}^{ac}$  (мм) для плоского мононаправленного источника рассеянного рентгеновского излучения в барьерной геометрии

Вещество	$U_{\max}$ , кВ										
	75	100	125	150	175	200	250	300	350	400	450
Свинец	0,45	0,93	1,12	1,15	1,18	1,20	1,30	1,60	2,10	2,45	3,10
Железо	2,70	5,20	7,65	9,45	11,0	14,0	17,5	19,5	21,2	22,6	23,8
Бетон	37,0	49,0	57,5	62,5	66,0	69,5	75,0	78,6	81,5	83,6	85,7

**Пример 2.** Рассчитать защиту из свинца и бетона для персонала группы А от рассеянного излучения «стандартной» рентгеновской трубки с напряжением  $U_{\max} = 400$  кВ, током  $i = 5$  мА, расстояние до защиты равно 3 м и не меняется, половина угла коллиматора равна 25 град.

**Решение.** Телесный угол коллиматора равен 0,59 ср. По формуле (12.14) определяем  $K_1 = 0,55$ . По номограммам на рис. 12.10 находим  $d_{\text{pb}} = 3,6$  мм.

Для бетона первая итерация дает  $d_1 = 255$  мм, а вторая  $d_2 = 250$  мм. Оставляем второе, более точное, значение:  $d_{\text{бет}} = 250$  мм.

При работе с рассеянным рентгеновским излучением сооружение защитных устройств в некоторых случаях нецелесообразно, а лучше так организовать работу, чтобы персонал находился на безопасном расстоянии от источника излучения или время работы с излучением было таким, чтобы недельная доза не превышала предельно допустимой.

Для напряжений менее 200 кВ безопасные расстояние  $R_0$  и время работы за неделю  $t_0$  можно оценить, если считать, что место падения первичного пучка является анодом некой фиктивной рентгеновской трубки с радиационным выходом, равным примерно 2 % реальной трубки (см. рис. 10.16). Тогда эквивалентная доза за неделю при  $t$  часах работы равна:

$$H = 1,09 \bar{w} 0,02 \dot{D}_T \frac{i \cdot t}{R^2}. \quad (12.16)$$

Полагая  $H = \text{ПДД}$ , из выражения (12.16) получаем

$$R_0 = \sqrt{\frac{1,09 \bar{w} 0,02 \dot{D}_T i t}{\text{ПДД}}} \quad (\text{м}); \quad (12.17)$$

$$t_0 = \frac{\text{ПДД} R^2}{1,09 \bar{w} 0,02 \dot{D}_T i} \quad (\text{ч}). \quad (12.18)$$

**Пример 3.** Для рентгеновской трубки с  $U_{\max} = 150$  кВ и током 0,5 мА найти безопасное расстояние от места падения первичного пучка на бетонный пол для персонала группы А при времени работы 18 ч в неделю.

**Решение.** Считая трубку стандартной, из рис. 12.2 (кривая 2) определяем ее радиационный выход:  $\dot{D}_T = \dot{D}_{\text{TC}} = 0,5 \cdot 10^6$  мкЗв·м<sup>2</sup>/(ч·мА). По формуле (12.17) находим  $R_0 = 15$  м.

Расчет защиты от рассеянного рентгеновского излучения по номограммам можно проводить в программе «Компьютерная лаборатория» в режиме работы PROTECT (см. прил. 1).

В заключение отметим, что приведенные в данной лекции номограммы для первичного и рассеянного рентгеновского излучения были пересчитаны с точным учетом факторов накопления для энергий фотонов менее 100 кэВ. В работах [2, 3] для этих энергий они равнялись 1.

## Задание 12

### Контрольные вопросы

1. Что называют рентгеновским излучением, каков его спектральный состав?
2. Как получают рентгеновское излучение и где оно используется?
3. Что такое радиационный выход рентгеновской трубки?
4. Какими методами можно рассчитать защиту от первичного рентгеновского излучения?
5. Как рассчитать защиту от рассеянного рентгеновского излучения?
6. В чем заключаются отличия между «новыми» и «старыми» номограммами для расчета защиты от рентгеновского излучения?

### Задача



#### Расчет в программе «Компьютерная лаборатория»

Расчитать по программе КЛ (PCLab) в режиме PROTECT толщину защиты из бетона, железа и свинца от первичного и рассеянного излучения рентгеновской трубки с напряжением  $U_{\max}$  и током  $i$ . Половина угла коллиматора равна  $\theta$ , расстояние до защиты  $R$  не меняется. При защите от рассеянного излучения первичный рентгеновский пучок падает нормально на бетонный пол. За защитой находится определенная категория облучаемых лиц. Данные для решения задачи взять из табл. 12.3.

Таблица 12.3

#### Варианты заданий для задачи

Вариант	1	2	3	4	5	6	7	8
$U_{\max}$ , кВ	100	150	200	250	300	350	400	450
$i$ , мА	6	5	4	3	5	3	2	1
$\theta$ , град.	25	20	23	20	18	15	20	10
$R$ , м	2	2,5	2,5	2	3	2	3	3,5
Обл. кат.	Нас.	Гр. А	Гр. Б	Нас.	Гр. А	Гр. Б	Нас.	Гр. А

Вариант	9	10	11	12	13	14	15	16
$U_{\max}$ , кВ	75	450	150	350	175	200	125	100
$i$ , мА	15	5	4	3	5	3	2	1
$\theta$ , град.	30	20	30	20	25	15	20	20
$R$ , м	1	2,5	2,5	2	3	2	3	3,5
Обл. кат.	Нас.	Гр. А	Гр. Б	Нас.	Гр. А	Гр. Б	Нас.	Гр. А

## Список литературы

1. Беспалов В.И. Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом : учебное пособие / В.И. Беспалов. – 5-е изд., доп. – Томск : Изд-во Томского политехнического университета, 2014. – 427 с.
2. Беспалов В.И. Номограммы для расчета защиты от прямого рентгеновского излучения / В.И. Беспалов, М.М. Штейн, Е.Н. Котенко // Дефектоскопия. – 2000. – № 7. – С. 44–55.
3. Беспалов В.И. Номограммы для расчета защиты от рассеянного рентгеновского излучения / В.И. Беспалов, М.М. Штейн, Л.А. Попова // Дефектоскопия. – 2000. – № 8. – С. 92–98.
4. Беспалов В.И. Номограммы для расчета защиты от рентгеновского излучения / В.И. Беспалов, Е.Н. Котенко, Л.А. Попова и др. // Изв. вузов. Физика. Приложение. – 2000. – Т. 43, № 4. – С. 110–117.
5. Беспалов В.И. Пакет программ ЕРНСА для статистического моделирования поля излучения фотонов и заряженных частиц / В.И. Беспалов // Изв. вузов. Физика. Приложение. – 2000. – Т. 43, № 4. – С. 159–165.
6. Бибергаль А.В. Защита от рентгеновских и гамма-лучей. / А.В. Бибергаль, У.Я. Маргулис, Е.И. Воробьев. – 2-е изд., перераб. и доп. – Москва : МЕДГИЗ, 1960. – 272 с.
7. Гусев Н.Г. Защита от ионизирующих излучений. В 2 томах. Том 2. Защита от излучений ядерно-технических установок : учеб. для вузов / Н.Г. Гусев, В.А. Климанов, В.П. Машкович и др. – 3-е изд. – Москва : Энергоатомиздат, 1990. – 352 с.
8. Иванов В.И. Сборник задач по дозиметрии и защите от ионизирующих излучений / В.И. Иванов, В.А. Климанов, В.П. Машкович. – 4-е изд., перераб. и доп. – Москва : Энергоатомиздат, 1992. – 256 с.
9. Ильин Л.А. Радиационная безопасность и защита : справочник / Л.А. Ильин, В.Ф. Кириллов, И.П. Коренков. – Москва : Медицина, 1996. – 336 с.
10. Машкович В.П. Защита от ионизирующих излучений : справочник / В.П. Машкович, А.В. Кудрявцева. – 4-е изд., перераб. и доп. – Москва : Энергоатомиздат, 1995. – 496 с.
11. Румянцев С.В. Типовые методики радиационной дефектоскопии и защиты / С.В. Румянцев, В.А. Добромислов, О.И. Борисов. – Москва : Атомиздат, 1979. – 199 с.

## ЛЕКЦИЯ 13

### ЗАЩИТА ОТ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

#### 13.1. Защита от тормозного излучения бета-частиц

Под бета-частицами понимают электронное и позитронное излучение, возникающее при бета-распаде ядер. При прохождении через вещество бета-частицы теряют часть своей энергии на тормозное излучение, которое имеет большую проникающую способность и может представлять радиационную опасность.

Гамма-постоянные радионуклидов (см. лекцию 5) не учитывают вклада в дозу от тормозного излучения, которое образуется при торможении бета-частиц в веществе источника и защитном фильтре. Для большинства бета-излучающих радионуклидов выход тормозного излучения мал, по сравнению с основным гамма-излучением, и им пренебрегают. Однако некоторые радионуклиды испускают бета-частицы больших энергий и дают заметное тормозное излучение. В качестве примера в табл. 13.1 приведены характеристики бета-частиц некоторых радионуклидов [9], где  $E_{\beta i}$  – наибольшая энергия бета-частиц в непрерывном спектре бета-излучения  $i$ -го бета-перехода;  $\bar{E}_{\beta}$  – средняя энергия бета-частиц, определенная по энергетическому спектру бета-излучения радионуклида.

Таблица 13.1

*Характеристики бета-излучения радионуклидов*

Материнский и дочерний нуклиды	$T_{1/2}$	$E_{\beta i}$ , кэВ	$n_{\beta}$ , %	$\bar{E}_{\beta}$ , кэВ/распад
$^{86}_{37}\text{Rb} \rightarrow ^{86}_{38}\text{Sr}$	18,63 сут	698,0 1774,6	8,78 91,22	668,9
$^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$	29,2 года	546 2279,2	100 100	613,5
$^{140}_{57}\text{La} \rightarrow ^{140}_{58}\text{Ce}$	40,28 ч	262,0– –3760,0	100	542,6
$^{198}_{79}\text{Au} \rightarrow ^{198}_{80}\text{Hg}$	2,695 сут	284,8 960,7 1372,5	1,3 98,7 0,025	304,4
$^{32}_{15}\text{P} \rightarrow ^{32}_{16}\text{S}$	14,282 сут	1710,4	100	694,5

Рассмотрим способы расчета защиты от тормозного излучения точечных радионуклидов.



### 13.1.1. Формула Виарда

1. По формуле Виарда определяем энергию тормозного излучения, испускаемую на 1 распад ядра:

$$I_{\beta} = 1,23 \cdot 10^{-4} (Z + 3) \sum_{i=1}^m n_{\beta_i} E_{\beta_i}^2 \text{ МэВ/распад}, \quad (13.1)$$

где  $E_{\beta_i}$  – максимальная энергия бета-частиц  $i$ -го бета-перехода;  $Z$  – атомный номер вещества, в котором тормозятся бета-частицы. Если размеры источника малы и самопоглощением бета-частиц можно пренебречь, то  $Z$  – это атомный номер материала ампулы, в которой находится радиоактивный препарат. Формула (13.1) предполагает полное поглощение бета-частиц. Если вещество, где поглощаются бета-частицы, неоднородное, то вместо  $Z$  следует использовать  $Z_{\text{эфф}}$ :

$$Z_{\text{эфф}} = \frac{\sum_{i=1}^n \alpha_i Z_i^2}{\sum_{i=1}^n \alpha_i Z_i}, \quad (13.2)$$

где  $\alpha_i$  – доля атомов с атомным номером  $Z_i$ .

2. Считая источник точечным и изотропным излучателем, находим интенсивность всего тормозного излучения источника с заданной активностью  $A$  (Бк), которое испускается в единицу времени в направлении детектора:

$$I = 10^{-4} \frac{I_{\beta} A}{4\pi R^2} \text{ МэВ/(см}^2\cdot\text{с)}, \quad (13.3)$$

где  $R$  (м) – расстояние от источника до детектора.

3. Определяем мощность эквивалентной дозы:

$$\dot{H} = \bar{w} \dot{D} = 5,8 \cdot 10^{-1} \bar{w} I \mu_{\text{пог}}^{\text{тк}}(E_{\text{эфф}}) \text{ мкЗв/ч}, \quad (13.4)$$

где  $\mu_{\text{пог}}^{\text{тк}}$  см<sup>2</sup>/г – массовый коэффициент поглощения энергии в биологической ткани;  $E_{\text{эфф}}$  МэВ – эффективная энергия тормозного излучения. С достаточной точностью можно считать, что  $E_{\text{эфф}} = 0,5 \max(E_{\beta_i})$ .

4. Вычисляем необходимую кратность ослабления:  $k = \dot{H} / \text{ДМД}$ , и по универсальным таблицам Гусева для заданного вещества защиты и  $E_{\text{эфф}}$  находим толщину защиты.

Если выделить расстояние до защиты и применить метод итераций, то кратность ослабления удобно определять по следующей формуле:

$$k_n = \frac{5,8 \cdot 10^{-5} \bar{w} I_{\beta} A \mu_{\text{пог}}^{\text{тк}}(E_{\text{эфф}})}{4\pi \text{ ДМД}} \cdot \frac{1}{(R_3 + d_{n-1})^2}; \quad d_0 = 0. \quad (13.5)$$

**Пример 1.** Радионуклид <sup>32</sup>P активностью 10 Ки находится в медной ампуле, стенки которой полностью поглощают бета-частицы. Найти толщину свинцового экрана для защиты персонала группы А от тормозного излучения на расстоянии 2 м от источника.

**Решение.** Максимальная энергия бета-частиц приведена в табл. 13.1. По формуле (13.1) для  $Z = 29$  вычисляем  $I_\beta = 0,012$  МэВ/распад. По формуле (13.5) для  $E_{\text{эфф}} = 0,86$  МэВ;  $\mu_{\text{пог}}^{\text{ТК}}(0,86) = 0,0315$  см<sup>2</sup>/г, ДМД = 12 мкЗв/ч и  $n = 1$  определяем  $k_1 = 13$ . По универсальным таблицам находим толщину защиты из свинца  $d = 37$  мм. Следующую итерацию можно не делать.

### 13.1.2. Гамма-постоянная

Используя выражения (13.1) и (13.4), можно вычислить гамма-постоянную источника от тормозного излучения бета-частиц, т. е. мощность поглощенной дозы в воздухе (эквивалентной дозы, кермы), создаваемую точечным источником активностью 1 Бк на расстоянии 1 м от него при полном поглощении бета-частиц:

$$\Gamma_D^\beta = 0,157(Z + 3) \sum_{i=1}^m n_{\beta i} E_{\beta i}^2 \mu_{\text{пог}}^{\text{ВОЗ}}(E_{\text{эфф}}) \frac{\text{аГр м}^2}{\text{с Бк}}. \quad (13.6)$$

Значение  $\Gamma_D^\beta$  можно добавить к основной гамма-постоянной и затем проводить расчет защиты с помощью универсальных таблиц Гусева.

### 13.1.3. Метод конкурирующих линий

Если известен спектр тормозного излучения бета-частиц, то более точно толщину защиты можно определить по методу конкурирующих линий (см. лекцию 8). Но такой расчет требует больших затрат времени.

## 13.2. Расчет защиты от тормозного излучения электронных ускорителей

### 13.2.1. Защита от тормозного излучения электронов с энергиями 0,2...3,0 МэВ

Суммарную энергию тормозного излучения, образующегося при полном торможении в веществе с большим атомным номером электронов с кинетическими энергиями 0,2...3,0 МэВ, можно определить по эмпирической формуле [1]:

$$I_e \approx 5,77 \cdot 10^{-4} Z E_0^2 \text{ МэВ/электрон}. \quad (13.7)$$

Если вещество сложное, то вместо  $Z$  надо использовать  $Z_{\text{эфф}}$  в соответствии с формулой (13.2).

Затем поступаем следующим образом:

- источник полагаем точечным и изотропным, испускающим энергию тормозного излучения, равную  $I_e$  МэВ/электрон. Зная ток ускорителя  $i$ , находим число ускоренных электронов и вычисляем мощность эквивалентной дозы на расстоянии  $R$  (м) от источника по формуле

$$\dot{H} = \frac{3,6 \cdot 10^{11} \bar{w} I_e i \mu_{\text{пог}}^{\text{ТК}}(E_{\text{эфф}})}{4\pi R^2} \frac{\text{мкЗв}}{\text{ч}}, \quad (13.8)$$

где ток  $i$  – в мА,  $\mu_{\text{пог}}^{\text{ТК}}$  – в см<sup>2</sup>/г, а  $E_{\text{эфф}} = 2/3 E_0$  ;

- находим кратность ослабления и по универсальным таблицам для заданного вещества защиты и  $E_{эфф}$  находим толщину защиты.

Если, как и ранее, ввести расстояние до защиты и использовать метод итераций, то кратность ослабления удобно определять по формуле

$$k_n = \frac{3,6 \cdot 10^{11} \bar{w} I_e i \mu_{\text{пог}}^{\text{ТК}}(E_{эфф})}{4\pi \text{ДМД}} \frac{1}{(R_3 + d_{n-1})^2}; d_0 = 0. \quad (13.9)$$

**Пример 2.** Найти толщину защитной двери из железа для персонала группы А от тормозного излучения электронного ускорителя на энергию 1 МэВ и ток 0,1 мкА. Расстояние до двери от вольфрамовой мишени ускорителя равно 3 м.

**Решение.** Проводя расчет по формуле (13.7), получаем  $I_e = 0,043$  МэВ/электрон; из табл. П1.4 находим  $\mu_{\text{пог}}^{\text{ТК}}(0,67) = 0,0325$  см<sup>2</sup>/г. Подставляя эти значения в выражение (13.9) для ДМД = 6 мкЗв/ч, определяем кратность ослабления:  $k_1 = 74$ . По универсальным таблицам для  $E_{эфф} = 0,67$  МэВ находим толщину защиты  $d_1 = 115$  мм железа. Следующую итерацию можно не делать.

### 13.2.2. Метод слоев ослабления

Обозначим через  $\dot{D}_y$  *мощность показателя тканевой поглощенной дозы тормозного излучения* электронного ускорителя [9]. Эта величина численно равна мощности тканевой поглощенной дозы на расстоянии 1 м от мишени ускорителя при единичном токе электронов, падающих на мишень (Гр·м<sup>2</sup>/(мин·мА), Гр·м<sup>2</sup>/(ч·мА) и т. д.). Зная  $\dot{D}_y$ , легко найти мощность тканевой поглощенной дозы от тормозного излучения электронного ускорителя на заданном расстоянии  $R$  от мишени при известном токе  $i$ :

$$\dot{D} = \dot{D}_y \cdot i / R^2. \quad (13.10)$$

Мощность показателя тканевой поглощенной дозы тормозного излучения зависит от энергии и тока ускоренных электронов, вещества мишени и в меньшей степени от конструкции ускорителя. Значение  $\dot{D}_y$  необходимо брать из технических характеристик ускорителя, но если для данного ускорителя этой величины нет, то с некоторой погрешностью можно использовать литературные данные [9, 11], которые имеются для интервала энергий ускоренных электронов 0,3...100 МэВ и для различных направлений выхода тормозного излучения из мишени ускорителя. Будем рассматривать эти данные как мощность показателя тканевой поглощенной дозы тормозного излучения некоторых «стандартных» ускорителей  $\dot{D}_{yc}$ . На рис. 13.1 приведены значения  $\dot{D}_{yc}$  из [11] для нормального падения электронов на очень толстые мишени из вещества с  $Z > 73$  и для углов выхода тормозного излучения 0° и 90° относительно направления электронного пучка (кривые 1 и 2). Показатель тканевой поглощенной дозы определяется как максимальное значение поглощенной дозы внутри шара диаметром 30 см из тканезквивалентного материала с плотностью 1 г/см<sup>3</sup>.

Следует отметить, что результаты в [11] соответствуют очень сильному самопоглощению тормозного излучения, выходящего «вперед» ( $0^\circ \dots 90^\circ$ ), в самой мишени ускорителя. Для энергий менее 2 МэВ это приводит к тому, что показатель тканевой поглощенной дозы в направлении «назад» ( $90^\circ - 180^\circ$ ) превышает значения «вперед».

Если тормозное излучение падает на защиту толщиной  $d$ , то кратность ослабления излучения этой защитой определяется выражением

$$k_n = \frac{\bar{w} \dot{D}_y}{\text{ДМД}} \frac{i}{(R_3 + d_{n-1})^2}; \quad d_0 = 0, \quad (13.11)$$

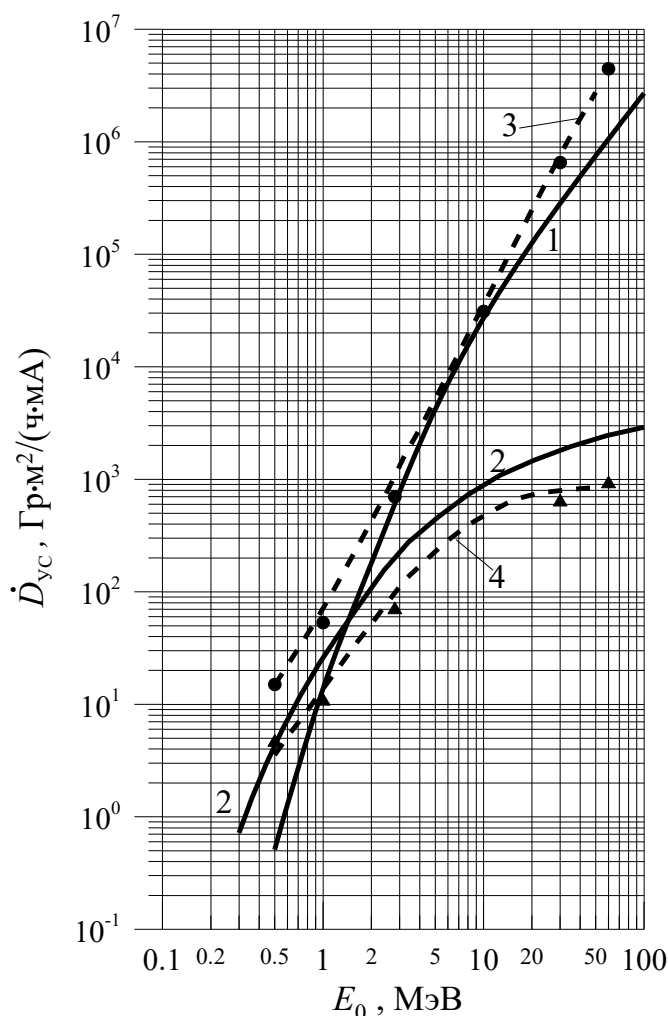


Рис. 13.1. Мощность показателя тканевой поглощенной дозы тормозного излучения в зависимости от энергии электронов. Кривые: 1 ( $0^\circ$ ) и 2 ( $90^\circ$ ) – данные [11]; 3 ( $0^\circ$ ) и 4 ( $85^\circ$ ) – данные [2]; точки ( $0^\circ$ ) и треугольники ( $90^\circ$ ) – [10]

где ток  $i$  – в мА, а величина  $\dot{D}_y$  должна иметь размерность  $\text{мкГр} \cdot \text{м}^2 / (\text{ч} \cdot \text{мА})$ . Выражение записано с учетом метода итераций и с выделением расстояния до защиты. Толщина защиты из бетона от тормозного излучения электронных ускорителей на большие энергии может составлять несколько метров, поэтому всегда необходим учет геометрического ослабления излучения.

Расчет защиты от тормозного излучения часто проводят по эффективной энергии ( $E_{\text{эфф}}$ ), но следует помнить, что расчет защиты по  $E_{\text{эфф}}$  занижает ее толщину, так как не учитывается высокоэнергетическая часть спектра. Именно эта часть спектра определяет толщину защиты при больших кратностях ослабления и для высокоэнергетического

тормозного излучения расчет защиты по  $E_{\text{эфф}}$  может приводить к большим погрешностям. В санитарных правилах по использованию ускорителей

электронов с энергией до 100 МэВ [10] рекомендовано определять  $E_{\text{эфф}}$  следующим образом:

- $E_{\text{эфф}} = 2/3 E_0$  при  $E_0 \leq 1,7$  МэВ;
- $E_{\text{эфф}} = E_0/2$  при  $1,7 \text{ МэВ} < E_0 \leq 10$  МэВ;
- $E_{\text{эфф}} = 5$  МэВ при  $10 \text{ МэВ} < E_0 \leq 15$  МэВ;
- $E_{\text{эфф}} = E_0/3$  при  $15 \text{ МэВ} < E_0 \leq 100$  МэВ.

Толщину защиты от тормозного излучения электронного ускорителя можно найти, если воспользоваться данными о толщине слоя десятикратного ослабления  $\Delta_{1/10}$ . Такие данные имеются в [11] для интервала энергий электронов 0,1...100 МэВ и для трех основных веществ защиты от тормозного излучения: бетона, железа и свинца. Более того, в этой работе учтена зависимость  $\Delta_{1/10}$  от толщины защиты и приведены данные как для первого слоя десятикратного ослабления  $\Delta_{1/10}$ , так и для следующего  $\Delta_{1/10}^{\text{ac}}$  (асимптотического, см. лекцию 8). Эти значения приведены на рис. 13.2–13.4. Тогда с учетом выражения (13.11) толщину защиты можно найти следующим образом:

$$d_n = \Delta_{1/10} + \frac{\Delta_{1/10}^{\text{ac}}}{\ln 10} \ln \left[ \frac{\bar{w} \dot{D}_y}{10 \cdot \text{ДМД}} \cdot \frac{i}{(R_3 + d_{n-1})^2} \right]; d_0 = 0. \quad (13.12)$$

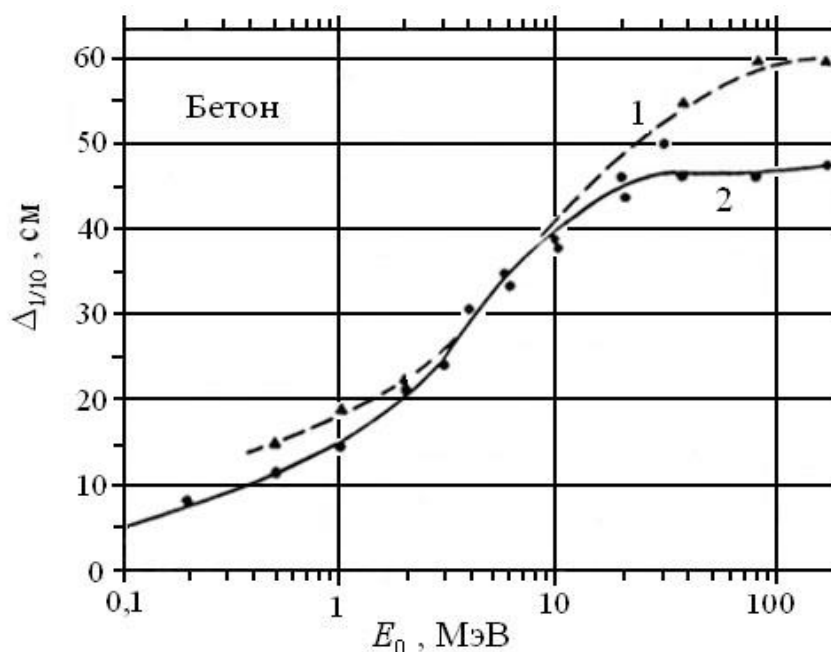


Рис. 13.2. Величина слоя десятикратного ослабления из бетона ( $2,35 \text{ г/см}^3$ ) как функция энергии ускоренных электронов [11]:  
1 – первый слой; 2 – асимптотический

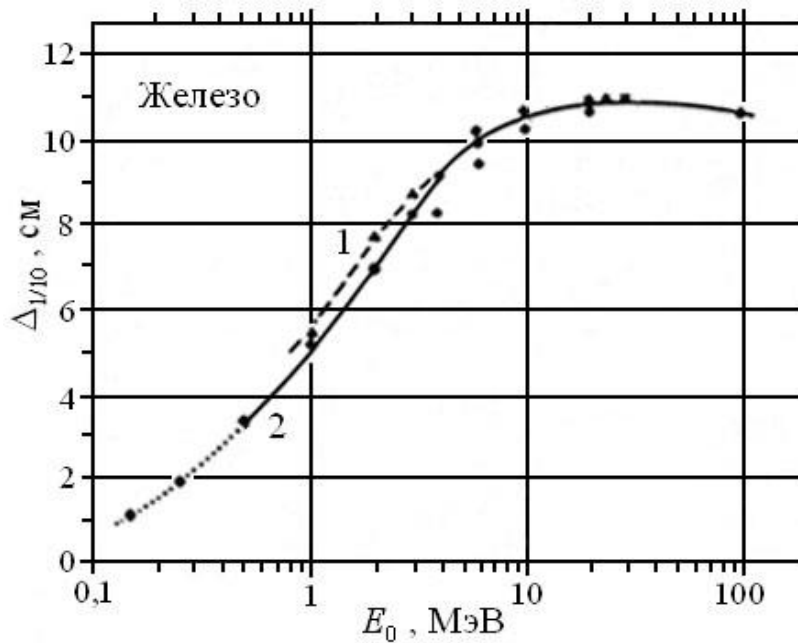


Рис. 13.3. Величина слоя десятикратного ослабления из железа ( $7,8 \text{ г/см}^3$ ) как функция энергии ускоренных электронов [11]:  
 1 – первый слой; 2 – асимптотический

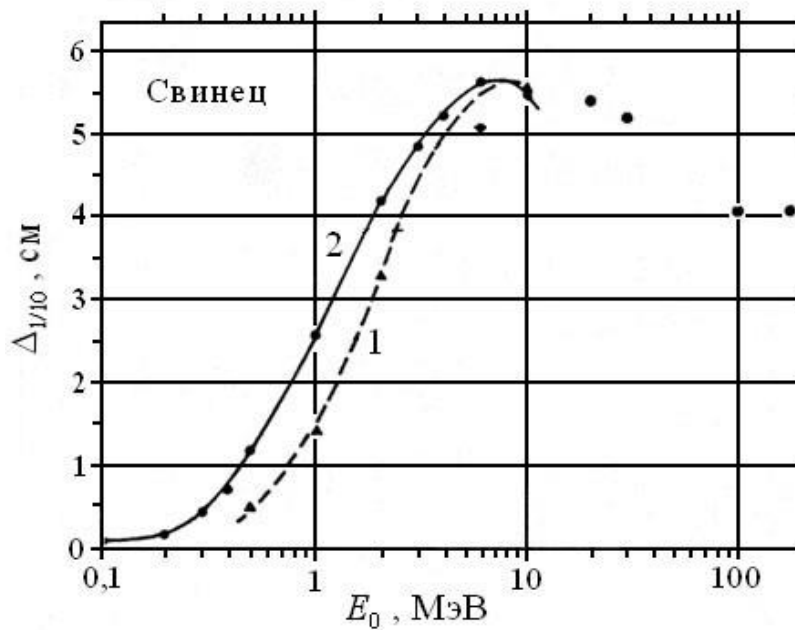


Рис. 13.4. Величина слоя десятикратного ослабления из свинца ( $13,3 \text{ г/см}^3$ ) как функция энергии ускоренных электронов [11]:  
 1 – первый слой; 2 – асимптотический

**Пример 3.** Найти толщину защиты из бетона для персонала группы Б от тормозного излучения линейного ускорителя электронов на энергию 10 МэВ и ток 10 мкА. Расстояние от мишени ускорителя до защиты равно 2 м.

**Решение 1.** Принимаем ускоритель за «стандартный» и по кривой 1 на рис. 13.1 находим  $\dot{D}_{yc} = 2,5 \cdot 10^{10}$  мкГр·м<sup>2</sup>/ч·мА. По кривым на рис. 13.2 определяем:  $\Delta_{1/10} = 41$  см;  $\Delta_{1/10}^{ac} = 40$  см. По формуле (13.12) для ДМД = 1,2 мкЗв/ч и  $n = 1$  находим  $d_1 = 310$  см бетона; вторая итерация дает  $d_2 = 278$  см; третья –  $d_3 = 280$  см. Оставляем последнее, самое точное, значение:  $d = 280$  см бетона. Часто достаточно двух или трех итераций.

### 13.2.3. Номограммы Машковича

Расчет защиты от тормозного излучения в диапазоне энергий  $E_0$  3...30 МэВ можно выполнить по номограммам Машковича [9] (рис. 7.4). Эти номограммы представляют собой серию кривых  $d = f(E_0, \kappa)$ , где  $d$  – толщина защиты из бетона (с плотностью 2,3 г/см<sup>3</sup>).

$$\kappa = \frac{i}{R^2}, \quad (13.13)$$

где  $i$  (мкА) – средний ток электронов, падающих на мишень ускорителя;  $R$  (м) – расстояние от мишени до защищаемой области (детектора).

Тормозное излучение электронного ускорителя на энергии более нескольких МэВ нельзя считать изотропным источником, оно имеет анизотропное, сильно вытянутое вперед угловое распределение, т. е. количество излучения (число фотонов, интенсивность) быстро убывает с увеличением угла вылета [3]. Несмотря на это, для ускорителей, генерирующих тормозное излучение, защита под большими углами относительно направления первичного электронного пучка может определяться не рассеянным от стен помещения излучением, а первичным тормозным излучением, выходящим из мишени в данном направлении, так как эффективная энергия и проникающая способность первичного тормозного излучения, выходящего из мишени под любыми углами, много выше, чем у рассеянного излучения. Поэтому конструкция ускорителя должна обеспечивать достаточное снижение мощности дозы от первичного тормозного

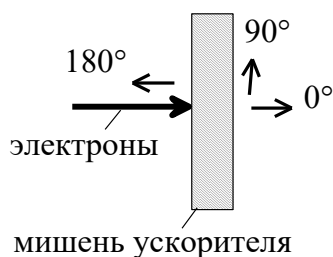


Рис. 13.5. К направлению выхода тормозного излучения из мишени

излучения вне области рабочего пучка ускорителя. Это особенно важно для ускорителей, которые используются в лучевой терапии. В техническом паспорте таких ускорителей должна содержаться подобная информация. Например, в техническом паспорте линейного медицинского ускорителя SL-25 фирмы Филипс указано, что поглощенная доза вне области рабочего пучка не превышает 0,1 % от дозы в центре пучка.

Все же мощность дозы под большими углами выхода тормозного излучения может оказаться достаточно высокой, и необходимо определять толщину защиты и в этих направлениях. Поэтому номограммы Машковича рассчитаны для трех направлений выхода тормозного излучения:  $0^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $180^\circ$  (см. рис. 13.5). Естественно, что они не учитывают защиту и конструкцию ускорителя в направлении углов  $90^\circ$  и  $180^\circ$  и получены для незащищенной мишени. Для направления  $0^\circ$  эти номограммы приведены на рис. 13.6.

Номограммы Машковича получены для профессионального облучения с ДМД = 27,8 мкГр/ч (НРБ-76), поэтому для НРБ-99/2009 коэффициент  $k$  следует вычислять по формуле (с учетом метода итераций)

$$k_n = \frac{1,09 \bar{w} 27,8}{\text{ДМД}} \frac{i}{(R_3 + d_{n-1})^2}; d_0 = 0. \quad (13.14)$$

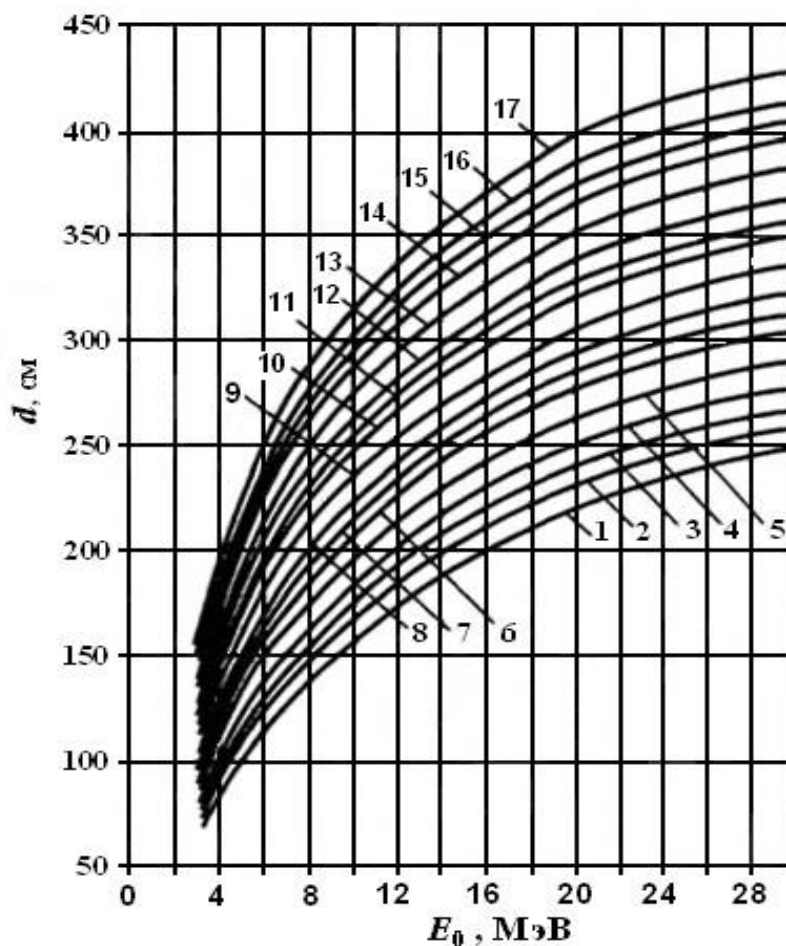


Рис. 13.6. Номограммы для определения толщины защиты из бетона ( $2,3 \text{ г/см}^3$ ) в направлении  $0^\circ$  в зависимости от энергии электронов  $E_0$  для значений  $k$ :  
 0,01 (1); 0,02 (2); 0,03 (3); 0,05 (4); 0,1 (5); 0,2 (6); 0,3 (7); 0,5 (8); 1,0 (9);  
 2,0 (10); 3,0 (11); 5,0 (12); 10 (13); 20 (14); 30 (15); 50 (16); 100 (17)

Если энергия фотонов тормозного излучения больше пороговой энергии фотоядерной реакции (для веществ с большим атомным номером это примерно



6...8 МэВ [3]), то в мишени ускорителя (и в других элементах и устройствах, на которые падает тормозное излучение) начинается генерация фотонейтронов, которые также имеют большую проникающую способность. Угловое распределение фотонейтронов практически изотропное, а выход тормозного излучения в основном сосредоточен в направлении  $0^\circ$ . Поэтому защита ускорителей на энергии более 8 МэВ под большими углами относительно направления электронного пучка может определяться не тормозным излучением, а фотонейтронами из мишени и элементов конструкции ускорителя. Достоинством номограмм Машковича является то, что для направлений  $90^\circ$  и  $180^\circ$  они позволяют определить толщину защиты и от фотонейтронов, образующихся в мишени.

**Решение 2 (пример 3).** По формуле (13.14) для ДМД = 1,2 мкЗв/ч и  $n = 1$  определяем  $\kappa_1 = 63,1$ . По кривым 16 и 17 на рис. 13.6 находим  $d_1 = 310$  см бетона. Вторая итерация дает:  $\kappa_2 = 9,7$ ;  $d_2 = 270$  см. Третья:  $\kappa_3 = 11,4$ ;  $d_3 = 275$  см. Оставляем последнее, самое точное, значение:  $d = 2750$  мм.

Номограммы Машковича имеют и некоторые недостатки:

- получены только для одного вещества защиты – бетона;
- не учитывают изменения формы спектра тормозного излучения с изменением угла вылета фотонов, поэтому менее точны для больших углов выхода тормозного излучения;
- спектры тормозного излучения рассчитаны для мишеней, в которых происходит полное поглощение первичных электронов, следовательно, имеет место сильное самопоглощение тормозного излучения.

#### 13.2.4. Новые номограммы для расчета защиты от первичного тормозного излучения

В работе [2] получены «новые» номограммы для расчета защиты от первичного тормозного излучения. Методика получения номограмм аналогична номограммам для первичного рентгеновского излучения (см. лекцию 12).

Допустимые условия работы с тормозным излучением определяются выражением

$$\text{ДМД} \geq \bar{w} \dot{D}_0(E_0; d) \frac{i}{R^2}, \quad (13.15)$$

где величину  $\dot{D}_0(E_0; d)$  можно вычислить с помощью интеграла:

$$\dot{D}_0(E_0; d) = 3,6 \cdot 10^{11} \int_0^{E_0} J(E_0; E, \theta) e^{-\Sigma(E)d} E \mu_{\text{пор}}^{\text{тк}}(E) B_D(E, \Sigma d) dE, \quad (13.16)$$

где  $J(E_0; E, \theta)$  – это спектрально-угловое распределение тормозного излучения, выходящего из мишени ускорителя, а остальные обозначения те же, что и в выражении (12.3). Если  $d = 0$ ,  $B_D = 1$ , то  $\dot{D}_0(E_0)$  соответствует  $\dot{D}_{\text{вс}}$  – мощности показателя тканевой поглощенной дозы тормозного излучения «стандартного» ускорителя. Основная информация, необходимая для вычис-

ления  $\dot{D}_0$ , – это спектры тормозного излучения в заданных направлениях из мишеней ускорителей на различные энергии  $E_0$ . Эти данные рассчитаны в работе [2] методом Монте-Карло по специальной программе [4, 6]. Расчеты

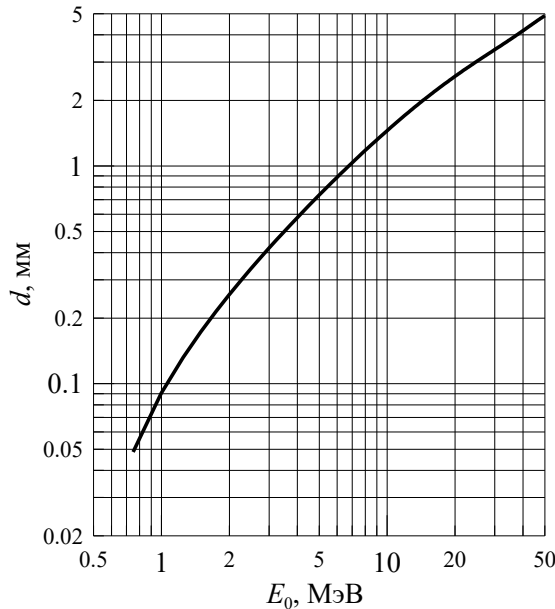


Рис. 13.7. Оптимальная толщина  $W$  мишеней

спектров проведены для мишеней из вольфрама с такой толщиной (оптимальной), которая обеспечивает наибольший выход тормозного излучения. Оптимальная толщина мишени соответствует примерно 1/3 среднего пробега ускоренных электронов  $R_0$  (см. [3]). Значения оптимальных толщин мишеней из вольфрама приведены на рис. 13.7. Мощность показателя тканевой поглощенной дозы тормозного излучения для таких мишеней больше (см. кривая 3 на рис. 13.1), а самопоглощение излучения гораздо меньше, чем для мишеней с полным погло-

щением первичных электронов, которые использовались в работах [9, 10].

При расчете номограмм учитывалось лишь дополнительное ослабление тормозного излучения слоем стеклянной камеры ускорителя толщиной 4 мм. Поглощенная доза рассчитывалась в тканезквивалентном слое вещества толщиной 1 см.

Безразмерный коэффициент  $K$  номограмм, учитывающий условия работы, имеет вид, аналогичный выражению (12.7):

$$K = \frac{\dot{D}_y}{\dot{D}_{yc}} \frac{\bar{w} \cdot i \cdot 10}{\text{ДМД} \cdot R^2}, \quad (13.17)$$

где  $i$  – в мА. Выражая из (13.17) ДМД и подставляя в (13.15), получаем

$$K(E_0; d) = \frac{\dot{D}_y}{\dot{D}_{yc}} \frac{10}{\dot{D}_0(E_0; d)}. \quad (13.18)$$

В соответствии с выражением (13.18), полагая  $\dot{D}_y = \dot{D}_{yc}$ , вычислены «новые» номограммы. Выделяя расстояние до защиты и используя метод итераций, выражение (13.17) удобно записать в виде

$$K_n = \frac{\dot{D}_y}{\dot{D}_{yc}} \frac{\bar{w} \cdot i \cdot 10}{\text{ДМД} \cdot (R_3 + d_{n-1})^2}; \quad d_0 = 0. \quad (13.19)$$

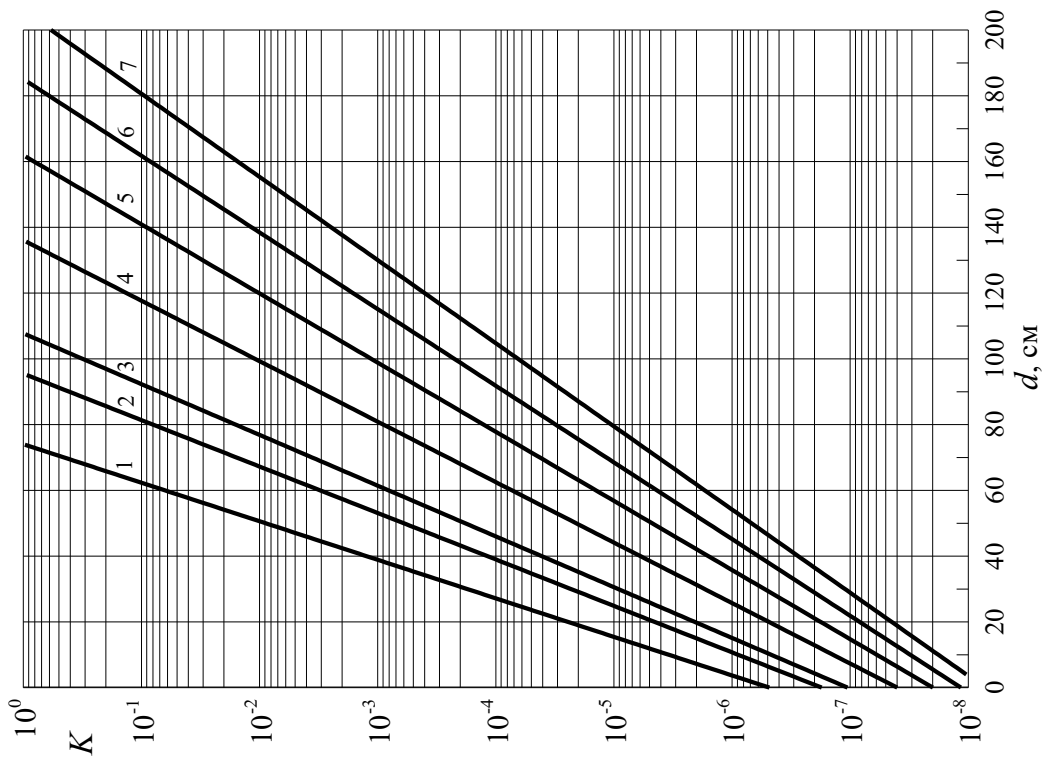


Рис. 13.8. Номограммы для расчета защиты из бетона от первичного тормозного излучения в направлении  $0^\circ$ :  
 $E_0$  (МэВ): 1 – 0,5; 2 – 0,8; 3 – 1; 4 – 1,5; 5 2; 6 – 2,5; 7 – 3

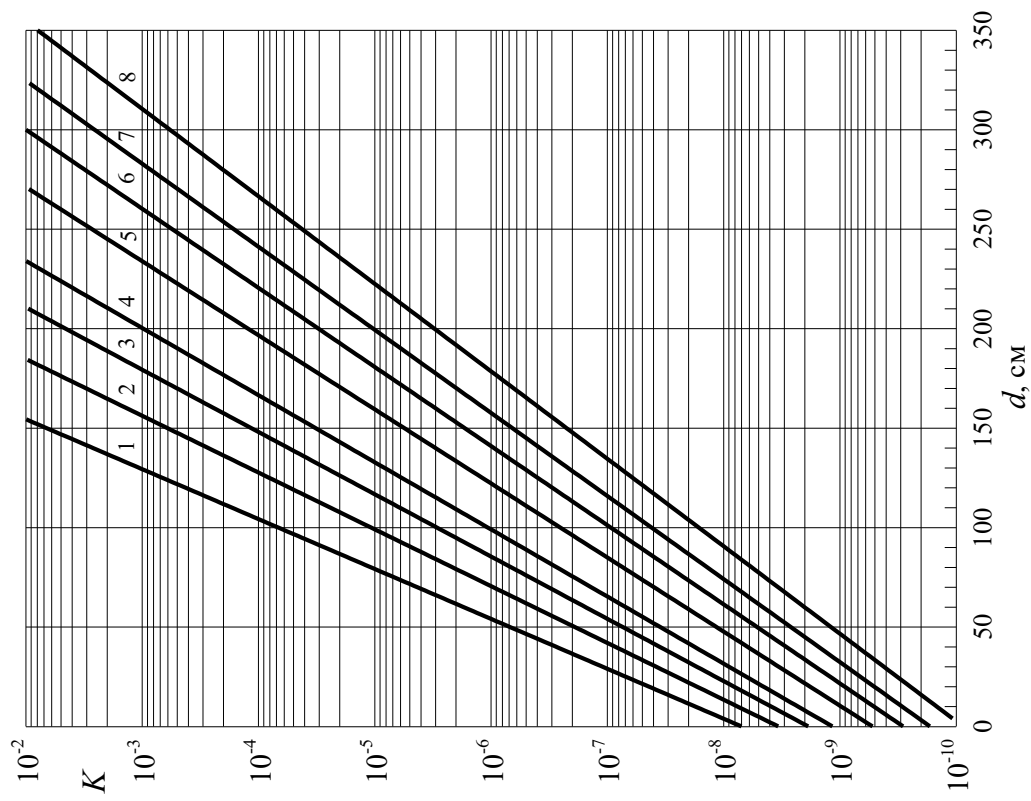


Рис. 13.9. Номограммы для расчета защиты из бетона от первичного тормозного излучения в направлении  $0^\circ$ :  
 $E_0$  (МэВ): 1 – 3; 2 – 4; 3 – 5; 4 – 6; 5 – 8; 6 – 10; 7 – 12; 8 – 15

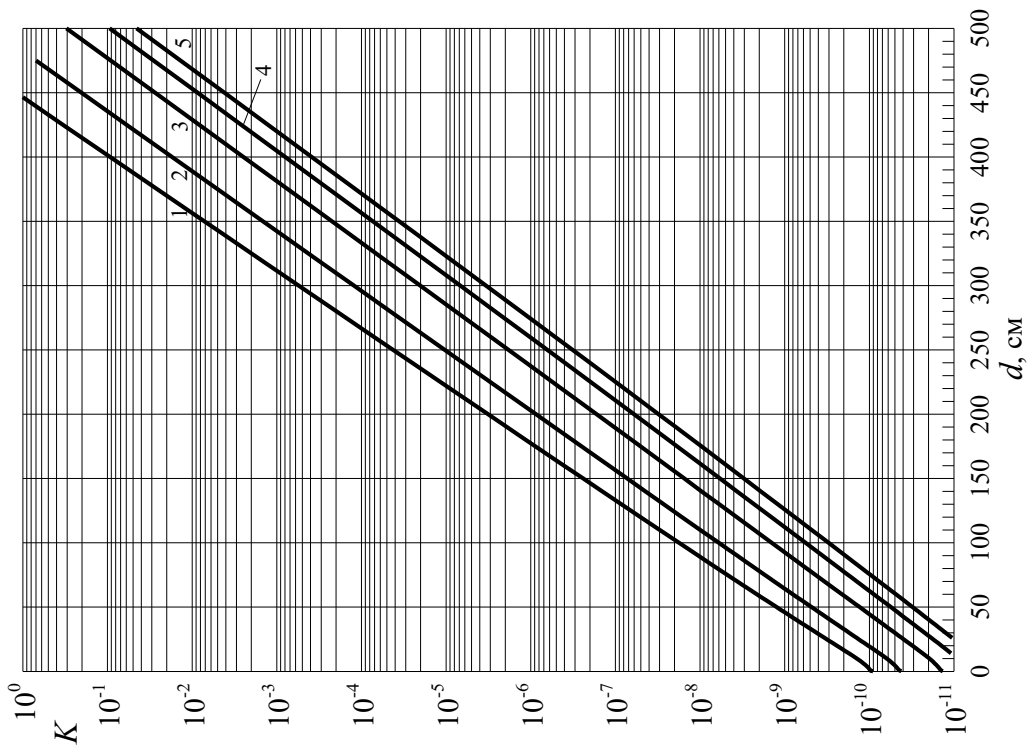


Рис. 13.10. Номограммы для расчета защиты из бетона от первичного тормозного излучения в направлении  $0^\circ$ :  
 $E_0$  (МэВ): 1 – 15; 2 – 20; 3 – 30; 4 – 40; 5 – 50

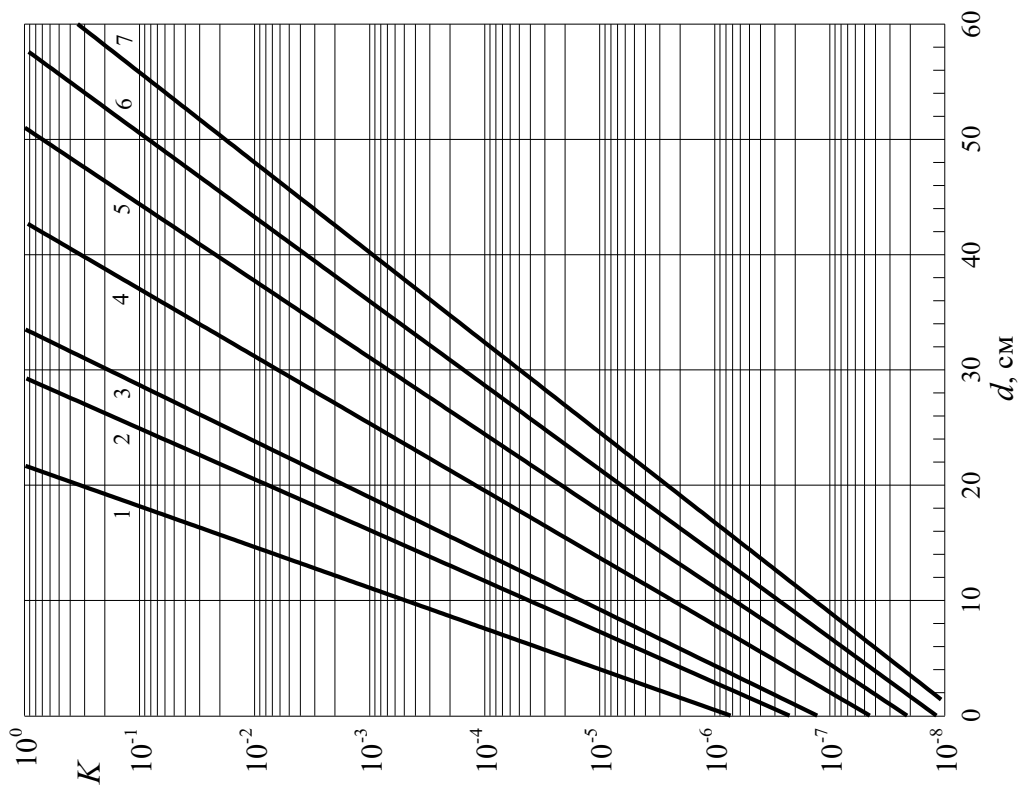


Рис. 13.11. Номограммы для расчета защиты из железа от первичного тормозного излучения в направлении  $0^\circ$ :  
 $E_0$  (МэВ): 1 – 0,5; 2 – 0,8; 3 – 1; 4 – 1,5; 5 – 2; 6 – 2,5; 7 – 3

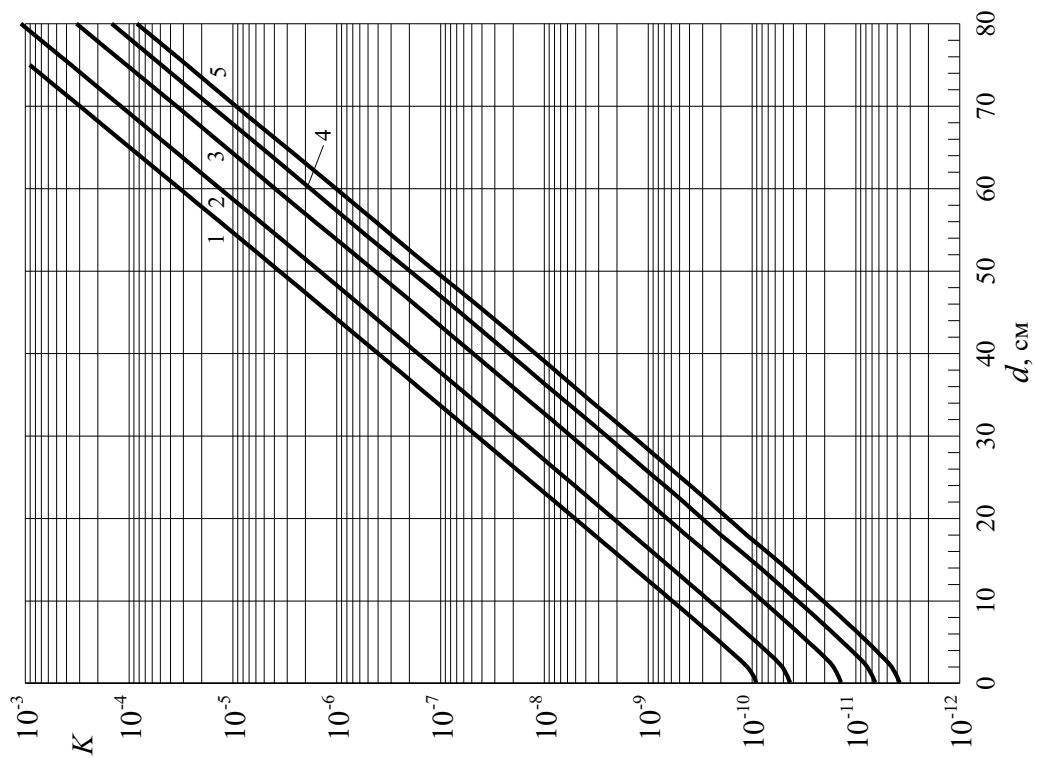


Рис. 13.13. Номограммы для расчета защиты из железа от первичного тормозного излучения в направлении  $\theta^\circ$ :  
 $E_0$  (МэВ): 1 – 15; 2 – 20; 3 – 30; 4 – 40; 5 – 50

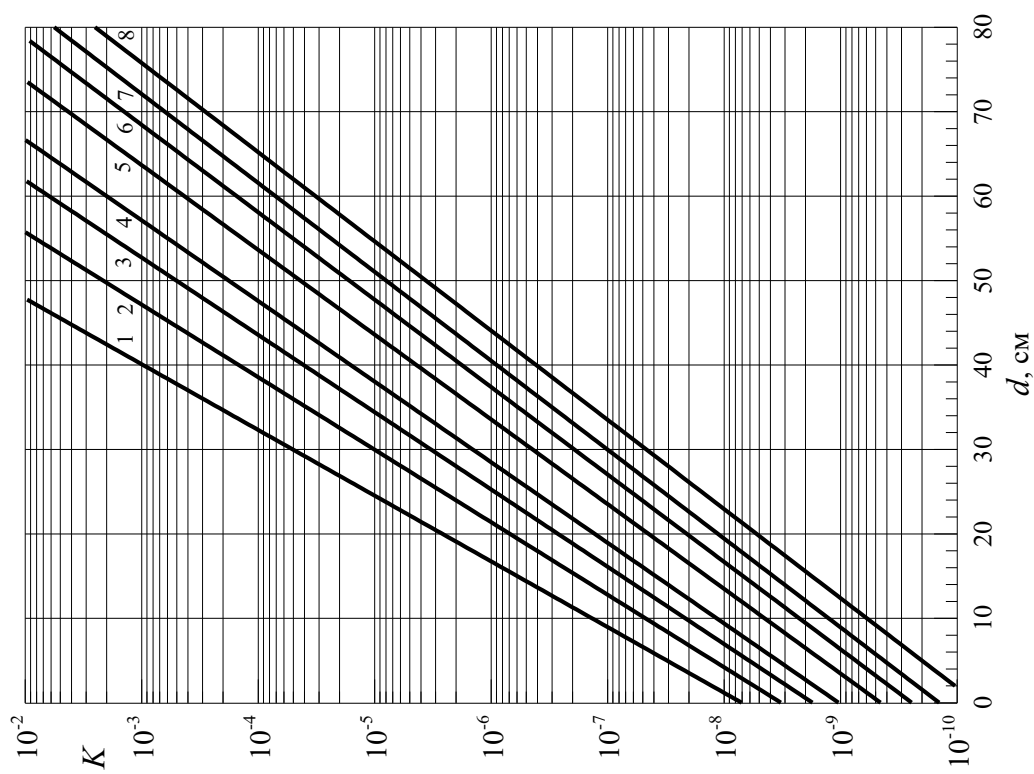


Рис. 13.12. Номограммы для расчета защиты из железа от первичного тормозного излучения в направлении  $\theta^\circ$ :  
 $E_0$  (МэВ): 1 – 3; 2 – 4; 3 – 5; 4 – 6; 5 – 8; 6 – 10; 7 – 12; 8 – 15

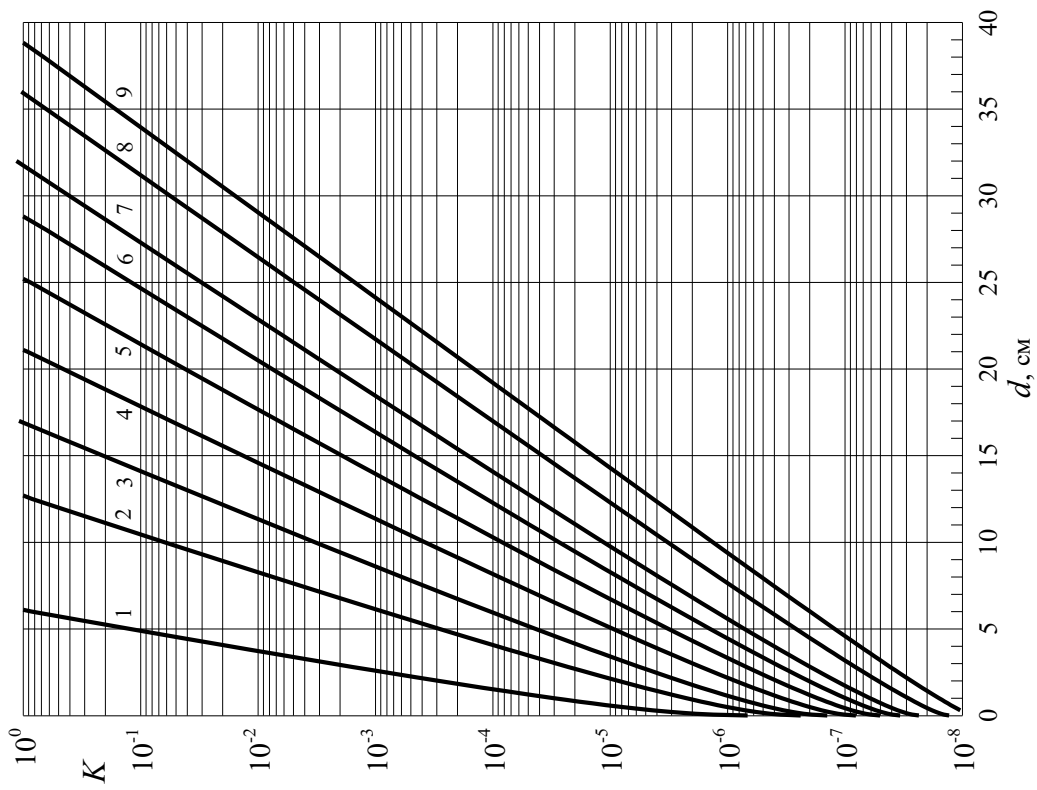


Рис. 13.14. Номограммы для расчета защиты из свинца от первичного тормозного излучения в направлении  $\theta^\circ$ :  $E_0$  (МэВ): 1 – 0,5; 2 – 0,8; 3 – 1; 4 – 1,25; 5 – 1,5; 6 – 1,75; 7 – 2; 8 – 2,5; 9 – 3

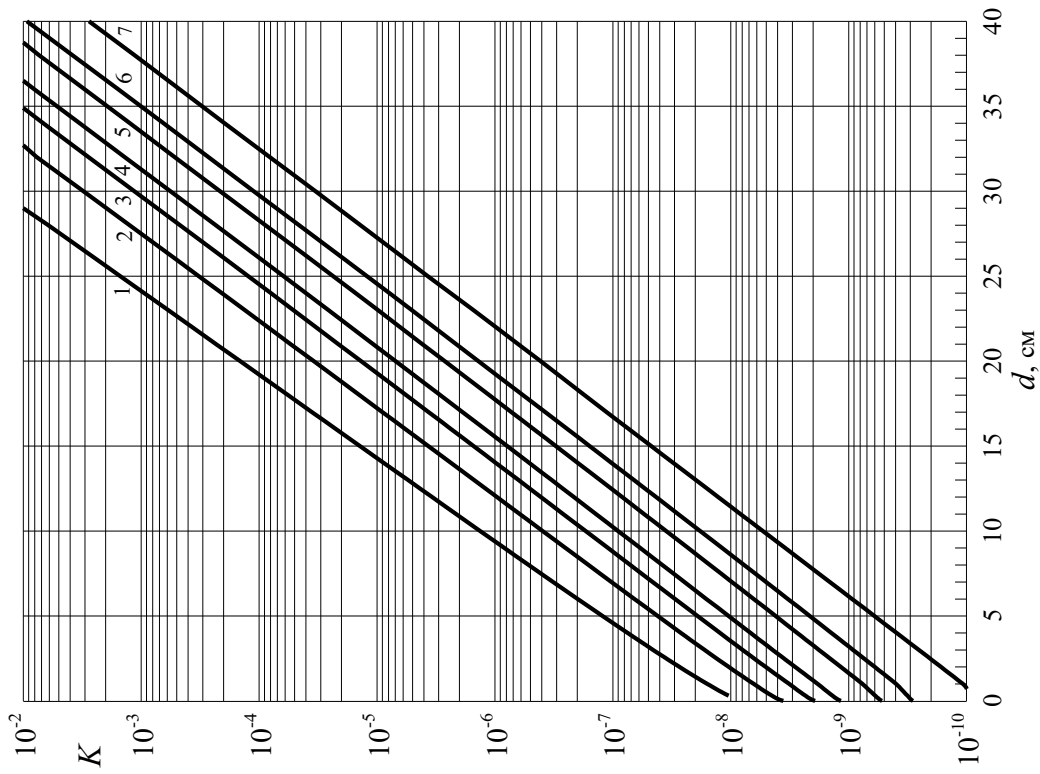


Рис. 13.15. Номограммы для расчета защиты из свинца от первичного тормозного излучения в направлении  $\theta^\circ$ :  $E_0$  (МэВ): 1 – 3; 2 – 4; 3 – 5; 4 – 6; 5 – 8; 6 – 10; 7 – 15

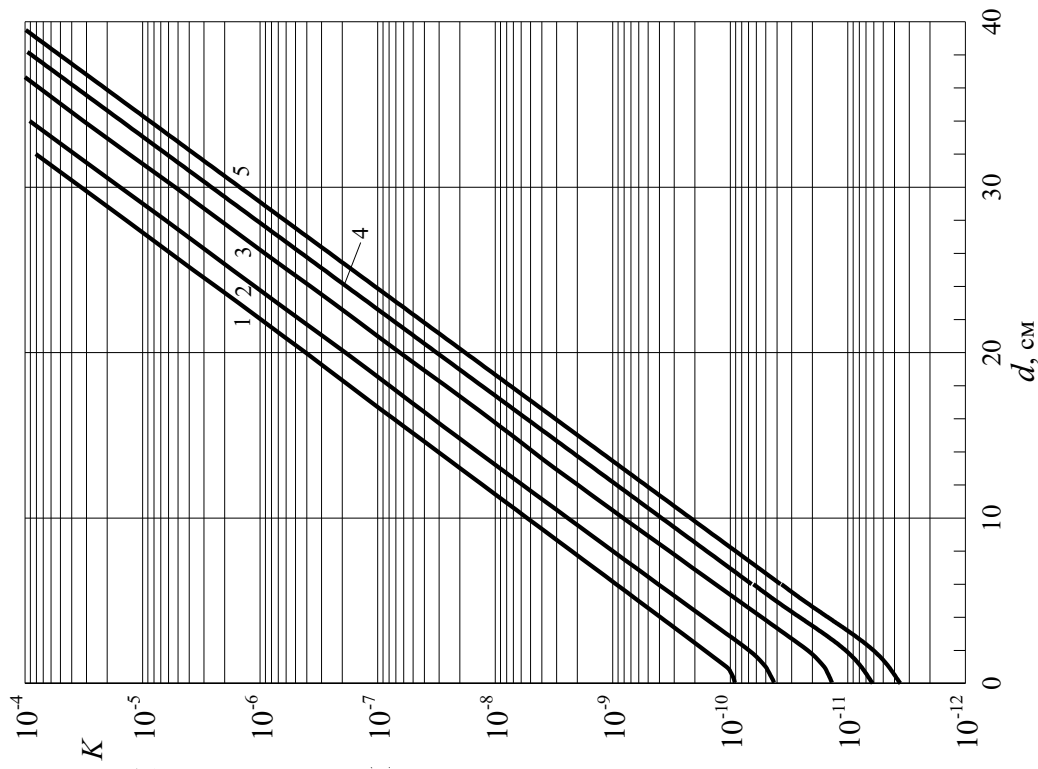


Рис. 13.16. Номограммы для расчета защиты из свинца от первичного тормозного излучения в направлении  $0^\circ$ :  
 $E_0$  (МэВ): 1 – 15; 2 – 20; 3 – 30; 4 – 40; 5 – 50

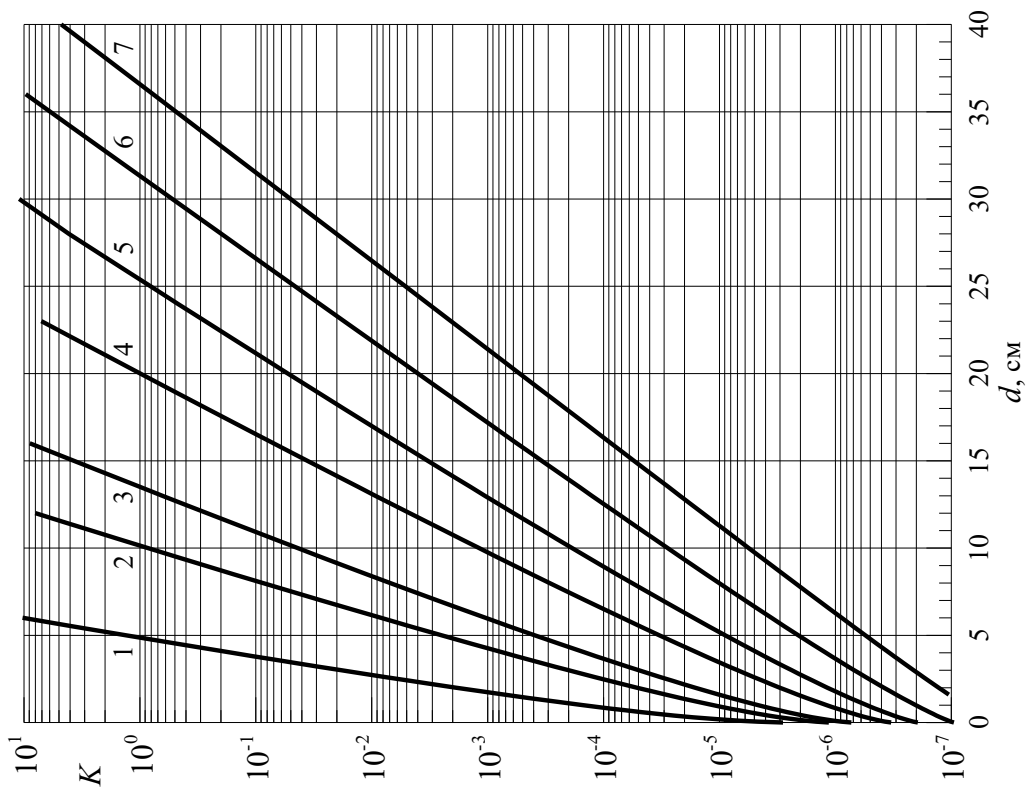


Рис. 13.17. Номограммы для расчета защиты из свинца от первичного тормозного излучения в направлении  $85^\circ$ :  
 $E_0$  (МэВ): 1 – 0,5; 2 – 0,8; 3 – 1; 4 – 1,5; 5 – 2; 6 – 3; 7 – 5

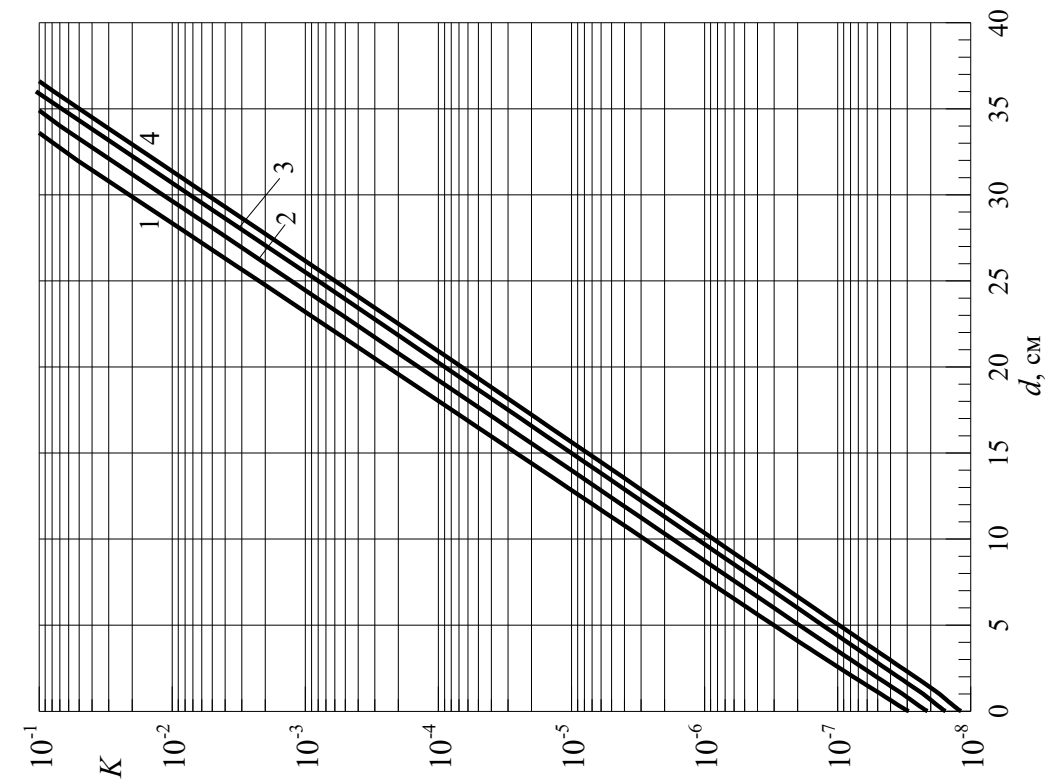


Рис.13.18. Номограммы для расчета защиты из свинца от первичного тормозного излучения в направлении  $85^\circ$ :  
 $E_0$  (МэВ): 1 – 7; 2 – 10; 3 – 15; 4 – 50

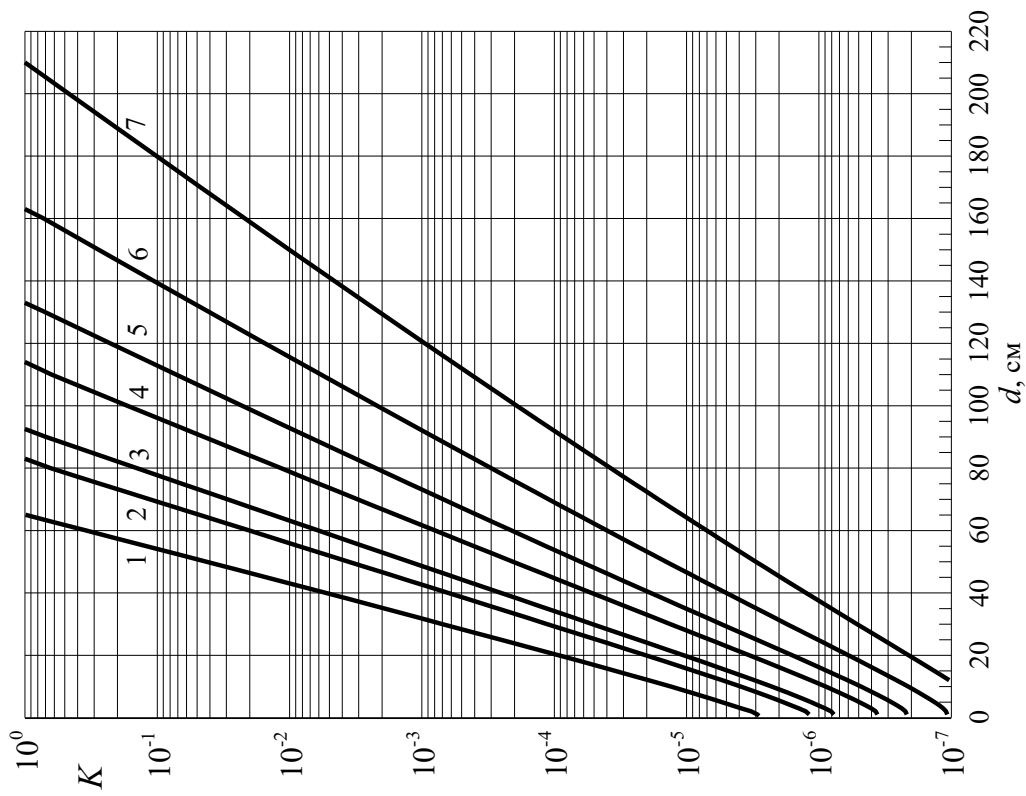


Рис. 13.19. Номограммы для расчета защиты из бетона от первичного тормозного излучения в направлении  $85^\circ$ :  
 $E_0$  (МэВ): 1 – 0,5; 2 – 0,8; 3 – 1; 4 – 1,5; 5 – 2; 6 – 3; 7 – 5



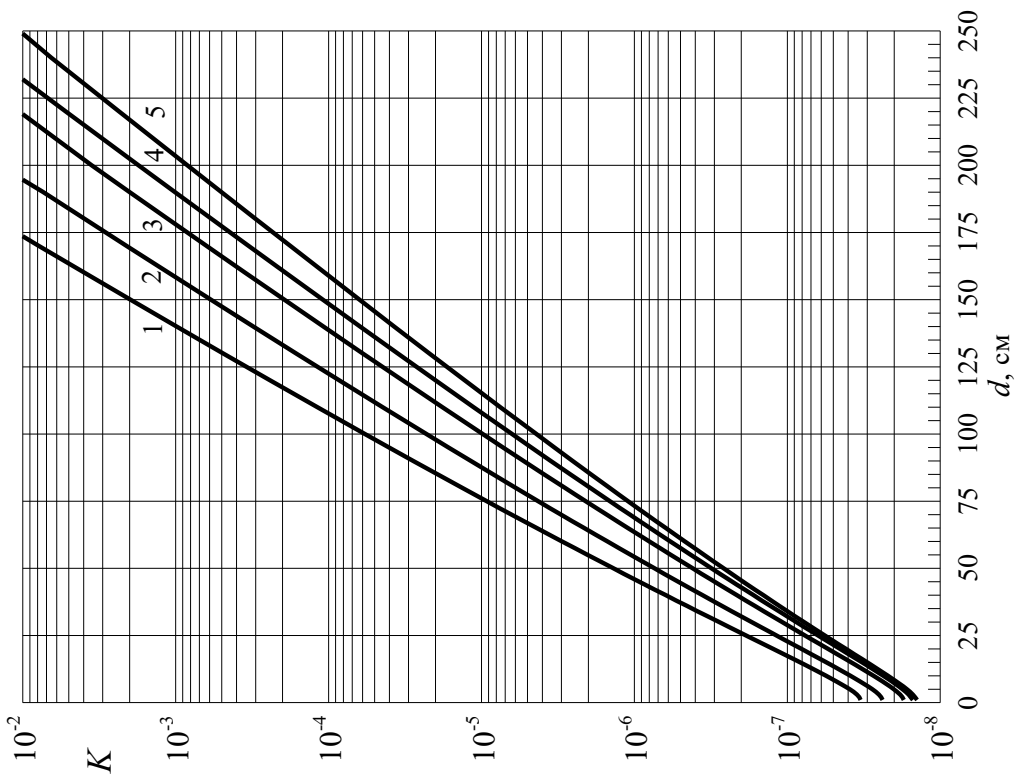


Рис. 13.20. Номограммы для расчета защиты из бетона от первичного тормозного излучения в направлении  $85^\circ$ :  
 $E_0$  (МэВ): 1 – 7; 2 – 10; 3 – 15; 4 – 20; 5 – 50

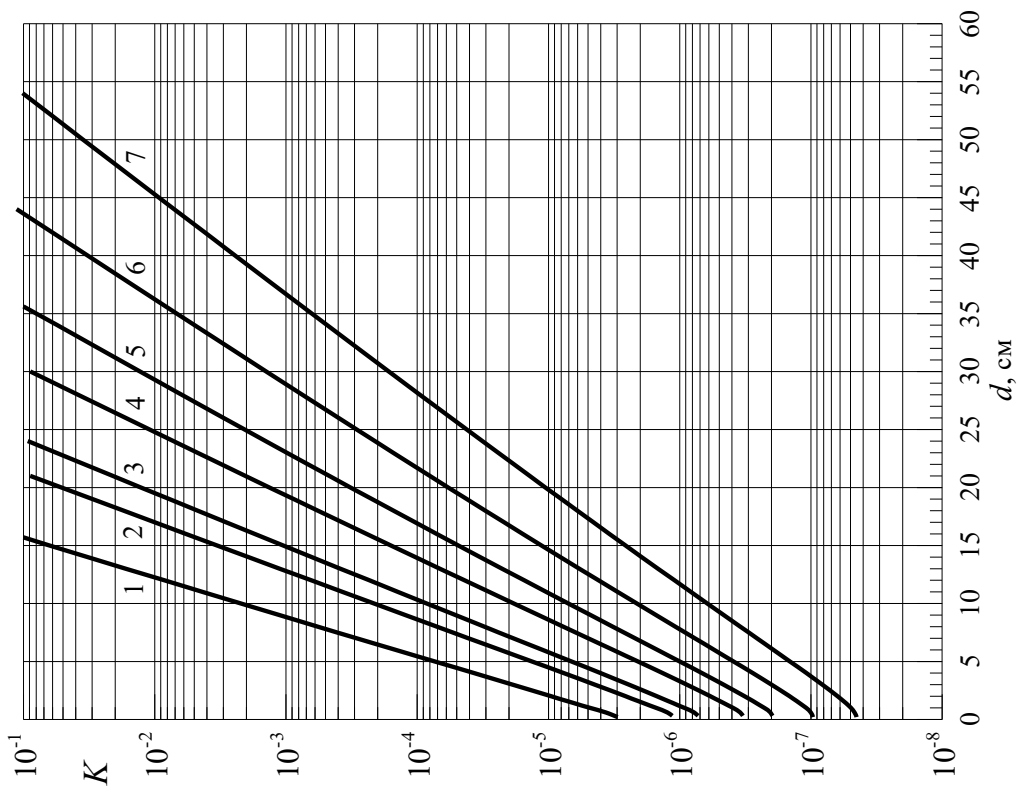


Рис. 13.21. Номограммы для расчета защиты из железа от первичного тормозного излучения в направлении  $85^\circ$ :  
 $E_0$  (МэВ): 1 – 0,5; 2 – 0,8; 3 – 1; 4 – 1,5; 5 – 2; 6 – 3; 7 – 5

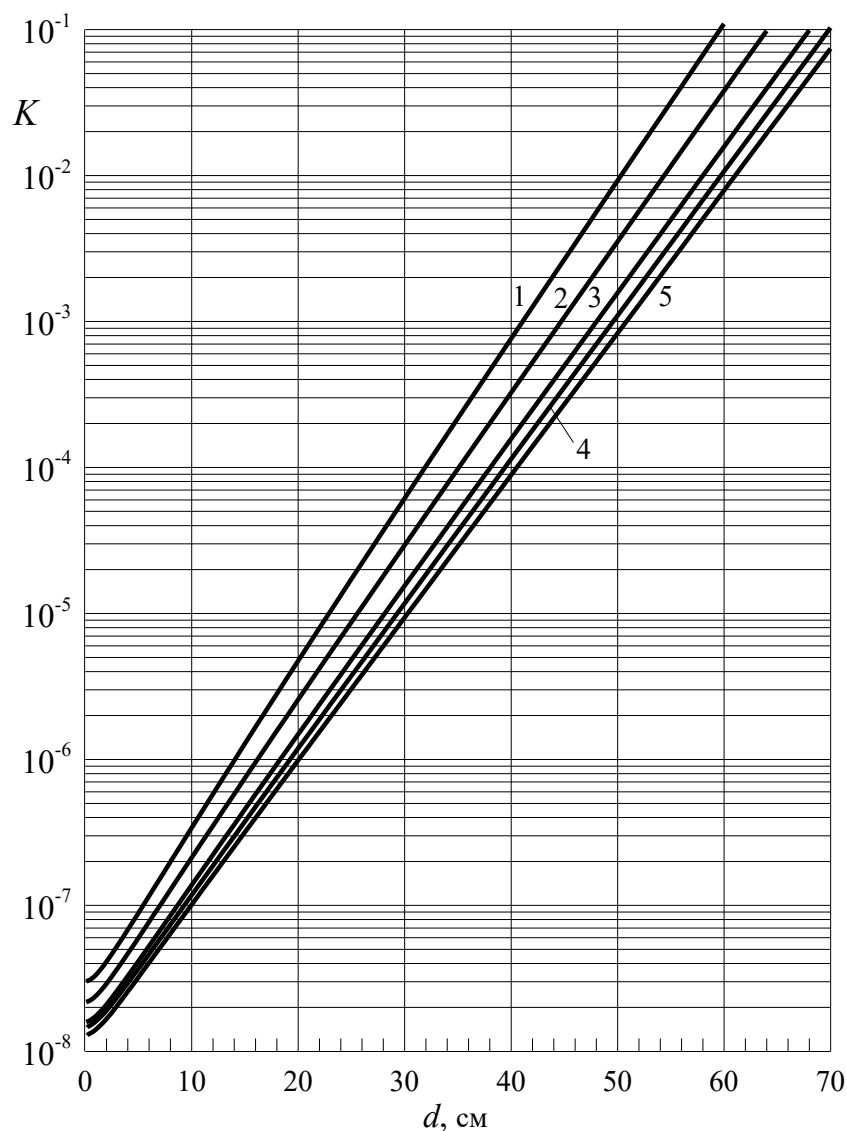


Рис. 13.22. Номограммы для расчета защиты из железа от первичного тормозного излучения в направлении  $85^\circ$ :  
 $E_0$  (МэВ): 1 – 7; 2 – 10; 3 – 15; 4 – 20; 5 – 50

В работе [2] номограммы рассчитаны для двадцати двух значений энергий  $E_0$  в диапазоне 0,5...15 МэВ, для трех веществ защиты: бетона ( $2,35 \text{ г/см}^3$ ), железа ( $7,86 \text{ г/см}^3$ ), свинца ( $11,34 \text{ г/см}^3$ ) и для шестнадцати направлений выхода тормозного излучения в интервале  $0^\circ \dots 180^\circ$ . При написании данного пособия энергетический диапазон энергий электронов был увеличен до 50 МэВ. На рис. 13.8–13.22 приведена только часть номограмм для направлений  $0^\circ$  и  $85^\circ$ .

Расчет защиты с учетом всех возможностей «новых» номограмм можно выполнить в программе «Компьютерная лаборатория» (PCLab) в режиме работы PROTECT [6] (см. прил. 1).

Если при расчете защиты величина коэффициента  $K$  принимает большее значение, чем на номограммах, то, как и для рентгеновского излучения, надо

представить этот коэффициент в виде  $K = K_1 \cdot 10^n$ . Толщину защиты для  $K_1$  надо определять по номограммам, а дополнительную толщину для кратности ослабления  $10^n$  находить с помощью метода слоев десятикратного ослабления. Величину  $\Delta_{1/10}$  можно определить по номограммам в области  $K_1$ . При расчете защиты в программе «Компьютерная лаборатория» это выполняет сама программа. Значения  $\Delta_{1/10}^{ac}$  по ослаблению мощности тканевой поглощенной дозы первичного тормозного излучения приведены в табл. 13.2. Эти значения рассчитаны для толщины защиты, соответствующей кратности ослабления  $10^4$ , и слабо меняются с ее дальнейшим увеличением.

Таблица 13.2

*Значения  $\Delta_{1/10}^{ac}$  (мм) в барьерной геометрии для плоского мононаправленного источника первичного ТИ в направлении  $0^\circ$*

$E_0$ , МэВ	Свинец	Железо	Бетон	$E_0$ , МэВ	Свинец	Железо	Бетон
0,5	11,6	35,7	114	5,0	52,2	92,3	324
0,6	15,3	39,0	124	6,0	52,5	96,0	348
0,8	21,5	44,3	139	8,0	52,7	100,3	382
1,0	27,3	49,0	154	10	52,6	102,5	407
1,5	37,0	58,8	185	15	52,3	104,8	446
2,0	43,9	67,4	213	20	52,2	105,1	464
2,5	47,2	73,8	236	30	52,0	104,5	480
3,0	49,2	79,0	257	40	51,8	103,5	488
4,0	51,3	87,0	293	50	51,7	103,3	492

**Решение 3 (пример 3).** Считаем ускоритель «стандартным» и по формуле (13.18) для ДМД = 1,2 мкЗв/ч и  $n = 1$  вычисляем коэффициент  $K_1 = 0,021$ . У номограмм на рис. 13.9  $K_{\max} = 0,01$ , поэтому представляем коэффициент  $K_1$  в виде  $K_1 = 0,0021 \cdot 10$ . По номограммам на рис. 13.9 находим:  $\Delta_{1/10} = 40$  см;  $d_1 = 275 + 40 = 315$  см бетона. Вторая итерация дает:  $K_2 = 0,0031$ ;  $d_2 = 280$  см. Третья:  $K_3 = 0,0036$ ;  $d_3 = 283$  см. Оставляем последнее, наиболее точное, значение:  $d = 283$  см бетона. Большой выход тормозного излучения из мишени оптимальной толщины обуславливает и большую толщину защиты по сравнению с двумя предыдущими методиками.

Выполним теперь расчет защиты от первичного тормозного излучения, выходящего из ускорителя (из радиационной головки ускорителя) вне рабочего пучка. Это излучение называют излучением утечки.

**Пример 4.** Определить толщину защиты из бетона для персонала группы Б от первичного тормозного излучения ускорителя из примера 3 в направлении, перпендикулярном к направлению рабочего пучка ускорителя. Расстояние до защиты равно 2 м. Известно, что мишень ускорителя изготовлена из вольфрама и имеет оптимальную толщину, а защита ускорителя снижает мощность дозы вне зоны рабочего пучка тормозного излучения до значений, не превышающих 0,1 % от дозы в центре пучка.

**Решение.** Считаем ускоритель «стандартным» и по кривой 3 на рис. 13.1 находим мощность показателя тканевой поглощенной дозы тормозного излучения в направлении  $0^\circ$ :  $\dot{D}_{yc} = 3 \cdot 10^{10}$  мкГр·м<sup>2</sup>/(ч·мА). Следовательно, вне зоны рабочего пучка эта характеристика поля излучения ускорителя не превышает величины  $3 \cdot 10^7$  мкГр·м<sup>2</sup>/(ч·мА). Используем это значение в качестве  $\dot{D}_y$  при расчете защиты.

По кривой 4 на рис. 13.1 находим  $\dot{D}_{yc}$  в направлении  $85^\circ$  –  $4,5 \cdot 10^8$  мкГр·м<sup>2</sup>/(ч·мА). По формуле (13.19) для ДМД = 1,2 мкЗв/ч и  $n = 1$  определяем коэффициент  $K_1 = 1,4 \cdot 10^{-3}$ . По номограммам на рис. 13.18 находим:  $d_1 = 160$  см бетона. Вторая итерация дает:  $K_2 = 4,3 \cdot 10^{-4}$ ;  $d_2 = 145$  см. Третья:  $K_3 = 4,7 \cdot 10^{-4}$ ;  $d_3 = 147$  см. Оставляем значение  $d = 150$  см.

Таблица 13.3

*Угловое распределение мощности поглощенной дозы в воздухе на расстоянии 1 м от W мишени электронного ускорителя, мкГр·м<sup>2</sup>·ч<sup>-1</sup>·мА<sup>-1</sup>. ( $8,38+8=8,38 \cdot 10^8$ )*

Θ, град.	T, МэВ						
	3	6	8	10	15	18	25
0	8,38+8	6,03+9	1,36+10	2,58+10	7,63+10	1,26+11	9,79+11
5	7,68+8	4,84+9	1,01+10	1,75+10	4,23+10	6,31+10	1,37+11
10	6,65+8	3,67+9	7,25+9	1,20+10	2,76+10	3,96+10	7,38+10
20	4,98+8	2,30+9	4,27+9	6,67+9	1,42+10	1,91+10	3,03+10
30	3,92+8	1,61+9	2,87+9	4,26+9	8,50+9	1,11+10	1,60+10
40	3,19+8	1,21+9	2,06+9	2,96+9	5,52+9	6,83+9	9,54+9
50	2,65+8	9,39+8	1,53+9	2,13+9	3,80+9	4,52+9	5,99+9
60	2,25+8	7,35+8	1,18+9	1,58+9	2,67+9	3,03+9	3,95+9
70	1,86+8	5,80+8	8,85+8	1,19+9	1,86+9	1,99+9	2,03+9
80	1,45+8	4,21+8	5,92+8	6,79+8	6,12+8	6,76+8	6,21+8
85	1,10+8	2,16+8	2,06+8	2,36+8	2,09+8	2,41+8	2,24+8
95	1,25+8	2,04+8	1,83+8	1,41+8	7,36+7	4,93+7	3,22+7
100	1,32+8	3,18+8	4,04+8	3,96+8	2,67+8	1,79+8	1,23+8
110	1,30+8	3,33+8	4,70+8	4,50+8	6,61+8	5,69+8	4,13+8
120	1,27+8	3,24+8	4,54+8	5,31+8	7,18+8	7,14+8	7,29+8
130	1,24+8	3,08+8	4,30+8	4,84+8	6,90+8	6,87+8	8,83+8
140	1,22+8	2,89+8	4,03+8	4,62+8	6,52+8	6,35+8	8,92+8
150	1,19+8	2,80+8	3,85+8	4,40+8	6,19+8	6,23+8	8,77+8
160	1,16+8	2,68+8	3,71+8	4,19+8	5,89+8	5,93+8	8,51+8
180	1,14+8	2,60+8	3,62+8	4,06+8	5,78+8	5,82+8	8,42+8

В заключение отметим полезное свойство новых номограмм: они позволяют учесть реальную мощность дозы ускорителя в заданном направлении.

В табл. 13.3 для нескольких энергий электронов приведены результаты расчетов мощности поглощенной дозы в воздухе в различных направлениях

(©) относительно направления электронного пучка, падающего на вольфрамовую мишень. Расчеты выполнены методом Монте-Карло в программе PCLab (КЛ) [6] (режим работы BREMSSTRAHLUNG) для W мишеней оптимальных толщин (см. рис. 13.7). Диаметр всех мишеней равен 10 мм.

### 13.3. Защита от рассеянного тормозного излучения

Пучок первичного тормозного излучения имеет небольшую полуширину и, как правило, является коллимированным. Если конструкция самого ускорителя обеспечивает надежную защиту от первичного тормозного излучения вне рабочей области пучка, то толщина защиты в направлении, перпендикулярном пучку, может определяться рассеянным от стен (пола, потолка) тормозным излучением. Рассмотрим два метода расчета такой защиты.

#### 13.3.1. Расчет защиты с помощью универсальных таблиц

Этот метод по сути такой же, как и для рассеянного гамма-излучения (см. лекцию 11).

1. Определяем мощность показателя тканевой поглощенной дозы тормозного излучения  $\dot{D}_y$  мкГр·м<sup>2</sup>/(ч·мА) в направлении 0°. Если для данного ускорителя этой величины нет, то можно использовать значения для «стандартных» ускорителей (см. рис. 13.1).

2. По формуле (13.10) рассчитываем мощность тканевой поглощенной дозы тормозного излучения ускорителя  $\dot{D}$  мкГр/ч для заданного среднего тока электронов  $i$  (мА) на расстоянии  $F$  (м) от мишени ускорителя (см. рис. 11.2).

3. Зная угол коллимации пучка, находим величину площади  $S$  (м<sup>2</sup>), на которую падает первичный тормозной пучок (см. рис. 11.2), а затем и всю мощность дозы, «упавшую» на площадь  $S$ :  $\dot{D}_S = \dot{D} \cdot S$  мкГр·м<sup>2</sup>/ч.

4. Определяем величину интегрального дозового альбеда  $a_D$  первичного тормозного излучения от бетона (см. рис. 10.15). Это значение можно рассчитать также методом Монте-Карло по программе «Компьютерная лаборатория» в режиме работы ALBEDO (см. прил. 1).

5. Находим в заданном направлении мощность поглощенной дозы отраженного тормозного излучения на расстоянии  $R$  от центра площадки, на которую падает первичный пучок (см. рис. 11.2):

$$\dot{D}_1 = \frac{\dot{D}_S a_D}{2\pi R^2} = \frac{\dot{D}_y \cdot i}{F^2} \frac{S a_D}{2\pi R^2} \frac{\text{мкГр}}{\text{ч}}. \quad (13.20)$$

Как следует из выражения (13.20), одно из приближений данного метода заключается в том, что угловое распределение отраженного излучения считается изотропным, поэтому величину дозового альбеда в заданном направлении принимают равной  $a_D/2\pi$ .

6. Определяем кратность ослабления  $k = \bar{w} \dot{D}_1 / \text{ДМД}$  и по универсальным таблицам для средней энергии отраженного излучения находим толщину защиты. Наибольшую энергию имеет излучение, отраженное под меньшими

углами, т. е. распространяющееся вблизи отражающей поверхности. Средняя энергия такого тормозного излучения, рассчитанная методом Монте-Карло по программе PCLab (Кл), приведена на рис. 13.23.

Если использовать метод итераций и выделить расстояние  $R_3$  от центра рассеивающей площадки до защиты, то выражение для кратности ослабления удобно переписать в виде

$$k_n = \frac{\bar{w} \dot{D}_y i}{F^2} \frac{S a_D}{2\pi \text{ДМД}} \frac{1}{(R_3 + d_{n-1})^2}; \quad d_0 = 0. \quad (13.21)$$

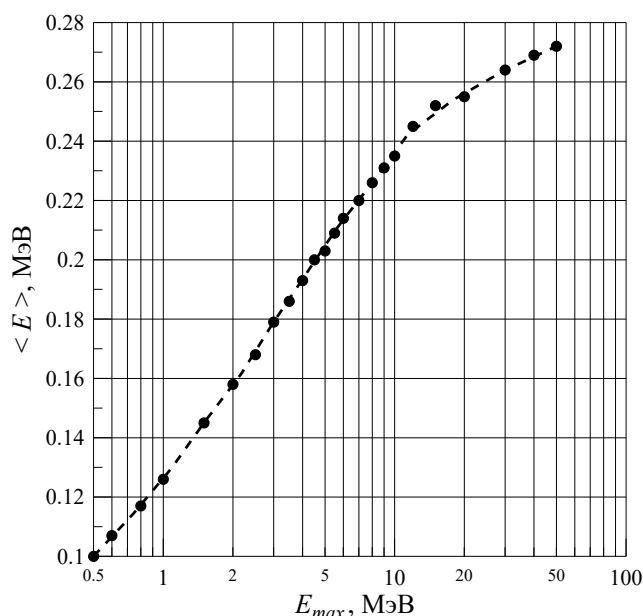


Рис. 13.23. Средняя энергия тормозного излучения, отраженного от бетона в направлении  $85^\circ$  относительно нормали к поверхности, в зависимости от максимальной энергии тормозного излучения

максимальной толщины и по кривой 3 на рис. 13.1 находим мощность показателя тканевой поглощенной дозы тормозного излучения в направлении  $0^\circ$ :  $\dot{D}_y = \dot{D}_{yc} = 3 \cdot 10^{10}$  мкГр·м<sup>2</sup>/(ч·мА). Величина площади, на которую падает первичный тормозной пучок, равна 0,9 м<sup>2</sup>, а величина интегрального дозового альбеда первичного тормозного излучения от бетона  $a_D = 0,05$  (определяем из рис. 10.15). По формуле (13.21) для ДМД 1,2 мкЗв/ч и  $n = 1$  определяем кратность ослабления  $k_1 = 1,1 \cdot 10^5$  и по универсальным таблицам (табл. П 1.8) для  $\langle E \rangle = 0,235$  МэВ (рис. 13.23) находим толщину защиты из бетона  $d_1 = 60$  см. Вторая итерация дает  $d_2 = 57$  см. Оставляем значение  $d = 57$  см.

Полученное значение много меньше, чем результат решения задачи 4. Это следствие того, что средняя энергия и проникающая способность излу-

**Пример 5.** Найти толщину защиты из бетона для персонала группы Б от рассеянного тормозного излучения линейного ускорителя электронов на энергию 10 МэВ и ток 10 мкА. Расстояние от мишени ускорителя до защитной бетонной стены, на которую падает первичный тормозной пучок ( $F$ ), равно 2 м, расстояние от места падения первичного пучка до боковой стены, на которую падает рассеянное излучение ( $R$ ), также равно 2 м. Половина угла коллиматора пучка равна  $15^\circ$ .

**Решение 1.** Считаем ускоритель «стандартным» с мишенью опти-

ния утечки, выходящего вне рабочего пучка, значительно выше, чем у рассеянного тормозного излучения.

### 13.3.2. Номограммы для расчета защиты от рассеянного тормозного излучения

В работе [5] получены номограммы для расчета защиты от рассеянного тормозного излучения. В 2009 г. максимальная энергия тормозного излучения увеличена до 50 МэВ. Методика получения номограмм аналогична номограммам для рассеянного рентгеновского излучения (см. лекцию 12).

Безразмерный коэффициент  $K$ , учитывающий основные условия работы в соответствии с геометрией защиты от рассеянного излучения (рис. 11.2), представлен в виде

$$K_n = \frac{\dot{D}_y}{\dot{D}_{yc}} \frac{\Delta\Omega}{\Delta\Omega_0} \frac{i \cdot 6}{\text{ДМД} \cdot (R_3 + d_{n-1})^2}; d_0 = 0, \quad (13.22)$$

где  $6 \text{ мкЗв} \cdot \text{м}^2 / (\text{ч} \cdot \text{мА})$  – «единичная мощность эквивалентной дозы» за защитой на расстоянии 1 м от мишени ускорителя при токе 1 мА. Согласно ОСПОРБ-99/2010 это значение соответствует допустимой мощности эквивалентной дозы при проектировании защиты для персонала группы А (см. лекцию 5). Остальные обозначения те же, что и в предыдущих выражениях для коэффициентов  $K$  номограмм. Выражение (13.22) записано с учетом метода итераций и с выделением расстояния до защиты.

Для расчета номограмм использовались рассчитанные методом Монте-Карло спектры тормозного излучения, отраженные от бетона в направлении  $85^\circ$  относительно нормали к поверхности. Источником излучения при этом являлись спектры первичного тормозного излучения, падающие нормально на полубесконечный слой бетона. Номограммы приведены на рис. 13.24–13.30.

Как и для первичного излучения, если значение коэффициента  $K$  больше, чем на номограммах, то дополнительную толщину защиты надо находить с помощью слоев десятикратного ослабления (см. раздел 13.2.4).

Значения  $\Delta_{1/10}^{ac}$  по ослаблению мощности тканевой поглощенной дозы для рассеянного тормозного излучения приведены в табл. 13.4. Они получены для кратности ослабления  $k = 10^4$ .

Таблица 13.4

Значения  $\Delta_{1/10}^{ac}$  (мм) для плоского мононаправленного источника рассеянного тормозного излучения в барьерной геометрии

$E_{\text{max}}$ , МэВ	Свинец	Железо	Бетон	$E_{\text{max}}$ , МэВ	Свинец	Железо	Бетон
0,5	2,70	24,3	88,5	5,0	17,7	35,7	112
0,8	4,85	27,2	94,5	6,0	21,3	36,8	114
1,0	6,30	28,6	95,5	8,0	24,7	37,9	117
1,5	9,30	31,1	102	10	28,0	40,8	123
2,0	10,5	32,2	103	15	42,2	51,2	152
2,5	12,5	33,2	106	20	45,2	54,2	163
3,0	13,5	33,9	108	30	49,3	70,0	215
4,0	14,8	34,5	110	50	48,0	70,9	218

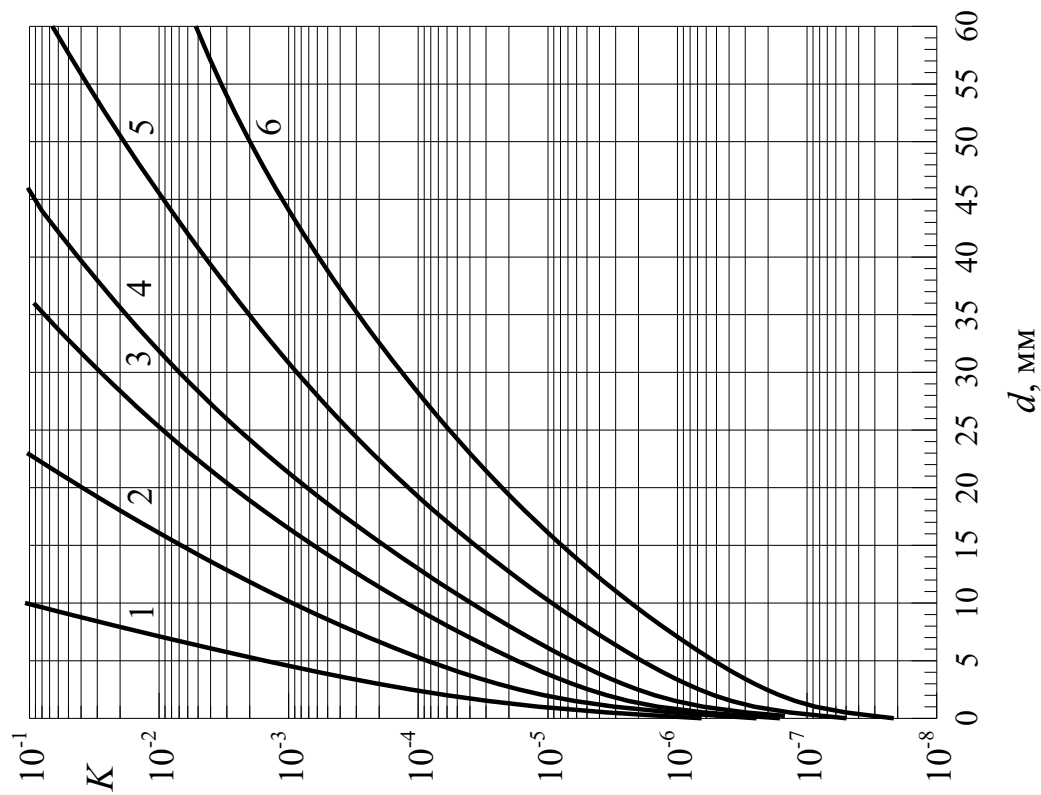


Рис. 13.24. Номограммы для расчета защиты из свинца от рассеянного тормозного излучения:  
 $E_{\max}$  (МэВ): 1 – 0,5; 2 – 1,0; 3 – 1,5; 4 – 2,0; 5 – 3,0; 6 – 5,0

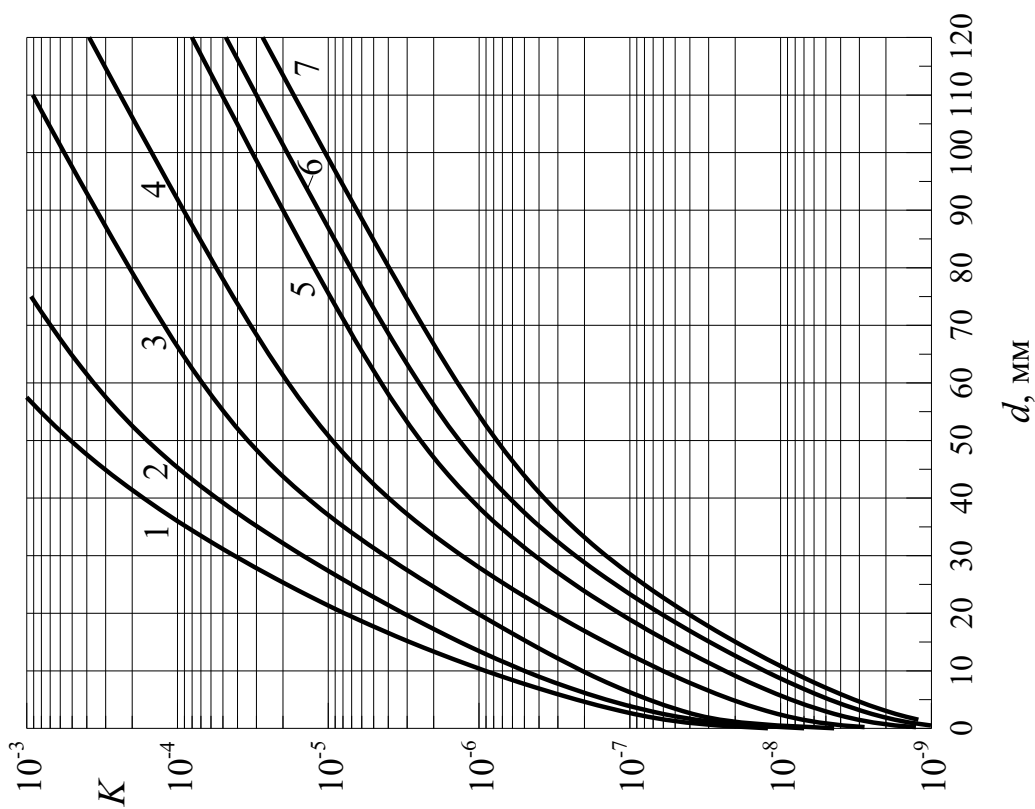


Рис. 13.25. Номограммы для расчета защиты из свинца от рассеянного тормозного излучения:  
 $E_{\max}$  (МэВ): 1 – 7; 2 – 10; 3 – 15; 4 – 20; 5 – 30; 6 – 40; 7 – 50



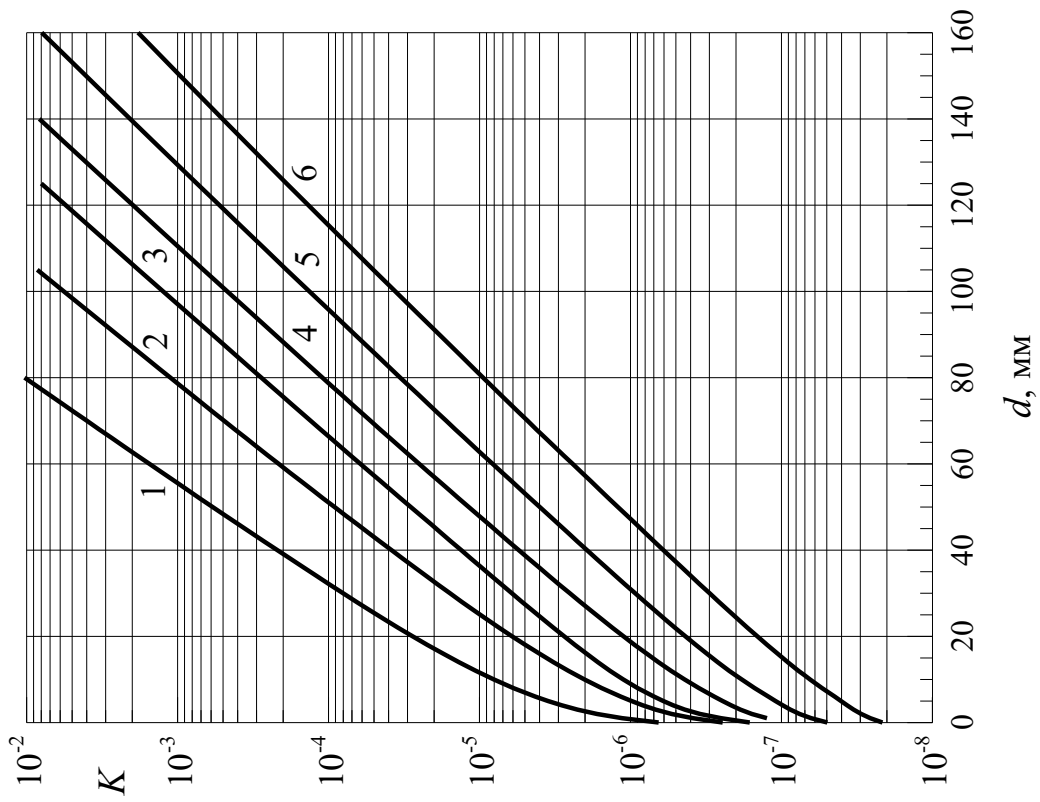


Рис. 13.26. Номограммы для расчета защиты из железа от рассеянного тормозного излучения:  
 $E_{max}$  (МэВ): 1 – 0,5; 2 – 1,0; 3 – 1,5; 4 – 2,0; 5 – 3,0; 6 – 5,0

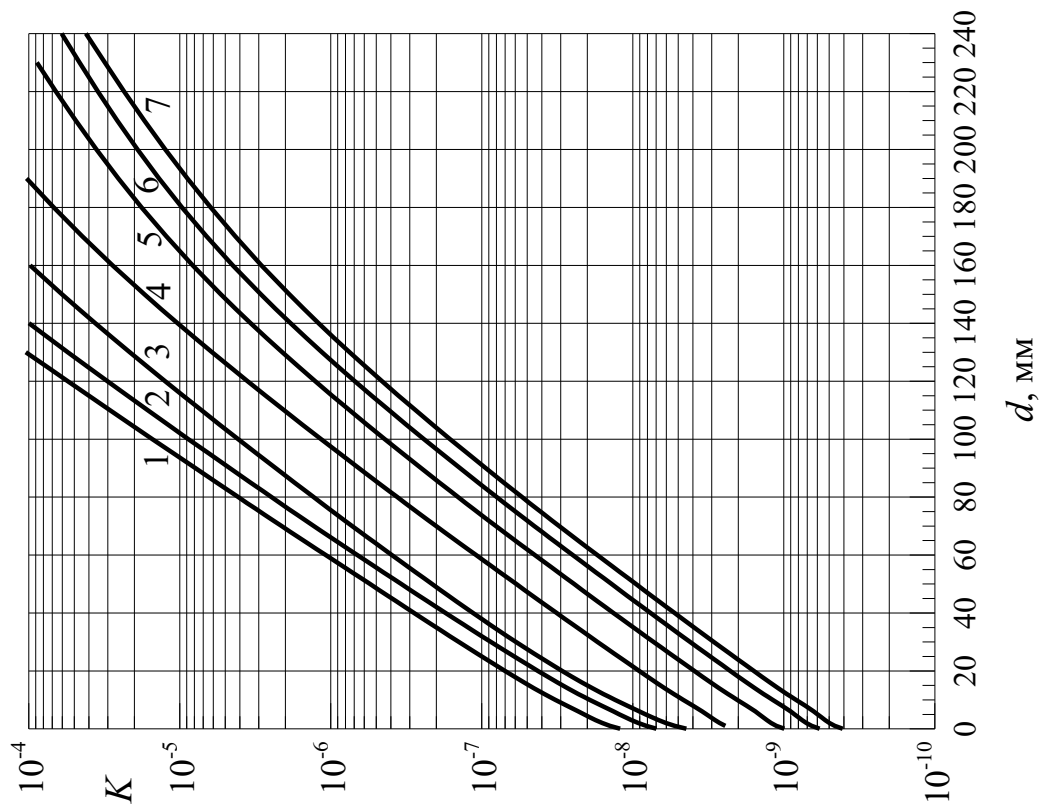


Рис. 13.27. Номограммы для расчета защиты из железа от рассеянного тормозного излучения:  
 $E_{max}$  (МэВ): 1 – 7; 2 – 10; 3 – 15; 4 – 20; 5 – 30; 6 – 40; 7 – 50

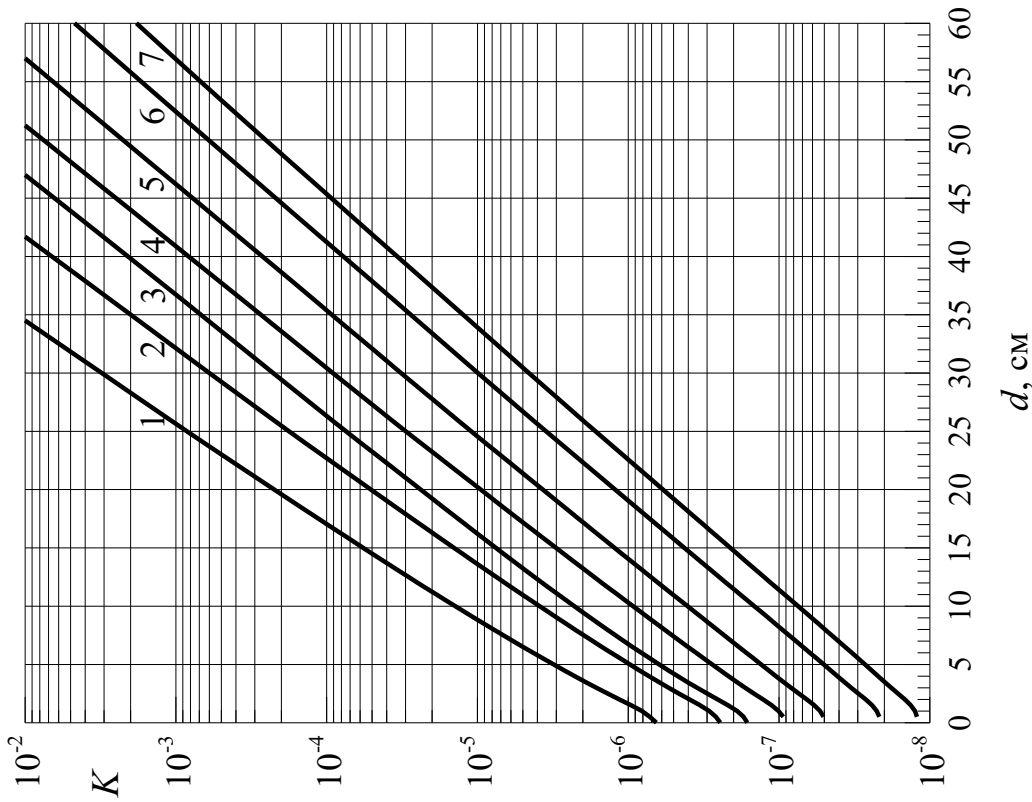


Рис. 13.28. Номограмма для расчета защиты из бетона от рассеянного тормозного излучения:  
 $E_{max}$  (МэВ): 1 – 0,5; 2 – 1,0; 3 – 1,5; 4 – 2,0; 5 – 3,0; 6 – 5,0; 7 – 7,0

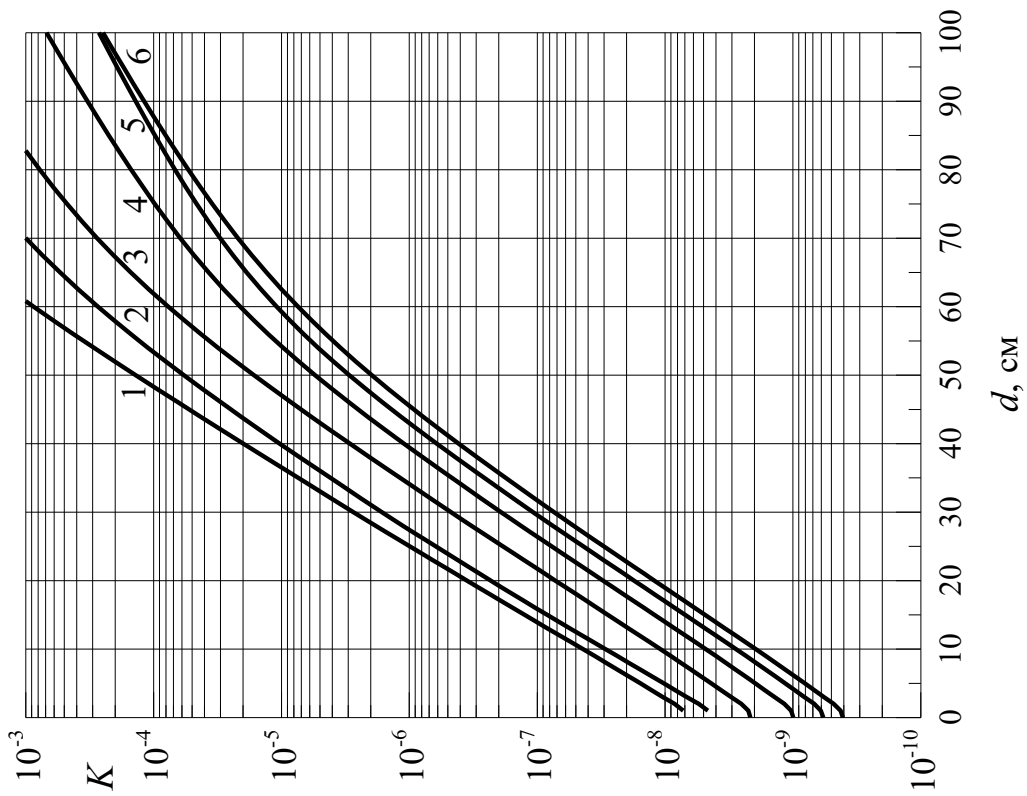


Рис. 13.29. Номограмма для расчета защиты из бетона от рассеянного тормозного излучения:  
 $E_{max}$  (МэВ): 1 – 10; 2 – 15; 3 – 20; 4 – 30; 5 – 40; 6 – 50

**Решение 2 (пример 5).** Считаем ускоритель «стандартным». Телесный угол коллиматора равен  $\Delta\Omega = 0,214$  ср. По формуле (13.22) для ДМД = 1,2 мкЗв/ч и  $n = 1$  определяем коэффициент  $K_1 = 2,7 \cdot 10^{-3}$ . По номограммам на рис. 13.29 (с учетом слоя десятикратного ослабления 12,3 см) находим  $d_1 = 66,5$  см бетона. Вторая итерация дает:  $K_2 = 1,5 \cdot 10^{-3}$ ;  $d_2 = 63$  см. Оставляем более точное значение:  $d = 63$  см бетона.

Результат первого решения меньше, так как в спектре рассеянного излучения не учитывались фотоны с энергиями больше средней энергии.

Угловое распределение высокоэнергетического тормозного излучения

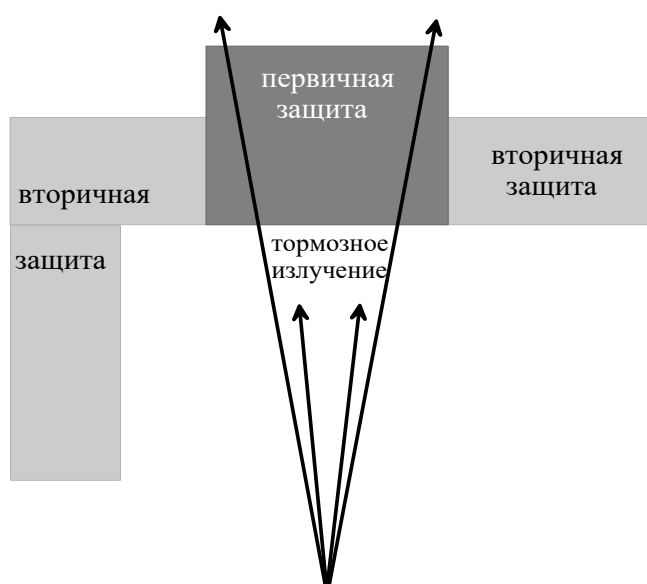


Рис. 13.30. К определению первичной и вторичной защиты

обладает сильной анизотропией, поэтому при расчетах защиты помещений от тормозного излучения электронных ускорителей на большие энергии в целях уменьшения стоимости защиты целесообразно выделять **первичную защиту** (первичный барьер) и **вторичную защиту** (вторичный барьер).

Размеры первичной защиты определяются той областью всей защиты, на которую падает первичный пучок тормозного излучения при максимальных размерах поля облучения (рис. 13.30).

Толщина первичной защиты определяется ослаблением первичного излучения. Толщина вторичной защиты определяется излучением, выходящим из радиационной головки ускорителя через ее защиту вне рабочего пучка (излучение утечки), а также излучением, рассеянным от различных поверхностей помещения, где происходит облучение. Как правило, толщина вторичной защиты много меньше, чем первичной.

Защитный материал первичной и вторичной защит может быть одним и тем же, например обычный бетон. Но часто для уменьшения размеров защиты вторичную защиту изготавливают из обычного бетона, а первичную – из тяжелого бетона.

### Задание 13

#### Контрольные вопросы

1. Как образуется тормозное излучение и где оно используется?
2. Что называют мощностью показателя тканевой поглощенной дозы тормозного излучения?

3. Какими методами можно рассчитать защиту от первичного тормозного излучения?
4. Как можно рассчитать защиту от рассеянного тормозного излучения?
5. Чем определяется деление защиты на первичную и вторичную? Какая от этого польза?

### Задачи

1. В РИТЭГ используется источник тепла на основе бета-излучающего радионуклида  $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$  активностью 100 кКи. Найти толщину защиты из свинца (стали) от вторичного тормозного излучения источника для снижения мощности дозы на расстоянии 1 м от ее поверхности до 10 мкЗв/ч. Считать, что поглощение бета-частиц происходит в титане (на самом деле в  $\text{SrTiO}_3$ ). (РИТЕГ – радиоизотопный термоэлектрический генератор. Используется как источник автономного электропитания с напряжением от 7 до 30 В и мощностью от нескольких ватт до 80 Вт для автономной аппаратуры, удаленной от традиционных источников электроснабжения, при времени работы слишком большом для аккумуляторов.)
- 2.



#### *Расчет в программе «Компьютерная лаборатория»*

Расчитать по программе КЛ в режиме ПРОТЕСТ толщину защиты стен из бетона от первичного и рассеянного тормозного излучения (ТИ) медицинского электронного ускорителя на энергию  $E_0$  и ток  $i$ . Половина угла коллиматора первичного пучка ТИ равна  $\theta_k$ . Гентри ускорителя поворачивается на угол  $\pm 90^\circ$ , и первичный пучок ТИ падает на две противоположные

стены и на пол помещения. Расстояние от изоцентра ускорителя до всех стен равно  $R$ . Мишень вращается вокруг изоцентра по окружности с радиусом 1 м. Расстояние от изоцентра до пола равно 1,5 м. При расчете защиты от рассеянного излучения считать, что первичный тормозной пучок падает нормально на бетонный пол. В середине одной стены находится входная дверь из стали. За стенами находится определенная категория облучаемых лиц. Данные для решения задачи взять из табл. 13.5. Результаты расчета изобразить на чертеже с выделением первичной и вторичной защиты.

Найти толщину защиты из бетона для первичного излучения другим методом (метод слоев ослабления или номограммы Машковича).

Таблица 13.5

#### *Варианты заданий для задачи 2*

Вариант	1	2	3	4	5	6	7	8
$E_0$ , МэВ	5	10	15	20	25	30	18	16
$i$ , мА	2	0,5	0,1	0,2	0,01	0,04	0,06	0,03
$\theta_k$ , град.	25	15	10	15	12	10	8	7
$R$ , м	4	4,5	5,5	5	6	4	6	6,5
Обл. кат.	Нас.	Гр. А	Гр. Б	Нас.	Гр. А	Гр. Б	Нас.	Гр. А

Вариант	9	10	11	12	13	14	15	16
$E_0$ , МэВ	6	8	12	23	33	17	26	24
$i$ , мА	0,01	0,05	1	0,03	100	3	2	0,1
$\theta_k$ , град.	5	10	20	6	25	30	15	10
$R$ , м	5	4,5	6,5	4	3	2	3	3,5
Обл. кат.	Нас.	Гр. А	Гр. Б	Нас.	Гр. А	Гр. Б	Нас.	Гр. А

### Список литературы

1. Баранов В.Ф. Дозиметрия электронного излучения / В.Ф. Баранов. – Москва : Атомиздат, 1974. – 232 с.
2. Беспалов В.И. Номограммы для расчета защиты от прямого тормозного излучения / В.И. Беспалов, И.И. Колбаенкова, М.М. Штейн // Дефектоскопия. – 2002. – № 1. – С. 83–95.
3. Беспалов В.И. Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом : учебное пособие / В.И. Беспалов. – 5-е изд., доп. – Томск : Изд-во Томского политехнического университета, 2014. – 427 с.
4. Беспалов В.И. Пакет программ ЕРНСА для статистического моделирования поля излучения фотонов и заряженных частиц / В.И. Беспалов // Изв. вузов. Физика. Приложение. – 2000. – Т. 43, № 4. – С. 159–165.
5. Беспалов В.И. Номограммы для расчета защиты от рассеянного тормозного излучения / В.И. Беспалов, И.И. Колбаенкова // Тез. докл. 8-й Российской конференции «Радиационная защита и радиационная безопасность в ядерных технологиях». – Обнинск, 2002. – С. 78–80.
6. Беспалов В.И. Программа «Компьютерная лаборатория» / В.И. Беспалов. – Режим доступа: <http://portal.tpu.ru/SHARED/b/BVI/pclab>
7. Гусев Н.Г. Защита от ионизирующих излучений. В 2 томах. Том 1. Физические основы защиты от излучений : учебник для вузов / Н.Г. Гусев, В.А. Климанов, В.П. Машкович и др. – 3-е изд. – Москва : Энергоатомиздат, 1989. – 512 с.
8. Гусев Н.Г. Защита от ионизирующих излучений. В 2 томах. Том 2. Защита от излучений ядерно-технических установок : учеб. для вузов / Н.Г. Гусев, В.А. Климанов, В.П. Машкович и др. – 3-е изд. – Москва : Энергоатомиздат, 1990. – 352 с.
9. Машкович В.П. Защита от ионизирующих излучений : справочник / В.П. Машкович, А.В. Кудрявцева. – 4-е изд., перераб. и доп. – Москва : Энергоатомиздат, 1995. – 496 с.
10. СанПиН 2.6.1.2573-2010. Гигиенические требования к размещению и эксплуатации ускорителей электронов с энергией до 100 МэВ // Бюллетень нормативных и методических документов Госсанэпиднадзора. – 2010. – Вып. 2(40). – С. 65–100.
11. Radiation Protection Design Guidelines for 0.1–100 MeV Particle Accelerator Facilities // NCRP. Report No. 51. – Washington, 1977. – V. 9. – Iss. 12. – 159 p.

## ЛЕКЦИЯ 14

### РАСЧЕТ ЛАБИРИНТОВ

#### 14.1. Прохождение излучения через неоднородности в защите

Рассматривая задачи защиты от излучений, мы все время имели в виду сплошную однородную защиту. Однако защита ядерно-технических установок очень часто включает в себя неоднородности, под которыми будем подразумевать различные каналы. Чем сложнее защищаемая установка, тем сложнее система различных каналов: дверные проемы, проемы и каналы для наблюдений, проходы в помещения с повышенным уровнем облучения (лабиринты), отверстия для электропроводки и вентиляции и т. п. Наличие неоднородности в защите (под ней будем понимать область защиты с плотностью воздуха) создает возможность «прострела» излучения в этой области, т. е. ухудшаются (ослабляются) защитные свойства защиты в этой области. Чтобы определить, какие дополнительные защитные меры необходимо применить при наличии каналов, необходимо уметь рассчитывать поле излучения в области неоднородности. Необходимо также уметь рассчитывать распространение излучения в канале, так как один из методов защиты – это специальная форма канала – *лабиринт*.

При решении практических задач такого рода удобно разлагать полную величину, характеризующую поле излучения, на отдельные компоненты [2–5]. Рассмотрим два типа каналов и основные компоненты поля излучения.

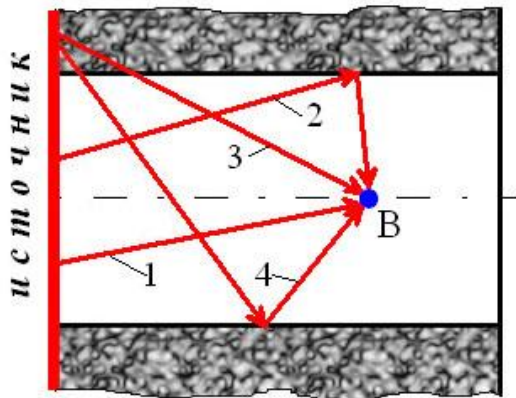


Рис. 14.1. Прямой канал:

1 –  $\phi_{пр}$ ; 2 –  $\phi_{ал пр}$ ; 3 –  $\phi_{нат}$ ; 4 –  $\phi_{ал нат}$

**Прямой канал.** Разрез прямого канала приведен на рис. 14.1. Плотность потока в точке В определяют следующие составляющие потока:

$$\phi = \phi_{пр} + \phi_{ал пр} + \phi_{нат} + \phi_{ал нат}, \quad (14.1)$$

где  $\phi_{пр}$  – нерассеянное излучение прямой видимости (первичное излучение);  $\phi_{ал пр}$  – альбедное излучение прямой видимости;  $\phi_{нат}$  – **излучение натекания** – это излучение, которое прошло через окружающую защиту, вошло в канал через его боковую стенку и попало

в область детектирования без рассеяния от стенок канала;  $\phi_{ал нат}$  – альбедное излучение натекания – это излучение, которое вошло в канал через его стенку и попало в область детектирования после рассеяния от видимых из точки детектирования стенок канала.

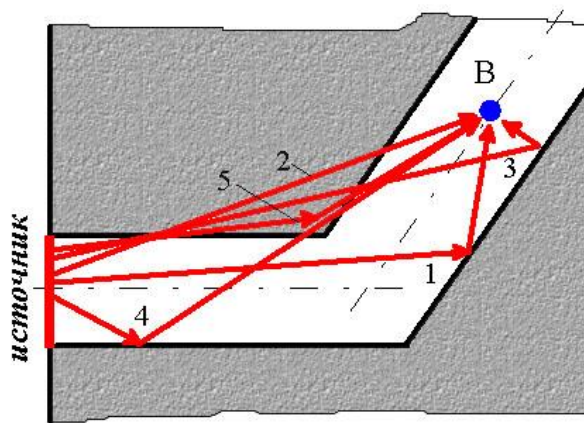


Рис. 14.2. Изогнутый канал:  
 1 –  $\phi_{ал пр}$ ; 2 –  $\phi_{нат}$ ; 3 –  $\phi_{ал нат}$ ;  
 4 –  $\phi_{нат ал}$ ; 5 –  $\phi_{угл}$

При расчете плотности потока в прямом канале необходимо рассчитывать все четыре компоненты поля излучения, но наибольший вклад дает нерассеянное излучение прямой видимости.

**Изогнутый канал.** Схема изогнутого канала приведена на рис. 14.2. В каналах такого типа излучение прямой видимости непосредственно в точку детектирования не попадает. В соответствии с рис. 14.2 для таких каналов плотность потока в точке В определяется следующими составляющими:

$$\phi = \phi_{ал пр} + \phi_{нат} + \phi_{ал нат} + \phi_{нат ал} + \phi_{угл}, \quad (14.2)$$

где величины  $\phi_{ал пр}$ ,  $\phi_{нат}$  и  $\phi_{ал нат}$  описаны ранее. Две оставшиеся составляющие (см. рис. 14.2) соответствуют следующим типам излучения:  $\phi_{нат ал}$  – излучение, обратно рассеянное от стенок части канала, невидимой из области детектирования, и попавшее в нее после прохождения через защиту;  $\phi_{угл}$  – излучение для изогнутых каналов, попадающее в область детектирования после рассеяния на угле.

Аналогичное разложение на компоненты применимо и к другим характеристикам поля излучения, например, к интенсивности излучения, дозе, мощности дозы.

Имеются три основных подхода к расчету поля излучения с неоднородностями в защите:

1. Для решения задачи используются методы, основанные на некоторых макроскопических константах, характеризующих закономерности распространения излучения в среде (например, альбедо). Отдельно рассчитывается каждая компонента излучения, а ее вклад в поле излучения определяется условиями задачи. Для расчета каждой компоненты излучения применяется соответствующий метод [2, 3]. Основная трудность связана с расчетом рассеянного излучения.
  2. Для расчетов используются различные эмпирические (инженерные) формулы.
  3. Для решения используют различные численные методы, в основном метод Монте-Карло, который позволяет проводить расчеты в сложных геометриях.
- Первые два подхода дают менее точный, но более быстрый ответ, а третий является наиболее универсальным, но требует наличия специальных достаточно сложных программ [2].

## 14.2. Общая схема расчета лабиринта

Лабиринт (каньон) можно рассматривать как одну из разновидностей каналов. Цель создания лабиринта – обеспечить доступ в помещение с источником и при этом уменьшить поле излучения на входе в лабиринт, полностью исключить первичное излучение. Как правило, стараются исключить падение на входную дверь и однократно рассеянного излучения. Часто на входе в лабиринт мощность дозы уменьшается до значений, меньших ДМД, и специальных требований к защитной двери не предъявляют.

На рис. 14.3 приведена одна из возможных схем (разрез, вид сверху) лабиринта. Материал стен, пола и потолка лабиринта – бетон. В рабочей комнате находится радионуклидный источник с активностью  $A$  (Бк). Гамма-излучение источника проходит через коллиматор с углом  $\theta_k$  и первоначально падает на площадку  $S_1$ , находящуюся на стене лабиринта.

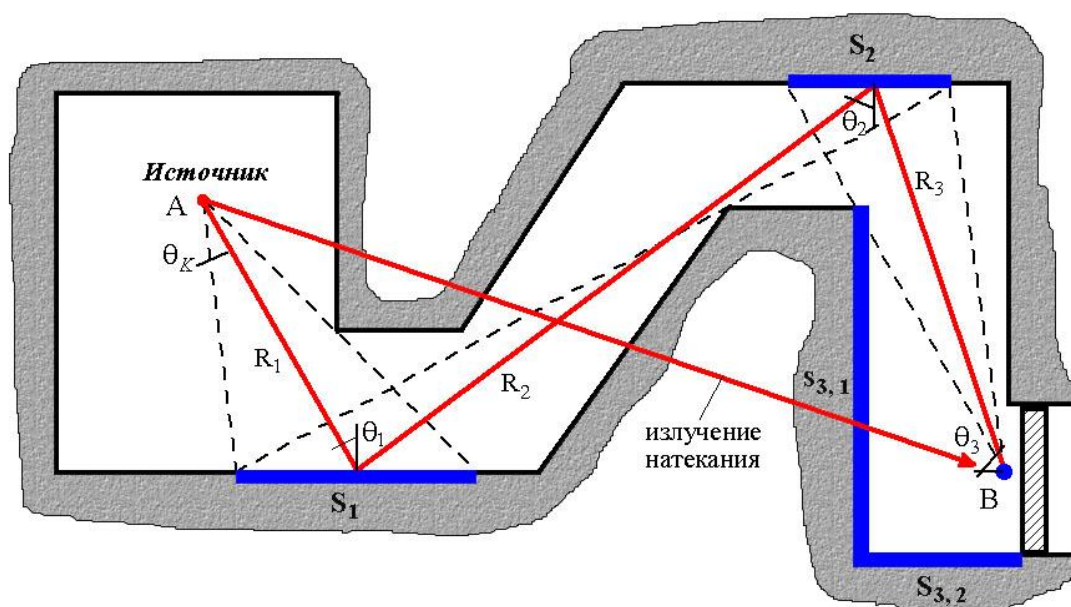


Рис. 14.3. Схема лабиринта

Расчет лабиринтной защиты сводится к определению уровня излучения на входе в него. В общем виде мощность поглощенной дозы в воздухе в любой точке лабиринта определяется как сумма мощностей доз, создаваемых первичным и рассеянным (отраженным от стенок канала) излучением:

$$\dot{D} = \dot{D}_{\text{пр}} + \dot{D}_{\text{отр}} + \dot{D}_{\text{нат}}. \quad (14.3)$$

Первичное излучение не должно попадать на вход в лабиринт (лабиринты для этого и строятся). Мощность дозы от излучения натекания ( $\dot{D}_{\text{нат}}$ ), т. е. от излучения, прошедшего через выступы лабиринта (линия АВ на рис. 14.3), легко вычисляется (методы расчета рассмотрены ранее, см., например, Лекции 8 и 11). Этот вклад от первичного и вторичного излучения должен быть небольшим, как правило, таким, чтобы им можно было пренебречь. Вклад от от-



раженного излучения ( $\dot{D}_{\text{отр}}$ ) трудно вычислить, но именно это излучение должно определять мощность дозы на входе в лабиринт. Займемся вычислением величины  $\dot{D}_{\text{отр}}$ .

Мощность поглощенной дозы в центре площадки  $S_1$ , на которую падает первичное излучение, равна:

$$\dot{D}_1 = 3,6 \cdot 10^{-9} \frac{A \cdot \Gamma_D}{R_1^2} \cos \theta_1 \left( \frac{\text{мкГр}}{\text{ч}} \right), \quad (14.4)$$

где  $R_1$  (м) – расстояние от источника до центра площадки  $S_1$ ;  $\theta_1$  – угол между нормалью к  $S_1$  и  $R_1$ . Так как доза определяется плотностью потока, то с увеличением  $\theta_1$  ее величина будет уменьшаться. Мощность поглощенной дозы для всей площадки  $S_1$  определяется выражением

$$\dot{D}_{S_1} = \dot{D}_1 \cdot S_1 = C \frac{S_1 \cdot \cos \theta_1}{R_1^2} \left( \frac{\text{мкГр}}{\text{ч}} \text{ м}^2 \right), \quad (14.5)$$

где  $C = 3,6 \cdot 10^{-9} A \cdot \Gamma_D$  (мкГр · м<sup>2</sup>/ч).

Если источник не имеет коллиматора, то его излучение падает не только на стену лабиринта, но и на пол и потолок, поэтому на площадку  $S_2$  приходит излучение, отраженное от всех этих поверхностей. Обозначим через  $S_{1,1}$ ,  $S_{1,2}$ ,  $S_{1,3}$  соответственно площади стен, пола и потолка, тогда выражение (14.5) следует записать в виде

$$\dot{D}_{S_1} = C \sum_{i=1}^n \frac{S_{1,i} \cdot \cos \theta_{1,i}}{(R_{1,i})^2}, \quad (14.6)$$

где  $n$  – в общем случае число площадок. Выражение (14.6) – это суммарная мощность дозы первичного пучка, падающего на площадку (площадки)  $S_1$ . Для вычислений требуются значения  $R_{1,i}$ ,  $\theta_{1,i}$ ,  $S_{1,i}$ , которые можно определить с чертежа бункера и лабиринта или через геометрические преобразования.

Теперь найдем ту часть излучения, которая отражается от всех площадок  $S_{1,i}$  и падает на площадку  $S_2$ . Для этого надо знать величину дифференциального дозового альбеда от всех площадок  $a(E, \theta; \vartheta)$ , где через  $\theta$  обозначен угол падения излучения на площадку, а через  $\vartheta$  – угол отражения. Так как использование данных по дифференциальному альбедо значительно усложняет расчет, а в большинстве случаев угловое распределение отраженного излучения близко к изотропному, то будем использовать следующее приближение:

$$a(E, \theta; \vartheta) = a(E, \theta) / 2\pi,$$

где  $a(E, \theta)$  – интегральное дозовое альbedo.

На рис. 14.4 изображен один из путей распространения излучения в лабиринте.

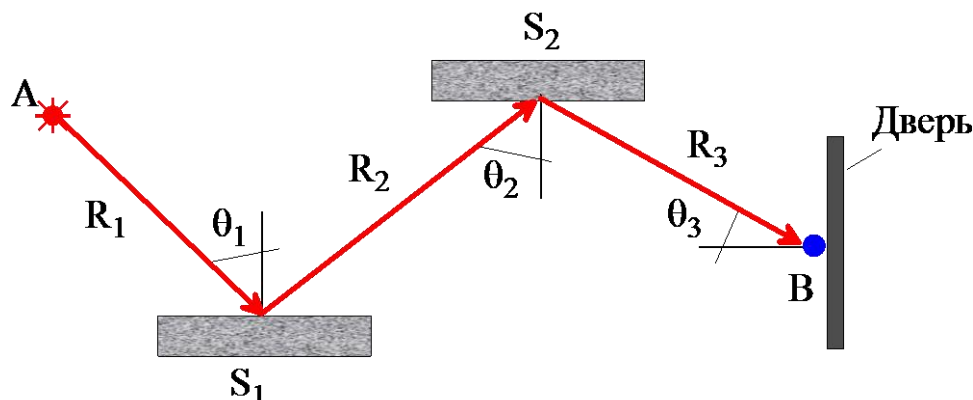


Рис. 14.4. Схема распространения излучения в лабиринте

Долю излучения (мощность дозы), отраженного от площадки (площадок)  $S_1$  и упавшего на единицу площади площадки  $S_2$  ( $\delta_1$ ), можно найти следующим образом:

$$\delta_1 = \frac{a_1(E_0, \theta_1)}{2\pi} \cdot \frac{1}{R_1^2} \cos \theta_1 \left( \frac{1}{\text{м}^2} \right), \quad (14.7)$$

где  $E_0$  – энергия первичного излучения. Доля излучения, отраженного от площадки (площадок)  $S_2$  и дошедшего до области  $B$ ,

$$\delta_2 = \frac{a_2(\bar{E}_1, \theta_2)}{2\pi} \cdot \frac{1}{R_2^2} \cos \theta_2 \left( \frac{1}{\text{м}^2} \right), \quad (14.8)$$

где  $\bar{E}_1$  – средняя энергия фотонов, обратно рассеянных от площадки  $S_2$ .

Собирая все вместе, получаем

$$\dot{D}_B = \dot{D}_{S_1} \cdot \delta_1 \cdot S_2 \cdot \delta_2 \text{ (мкГр/ч)}, \quad (14.9)$$

где  $\delta_1 \cdot S_2$  – мощность дозы, «упавшая» на всю площадку  $S_2$ .

Площадка  $S_2$  также «сложная» (стена, пол, потолок), поэтому значения  $\delta_1$  и  $\delta_2$  необходимо рассчитывать через соответствующее суммирование по площадкам, аналогично выражению (14.6). Но в этом случае расчет заметно усложняется. Поэтому для упрощения расчета учтем только излучение, распространяющееся следующим образом:  $S_{1,1} \rightarrow S_{2,1} \rightarrow B$ ;  $S_{1,2} \rightarrow S_{2,2} \rightarrow B$  и т. д. Тогда выражение (14.9) будет иметь следующий вид:

$$\dot{D}_B = C \sum_{i=1}^n \underbrace{\frac{S_{1,i} \cdot \cos \theta_{1,i}}{R_{1,i}^2}}_{\text{на } S_{1,i}} \cdot \underbrace{\frac{a_1(E_0, \theta_{1,i}) \cdot \cos \theta_{2,i} \cdot S_{2,i}}{2\pi R_{2,i}^2}}_{S_{1,i} \rightarrow S_{2,i}} \cdot \underbrace{\frac{a_2(\bar{E}, \theta_{2,i}) \cdot \cos \theta_{3,i}}{2\pi R_{3,i}^2}}_{S_{2,i} \rightarrow B}, \quad (14.10)$$

где индекс  $i$  указывает, что надо «собирать» излучение, отраженное со всех площадок (стены, пол, потолок), а индексы 1 и 2 у альбедо – на кратность отражения излучения. В общем случае для  $m$  отражений мощность дозы на входе в лабиринт

$$\dot{D}_B = \frac{C}{(2\pi)^m} \sum_{i=1}^n \frac{\cos \theta_{1,i}}{R_{1,i}^2} \prod_{k=1}^m \frac{S_{k,i} \cdot \cos \theta_{k+1,i} \cdot a_{k,i}(E, \theta_{k,i})}{R_{k+1,i}^2}, \quad (14.11)$$

где  $E = E_0$  – при первом отражении и  $E = \bar{E}$  при всех последующих. Если  $k + 1 > m$ , то данный сомножитель равен единице.

Выражение (14.11) можно упростить, если учитывать только наибольшие площади отражающих площадок. Обычно в лабиринтах площади стен больше площадей пола и потолка. Если учесть только излучение, отраженное от стен, то выражение (14.11) становится проще, так как от суммы остается только одно слагаемое

$$\dot{D}_B = \frac{C}{(2\pi)^m} \frac{\cos \theta_1}{R_1^2} \prod_{k=1}^m \frac{S_k \cdot \cos \theta_{k+1} \cdot a_k(E, \theta_k)}{R_{k+1}^2}. \quad (14.12)$$

Для учета излучения, отраженного от пола и потолка, необходимо использовать коэффициент запаса, равный двум. В этом случае расчет дает результаты, несколько превышающие экспериментальные данные [1].

А теперь, если посмотреть на рис. 14.3 лабиринта, то видно, что не учтена часть излучения, которая отражается от площадки  $S_2$  (только от части площадки) и падает на площадки  $S_{3,1}$  и  $S_{3,2}$  и затем, отражаясь от них, попадает на вход в лабиринт. Учтем дополнительно излучение от площадки  $S_{3,1}$ , площадь которой больше, чем у  $S_{3,2}$ . В этом случае формула (14.12) принимает следующий вид:

$$\dot{D}_B = \frac{C \cdot \cos \theta_1}{R_1^2} \left[ \frac{1}{(2\pi)^2} \prod_{k=1}^2 ( ) + \frac{1}{(2\pi)^3} \prod_{k=1}^3 ( ) \right]. \quad (14.13)$$

Из выражений (14.10)–(14.13) ясно, как учесть дополнительные рассеяния и дополнительные площадки для любого числа поворотов в лабиринте.

Перепишем теперь выражение (14.13) для лабиринта на рис. 14.3 с учетом площадок  $S_1$ ,  $S_2$  и  $S_{3,1}$  в виде, удобном для вычислений:

$$\dot{D}_B = \frac{C \cdot \cos \theta_1 \cdot S_1}{R_1^2} \left[ \frac{a_1(E_0, \theta_1)}{2\pi} \cdot \frac{S_2 \cos \theta_2}{R_2^2} \times \frac{a_2(\bar{E}, \theta_2)}{2\pi} \cdot \frac{\cos \theta_3}{R_3^2} + \right. \\ \left. + \frac{a_1(E_0, \theta_1)}{2\pi} \cdot \frac{S_{2,1} \cos \theta_{2,1}}{R_{2,1}^2} \times \frac{a_2(\bar{E}, \theta_{2,1})}{2\pi} \cdot \frac{S_{3,1} \cos \theta_{3,1}}{R_{3,1}^2} \times \frac{a_3(\bar{E}, \theta_{3,1})}{2\pi} \cdot \frac{\cos \theta_4}{R_4^2} \right], \quad (14.14)$$

где индекс «2,1» относится к части площадки  $S_2$ , из которой «видна» площадка  $S_{3,1}$ ; индекс «3,1» относится ко всей площадке  $S_{3,1}$ ;  $R_4$  – расстояние от центра площадки  $S_{3,1}$  до точки В;  $\theta_4$  – угол падения излучения с  $S_{3,1}$  на плос-

кость двери. В выражении (14.14) первое слагаемое в квадратных скобках соответствует пути излучения  $S_1 \rightarrow S_2 \rightarrow B$ , а второе –  $S_1 \rightarrow S_{2,1} \rightarrow S_{3,1} \rightarrow B$ .

Приведенные выше формулы тем точнее, чем лучше выполняются следующие условия:

- источник можно считать точечным;
- линейные размеры площадок малы по сравнению с расстояниями  $R_i$ ;
- угловое распределение отраженного излучения изотропное.

Но даже с этими приближениями расчет не является простым, если учитывать все площадки. Мощность дозы на входе в лабиринт существенно зависит от числа поворотов в нем. Приблизительно можно считать, что каждый поворот уменьшает ее величину примерно на два порядка.

Данную методику расчета лабиринта можно применять для различных источников фотонов: гамма-излучения радионуклидов, рентгеновского и тормозного излучения. Все отличие заключается лишь в расчете величины мощности дозы на площадке  $S_1$ . Для рентгеновского и тормозного излучения эти вопросы рассмотрены в лекциях 12 и 13.

При расчете лабиринтов от гамма-излучения радионуклидов и от рентгеновского излучения с  $U_{\max} > 100$  кВ среднюю энергию отраженных фотонов ( $\bar{E}$ ) после всех отражений необходимо полагать равной 0,1 МэВ. Величину дозового альbedo гамма-излучения, отраженного от бетона, можно найти в табл. 10.1, а рентгеновского излучения – на рис. 10.16. Значения дозового альbedo фотонов с энергией 100 кэВ для различных углов падения можно взять из табл. 10.1. Величину дозового альbedo для различных источников фотонов можно рассчитать в программе «Компьютерная лаборатория» (см. прил. 1).

Для тормозного излучения величина дозового альbedo приведена на рис. 10.15, а средняя энергия фотонов после первого отражения – на рис. 13.23. После всех последующих отражений ее можно полагать равной 0,1 МэВ.

В заключение отметим, что данную методику можно применять к расчету лабиринтов и от нейтронного излучения.

### 14.3. Приближенный расчет прямоугольного лабиринта

В большинстве случаев лабиринты с двумя поворотами по  $90^\circ$ , при прохождении которых излучение претерпевает двукратное отражение, обеспечивают снижение мощности дозы на входе в лабиринт до допустимых значений. Для расчета мощности дозы на входе в прямоугольный лабиринт (рис. 14.5) можно воспользоваться методикой, описанной в предыдущем разделе, и формулами (14.10)–(14.14). Но можно использовать и следующую эмпирическую формулу для мощности воздушной кермы на входе в лабиринт [1]:

$$\dot{K}_B = 3,6 \cdot 10^{-5} \frac{\delta_n A \Gamma_K}{L^2 \prod_{i=1}^n R_i^2} \left( \frac{\text{мкГр}}{\text{ч}} \right), \quad (14.15)$$

где активность  $\mathcal{A}$  надо подставлять в Бк, расстояния  $L$  и  $R_i$  – в см, а коэффициенты  $\delta_n$  равны  $6 \cdot 10^2$ ,  $2,8 \cdot 10^5$  и  $3,3 \cdot 10^8$  соответственно для одного, двух и трех поворотов ( $n$ ). Выражение (14.15) удовлетворительно выполняется для лабиринтов с шириной проема  $0,9 \dots 1,0$  м.

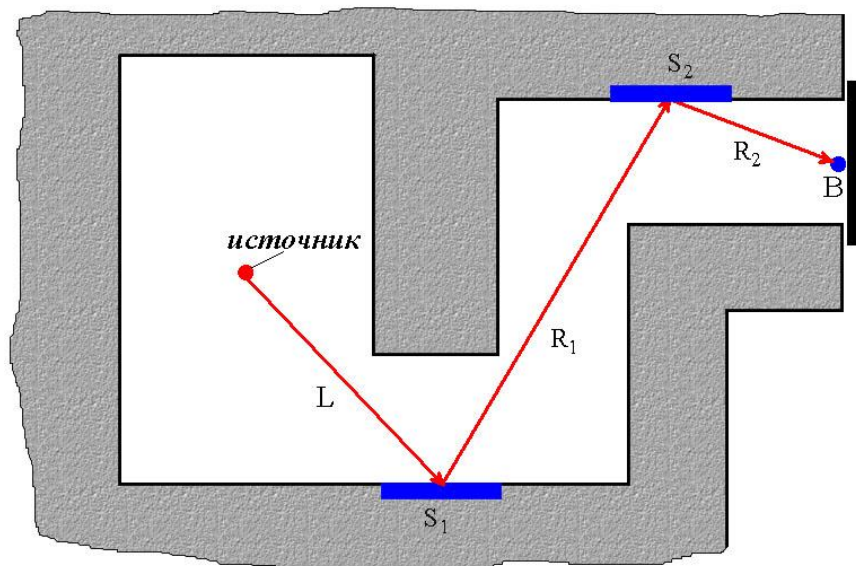


Рис. 14.5. Рисунок прямоугольного лабиринта

## Задание 14

### Контрольные вопросы

1. Что называют неоднородностями в защите? Какие дополнительные задачи приходится решать при проектировании защиты с неоднородностями?
2. На какие составляющие можно разложить поле излучения в прямом канале?
3. На какие составляющие можно разложить поле излучения в изогнутом канале?
4. В чем заключается общая схема расчета лабиринта? Какие при этом используются приближения?

### Задачи

1. В прямоугольном бетонном лабиринте гамма-излучение радионуклида  $X$  с активностью  $\mathcal{A}$  проходит через коллиматор с углом раствора  $15^\circ$  и падает на стену (рис. 14.6). Нарисовать в масштабе чертеж лабиринта и выполнить расчет защитной двери на входе в лабиринт двумя способами. Уточнить толщину стены помещения с источником со стороны двери. Данные для расчета взять из табл. 14.1. Ширина лабиринта везде равна  $b$ , высота – 3500 мм. Все расстояния на схеме лабиринта даны в мм.

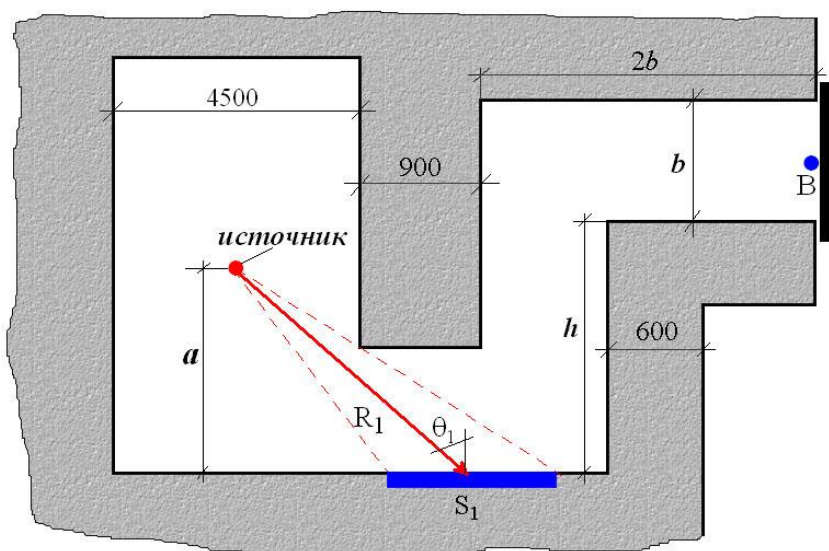


Рис. 14.6. Схема прямоугольного лабиринта для задачи 1

Таблица 14.1

Начальные данные для задачи 1

Вариант	1	2	3	4	5	6	7	8
$X$	$^{137}\text{Cs}$	$^{60}\text{Co}$	$^{192}\text{Ir}$	$^{75}\text{Se}$	$^{152}\text{Eu}$	$^{137}\text{Cs}$	$^{170}\text{Tm}$	$^{60}\text{Co}$
$\mathcal{A}$ , ТБк	50	50	30	50	60	20	80	15
$a$ , мм	4000	3000	3500	2500	3000	4500	3000	5000
$b$ , мм	1000	900	1100	1000	950	1100	1200	1000
$h$ , мм	2000	2400	3000	2500	2600	3500	3000	5000

Вариант	9	10	11	12	13	14	15	16
$X$	$^{137}\text{Cs}$	$^{60}\text{Co}$	$^{192}\text{Ir}$	$^{75}\text{Se}$	$^{152}\text{Eu}$	$^{137}\text{Cs}$	$^{170}\text{Tm}$	$^{60}\text{Co}$
$\mathcal{A}$ , ТБк	45	35	40	80	70	30	90	25
$a$ , мм	3000	4000	2500	3000	2500	4000	3500	5500
$b$ , мм	950	900	1100	950	1000	1000	1100	1000
$h$ , мм	2200	2500	3500	2000	2500	3000	3500	5000

2. Определить мощность поглощенной дозы на входе в бетонный лабиринт (рис. 14.7) от изотропного гамма-излучения радионуклида  $X$  с активностью  $\mathcal{A}$  и найти толщину защитной железной двери. Ширина лабиринта равна 1,5 м; высота – 3,2 м;  $R_1 = 3,5$  м;  $\theta_1 = 35^\circ$ ;  $a = 1,5$  м;  $b = 0,75$  м, угол коллиматора источника равен  $20^\circ$ . Остальные данные для задачи приведены в табл. 14.2.

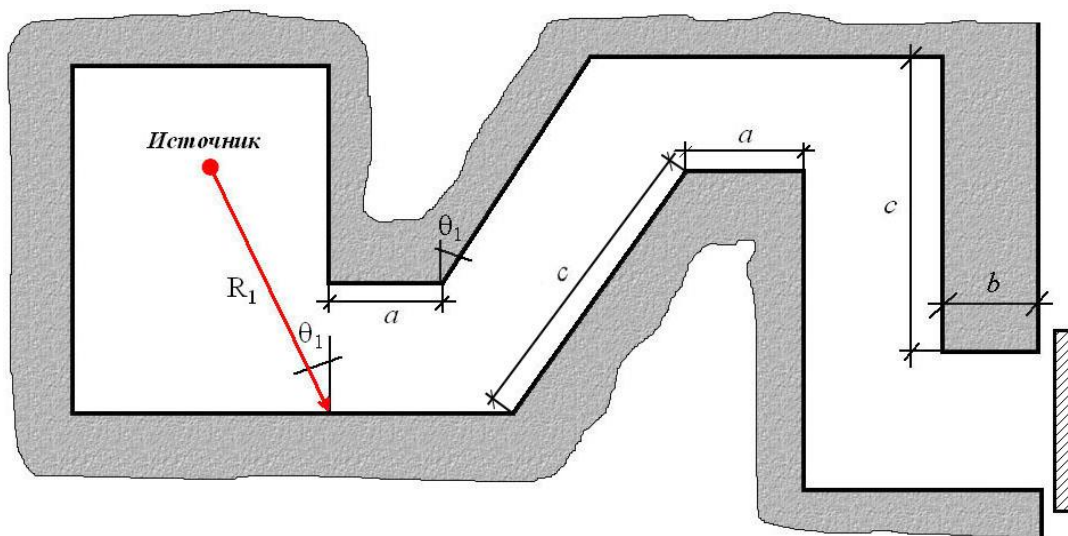


Рис. 14.7. Схема лабиринта для задачи 2

Таблица 14.2

Данные для задачи 2

Вариант	1	2	3	4	5	6	7	8
$X$	$^{192}\text{Ir}$	$^{75}\text{Se}$	$^{60}\text{Co}$	$^{137}\text{Cs}$	$^{192}\text{Ir}$	$^{152}\text{Eu}$	$^{60}\text{Co}$	$^{170}\text{Tm}$
$A$ , ТБк	100	500	3000	5000	6000	2000	800	1500
$c$ , мм	2000	2500	4000	3500	3000	2250	2750	2500
Вариант	9	10	11	12	13	14	15	16
$X$	$^{60}\text{Co}$	$^{137}\text{Cs}$	$^{75}\text{Se}$	$^{192}\text{Ir}$	$^{137}\text{Cs}$	$^{152}\text{Eu}$	$^{60}\text{Co}$	$^{170}\text{Tm}$
$A$ , ТБк	1250	1500	3000	5000	2000	4000	3000	6500
$c$ , мм	4500	3000	2500	3000	3750	3250	3000	2500

Список литературы

1. Быховский А.В. Вопросы защиты от ионизирующих излучений в радиационной химии / А.В. Быховский, А.В. Ларичев, Е.Д. Чистов. – Москва : Атомиздат, 1970. – 280 с.
2. Гусев Н.Г. Защита от ионизирующих излучений. В 2 томах. Том 2. Защита от излучений ядерно-технических установок : учеб. для вузов / Н.Г. Гусев, В.А. Климанов, В.П. Машкович и др. – 3-е изд. – Москва : Энергоатомиздат, 1990. – 352 с.
3. Прохождение излучений через неоднородности в защите / В.Г. Золотухин, В.А. Климанов, О.И. Лейпунский и др. ; под. ред. О.И. Лейпунского и В.П. Машковича. – Москва : Атомиздат, 1968. – 335 с.

4. Руководство по радиационной защите для инженеров : пер. с англ. В 2 томах. Том 2 / под ред. Д.Л. Бродера и др. – Москва : Атомиздат, 1973. – 288 с.
5. Radiation Protection Design Guidelines for 0.1–100 MeV Particle Accelerator Facilities // NCRP. Report No. 51. – Washington, 1977. – V. 9. – Iss. 12. – 159 p.
6. Radiation Protection in the Design of Radiotherapy Facilities. Safety. Reports Series No. 47 / IAEA, 2006. – 129 p.
7. Structural Shielding Design and Evaluation for Megavoltage X- and Gamma-Ray Radiotherapy / NCRP. Report No. 151. – 2005. – Режим доступа: [http://its.uvm.edu/medtech/design/NCRP\\_151.pdf](http://its.uvm.edu/medtech/design/NCRP_151.pdf); <https://vimeo.com/88175691>; <http://www.aapm.org/meetings/amos2/pdf/42-11997-3239-469.pdf>; <http://www.aapm.org/meetings/amos2/pdf/34-8079-17063-676.pdf>



## ЛЕКЦИЯ 15

### ЗАЩИТА ОТ РАДИОАКТИВНЫХ ВЕЩЕСТВ, ОБРАЗУЮЩИХСЯ В ВОЗДУХЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

#### 15.1. Наведенная активность воздуха

При работе различных источников ионизирующих частиц взаимодействие первичного, вторичного и рассеянного излучения с элементами воздуха может приводить к образованию в нем радионуклидов. В воздухе возможно образование большого числа радионуклидов, но основной вклад в наведенную активность воздуха дают радионуклиды, приведенные в табл. 15.1 [7, 10, 11]. В четвертом столбце этой таблицы указан основной тип распада радионуклида, символ  $K$  соответствует  $K$ -захвату орбитального электрона. В пятом столбце указаны значения энергий групп наиболее интенсивных частиц, испускаемых при распаде, а в шестом – энергии основного гамма-излучения. В скобках в пятом и шестом столбцах указаны квантовые выходы соответствующего излучения (анн – соответствует аннигиляции).

Таблица 15.1

*Основные характеристики радионуклидов, образующихся в воздухе*

Радионуклид	$T_{1/2}$	$\lambda, 1/\text{ч}$	Тип распада	$E, \text{МэВ}$ (квантовый выход, %)	
				Частицы	Гамма-излучение
$^{11}_6\text{C}$	0,34 ч	2,04	$\beta^+; K$	0,959 (99)	0,511 (200 анн)
$^{14}_6\text{C}$	5730 л	$1,38 \cdot 10^{-8}$	$\beta^-$	0,156 (100)	
$^{13}_7\text{N}$	9,96 м	4,18	$\beta^+$	1,25 (100)	0,511 (200 анн)
$^{16}_7\text{N}$	7,13 с	350	$\beta^-; \gamma;$ $\alpha$	10,42 (26); 4,29 (68); 3,3 (4,9) 1,7 (0,06)	2,75 (1); 6,13 (69); 7,11 (5)
$^{17}_7\text{N}$	4,16 с	598	$\beta^-; \gamma;$ $n$	8,68 (1,6); 7,81 (2,6); 4,1 (95) 0,4 (45); 1,21 (45); 1,81 (5)	0,87 (3); 2,19 (0,5)
$^{15}_8\text{O}$	2,05 м	20,3	$\beta^+$	1,74 (100)	0,511 (200 анн)
$^{41}_{18}\text{Ar}$	1,82 ч	0,382	$\beta^-; \gamma;$	2,49 (08)	1,294 (99)

В табл. 15.2 приведены допустимые объемные активности (ДОВА) радиоактивных веществ из табл. 15.1 для персонала и населения [6, 9]. В тех случаях, когда в воздух выделяется несколько различных радиоактивных веществ, среднее значение ДОВА смеси радионуклидов можно найти по формуле

$$\text{ДОО}_{\text{CP}} = \frac{1}{\sum_i (\delta_i / \text{ДОО}_i)}, \quad (15.1)$$

где  $\delta_i$  – доля  $i$ -го радионуклида в общей активности.

Таблица 15.2

*Значения допустимой среднегодовой активности в воздухе некоторых радионуклидов для персонала и населения*

Радио- нуклид	ДОО <sub>ПЕР</sub> , $\frac{\text{Бк}}{\text{м}^3}$	ДОО <sub>НАС</sub> , $\frac{\text{Бк}}{\text{м}^3}$
$^{11}_6\text{C}$	$2,5 \cdot 10^6$	1000
$^{14}_6\text{C}$	$1,4 \cdot 10^4$	55
$^{13}_7\text{N}$	$7,4 \cdot 10^4$	740
$^{16}_7\text{N}$	$2,2 \cdot 10^4$	220
$^{17}_7\text{N}$	$7,4 \cdot 10^4$	740
$^{15}_8\text{O}$	$3,7 \cdot 10^4$	370
$^{41}_{18}\text{Ar}$	$7,4 \cdot 10^4$	740

**Пример 1.** Количество радионуклидов, поступающих в воздух в течение одного часа, составляет:  $^{11}\text{C}$  – 0,05 мКи;  $^{14}\text{C}$  – 0,4 мКи;  $^{41}\text{Ar}$  – 1 мКи. Найти ДОО<sub>CP</sub> смеси радионуклидов в рабочем помещении.

**Решение**

1. Находим суммарную активность смеси:

$$A = 0,05 + 0,4 + 1,0 = 1,45 \text{ мКи}.$$

2. Определяем долю каждого радионуклида в общей активности:

$$^{11}\text{C}: \delta_1 = \frac{0,05}{1,45} = 0,034; \quad ^{14}\text{C}: \delta_2 = \frac{0,4}{1,45} = 0,28;$$

$$^{41}\text{Ar}: \delta_3 = 1 - (0,034 + 0,28) = 0,686.$$

3. По табл. 15.2 находим значения ДОО персонала для каждого радионуклида и, подставляя эти значения в формулу (15.1), получаем

$$\text{ДОО}_{\text{CP}} = \frac{1}{\frac{0,034}{2,5 \cdot 10^6} + \frac{0,28}{1,4 \cdot 10^4} + \frac{0,686}{7,4 \cdot 10^4}} = 3,4 \cdot 10^4 \text{ Бк/м}^3.$$

Если точный процентный и изотопный состав смеси радионуклидов в воздухе неизвестен, то следует использовать наименьшее значение ДОО из табл. 15.2 или из табл. П1 и П2 НРБ-99/2009 [9].

Будем в дальнейшем рассматривать активацию воздуха под действием излучения электронных ускорителей на энергии менее 100 МэВ, которые яв-

ляются самым распространенным классом ускорителей. Активация воздуха в этом случае определяется тормозным излучением ускорителей (за счет фотоядерных реакций [1]) и фотонейтронами, если энергия электронов более 10 МэВ. Основным источником фотонейтронов таких ускорителей являются материалы мишени-конвертора тормозного излучения и коллиматор, которые изготавливаются из материалов с большим атомным номером, имеющим большое сечение фотоядерных реакций. В табл. 15.3 приведены основные данные по образованию радионуклидов в воздухе под действием фотонов, а в табл. 15.4 – под действием нейтронов [5, 8 11, 13].

Таблица 15.3

*Характеристики фотоядерных реакций, приводящих к активации воздуха*  
( $E_{max}$  – энергия, при которой сечение фотоядерной реакции имеет максимальное значение –  $\sigma_{max}$ )

Радионуклид	Реакция	$E_{пор}$ , МэВ	$E_{max}$ , МэВ	$\sigma_{max}$ , мб	Концентрация ядер мишени в воздухе, см <sup>-3</sup>
<sup>11</sup> C	<sup>12</sup> C( $\gamma, n$ ) <sup>11</sup> C	18,7	22,7	7,3	$8,02 \cdot 10^{15}$
<sup>11</sup> C	<sup>13</sup> C( $\gamma, 2n$ ) <sup>11</sup> C	23,6	35	0,5	$8,92 \cdot 10^{13}$
<sup>13</sup> N	<sup>14</sup> N( $\gamma, n$ ) <sup>13</sup> N	10,5	23,3	15	$4,18 \cdot 10^{19}$
<sup>13</sup> N	<sup>15</sup> N( $\gamma, 2n$ ) <sup>13</sup> N	21,7	30	1,0	$1,53 \cdot 10^{17}$
<sup>15</sup> O	<sup>16</sup> O( $\gamma, n$ ) <sup>15</sup> O	15,8	22,3	9,0	$1,13 \cdot 10^{19}$
<sup>15</sup> O	<sup>17</sup> O( $\gamma, 2n$ ) <sup>15</sup> O	19,8	35	0,9	$4,29 \cdot 10^{15}$

Таблица 15.4

*Характеристики реакций, приводящих к активации воздуха нейтронами*  
(в третьей колонке т. н. означает, что реакция идет на тепловых нейтронах,  
в четвертой колонке приведены сечения реакций на тепловых нейтронах)

Радионуклид	Реакция	$E_{пор}$ , МэВ	$\sigma$ , мб	Концентрация ядер мишени в воздухе, см <sup>-3</sup>
<sup>14</sup> C	<sup>13</sup> C( $n, \gamma$ ) <sup>14</sup> C	т. н.	1,366	$8,92 \cdot 10^{13}$
<sup>14</sup> C	<sup>14</sup> N( $n, p$ ) <sup>14</sup> C	т. н.	1827	$4,18 \cdot 10^{19}$
<sup>13</sup> N	<sup>14</sup> N( $n, 2n$ ) <sup>13</sup> N	11,31	–	$4,18 \cdot 10^{19}$
<sup>16</sup> N	<sup>15</sup> N( $n, \gamma$ ) <sup>16</sup> N	т. н.	0,024	$1,53 \cdot 10^{17}$
<sup>16</sup> N	<sup>16</sup> O( $n, p$ ) <sup>16</sup> N	10,24	–	$1,13 \cdot 10^{19}$
<sup>17</sup> N	<sup>17</sup> O( $n, p$ ) <sup>17</sup> N	8,36	–	$4,29 \cdot 10^{15}$
<sup>15</sup> O	<sup>16</sup> O( $n, 2n$ ) <sup>15</sup> O	16,65	–	$1,13 \cdot 10^{19}$
<sup>41</sup> Ar	<sup>40</sup> Ar( $n, \gamma$ ) <sup>41</sup> Ar	т. н.	442	$2,51 \cdot 10^{17}$

Концентрации ядер нуклида  $X$  в воздухе, приведенные в табл. 15.3 и 15.4, рассчитывались по формуле

$$n_x = \frac{N_A}{A_x} \rho w_x \delta_x, \quad (15.2)$$

где  $N_A$  – число Авогадро;  $A_x$  – масса грамм-атома нуклида  $X$ ;  $\rho = 1,29 \cdot 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup> – плотность воздуха;  $w_x$  – массовая доля атомов данного элемента в воздухе ( $N - 0,755$ ;  $O - 0,2315$ ;  $Ar - 0,01292$ ;  $C - 1,25 \cdot 10^{-4}$ );  $\delta_x$  – доля атомов данного нуклида в натуральной смеси нуклидов [8, 12].

Как следует из табл. 15.3, основной вклад в активацию воздуха за счет фотоядерных реакций дают реакции  $(\gamma, n)$  с нуклидами  $^{14}N$  и  $^{16}O$ . Их относительная концентрация в воздухе много выше, чем концентрация других нуклидов. Кроме этого, сечение реакций  $(\gamma, 2n)$  примерно на порядок меньше, чем у реакций  $(\gamma, n)$  (см., например, [12]).

Из табл. 15.4 видно, что основной вклад в активацию воздуха нейтронами должны вносить реакции  $^{14}N(n, p)^{14}C$  и  $^{40}Ar(n, \gamma)^{41}Ar$ , которые протекают под действием нейтронов любых энергий. У остальных реакций или велика пороговая энергия нейтронов, или слишком мала концентрация материнских ядер.

Расчеты методом Монте-Карло активации воздуха тормозным и фотонейтронным излучением электронных ускорителей показывают\*, что для энергий несколько десятков МэВ скорость генерации радионуклидов фотонейтронами на два-три порядка меньше, чем тормозным излучением в фотоядерных реакциях.

## 15.2. Активация воздуха тормозным излучением

Пространственное распределение радиоактивных веществ по объему помещения, в котором работает электронный ускоритель, является довольно сложным, а наибольшая удельная активность сосредоточена в области пучка излучения. Для решения практических задач радиационной безопасности достаточно знать *равновесную объемную активность* (усредненную по объему помещения) радионуклидов, образующихся в воздухе помещения.

Пусть имеется электронный ускоритель, ускоряющий электроны до кинетической энергии  $E_0$  (МэВ), после чего они сбрасываются на мишень-конвертер для генерации тормозного излучения. Если пренебречь вкладом от рассеянного излучения, то расчет равновесной объемной активности радионуклида  $X$  ( $\mathcal{A}_{v,x}$ ), образующегося в воздухе помещения ускорителя от первичного тормозного излучения, можно выполнить следующим образом:

---

\* Расчеты проводились по программам: GEANT (GEANT, Detector Description and Simulation Tool/ CERN, Geneva, 1994) и MARS (N.V. Mokhov The MARS Code System User's Guide, Version 15(95) / Fermilab, FN-628, 1995) для тормозного излучения линейного ускорителя Sli plus фирмы Philips на энергию 25 МэВ.

1. Находим скорость образования ядер радионуклида  $X$  в области тормозного пучка ускорителя:

$$W_X(E_0) = 3,6 \cdot 10^3 W_{0,X}(E_0) \cdot E_0 \cdot i \cdot \Delta\Omega \cdot a, \quad (15.3)$$

где  $i$  (мкА) – ток электронного пучка;  $\Delta\Omega$  – величина телесного угла коллиматора;  $a$  (см) – расстояние от мишени ускорителя до стены помещения, на которую падает пучок тормозного излучения.  $W_{0,X}(E_0)$  (1/см · с · МэВ · ср · мкА) в выражении (15.3) – это **мощность показателя образования радионуклида  $X$**  в воздухе. Численно величина  $W_{X,0} \cdot E_0$  равна количеству ядер радионуклида  $X$ , которые рождаются за секунду в слое воздуха толщиной 1 см в пределах телесного угла 1 ср от тормозного излучения электронного ускорителя на энергию  $E_0$  с током электронного пучка 1 мкА. Значения этой величины для радионуклидов  $^{11}\text{C}$ ,  $^{13}\text{N}$  и  $^{15}\text{O}$  в зависимости от  $E_0$  приведены на рис. 15.1 и 15.2.

Расчет мощности показателя образования радионуклида проводился по формуле

$$W_{0,X}(E_0) = 6,25 \cdot 10^{-15} \frac{n_X}{E_0} \int_{E_{\text{пор}}}^{E_0} J(E_0; E, \vartheta) \sigma_X(E) dE, \quad (15.4)$$

где  $n_X$  (1/см<sup>3</sup>) – концентрация ядер материнского изотопа;  $J(E_0; E, \vartheta)$  (1/МэВ · ср · эл-н) – спектрально-угловое распределение тормозного излучения;  $\sigma_X(E)$  (мб) – сумма сечений соответствующих фотоядерных реакций для фотонов с энергией  $E$  [12]. Спектрально-угловое распределение тормозного излучения рассчитано по программе «Компьютерная лаборатория» [2]. Расчеты выполнены для вольфрамовых мишеней оптимальной толщины для каждого значения  $E_0$ . При расчете  $W_{0,X}$  использовались спектры в направлении  $\vartheta = 0^\circ$  относительно нормали к поверхности мишени ускорителя.

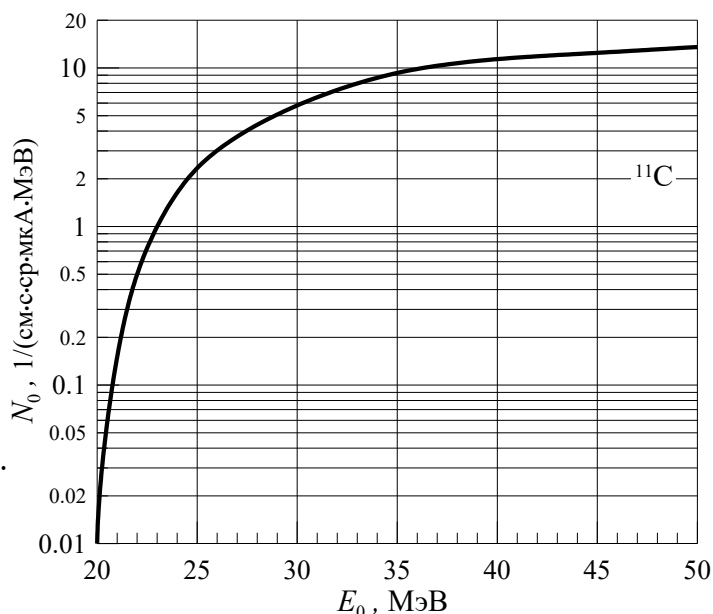


Рис. 15.1. Мощность показателя образования радионуклида  $^{11}\text{C}$  в реакции  $^{12}\text{C}(\gamma, n)^{11}\text{C}$

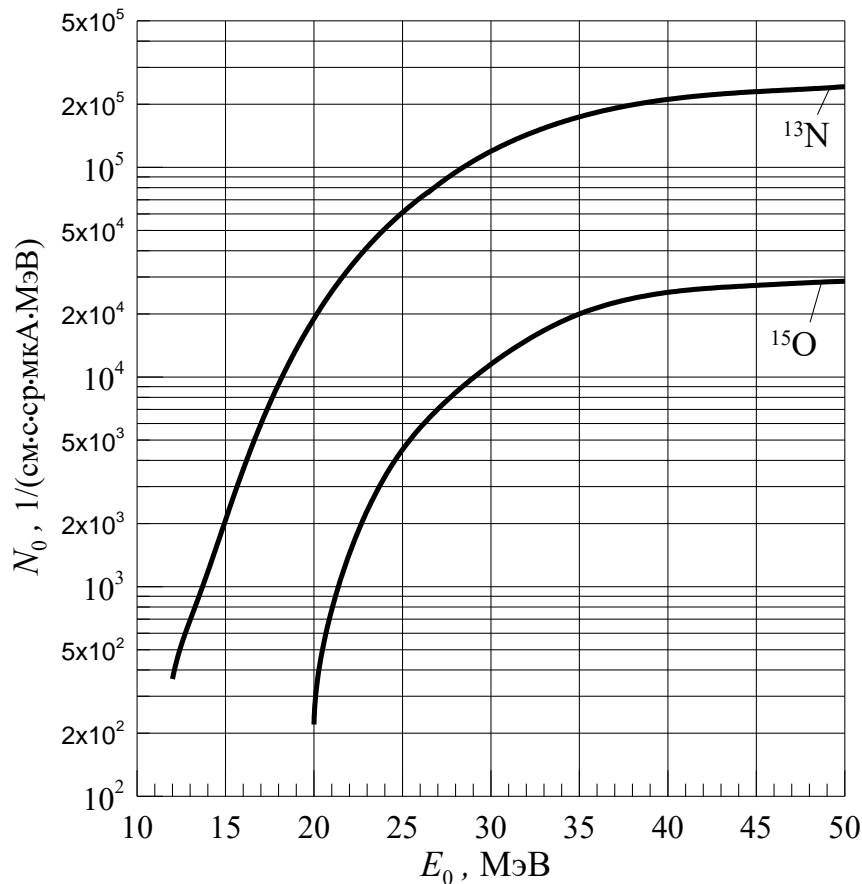


Рис. 15.2. Мощность показателя образования радионуклидов  $^{13}\text{N}$  и  $^{15}\text{O}$  в реакциях  $^{14}\text{N}(\gamma, n)^{13}\text{N}$  и  $^{16}\text{O}(\gamma, n)^{15}\text{O}$

2. Считая, что вентиляция работает непрерывно и радиоактивные вещества равномерно распределены по помещению, найдем равновесную объемную активность радионуклида  $X$  через время  $t$  (ч) работы ускорителя.

Чтобы получить соответствующее выражение, запишем уравнение баланса для количества ядер радионуклида  $N_x$  ( $\text{см}^{-3}$ ) в помещении за промежуток времени  $\Delta t$ , считая, что за это время радиоактивные ядра а) образуются, б) распадаются, в) удаляются с помощью вентиляции:

$$N_x(t + \Delta t) = N_x(t) + W_x \Delta t - N_x(t) \lambda_x \Delta t - N_x(t) K \Delta t, \quad (15.5)$$

где  $W_x$  (1/ч) – скорость образования радионуклида;  $K$  (1/ч) – кратность воздухообмена;

$K V \Delta t \cdot \frac{N_x(t)}{V} = N_x(t) K \Delta t$  – это количество ядер, удаляемых

вентиляцией за время  $\Delta t$ ;  $\lambda_x$  (1/ч) – постоянная распада. Поделив обе части уравнения (15.5) на  $\Delta t$ , переходя к пределу  $\Delta t \rightarrow 0$ , получим следующее неоднородное дифференциальное уравнение первого порядка с постоянными коэффициентами:

$$\frac{dN_x}{dt} + N_x(\lambda_x + K) = W_x,$$

решая которое с начальным условием  $N_x(t=0) = 0$ , получаем

$$N_x(t) = \frac{W_x}{\lambda_x + K} \{1 - \exp[-(\lambda_x + K) \cdot t]\}. \quad (15.6)$$

Умножив выражение (15.6) на величину  $2,8 \cdot 10^{-4} \lambda_x$  (1/с) и разделив на объем помещения  $V$  (м<sup>3</sup>), получаем формулу для расчета равновесной объемной активности:

$$\mathcal{A}_{v,x}(t) = \frac{2,8 \cdot 10^{-4} \lambda_x \cdot W_x}{V(\lambda_x + K)} \{1 - \exp[-(\lambda_x + K)t]\} \text{ (Бк/м}^3\text{)}. \quad (15.7)$$

3. Если ускоритель остановлен, то вход в его помещение разрешается лишь через **запретный период** – это минимальное время, необходимое для уменьшения объемной активности воздуха в помещении до значения ДОА. Количество чистого воздуха, необходимое для разбавления равновесной объемной активности до ДОА, равно  $V \cdot \mathcal{A}_{v,x} / \text{ДОА}_x$  и может получиться очень большим. Но это в предположении, что все радионуклиды находятся в помещении. Поскольку вентиляция работает, то они непрерывно удаляются из помещения и объемная активность все время уменьшается. Поэтому кратность воздухообмена  $n$ , при которой достигается ДОА, определяется из соотношения [6]:

$$n = \ln(\mathcal{A}_{v,x} / \text{ДОА}_x), \quad (15.8)$$

а величина запретного периода  $t_0$  находится по формуле:

$$t_{0,x} = \frac{V \cdot n}{(K + \lambda_x) \cdot V} = \frac{\ln(\mathcal{A}_{v,x} / \text{ДОА}_x)}{K + \lambda_x} \text{ (ч)}. \quad (15.9)$$

Если в воздухе образуется несколько радионуклидов, то расчет проводится отдельно для каждого из них и берется наибольшее значение запретного периода.

В табл. 15.5 приведены значения минимальных кратностей воздухообмена, которые должны иметь помещения с работающим ускорителем, в зависимости от объема этих помещений [10].

**Пример 2.** В помещении объемом 600 м<sup>3</sup> проводятся работы с пучком тормозного излучения линейного ускорителя электронов на энергию 30 МэВ и средний ток 1 мА. Половина угла коллиматора пуч-

Таблица 15.5

*Минимальная кратность воздухообмена для помещений ускорителей*

Объем помещения, м <sup>3</sup>	K, 1/ч
До 100	15
100–500	10
500–1000	5
Свыше 1000	2

ка – 12°, расстояние от выводного окна ускорителя до стены помещения – 5 м. Найти равновесную объемную активность радионуклидов  $^{13}\text{N}$  и  $^{15}\text{O}$ , образующихся в воздухе помещения от тормозного излучения, и запретный период, если кратность воздухообмена  $K = 10$  1/ч, а время работы ускорителя 0,5 ч.

**Решение**

Величина телесного угла коллиматора равна 0,137 ср.

**I. Расчет для радионуклида  $^{13}\text{N}$ .**

1. Из рис. 15.2 для  $E_0 = 30$  МэВ находим мощность показателя образования радионуклида  $W_{^{13}\text{N},0} = 1,2 \cdot 10^5$  1/(см · с · МэВ · ср · мкА) и по формуле (15.3) вычисляем скорость образования ядер радионуклида в области распространения пучка тормозного излучения:

$$W_{^{13}\text{N}} = 3,6 \cdot 10^3 \cdot 1,2 \cdot 10^5 \cdot 30 \cdot 10^3 \cdot 0,137 \cdot 500 = 8,9 \cdot 10^{14} \text{ 1/ч.}$$

2. Взяв значение постоянной распада из табл. 15.1, по формуле (15.7) вычисляем равновесную объемную активность:

$$A_{V, ^{13}\text{N}} = \frac{2,8 \cdot 10^{-4} \cdot 8,9 \cdot 10^{14} \cdot 4,18}{600(4,18 + 10)} (1 - e^{-(4,18+10)0,5}) = 1,2 \cdot 10^8 \text{ Бк/м}^3.$$

Из расчета объемной активности следует, что за время работы ускорителя 0,5 ч ее величина достигает максимального значения, которое определяется первым сомножителем в формуле (15.7).

3. По формуле (15.9) находим запретный период, значение ДОО радионуклида для персонала берем из табл. 15.2:

$$t_{0, ^{13}\text{N}} = \frac{\ln(1,2 \cdot 10^8 / 7,4 \cdot 10^4)}{10 + 4,18} \approx 0,52 \text{ ч.}$$

**II. Расчет для радионуклида  $^{15}\text{O}$ .**

Поступая аналогично первому расчету, получаем:

1.  $W_{^{15}\text{O}} = 1,2 \cdot 10^4$  1/(см · с · МэВ · ср · мкА);  $W_{^{15}\text{O}} = 8,9 \cdot 10^{13}$  1/ч.

2.  $A_{V, ^{15}\text{O}} = \frac{2,8 \cdot 10^{-4} \cdot 8,9 \cdot 10^{13} \cdot 20,3}{600(20,3 + 10)} (1 - e^{-(20,3+10)0,5}) = 2,8 \cdot 10^7 \text{ Бк/м}^3.$

Как и в первом случае, объемная равновесная активность  $^{15}\text{O}$  имеет максимальное значение.

3.  $t_{0, ^{15}\text{O}} = \frac{\ln(2,8 \cdot 10^7 / 3,7 \cdot 10^4)}{10 + 20,3} \approx 0,22 \text{ ч.}$

Сравнивая результаты двух расчетов, принимаем наибольшее значение для запретного периода:  $t_0 = 31$  мин.



## Задание 15

### Контрольные вопросы

1. Что такое наведенная активность воздуха, в результате каких процессов она образуется?
2. Как определить ДОА смеси радионуклидов?
3. Как рассчитать концентрацию ядер определенного нуклида в воздухе?
4. Для ускорителей на какие энергии и почему надо учитывать активацию воздуха?
5. Каков алгоритм расчета равновесной объемной активности радионуклида в воздухе от тормозного излучения?
6. Что такое запретный период и как его рассчитать?

### Задача

В помещении объемом  $V$  работает электронный ускоритель на энергию  $E_0$  и ток  $i$ . Пучок тормозного излучения от внутренней вольфрамовой мишени ускорителя, пройдя через коллиматор с углом раствора  $2\alpha$ , выводится в воздух помещения. Рассчитать равновесную объемную активность радионуклидов  $X$  и  $Y$ , образующихся в воздухе от тормозного излучения, после времени  $t$  работы ускорителя, если расстояние от мишени до стены помещения равно  $a$ . Найти запретный период. Кратность воздухообмена принять минимально допустимой. Начальные данные задачи приведены в табл. 15.6.

Таблица 15.6

#### Варианты заданий для задачи

Вариант	1	2	3	4	5	6	7	8
$E_0$ , МэВ	18	20	25	30	35	22	28	32
$i$ , мА	1,0	0,8	0,4	2,0	0,5	2,5	0,7	1,0
$V$ , м <sup>3</sup>	110	150	200	180	350	300	240	400
$a$ , м	3,0	2,5	4,0	3,0	2,5	3,5	4,0	5,0
$\alpha$ , град	15	10	12	17	15	8	10	8
$t$ , ч	2,0	1,5	3	0,5	1,0	2	1	0,2
$X, Y$	<sup>13</sup> N, <sup>15</sup> O	<sup>13</sup> N, <sup>11</sup> C	<sup>11</sup> C, <sup>15</sup> O	<sup>13</sup> N, <sup>15</sup> O	<sup>13</sup> N, <sup>11</sup> C	<sup>13</sup> N, <sup>15</sup> O	<sup>11</sup> C, <sup>15</sup> O	<sup>13</sup> N, <sup>15</sup> O
Вариант	9	10	11	12	13	14	15	16
$E_0$ , МэВ	40	45	50	60	55	17	42	70
$i$ , мА	0,1	0,3	0,4	0,1	0,5	5,5	0,7	1,0
$V$ , м <sup>3</sup>	400	350	600	580	350	300	240	400
$a$ , м	4,0	4,5	5,0	3,0	2,5	3,5	4,0	5,0
$\alpha$ , град	8	9	7	6	15	12	10	8
$t$ , ч	2,0	1,5	3	0,5	1,0	2	1,0	0,2
$X, Y$	<sup>13</sup> N, <sup>15</sup> O	<sup>13</sup> N, <sup>11</sup> C	<sup>11</sup> C, <sup>15</sup> O	<sup>13</sup> N, <sup>15</sup> O	<sup>13</sup> N, <sup>11</sup> C	<sup>13</sup> N, <sup>15</sup> O	<sup>11</sup> C, <sup>15</sup> O	<sup>13</sup> N, <sup>15</sup> O

## Список литературы

1. Беспалов В.И. Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом : учебное пособие / В.И. Беспалов. – 5-е изд., доп. – Томск : Изд-во Томского политехнического университета, 2014. – 427 с.
2. Беспалов В.И. Программа «Компьютерная лаборатория». – Режим доступа: <http://portal.tpu.ru/SHARED/b/BVI/pclab>
3. Быховский А.В. Вопросы защиты от ионизирующих излучений в радиационной химии / А.В. Быховский, А.В. Ларичев, Е.Д. Чистов. – Москва : Атомиздат, 1970. – 280 с.
4. Зайцев Л.Н. Основы защиты ускорителей / Л.Н. Зайцев, М.М. Комочков, Б.С. Сычев. – Москва : Атомиздат, 1971. – 399 с.
5. Калькулятор и графическая система для параметров атомных ядер и характеристик ядерных реакций и радиоактивных распадов. – Режим доступа: [http://cdfc.sinp.msu.ru/services/calc\\_thr/calc\\_thr\\_ru.html](http://cdfc.sinp.msu.ru/services/calc_thr/calc_thr_ru.html)
6. Крупчатников В.М. Вентиляция при работе с радиоактивными веществами: учебное пособие для вузов. / В.М. Крупчатников. – Москва : Атомиздат, 1973. – 366 с.
7. Машкович В.П. Защита от ионизирующих излучений : справочник / В.П. Машкович, А.В. Кудрявцева. – 4-е изд., перераб. и доп. – Москва : Энергоатомиздат, 1995. – 496 с.
8. Медведев Ю.А. Ядерно-физические константы взаимодействия нейтронов с элементами, входящими в состав атмосферы и земной коры : справочник / Ю.А. Медведев, Б.М. Степанов, Г.Я. Труханов. – Москва : Энергоиздат, 1981. – 304 с.
9. Нормы радиационной безопасности (НРБ-99/2009) : санитарно-эпидемиологические правила и нормативы – Москва : Федеральный центр гигиены и эпидемиологии Роспотребнадзора, 2009. – 100 с.
10. СанПиН 2.6.1.2573-2010. Гигиенические требования к размещению и эксплуатации ускорителей электронов с энергией до 100 МэВ // Бюллетень нормативных и методических документов Госсанэпиднадзора. 2010. – Вып. 2(40). – С. 65–100.
11. Таблицы физических величин : справочник / под. ред. акад. И.К. Кикоина. – Москва : Атомиздат, 1976. – 1008 с.
12. Dietrich S.S. Atlas of Photoneutron Cross Sections obtained with Monoenergetic Photons / S.S. Dietrich, B.L. Berman // Atomic Data and Nucl. Data Tables. – 1988. – V. 38. – P. 199–338.
13. Evaluated Nuclear Data File (ENDF). – Режим доступа: <http://www.nndc.bnl.gov>
14. Radiation Protection Design Guidelines for 0.1–100 MeV Particle Accelerator Facilities // NCRP. Report No. 51. – Washington, 1977. – V. 9. – Iss. 12. – 159 p.

## ЛЕКЦИЯ 16

### ЗАЩИТА ОТ ВРЕДНЫХ ВЕЩЕСТВ, ОБРАЗУЮЩИХСЯ В ВОЗДУХЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

#### 16.1. Радиолиз

При прохождении ионизирующего излучения через вещество в нем происходят различные физико-химические и химические процессы (эффекты). Химические изменения вещества под действием излучения называются радиационно-химическими эффектами, или *радиолизом*. Наблюдаемый при облучении химический эффект определяется поглощенной в веществе энергией, а для количественной характеристики используют величину *радиационно-химический выход* ( $G_x$ ) – это число изменившихся (возникших, распавшихся) частиц (молекул, ионов и т. д.) на 100 эВ поглощенной энергии.

Ионизирующее излучение образует в веществе начальные (первичные) продукты радиолиза (электроны, ионы, различные возбужденные состояния). Эти промежуточные частицы с высокой химической активностью взаимодействуют между собой, распадаются, реагируют с исходным веществом и примесями в нем. При этом возможны три основных ситуации:

1. Первичные продукты в основном взаимодействуют между собой, регенерируя исходное вещество. Выход продуктов превращения (изменения) исходного вещества мал в сравнении с первичными продуктами. Такие вещества являются радиационно стойкими.
2. Первичные продукты взаимодействуют между собой или распадаются и дают стабильные продукты радиолиза, отличающиеся от исходного вещества, при этом выход продуктов превращения исходного облученного вещества будет порядка выхода первичных продуктов.
3. Первичные продукты способны вызвать цепную реакцию превращения исходного вещества.

В зависимости от рассмотренных ситуаций значения радиационно-химического выхода изменяются в широком диапазоне: от  $10^{-6}$  до  $10^8$  част/100 эВ.

Весь процесс радиолиза от начала взаимодействия ионизирующего излучения с веществом до окончания процесса образования конечных стабильных продуктов можно разделить на три последовательные стадии.

*Первая стадия радиолиза (физическая)* – это взаимодействие ионизирующего излучения с веществом и образование первичных продуктов радиолиза первого поколения. Время протекания этой стадии порядка  $3 \cdot 10^{-16}$  с. За такое малое время невозможны никакие химические процессы, связанные с перестройкой молекул среды.

*Вторая стадия радиолиза (физико-химическая)* – это процессы, протекающие за время существования трека частицы. *Трек* – это след ионизирующей частицы в среде, регистрируемый в виде промежуточных активных ча-

стиц. Простейшие составляющие трека – это такие химически активные частицы, как положительные ионы, электроны и возбужденные молекулы. При взаимодействии первичного излучения с атомами и молекулами вещества большая часть выбитых в актах ионизации вторичных электронов (*дельта-электроны*) обладают достаточной энергией, чтобы произвести ионизацию и возбуждение еще нескольких молекул среды. Если принять, что работа, необходимая для образования пары ион-электрон, равна 30 эВ, то при энергии падающего электрона 1 МэВ общее число вторичных электронов составляет примерно  $3 \cdot 10^4$ . Часть этих электронов является дельта-электронами, и именно они обуславливают основное воздействие ионизирующих излучений на вещество. Участие дельта-электронов в процессах ионизации и возбуждения придает особый характер распределению ионов и возбужденных молекул в объеме облучаемого вещества.

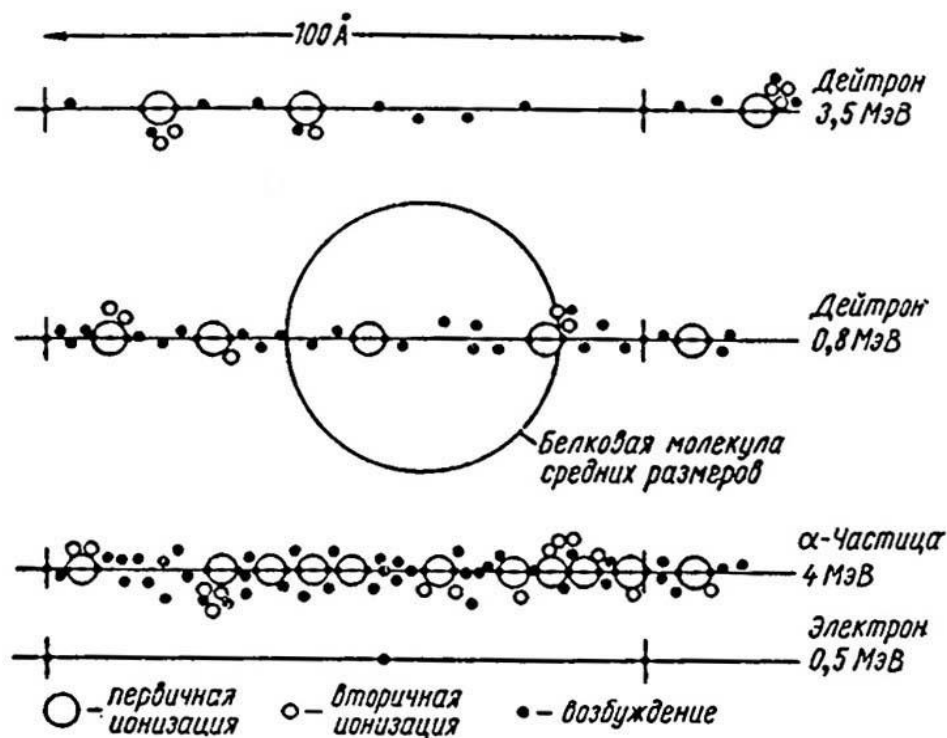


Рис. 16.1. Схематическое изображение отрезков траекторий заряженных частиц в воде с распределением актов ионизации и возбуждения [10]

В зависимости от величины линейной передачи энергии (ЛПЭ) активные частицы располагаются на различных расстояниях друг от друга. Если несколько пар (2–10) активных частиц находятся на расстоянии 10...30 Å, то такие скопления называют *шпорами*. На образование одной шпоры тратится примерно 100 эВ. Размер шпоры изменяется от 1–2 нм в жидкостях до 100 нм в газах, и она содержит в среднем 2–3 иона и 2–3 возбужденные молекулы. Расстояние между шпорами зависит от вида падающей частицы и ее энергии.

Для частиц с большой ЛПЭ (дельта-электроны, протоны,  $\alpha$ -частицы, осколки деления ядер) шпоры могут сливаться в сплошную цилиндрическую область радиусом 20...100 Å – *трек частицы*. Радиус трека зависит от плотности вещества. Например, при движении протона в воде продукты радиолиза располагаются в цилиндрическом треке с радиусом порядка 50...100 Å.

В случае быстрых электронов с небольшой ЛПЭ шпоры отделены друг от друга. Например, для электронов с энергиями  $\sim 1$  МэВ это расстояние весьма значительно и составляет приблизительно  $10^2$  нм в жидкости и примерно  $10^4$  нм в газе. От косвенно ионизирующих частиц (фотоны, нейтроны) энергию среде передают в основном вторичные электроны. При этом образующие трек ионы и электроны находятся на большом расстоянии друг от друга. На рис. 16.1 качественно показано, как распределены акты ионизации и возбуждения в воде вдоль треков заряженных частиц с различной ЛПЭ. Как видно из рисунка, на каждый акт ионизации приходится несколько актов возбуждения, поскольку для возбуждения атомов требуются меньшие затраты энергии.

В газовой среде трековые эффекты радиолиза для быстрых электронов и косвенно ионизирующего излучения отсутствуют, т. к. слишком велики расстояния между соседними парами ионов.

Время протекания второй стадии сильно зависит от плотности вещества. Для воды это примерно  $10^{-12}$ ... $10^{-11}$  с.

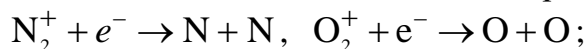
*Третья стадия радиолиза (химическая)* – это химические процессы, протекающие в объеме вещества после «размывания» треков в результате диффузии. Время протекания этой стадии сильно отличается в различных веществах и зависит от плотности вещества и мощности поглощенной дозы. Для воды это время порядка  $10^{-6}$  с.

## 16.2. Радиолиз воздуха

В помещениях, в которых не содержатся искусственные источники излучения, число ионов в воздухе изменяется пропорционально изменению уровня ионизации в атмосфере, вызванного фоновым излучением. В жилых зданиях небольшое влияние на ионизацию воздуха оказывает естественная радиоактивность строительных материалов. При этом наибольшей радиационной активностью обладают гранит, шлак, керамзит. Низкая радиоактивность у песка, цемента. В помещениях, содержащих искусственные источники излучения, концентрация ионов определяется ионизирующим действием этих источников.

Как отмечено выше, основное воздействие ионизирующих излучений на воздушную среду обусловлено вторичными электронами. Их спектр непрерывный от тепловых энергий  $\sim kT$  (сотые доли эВ) до энергии первичной частицы. Примерно 15 % вторичных электронов имеют энергию, достаточную для ионизации молекул воздуха ( $N_2$ ,  $O_2$  и другие компоненты). Для первичных электронов с энергией 1 МэВ дельта-электроны производят от  $10^3$  до  $10^4$  актов ионизации молекул воздуха.

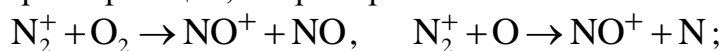
В результате ионизации воздуха в нем образуются положительные и отрицательные ионы. Затем протекают процессы рекомбинации положительных и отрицательных ионов и положительных ионов с электронами, например,



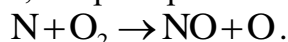
процессы ионно-молекулярной перезарядки, например:



ионно-молекулярные реакции, например:

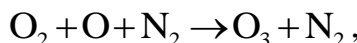


атомно-молекулярные реакции, например:

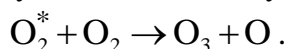


После протекания этих реакций в воздухе образуются такие *вредные (токсические)* вещества, как озон ( $\text{O}_3$ ) и окислы азота. Из окислов азота наибольшую опасность представляет двуокись азота  $\text{NO}_2$ .

Озон образуется в результате реакции при тройных соударениях с участием молекул азота:

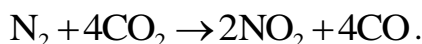


или в реакции с участием возбужденных молекул кислорода:



**Озон** – газ синего цвета с резким запахом. Озон образуется также и под действием электрических разрядов. Он поглощает ультрафиолетовое излучение Солнца и предохраняет от этого излучения все живые организмы на Земле. При большой концентрации озон взрывоопасен. Он сильный окислитель и используется для обеззараживания воды и воздуха, но вреден для здоровья. В случае острого отравления озон вызывает смерть от отека легких.

Молекула азота  $\text{N}_2$  является очень устойчивой молекулой, но под действием ионизирующего излучения возможно образование ионов  $\text{N}_2^+$ , возбужденных молекул  $\text{N}_2^*$  и атомов азота. В результате последующих взаимодействий с молекулами и атомами кислорода образуются окислы азота, в том числе и  $\text{NO}_2$ . Кроме этого, радиационное окисление азота с образованием  $\text{NO}_2$  возможно также с участием  $\text{CO}_2$ :



**Двуокись азота** – газ бурого цвета со специфическим запахом, тяжелее воздуха, ядовит, раздражает дыхательные пути. При больших концентрациях вызывает отек легких, который может сопровождаться явлениями бронхита, пневмонии, иногда гангрены легких. При остром отравлении окислами азота может наступать смерть в связи с параличом дыхательного центра. При хроническом отравлении развиваются хронические бронхиты, происходит изменение зубов, нарушение обмена веществ и нервной системы.

Отметим следующее:

- совместно  $\text{NO}_2$  и озон действуют в 20 раз интенсивнее, чем порознь [3];

- облучение ионизирующим излучением в сочетании с воздействием химических канцерогенных веществ приводит к повышению частоты и ускоренному развитию злокачественных опухолей.

Поскольку при взаимодействии ионизирующего излучения с воздухом в нем образуются токсические вещества, то при их концентрации выше некоторого предельно допустимого уровня (ПДК) это может представлять опасность для здоровья персонала и населения. Значения ПДК некоторых токсических веществ приведены в табл. 16.1 [9].

Таблица 16.1

*Значения ПДК некоторых токсических веществ для персонала*

Вещество	ПДК, мг/м <sup>3</sup>	Примечание
Озон	0,1	При выводе электронного пучка в воздух в основном образуется озон. Его концентрация в зоне пучка может во много раз превышать ПДК
Двуокись азота	2,0	–
Окись углерода	30	Выделяется при термическом разложении под пучком излучения органических веществ (древесины, смолы, резины и др.)
Стирол	5,0	–
Малеиновый ангидрид	1,0	Летучие компоненты ряда смол, используемых в процессах радиационно-химического отверждения покрытий (мебельная промышленность, радиопромышленность и др.). Раздражают слизистые оболочки глаз, носа, легких, вызывают экзему
Фталевый ангидрид	1,0	

Для уменьшения концентрации токсических веществ рассчитывают и устанавливают специальную вытяжную вентиляцию. Но прежде необходимо рассчитать возможную концентрацию этих веществ, образующихся при работе с данным источником ионизирующего излучения. Пространственное распределение токсических веществ по объему помещения является довольно сложным и определяется пространственным распределением потоков излучений и перемешиванием воздуха, в основном за счет работающей вентиляции. Для решения практических задач радиационной безопасности достаточно знать **равновесную концентрацию** токсического вещества (усредненную по объему помещения). Расчет равновесной концентрации любого токсического вещества проводится следующим образом:

1. Рассчитываем мощность поглощенной энергии в объеме помещения  $\dot{Q}$  (МэВ/с) с учетом тока источника излучения – для ускорителей и рентгеновских аппаратов или с учетом его активности – для радионуклидных источников. Быстрый (но приближенный) расчет для заряженных частиц можно выполнить через тормозную способность воздуха, для радионуклидных ис-

точников гамма-излучения через сечение поглощения энергии в воздухе, а для источников тормозного и рентгеновского излучения соответственно через мощность показателя поглощенной дозы ускорителя или радиационный выход рентгеновской трубки. Для более точного расчета с учетом геометрии помещения, вклада вторичного и рассеянного излучения необходимо использовать численные методы, например метод Монте-Карло.

2. Определяем число молекул данного токсического вещества  $X$ , которое образуется в помещении в единицу времени:

$$N_X = \frac{10^6 \cdot \dot{Q} \cdot G_X}{100} \text{ (мол/с)}, \quad (16.1)$$

где  $G_X$  – радиационно-химический выход токсического вещества  $X$ . Значения радиационно-химических выходов для озона и двуокиси азота равны соответственно:  $G_{O_3} = 6$  мол/100эВ;  $G_{NO_2} = 1,5$  мол/100эВ [7, 9, 11].

3. Находим массу токсического вещества, которое образуется в помещении в единицу времени:

$$M_X = N_X \cdot m_X \text{ (мг/с)}, \quad (16.2)$$

где  $m_X$  (мг) – масса одной молекулы.

4. Если вентиляция работает постоянно и время работы ускорителя не менее нескольких десятков секунд, то в помещении создается примерно постоянная во времени равновесная концентрация токсического вещества. Ее значение находим из выражения

$$C_X = \frac{3600 \cdot M_X}{V \cdot K} \text{ (мг/м}^3\text{)}, \quad (16.3)$$

где  $V$  (м<sup>3</sup>) – объем помещения;  $K$  (1/ч) – кратность воздухообмена действующей вентиляции (см. лекцию 15). При этом полагаем, что продукты радиолиза воздуха равномерно распределены по объему помещения и выводятся из него только за счет вентиляции.

**Пример 1.** Электронный пучок линейного ускорителя электронов на энергию 6 МэВ используется для обеззараживания медицинских шприцов, для чего он выводится из ускорителя в воздух. Ток пучка 0,5 мА, расстояние от выходного окна ускорителя до стены помещения 4,5 м, объем помещения 80 м<sup>3</sup>. Кратность воздухообмена в помещении равна минимально допустимой. Найти значение равновесной концентрации озона в помещении работающего ускорителя.

**Решение**

1. Из табл. 16.2 находим, что средний пробег  $R_0$  электронов с энергией 6 МэВ в воздухе равен 25,4 м. Поскольку путь электронов в помещении много меньше  $R_0$ , то полагаем, что все электроны проходят расстояние  $s = 4,5$  м и теряют на этом пути энергию  $\Delta E = s \cdot \bar{\eta}(E_0)$  МэВ/электрон, где  $\bar{\eta}(E_0)$  – тормозная способность воздуха относительно потерь энергии электронами на столкновения (см. табл. 16.2). В результате получаем:



$$\Delta E = 450 \cdot 2,39 \cdot 10^{-3} \approx 1,1 \text{ МэВ/электрон.}$$

2. Находим мощность поглощенной энергии в помещении ускорителя с учетом тока пучка:

$$\dot{Q} = 1,1 \text{ МэВ/электрон} \cdot 3,1 \cdot 10^{15} \text{ электрон/с} = 3,4 \cdot 10^{15} \text{ МэВ/с.}$$

3. По формуле (16.1) рассчитываем число молекул озона, которые рождаются в помещении в единицу времени:

$$N_{O_3} = \frac{10^6 \cdot 3,4 \cdot 10^{15} \cdot 6}{100} = 2 \cdot 10^{20} \text{ мол/с.}$$

4. По формуле (16.2) находим массу озона, который образуется в помещении в единицу времени:

$$M_{O_3} = 2 \cdot 10^{20} \cdot 48 \cdot 1,66 \cdot 10^{-21} = 15,9 \text{ мг/с.}$$

5. В соответствии с табл. 15.5 задаем величину кратности воздухообмена в помещении ускорителя и по формуле (16.3) определяем величину равновесной концентрации озона:

$$C_{O_3} = \frac{3600 \cdot 15,9}{80 \cdot 15} = 48 \text{ мг/м}^3.$$

Таблица 16.2

*Тормозная способность воздуха для потерь энергии электронами на столкновения  $\bar{\eta}(E_0)$  и средние пробеги электронов в воздухе  $R_0(E_0)$  [1]*

$E_0$ , МэВ	0,1	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,5	2,0	3,0	4,0
$\bar{\eta}(E_0) \cdot 10^{-3}$ , МэВ/см	4,67	3,17	2,44	2,24	2,16	2,13	2,13	2,16	2,23	2,29
$R_0(E_0)$ , м	0,13	0,40	1,13	1,99	2,90	3,83	6,16	8,46	12,9	17,2
$E_0$ , МэВ	6,0	8,0	10	15	20	30	40	60	80	100
$\bar{\eta}(E_0) \cdot 10^{-3}$ , МэВ/см	2,39	2,47	2,53	2,65	2,73	2,85	2,92	3,00	3,06	3,10
$R_0(E_0)$ , м	25,4	33,1	40,5	57,8	73,7	103	129	174	213	247

Если ускоритель остановлен, то вход в его помещение разрешается лишь через **запретный период** – время, необходимое для уменьшения концентрации токсических веществ до значения ПДК. Количество чистого воздуха, необходимое для разбавления равновесной концентрации токсического вещества до ПДК, равно  $V \cdot C_x / \text{ПДК}$  и получается очень большим. Для рассматриваемого примера это  $38\,000 \text{ м}^3$  (ПДК озона берем из табл. 16.1). Время, необходимое для подачи такого количества чистого воздуха, равно  $38000 / (80 \cdot 15) = 32 \text{ ч}$ . Но эти значения получаются в предположении, что все токсическое вещество находится в помещении. Поскольку вентиляция работает, то токсические вещества непрерывно удаляются из помещения и их

концентрация все время уменьшается. Поэтому, как и в случае расчета активации воздуха (см. лекцию 15), величину запретного периода  $t_0$  находим из соотношения:

$$t_0 = \frac{\ln(C_x/\text{ПДК})}{K + \lambda_x}, \quad (16.4)$$

где  $\lambda_x$  (1/ч) – коэффициент, характеризующий химическую нестойкость данного токсического вещества.

Химическая нестойкость озона зависит от мощности поглощенной дозы в воздухе и может быть рассчитана по формуле [9]  $\lambda_{O_3} = 1,6 \cdot 10^{-2} \dot{D}^{0,6}$  1/ч. В примерах будем использовать следующие значения:  $\lambda_{O_3} = 1,24$  1/ч;  $\lambda_{NO_2} = 0$ .

**Пример 2.** Определить запретный период входа персонала в рабочую камеру ускорителя из примера 1.

**Решение.** В соответствии с формулой (16.4) находим:

$$t_0 = \frac{\ln(C_{O_3}/\text{ПДК})}{K + \lambda_{O_3}} = \frac{\ln(48/0,1)}{15 + 1,24} = 0,38 \text{ ч} \approx 23 \text{ мин.}$$

Если при работе ускорителя образуется несколько токсических веществ, то необходимо рассчитывать запретные периоды для каждого вещества и брать наибольшее значение. При этом надо учитывать, что сумма относительных концентраций (относительно ПДК) всех токсических веществ не должна превышать единицы:

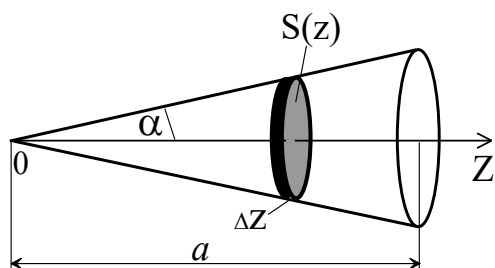


Рис. 16.2. К расчету поглощенной энергии гамма-излучения

$$\frac{C_1}{\text{ПДК}_1} + \frac{C_2}{\text{ПДК}_2} + \dots + \frac{C_n}{\text{ПДК}_n} \leq 1. \quad (16.5)$$

Пусть теперь в качестве источника используется гамма-излучающий радионуклид с активностью  $\mathcal{A}$  (Бк). Гамма-излучение выходит через конический коллиматор с половиной угла при вершине  $\alpha$  и проходит расстояние  $a$  до стены помещения (см. рис. 16.2). Мощность поглощенной энергии в слое воздуха  $\Delta z$  на расстоянии  $z$  от источника можно рассчитать через гамма-постоянную радионуклида:

$$\dot{Q}(z) = \dot{D}(z) S(z) \Delta z \rho \left( \frac{\text{Дж}}{\text{с}} \right), \quad (16.6)$$

где  $S(z) = \pi z^2 \text{tg}^2 \alpha$  (м<sup>2</sup>);  $\rho$  (кг/м<sup>3</sup>) – плотность воздуха;

$$\dot{D}(z) = 10^{-18} \frac{\mathcal{A} \Gamma_D}{z^2} \left( \frac{\text{Гр}}{\text{с}} \right) \quad (16.7)$$

– мощность поглощенной дозы в слое воздуха  $\Delta z$  (см. рис. 16.2);  $\Gamma_D$  – гамма-

постоянная по мощности поглощенной дозы в воздухе [5]. Переходя в выражении (16.6) к пределу  $\Delta z \rightarrow 0$  и интегрируя по  $z$  от 0 до  $a$ , получаем выражение для мощности поглощенной энергии гамма-излучения в области пучка:

$$\dot{Q} = 10^{-18} \pi \rho \mathcal{A} \Gamma_D a \operatorname{tg}^2 \alpha \left( \frac{\text{Дж}}{\text{с}} \right). \quad (16.8)$$

Перейдя в (16.8) от Дж к МэВ для плотности  $\rho = 1,3 \text{ кг/м}^3$ , получаем

$$\dot{Q} = 2,6 \cdot 10^{-5} \mathcal{A} \Gamma_D a \operatorname{tg}^2 \alpha \left( \frac{\text{МэВ}}{\text{с}} \right). \quad (16.9)$$

Расчет равновесной концентрации токсического вещества проводится по формулам (16.1)–(16.3).

Если источник испускает также и бета-частицы, которые поглощаются в стенке его капсулы, то дополнительный вклад в поглощенную энергию от тормозного излучения бета-частиц можно учесть, рассчитав по формуле (13.6) гамма-постоянную источника от тормозного излучения бета-частиц. Ее значение необходимо добавить к основной гамма-постоянной и проводить расчет по приведенным выше формулам.

Если источником является бета-излучающий радионуклид и все бета-излучение выходит в воздух (где и поглощается), то

$$\dot{Q} = \mathcal{A} \cdot \bar{E}_\beta \quad (\text{МэВ/с}), \quad (16.10)$$

где  $\bar{E}_\beta$  (МэВ/распад) – средняя энергия спектра бета-излучения радионуклида на 1 распад ядра (см., например, [5]).

Рассмотрим теперь на примере способ расчета концентрации токсических веществ при работе с пучком тормозного или рентгеновского излучения.

**Пример 3.** Проводятся работы с тормозным излучением линейного ускорителя электронов на энергию 6 МэВ с током электронного пучка 1 мА. Половина угла коллиматора пучка  $\alpha = 14^\circ$ , расстояние от мишени ускорителя до стены помещения равно 4,5 м. Объем помещения – 80 м<sup>3</sup>. Найти равновесную концентрацию озона при работе ускорителя и величину запретного периода, если кратность воздухообмена  $K = 15 \text{ 1/ч}$ .

**Решение 1.** В соответствии с рис. 16.2 мощность поглощенной энергии в слое  $\Delta z$  в области распространения пучка тормозного излучения определяется выражением (16.6), а мощность поглощенной дозы в воздухе на расстоянии  $z$  от мишени ускорителя можно найти из выражения

$$\dot{D}(z) = \dot{D}_0 \frac{i}{z^2} (\text{Гр/с}), \quad (16.11)$$

где  $i$  (мкА) – ток ускорителя;  $\dot{D}_0 \approx \dot{D}_y / 1,09$ , где  $\dot{D}_y \left( \frac{\text{Гр} \cdot \text{м}^2}{\text{с} \cdot \text{мкА}} \right)$  – мощность

показателя тканевой поглощенной дозы тормозного излучения (см. лекцию 13); для рентгеновского излучения  $\dot{D}_0 = \dot{D}_r$ , где  $\dot{D}_r$  – радиационный вы-

ход рентгеновской трубки в тех же единицах (см. лекцию 12).

Переходя в выражении (16.6) к пределу  $\Delta z \rightarrow 0$  и интегрируя по  $z$  от 0 до  $a$ , получаем выражение для мощности поглощенной энергии в области пучка:

$$\dot{Q} = \rho \int_0^a \dot{D}(z) S(z) dz = \pi \rho i \dot{D}_0 a \operatorname{tg}^2 \alpha \quad (\text{Дж/с}), \quad (16.12)$$

здесь  $S(z) = \pi(z \cdot \operatorname{tg} \alpha)^2$ ,  $a$  в метрах. Переходя от Дж к МэВ, с учетом плотности воздуха получаем окончательно

$$\dot{Q} = 2,6 \cdot 10^{13} \dot{D}_0 i a \operatorname{tg}^2 \alpha \quad (\text{МэВ/с}). \quad (16.13)$$

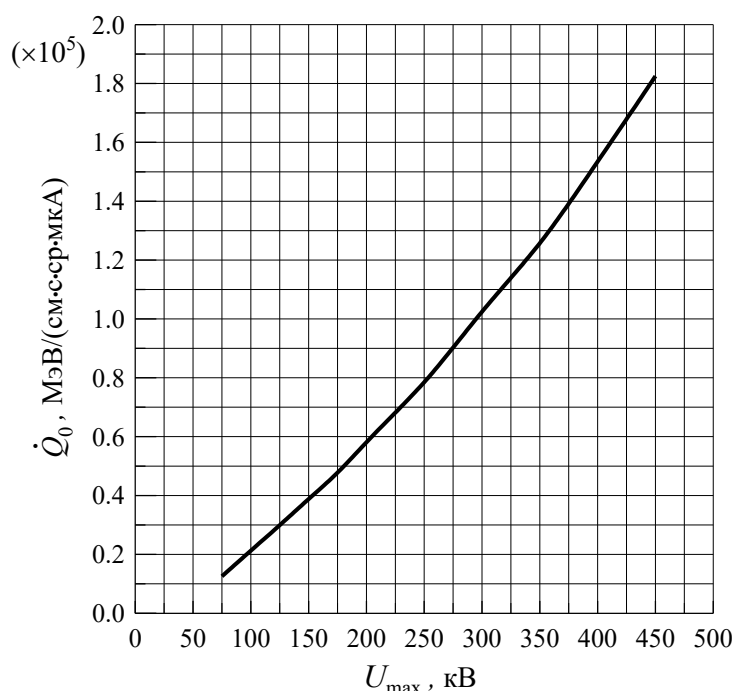


Рис. 16.3. Зависимость мощности показателя поглощенной энергии рентгеновского излучения в воздухе от  $U_{\max}$

Считаем ускоритель стандартным и определяем мощность показателя поглощенной дозы тормозного излучения в воздухе из рис. 13.1:

$$\dot{D}_y = \dot{D}_{yc} = 2,2 \cdot 10^{-3}, \frac{\text{Гр} \cdot \text{м}^2}{\text{с} \cdot \text{мкА}}.$$

В соответствии с выражением (16.13) мощность поглощенной энергии в помещении ускорителя  $\dot{Q} = 1,6 \cdot 10^{13}$  МэВ/с. Дальше расчет проводится так же, как в примерах 1 и 2:

$$N_{\text{O}_3} = \frac{10^6 \cdot 1,6 \cdot 10^{13} \cdot 6}{100} = 9,6 \cdot 10^{17} \quad (\text{мол/с});$$

$$M_{O_3} = 9,6 \cdot 10^{17} \times 48 \times 1,66 \cdot 10^{-21} = 0,076 \text{ (мг/с)};$$

$$C_{O_3} = \frac{3600 \cdot 0,076}{80 \cdot 15} = 0,23 \text{ (мг/м}^3\text{)};$$

$$t_0 = \frac{\ln(0,23/0,1)}{15 + 1,24} = 0,051 \text{ ч} \approx 3 \text{ мин.}$$

**Решение 2.** На рис. 16.3 и 16.4 приведена величина, которую назовем *мощностью показателя поглощенной энергии в воздухе* рентгеновского (рис. 16.3) и тормозного (рис. 16.4) излучения. Она равна мощности поглощенной энергии в слое воздуха толщиной 1 см в пределах конуса с телесным углом 1 ср и при токе электронного пучка рентгеновской трубки (или электронного ускорителя) 1 мкА.

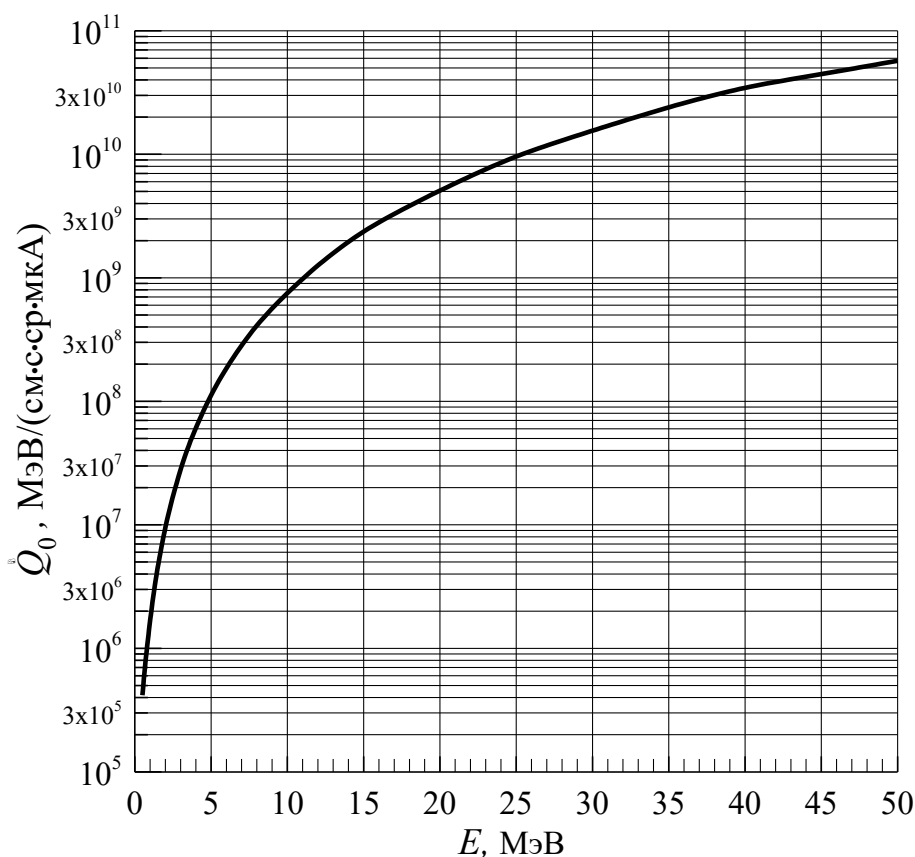


Рис. 16.4. Мощность показателя поглощенной энергии тормозного излучения в воздухе в зависимости от энергии электронов

Величина мощности показателя поглощенной энергии в воздухе была рассчитана в соответствии с выражением

$$\dot{Q}_0 = 6,25 \cdot 10^{12} \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} J(E_0; E, \vartheta) E \Sigma_{\text{пор}}^{\text{вoз}}(E) dE \left( \frac{\text{МэВ}}{\text{с} \cdot \text{см} \cdot \text{ср} \cdot \text{мкА}} \right), \quad (16.14)$$

где  $J(E_0; E, \vartheta)$  1/(МэВ·ср·эл-н) – спектрально-угловое распределение рентгеновского (тормозного) излучения;  $\Sigma_{\text{пог}}^{\text{воз}}$  (1/см) – линейный коэффициент поглощения энергии фотонов в воздухе. Переходя в (16.14) от нормировки на 1 электрон к току в (мкА·с), получаем указанную размерность  $\dot{Q}_0$ . Спектры рентгеновского и тормозного излучения были рассчитаны по программе «Компьютерная лаборатория» (прил. 1).

Зная мощность показателя поглощенной энергии в воздухе, мощность поглощенной энергии в помещении можно найти по следующей формуле:

$$\dot{Q} = \dot{Q}_0 \cdot i \cdot \Delta\Omega \cdot a \text{ (МэВ/с)}, \quad (16.15)$$

где  $\Delta\Omega$  (ср) – величина телесного угла коллиматора;  $i$  (мкА) – ток электронного пучка;  $a$  (см) – расстояние от выходного окна источника до стены помещения.

Из рис. 16.4 для энергии электронов 6 МэВ находим  $\dot{Q}_0 = 2,0 \cdot 10^8$  МэВ/(см·с·мкА·ср) и в соответствии с формулой (16.15) получаем значение мощности поглощенной энергии в воздухе помещения ускорителя  $\dot{Q} = 1,7 \cdot 10^{13}$  МэВ/с. Проводя дальнейший расчет, так же как и в первом решении, получаем значение равновесной концентрации озона  $C_{O_3} = 0,24$  мг/м<sup>3</sup>, а запретный период  $t_0 \approx 3$  мин. Результаты обоих расчетов совпадают.

## Задание 16

### Контрольные вопросы

1. Что такое радиолиз?
2. В чем заключаются основные особенности каждой стадии радиолиза?
3. Что такое радиационно-химический выход?
4. Из чего состоит трек ионизирующей частицы? Что такое шпора?
5. Какие вредные вещества (и как) образуются в воздухе в результате радиолиза под действием ионизирующего излучения?
6. Как защититься от вредных веществ, образующихся в воздухе под действием ионизирующего излучения? Что такое запретный период? Как его определить?
7. Как рассчитать равновесную концентрацию вредного вещества в воздухе от заряженных частиц? Какие данные необходимы для этого расчета?
8. В чем особенность расчета равновесной концентрации вредных веществ для фотонов с непрерывным спектром?

### Задачи

1. В помещении с объемом  $V$  работает линейный электронный ускоритель на энергию  $E_0$  с током пучка  $i$ . Работы проводятся как с ускоренными электронами, которые выводятся в воздух помещения, так и с пучком тормоз-

ного излучения от внешней мишени. При работе с электронным пучком ток ускорителя уменьшают в 10 раз. Найти равновесную концентрацию озона (двуокиси азота) в помещении ускорителя и запретный период, если расстояние от выводного окна ускорителя до стены помещения равно  $a$ , а угол коллиматора пучка тормозного излучения –  $\alpha$ . Расчет для тормозного излучения выполнить двумя способами. Начальные данные задачи приведены в табл. 16.3.

Таблица 16.3

Данные для задачи 1

Вариант	1	2	3	4	5	6	7	8
$E_0$ , МэВ	5	6	25	8	10	15	20	30
$i$ , мА	1,0	0,8	0,4	2,0	0,5	2,5	0,7	1,0
$V$ , м <sup>3</sup>	100	120	200	150	180	220	400	300
$a$ , м	3,0	2,5	4,0	3,0	2,5	3,5	4,0	5,0
$\alpha$ , град	15	10	12	17	15	8	10	8
Вредн. вещ.	O <sub>3</sub>	NO <sub>2</sub>	NO <sub>2</sub>	O <sub>3</sub>	O <sub>3</sub>	NO <sub>2</sub>	NO <sub>2</sub>	O <sub>3</sub>

Вариант	9	10	11	12	13	14	15	16
$E_0$ , МэВ	35	40	45	50	100	22	4,5	80
$i$ , мА	0,5	0,4	0,2	0,1	1,0	0,6	5,0	1,5
$V$ , м <sup>3</sup>	350	300	400	450	600	240	150	500
$a$ , м	3,5	4,0	3,6	5,0	6,0	2,5	2,0	4,5
$\alpha$ , град	16	12	10	8	6	20	25	10
Вредн. вещ.	O <sub>3</sub>	NO <sub>2</sub>	O <sub>3</sub>	NO <sub>2</sub>	NO <sub>2</sub>	O <sub>3</sub>	NO <sub>2</sub>	O <sub>3</sub>

2. В помещении с объемом  $V$  работает рентгеновский аппарат с напряжением  $U_{\max}$  и током  $i$ . Найти (двумя способами) равновесную концентрацию озона (двуокиси азота) в помещении и запретный период, если расстояние от анода трубки до стены помещения равно  $a$ , а угол коллиматора пучка рентгеновского излучения равен  $\alpha$ . Начальные данные задачи приведены в табл. 16.4.

Таблица 16.4

Данные для задачи 2

Вариант	1	2	3	4	5	6	7	8
$U_{\max}$ , кВ	75	90	120	150	200	250	300	350
$i$ , мА	5	6	4	3	1	1,5	2	2,5
$V$ , м <sup>3</sup>	100	80	120	140	160	180	200	250
$a$ , м	1,5	2,0	1,6	1,5	2,5	3,0	3,0	4,0
$\alpha$ , град	30	25	20	25	20	22	18	15
Вредн. вещ.	O <sub>3</sub>	O <sub>3</sub>	O <sub>3</sub>	O <sub>3</sub>	O <sub>3</sub>	NO <sub>2</sub>	NO <sub>2</sub>	NO <sub>2</sub>

Вариант	9	10	11	12	13	14	15	16
$U_{\max}$ , кВ	300	350	400	450	220	80	110	320
$i$ , мА	4	3	2	2	2	3,5	4	5
$V$ , м <sup>3</sup>	200	150	300	350	220	90	140	220
$a$ , м	2,5	1,7	2,6	3,5	2,0	2,0	3,0	4,0
$\alpha$ , град	20	18	16	15	22	35	30	25
Вредн. вещ.	O <sub>3</sub>	NO <sub>2</sub>	O <sub>3</sub>	NO <sub>2</sub>	O <sub>3</sub>	O <sub>3</sub>	O <sub>3</sub>	NO <sub>2</sub>

3. В помещении с объемом  $V$  проводятся работы с радионуклидом  $X$  активностью  $A$ . Найти с учетом гамма- и бета-излучения источника равновесную концентрацию озона в помещении и запретный период, если расстояние от ампулы с источником до стены помещения равно  $a$ , а угол коллиматора равен  $\alpha$ . Считать, что все бета-излучение полностью поглощается в стальной стенке ампулы источника. Начальные данные задачи приведены в табл. 16.5.

Таблица 16.5

## Данные для задачи 3

Вариант	1	2	3	4	5	6	7	8
Изотоп	<sup>137</sup> <sub>55</sub> Cs	<sup>60</sup> <sub>27</sub> Co	<sup>24</sup> <sub>11</sub> Na	<sup>38</sup> <sub>17</sub> Cl	<sup>56</sup> <sub>25</sub> Mn	<sup>76</sup> <sub>33</sub> As	<sup>156</sup> <sub>63</sub> Eu	<sup>86</sup> <sub>37</sub> Rb
$A$ , ТБк	2	1,5	3,7	3	4	4,5	5	6
$V$ , м <sup>3</sup>	200	250	120	140	160	180	100	90
$a$ , м	2,5	4,0	1,6	1,5	2,5	3,0	2,0	1,5
$\alpha$ , град	30	25	30	25	30	25	30	35

Вариант	9	10	11	12	13	14	15	16
Изотоп	<sup>91</sup> <sub>39</sub> Y	<sup>144</sup> <sub>59</sub> Pr	<sup>148</sup> <sub>61</sub> Pm	<sup>140</sup> <sub>57</sub> La	<sup>32</sup> <sub>15</sub> P	<sup>42</sup> <sub>19</sub> K	<sup>28</sup> <sub>13</sub> Al	<sup>27</sup> <sub>12</sub> Mg
$A$ , ТБк	3	2,5	3,7	3	3,7	4,5	5	6
$V$ , м <sup>3</sup>	200	250	120	140	160	180	100	90
$a$ , м	2,5	4,0	1,6	1,5	2,5	3,0	2,0	1,5
$\alpha$ , град	30	25	25	30	30	35	25	30

## Список литературы

1. Беспалов В.И. Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом : учебное пособие / В.И. Беспалов. – 5-е изд., доп. – Томск : Изд-во Томского политехнического университета, 2014. – 427 с.
2. Беспалов В.И. Программа «Компьютерная лаборатория». – Режим доступа: <http://portal.tpu.ru/SHARED/b/BVI/pclab>
3. Быховский А.В. Вопросы защиты от ионизирующих излучений в радиационной химии / А.В. Быховский, А.В. Ларичев, Е.Д. Чистов. – Москва : Атомиздат, 1970. – 280 с.



4. Крупчатников В.М. Вентиляция при работе с радиоактивными веществами: учебное пособие для вузов. / В.М. Крупчатников. – Москва : Атомиздат, 1973. – 366 с.
5. Машкович В.П. Защита от ионизирующих излучений : справочник / В.П. Машкович, А.В. Кудрявцева. – 4-е изд., перераб. и доп. – Москва : Энергоатомиздат, 1995. – 496 с.
6. Пикаев А.К. Современная радиационная химия. Радиолит газы и жидкостей / А.К. Пикаев. – Москва : Наука, 1986. – 440 с.
7. Пшежецкий С.Я. Радиационные физико-химические процессы в воздушной среде / С.Я. Пшежецкий, М.Т. Дмитриев. – Москва : Атомиздат, 1978. – 184 с.
8. Пшежецкий С.Я. Механизм радиационно-химических реакций / С.Я. Пшежецкий – Москва : Химия, 1968. – 216 с.
9. СанПиН 2.6.1.2573-2010. Гигиенические требования к размещению и эксплуатации ускорителей электронов с энергией до 100 МэВ // Бюллетень нормативных и методических документов Госсанэпиднадзора. – 2010. – Вып. 2(40). – С. 65–100.
10. Эйдус Л.Х. Физико-химические основы радиобиологических процессов и защиты от излучений : учебное пособие для вузов / Л.Х. Эйдус. – 2-е изд. – Москва : Атомиздат, 1979. – 216 с.
11. Radiation Protection Design Guidelines for 0.1–100 MeV Particle Accelerator Facilities // NCRP. Report No. 51. – Washington, 1977. – V. 9. – Iss. 12. – 159 p.

## ЛЕКЦИЯ 17

### ЗАЩИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ ОТ ФОТОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Ослабление излучения в защите зависит от вида излучения, характеристик источника, взаимного расположения источника и защищаемого объекта и от свойств материала защиты. Большое значение при проектировании оптимальной защиты (по массе, размерам и стоимости) от излучения ядерно-технических установок отводится обоснованному выбору защитного материала. Надо отметить, что невысокая стоимость материала защиты еще не означает невысокую стоимость защиты в целом. Обладая плохими защитными свойствами, защита может оказаться громоздкой, потребовать больших затрат на сооружение, ухудшить условия эксплуатации установки.

Рассмотрим защитные материалы, применяемые для защиты от гамма-излучения радионуклидов, рентгеновского и тормозного излучения. Основные требования к защитным материалам от фотонного излучения следующие:

- максимально возможная плотность и атомный номер, чтобы обеспечить наибольшее ослабление первичных и вторичных фотонов;
- низкая наведенная радиоактивность защиты – при защите от фотонов больших энергий, которые испытывают в материале защиты фотоядерные взаимодействия;
- высокая механическая прочность материала защиты и хорошие конструктивные свойства;
- неизменность защитных свойств с течением времени;
- невысокая стоимость.

Не всегда удается подобрать природный материал, который удовлетворял бы всем требованиям, поэтому создаются искусственные защитные материалы, например такие, как различные бетоны, гетерогенные среды.

Для защиты от фотонов выбор защитного материала в большой степени определяется типом установки: стационарная или передвижная. В передвижных установках используют свинец, сталь, медь, вольфрам, чугун. Для защиты стационарных источников излучения применяют более дешевые материалы: кирпич, бетон, баритобетон, песок, землю.

**Свинец** ( $\rho = 11,35 \text{ г/см}^3$ ). Свинец – один из лучших материалов для ослабления фотонного излучения. Он применяется всегда, когда при надежной защите требуется минимальная масса и габариты. Свинец применяют в виде полос или листов различной толщины, в виде специальных свинцовых кирпичей. Из свинца легко отливать различные защитные контейнеры. В рентгенодефектоскопических лабораториях свинец используют для устройства защитных дверей, кабин, ширм. К недостаткам свинца относятся его плохие конструкционные свойства. Этот материал мягкий с высокой ползучестью, особенно при высокой температуре.

С повышением энергии фотонов их ослабление за счет фотоэффекта уменьшается и в области энергий более 600–700 кэВ ослабление фотонов опре-

деляется в основном рассеянием. Поэтому с повышением энергии фотонов уменьшается преимущество использования свинца перед другими материалами в отношении массы и габаритов сооружаемой защиты. В некоторых случаях для защиты от фотонов высоких энергий более целесообразно использовать вещество с меньшим эффективным атомным номером, чем свинец. Стоимость такой защиты может быть много ниже при несущественном увеличении размеров.

**Пример 1.** Для рентгеновского излучения с энергией 200 кэВ используется защитный слой из свинца толщиной 4 мм. Найти эквивалентный слой защиты из железа и вес защиты из свинца и железа.

**Решение.** С помощью номограмм на рис. 12.3 и 12.5 находим, что толщина эквивалентного слоя из железа равна 60 мм. Вес 1 м<sup>2</sup> защиты из свинца равен 45,4 кг, а вес такого же по площади слоя защиты из железа равен 472 кг, т. е. более чем в 10 раз больше веса свинцовой защиты.

**Пример 2.** Для тормозного излучения с максимальной энергией  $E_{\max} = 6$  МэВ используется защитный слой из свинца толщиной 100 мм. Найти эквивалентный слой защиты из железа и вес защиты из свинца и железа.

**Решение.** С помощью номограмм на рис. 13.12 и 13.15 находим, что толщина эквивалентного слоя из железа равна 180 мм. Вес 1 м<sup>2</sup> защиты из свинца равен 1134 кг, а вес такого же по площади слоя защиты из железа равен 1415 кг, т. е. всего примерно на 25 % больше веса свинцовой защиты.

В плоских защитах от фотонного излучения большой энергии свинец следует заменять более легкими и дешевыми материалами, и такая замена не приводит к значительному возрастанию габаритов и массы. Но в защите шаровой формы замена свинца более легкими материалами значительно увеличивает габариты и массу, так как толщина (радиус  $R$ ) защиты возрастает обратно пропорционально плотности материала защиты. Поэтому объем и масса защиты увеличиваются  $\sim R^3$ , т. е. обратно пропорционально плотности в третьей степени. В этом случае целесообразно делать гетерогенную защиту, например свинец внутри, железо снаружи.

**Пример 3.** Необходимо изготовить сферический контейнер для защиты от излучения  $^{60}\text{Cs}$  с внутренней воздушной полостью диаметром 20 мм (для размещения источника).

1. Если контейнер изготовить полностью из свинца, то толщина защитной стенки контейнера должна равняться 160 мм. Вес такого контейнера равен 230 кг.
2. При использовании чугуна вес контейнера при том же ослаблении возрастает более чем в 2 раза и составит 500 кг.
3. Если защиту сделать гетерогенной: внутри свинец толщиной 90 мм, а снаружи железо толщиной 127 мм, то при том же ослаблении вес защиты будет 300 кг, но зато свинца потребуется всего 45 кг.

При расчете защиты из какого-либо материала от рентгеновского излучения часто предварительно определяют необходимую толщину свинцовой

защиты для заданных условий работы, а затем, используя свинцовый эквивалент, находят эквивалентную толщину защитного слоя из данного материала. **Свинцовый эквивалент** – толщина свинцового слоя в миллиметрах, обеспечивающая при заданных условиях облучения рентгеновским излучением такую же кратность ослабления, как и рассматриваемый материал [6]. С улучшением защитных свойств материала его свинцовый эквивалент растет. Свинцовый эквивалент растет с увеличением энергии излучения.

Свинцовые эквиваленты защиты для различных кратностей ослабления рентгеновского излучения, при анодном напряжении от 50 до 250 кВ имеются в нормативном документе для рентгеновских кабинетов [6].

Защитные свойства свинца и другого материала надо сравнивать по кратности ослабления дозы. Принимается, что толщина  $d_x$  материала должна ослаблять мощность дозы прямого излучения в той же степени, что и толщина свинца  $d_{Pb}$ . С учетом факторов накопления условие одинаковой кратности ослабления имеет вид

$$\dot{D}_0 \cdot \exp(-\Sigma_x d_x) B_x = \dot{D}_0 \cdot \exp(-\Sigma_{Pb} d_{Pb}) B_{Pb}, \quad (17.1)$$

где  $\dot{D}_0$  – мощность дозы без защиты;  $B$  – дозовый фактор накопления. Из равенства (17.1) легко получить

$$d_x = \frac{1}{\Sigma_x} \left( \Sigma_{Pb} d_{Pb} + \ln \frac{B_x}{B_{Pb}} \right). \quad (17.2)$$

Если можно пренебречь разницей факторов накопления, то из (17.2) получаем более простое (но и менее точное) выражение:

$$d_x = \frac{\Sigma_{Pb} d_{Pb}}{\Sigma_x}. \quad (17.3)$$

Например, по соотношению (17.3) при защите от гамма-излучения  $^{137}\text{Cs}$  бетонной стене толщиной 400 мм соответствует свинцовая защита толщиной 57 мм. Чем больше свинцовый эквивалент материала, тем больше его защитные свойства.

Рассмотрим теперь свойства и особенности применения других материалов, которые применяются в качестве защиты от фотонов.

**Свинцовое стекло** ( $\rho = 3,4 \dots 4,6 \text{ г/см}^3$ ). Применяют в тех случаях, когда защита должна быть прозрачна для видимых лучей. Толщина свинцового стекла может быть от 10 до 25 мм. При этом свинцовые эквиваленты стекла равны: 10 м стекла  $\sim 2,5$  мм Pb; 15 мм стекла  $\sim 4$  м Pb; 20 мм  $\sim 5$  мм Pb; 25 мм  $\sim 6,5$  мм Pb.

**Свинцовая резина** ( $\rho = 3,3 \dots 5,8 \text{ г/см}^3$ ). При толщине около 3 мм и плотности  $4,5 \text{ г/см}^3$  эквивалентна по толщине 1 мм свинца. Следует иметь в виду, что резина со временем дает трещины, поэтому необходимо периодически проверять ее защитные свойства.

**Черные металлы** (сталь  $\rho = 7,5 \dots 7,8 \text{ г/см}^3$ , чугун  $\rho = 7,2 \text{ г/см}^3$ ). Используют в основном как конструкционный материал в местах, где требуется повышенная прочность: для изготовления подвижных стальных дверей, корпуса установки. Защита из стали от фотонного излучения примерно на 30 % тяжелее эквивалентной свинцовой защиты, но это компенсируется гораздо лучшими конструкционными качествами стали.

**Бетон** (обычный (*портландский*) бетон  $\rho = 2,1 \dots 2,4 \text{ г/см}^3$ ). Это наиболее широко распространенный и сравнительно дешевый защитный материал от фотонного излучения. Бетон целесообразно применять для стационарной защиты. Защитные свойства бетона ухудшаются при температуре более  $100 \text{ }^\circ\text{C}$ , что связано с выделением связанной цементом воды. Но при высоких температурах используют термостойкие (*серпентинитовые*) бетоны с плотностью  $2,3 \text{ г/см}^3$ .

Изменяя состав бетона, можно в достаточно широких свойствах менять его защитные свойства. Повышают плотность бетона, заменяя гравий более тяжелыми материалами: железной рудой, стальной дробью, баритом и другими металлическими заполнителями. Такой бетон называют тяжелым бетоном. Плотность тяжелого бетона изменяется от 3 до  $6 \text{ г/см}^3$ , что значительно увеличивает его защитные свойства, но при этом возрастает и стоимость такого бетона.

**Барит** ( $\rho = 2,7 \dots 3,2 \text{ г/см}^3$ ). Это минерал с высоким содержанием  $\text{BaSO}_4$ . Он входит в состав баритовой штукатурки или баритобетона. Баритобетон – хороший материал для защиты от излучения с энергией меньше  $400 \text{ кэВ}$ . Недостаток баритобетона состоит в том, что он со временем дает большую усадку и трескается. Для энергий фотонов более  $400 \text{ кэВ}$  разница в толщине защиты из баритобетона и обычного бетона невелика, но прочность и надежность сооружений из обычного бетона значительно выше.

**Кирпич** ( $\rho = 1,4 \dots 1,9 \text{ г/см}^3$ ). Часто защиту более выгодно делать из строительного кирпича: красного или белого. При этом необходимо, чтобы раствор полностью закрывал зазор между кирпичами и имел плотность не меньше плотности кирпича. Небольшая плотность и трудности, связанные с контролем при строительстве, приводят к тому, что кирпич редко используется в качестве основной защиты.

**Вольфрам** ( $\rho = 17 \dots 19 \text{ г/см}^3$ ). Вольфрам применяют в виде порошка, пропитанного медью и спеченного при высокой температуре. Плотность при этом снижается до  $15 \dots 16 \text{ г/см}^3$ . Количество меди по весу в таких сплавах составляет обычно до 8 %. Поскольку стоимость вольфрамовых сплавов велика, то их целесообразно применять в портативных передвижных установках. Вольфрамовые сплавы используют для защиты от излучения высокой энергии в особо ответственных установках. Из них изготавливают диафрагмы, радиационные головки, коллиматоры гамма-дефектоскопов и терапевтических установок, использующих ионизирующее излучение.

**НЕ РЕКОМЕНДУЕТСЯ** применять в качестве защитных материалов шлаковый бетон, гипсолитовые плиты, пенобетон. Эти материалы имеют малую плотность, что приводит к слишком большой толщине защиты.

Для моноэнергетического излучения толщину защитного слоя из различных материалов можно рассчитать по кратности ослабления с помощью универсальных таблиц Гусева. Для некоторых радионуклидов определить эквивалентные толщины различных материалов можно также с помощью номограмм для расчета защиты (см. лекцию 8). У рентгеновского излучения для этих целей можно использовать соответствующие номограммы [2, 4]. Кроме этого для рентгеновского и тормозного излучения пересчет эквивалентных толщин можно выполнить с помощью номограмм для расчета защиты из Лекций 12 и 13.

Если два вещества имеют примерно одинаковые эффективные атомные номера, но различную плотность (например, бетон, кирпич, штукатурка), то для нахождения толщины защиты из второго вещества (при известной толщине первого) можно использовать условие равенства массовых толщин:  $d_1\rho_1 = d_2\rho_2$ , откуда имеем

$$d_2 = d_1\rho_1 / \rho_2. \quad (17.4)$$

При сооружении защитных ограждений следует уделять внимание тому, чтобы в них не было отверстий и каналов, которые ослабляют защиту. Технологические каналы необходимо проектировать таким образом, чтобы кратность ослабления излучения в месте их прохождения была не ниже расчетной.

Как отмечено ранее, чем выше энергия излучения, от которой необходимо защищаться, тем выгоднее использовать в качестве защиты более легкие и дешевые материалы. Ориентировочно можно считать, что для устройства стационарной защиты при излучении с энергией до 300...400 кэВ наиболее выгодным материалом является барит в виде баритовой штукатурки или баритобетона [1]. В этой области энергий стены и перекрытия можно выполнять из баритобетона, а для защиты дверей использовать листовой свинец. Следует отметить, что стены из баритобетона не выдерживают больших нагрузок, а усиление защиты стен с помощью листового свинца нерентабельно, ввиду большой стоимости.

Для энергий более 400 кэВ защитные стационарные сооружения целесообразно изготавливать из обычного железобетона как наиболее надежного и прочного материала. В этой области энергий возникает большая проблема защиты дверных проемов. Необходимо использовать стальные или чугунные плиты, а для снижения толщины сооружать лабиринт с бетонными стенами, исключая попадание первичного и однократно рассеянного излучения в дверной проем.

## Задание 17

### Контрольные вопросы

1. Каким требованиям должны удовлетворять защитные материалы от фотонного излучения?

2. Что такое свинцовый эквивалент защитного материала, и как он зависит от защитных свойств материала и от энергии излучения?
3. Как надо сравнивать защитные свойства двух материалов?
4. Как сравнивают защитные свойства материалов, имеющих примерно равные эффективные атомные номера?
5. Какие защитные материалы являются основными при защите от фотонного излучения? Какие у этих материалов достоинства и недостатки?

### Список литературы

1. Бибергаль А.В. Защита от рентгеновских и гамма-лучей / А.В. Бибергаль, У.Я. Маргулис, Е.И. Воробьев. – 2-е изд., перераб. и доп. – Москва : МЕДГИЗ, 1960. – 272 с.
2. Гусев Н.Г. Защита от ионизирующих излучений. В 2 томах. Том 2. Защита от излучений ядерно-технических установок : учеб. для вузов / Н.Г. Гусев, В.А. Климанов, В.П. Машкович и др. – 3-е изд. – Москва : Энергоатомиздат, 1990. – 352 с.
3. Машкович В.П. Защита от ионизирующих излучений : справочник / В.П. Машкович, А.В. Кудрявцева. – 4-е изд., перераб. и доп. – Москва : Энергоатомиздат, 1995. – 496 с.
4. Радиационная защита при использовании источников внешнего ионизирующего излучения в медицине. Рекомендации МКРЗ. Публикация 33 ; пер. с англ. / под ред. А.А. Моисеева ; – Москва : Энергоатомиздат, 1985. – 69 с.
5. Румянцев С.В. Типовые методики радиационной дефектоскопии и защиты / С.В. Румянцев, В.А. Добромыслов, О.И. Борисов. – Москва : Атомиздат, 1979. – 199 с.
6. СанПиН 2.6.1.1192-03. Гигиенические требования к устройству и эксплуатации рентгеновских кабинетов, аппаратов и проведению рентгенологических исследований. – Режим доступа: <https://ntm.ru/control/46/7130>

## ЧАСТЬ 3

### ЗАЩИТА ОТ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

---

#### ЛЕКЦИЯ 18

#### ЗАЩИТА ОТ ЭЛЕКТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В этой лекции мы познакомимся с методами расчета защиты от электронного и позитронного излучения. В основном будем рассматривать защиту от электронов, так как электронные пучки используются значительно шире, чем позитронные. Особенность защиты для позитронов, обусловленную эффектом аннигиляции, рассмотрим отдельно.

##### 18.1. Процессы взаимодействия электронов и позитронов с веществом

Под электронами будем понимать:

- 1) электроны (электронные пучки), которые получают в электронных ускорителях;
- 2) бета-частицы (бета-излучение) – электроны и позитроны, которые испускают радионуклиды.

Элементарные процессы взаимодействия электронов (позитронов) с веществом следующие [3]:

- *упругое рассеяние в кулоновском поле атомов*, основным следствием которого является изменение направления движения электронов (рассеяние);
- *неупругие столкновения с атомными электронами*, в результате которых энергия частиц расходуется на возбуждение и ионизацию атомов. Основным результатом данного взаимодействия является уменьшение энергии первичных электронов (замедление);
- *тормозное излучение* – испускание электромагнитного излучения в электрическом поле атомов. Тормозное излучение – это основной процесс потерь энергии электронов больших энергий (больше критической энергии);
- *аннигиляция позитронов* – это процесс превращения электрона и его античастицы позитрона в электромагнитное излучение (при низких кинетических энергиях частиц).

##### 18.1.1. Упругое рассеяние

Дифференциальное сечение упругого рассеяния нерелятивистских электронов в кулоновском поле ядра описывается формулой Резерфорда. В экранированном кулоновском поле атома сечение упругого рассеяния электронов имеет следующий вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{Z(Z+1)r_e^2}{4} \left( \frac{m_e c^2}{T} \right)^2 \frac{1}{(1+2\eta - \cos \vartheta)^2}, \quad (18.1)$$



где  $T$  – кинетическая энергия электрона;  $\vartheta$  – угол рассеяния в лабораторной системе координат (ЛСК);  $Z$  – заряд ядра;  $\eta$  – параметр экранирования, с помощью которого учитывается экранирующий эффект атомных электронов (см. [3]);  $r_e = e^2/m_e c^2 = 2,818 \cdot 10^{-13}$  см – классический радиус электрона. В выражении (18.1) произведение  $Z(Z+1)$  вместо  $Z^2$  учитывает рассеяние в неупругих столкновениях с атомными электронами.

Величина параметра экранирования зависит от модели, которая используется для описания пространственного распределения заряда атома. Наиболее часто в практических расчетах используется параметр экранирования, полученный Мольером для экранированного кулоновского потенциала в соответствии с моделью атома Томаса–Ферми:

$$\eta = \eta_M = 1,7 \cdot 10^{-5} Z^{2/3} \frac{1-\beta^2}{\beta^2} \left[ 1,13 + 3,76 \left( \frac{Z}{137\beta} \right)^2 \cdot \chi \right], \quad (18.2)$$

где  $\beta = v/c$ ,  $\chi = \sqrt{T/(T + m_e c^2)}$  – эмпирическая поправка для электронов небольших энергий.

Из выражения (18.1) следует, что дифференциальное сечение упругого рассеяния сильно вытянуто вперед и не зависит от знака заряда налетающей частицы. Сильнее рассеиваются электроны с меньшей энергией.

Ввиду малой массы электроны с кинетической энергией более нескольких сот кэВ уже являются релятивистскими, и расчет сечения упругого рассеяния необходимо проводить с учетом теории относительности, т. е. в рамках релятивистской квантовой теории. Для расчета сечения необходимо вместо уравнения Шредингера использовать релятивистское уравнение Дирака. Такие расчеты сечений упругого рассеяния электронов и позитронов выполнил Мотт, который в своих вычислениях считал ядра точечными, не учитывал экранирование кулоновского поля ядра электронами, но учел эффекты взаимодействия, связанные со спинами частиц. Результаты Мотта получены в виде бесконечных рядов, суммирование которых нельзя выполнить аналитически, поэтому сечение Мотта обычно записывают в виде

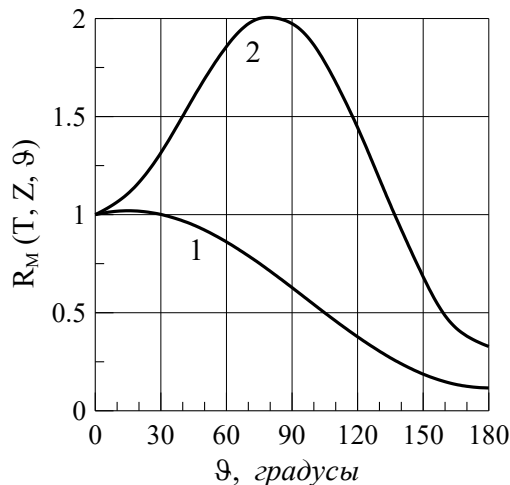


Рис. 18.1. Значения множителей Мотта для рассеяния электронов с энергией 1 МэВ в алюминии (1) и свинце (2)

яния необходимо проводить с учетом теории относительности, т. е. в рамках релятивистской квантовой теории. Для расчета сечения необходимо вместо уравнения Шредингера использовать релятивистское уравнение Дирака. Такие расчеты сечений упругого рассеяния электронов и позитронов выполнил Мотт, который в своих вычислениях считал ядра точечными, не учитывал экранирование кулоновского поля ядра электронами, но учел эффекты взаимодействия, связанные со спинами частиц. Результаты Мотта получены в виде бесконечных рядов,

суммирование которых нельзя выполнить аналитически, поэтому сечение Мотта обычно записывают в виде

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_M = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R R_M(T, Z, \vartheta), \quad (18.3)$$

где  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R$  – сечение Резерфорда (в качестве этого сечения можно использовать формулу (18.1) с учетом экранирования). Функцию  $R_M(T, Z, \vartheta)$  называют *множителем (коэффициентом) Мотта*.

Учет релятивистских эффектов и спина электрона приводит к большому отличию моттовского дифференциального сечения упругого рассеяния от сечения Резерфорда (рис. 18.1). Разница уменьшается с уменьшением кинетической энергии налетающего электрона и для нерелятивистских энергий  $R_M \approx 1$ . Примерно это значение имеют моттовские коэффициенты и для небольших углов рассеяния, т. е. при рассеянии на малые углы сечение Мотта по величине почти совпадает с сечением Резерфорда. Моттовские множители рассчитывались различными авторами и имеются в литературе. Значения этих коэффициентов для электронов и позитронов для различных веществ в диапазоне энергий 0,05...10 МэВ приведены, например, в работе [9].

### 18.1.2. Многократное рассеяние

Рассеяние распространяющихся в среде электронов влияет на пространственное распределение поля излучения, например на распределение поглощенной энергии. Но сечение упругого рассеяния электронов на атомах велико ( $\sim 10^{-16}$  см<sup>2</sup>), поэтому их пробеги между столкновениями очень малы. Например, электрон с начальной энергией 0,5 МэВ, пройдя в Al путь 0,5 мм, на котором его энергия уменьшается в два раза, испытывает в среднем  $3 \cdot 10^4$  упругих столкновений. Для практических целей удобно определять угловое распределение электронов (и других заряженных частиц) не после каждого столкновения, а после прохождения в веществе некоторого пути  $s$ . Такие угловые распределения, являющиеся результатом всех упругих столкновений заряженной частицы на этом пути, называют *распределениями многократного рассеяния*.

В зависимости от среднего числа столкновений  $n$ , которые испытывает заряженная частица при прохождении пути  $s$  в веществе, условно различают однократное, кратное и многократное упругое рассеяние.

*Однократное упругое рассеяние* имеет место, когда проходя в веществе путь  $s$ , частица испытывает в среднем одно столкновение ( $n \leq 1$ ). Это соответствует очень тонким слоям вещества, когда  $s \ll 1/\Sigma_s$ , где  $\Sigma_s$  – макроскопическое сечение упругого рассеяния. Угловое распределение частиц, испытавших однократное рассеяние, соответствует дифференциальному сечению упругого рассеяния.

Если длина пути частицы в веществе  $s \gtrsim 1/\Sigma_s$ , то ее отклонение на данный угол  $\vartheta$  может быть связано с несколькими последовательными актами рассеяния. При среднем числе столкновений  $1 < n \leq 20$  имеет место *кратное рассеяние*.

Если  $n > 20$ , но в то же время потерянная частицей энергия на пути  $s$  мала по сравнению с начальной энергией, то имеет место *многократное рас-*

**сеяние.** Для многократного рассеяния угол вылета заряженных частиц из слоя вещества определяется многими последовательными актами рассеяния.

Распределения многократного рассеяния исследовались многими авторами, но наиболее последовательные теории развиты в работах Гоудсмита, Саундерсона и Мольера.

Распределение Гоудсмита–Саундерсона получено для легких заряженных частиц. Оно является наиболее точным, применимо для любых углов рассеяния от  $0^\circ$  до  $180^\circ$ , позволяет учесть различие в прохождении через вещество электронов и позитронов. Недостатком распределения Гоудсмита–Саундерсона является слабая сходимостъ бесконечного ряда, в виде которого оно получено, особенно для малых отрезков пути  $s$  и больших углов рассеяния. В этом случае достаточную точность можно получить, лишь суммируя до 100 членов ряда, что затрудняет использование этого распределения в практических расчетах [1].

**Распределение Мольера** получено в малоугловом приближении и может быть использовано для определения углового распределения как электронов, так и тяжелых заряженных частиц, например протонов. Как и в теории Гоудсмита–Саундерсона, в теории Мольера функция углового распределения частиц, прошедших в веществе путь  $s$ , представляется в виде бесконечного ряда. Но в этой теории ряд является быстро сходящимся и уже три первых члена разложения обеспечивают точность не хуже 1%. Полученная Мольером функция распределения имеет вид [12]

$$f_M(\vartheta)d\vartheta = \left[ f^{(0)}(\theta) + \frac{f^{(1)}(\theta)}{B} + \frac{f^{(2)}(\theta)}{B^2} + \dots \right] \theta d\theta, \quad (18.4)$$

где  $\vartheta$  – угол рассеяния частицы в ЛСК;  $\theta$  – угол рассеяния (*параметр*) в теории Мольера:

$$\theta = \vartheta / \sqrt{\chi_c^2 B}, \quad (18.5)$$

$$\chi_c^2 = \frac{0,157 Z(Z+1)s}{A(pv)^2}, \quad (pv)^2 = \left[ \frac{T(T+2mc^2)}{T+mc^2} \right]^2, \quad (18.6)$$

где  $v$  – скорость частицы;  $p$  – ее импульс;  $T$  – кинетическая энергия в МэВ;  $Z$  и  $A$  – порядковый номер и атомный вес вещества;  $s$  – в г/см<sup>2</sup>.

Другой параметр теории Мольера –  $B$  – получается из решения трансцендентного уравнения:

$$B - \ln B = b = \ln(\Omega_0/1,167). \quad (18.7)$$

В этом уравнении величина  $\Omega_0$  дает примерное число столкновений частицы с атомами при прохождении пути  $s$  (оно должно быть не менее 20).

$$\Omega_0 = 7821,6 \cdot Z^{1/3} (Z+1) A^{-1} s \beta^{-2} \left[ 1 + 3,33 \left( \frac{Z}{137\beta} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (18.8)$$

где  $\beta^2 = 1 - [mc^2 / (T + mc^2)]^2$ . Значение  $B$  можно определить из следующих эмпирических выражений:

$$B = 0,5815 + 1,391b - 0,031b^2 + 0,00127b^3 - 0,00002b^4, \quad \text{если } b \geq 2,61, \quad (18.9a)$$

$$B = -6,323 + 13,45b - 8,136b^2 + 2,421b^3 - 0,2676b^4, \quad \text{если } b < 2,61. \quad (18.9б)$$

Таблица 18.1

Значения функций  $f^{(0)}$ ,  $f^{(1)}$  и  $f^{(2)}$  в распределении Мольера

$\theta$	$f^{(0)}$	$f^{(1)}$	$f^{(2)}$
0,0	2,0	0,8456	2,4929
0,2	1,8216	0,7038	2,0694
0,4	1,7214	0,3437	1,0488
0,6	1,4094	-0,0777	-0,0044
0,8	1,0546	-0,3981	-0,6068
1,0	0,7338	-0,5285	-0,6359
1,2	0,4738	-0,4770	-0,3086
1,4	0,2817	-0,3183	0,0525
1,6	0,1546	-0,1396	0,2423
1,8	0,0783	-0,0006	0,2386
2,0	0,0366	0,0782	0,1316
2,2	0,01581	0,1054	0,0196
2,4	0,00630	0,1008	-0,0467
2,6	0,00232	0,08262	-0,0649
2,8	0,00079	0,06247	-0,0546
3,0	0,000250	0,04550	-0,03568
3,2	$7,3 \times 10^{-5}$	0,03288	-0,01923
3,4	$1,9 \times 10^{-5}$	0,02402	-0,00847
3,6	$4,7 \times 10^{-6}$	0,01791	-0,00264
3,8	$1,1 \times 10^{-6}$	0,01366	0,00005
4,0	$2,3 \times 10^{-7}$	$10,638 \times 10^{-3}$	$1,0741 \times 10^{-3}$
4,5	$1,1 \times 10^{-6}$	$6,140 \times 10^{-3}$	$1,2294 \times 10^{-3}$
5,0	$3,0 \times 10^{-9}$	$3,831 \times 10^{-3}$	$0,8326 \times 10^{-3}$
5,5	$2,0 \times 10^{-11}$	$2,527 \times 10^{-3}$	$0,5368 \times 10^{-3}$
6,0	$2,0 \times 10^{-13}$	$1,739 \times 10^{-3}$	$0,3495 \times 10^{-3}$
7,0	0	$0,908 \times 10^{-3}$	$0,1584 \times 10^{-3}$
8,0	0	$0,521 \times 10^{-3}$	$0,0783 \times 10^{-3}$
9,0	0	$0,3203 \times 10^{-3}$	$0,0417 \times 10^{-3}$
10,0	0	$0,2084 \times 10^{-3}$	$0,0237 \times 10^{-3}$

Если распределение (18.4) записать в виде

$$f_M(\vartheta) \vartheta d\vartheta = \varphi(\theta) \theta d\theta,$$

где  $\varphi(\theta)$  есть выражение в квадратных скобках, то с учетом (18.5) получим

$$f_M(\vartheta) = \varphi(\theta) \left( \frac{\theta}{\vartheta} \right) \frac{d\theta}{d\vartheta} = \varphi(\theta) \frac{1}{\chi_c^2 B}. \quad (18.10)$$

Выражение (18.10) показывает порядок вычисления углового распределения частиц в соответствии с теорией Мольера. Значения функций  $f^{(i)}$  ( $f^{(0)} = 2\exp(-\theta^2)$ ) приведены в табл. 18.1.

К недостаткам распределения Мольера следует отнести следующее:

- не учитываются потери энергии частицы на отрезке пути  $S$ , поэтому потерянная энергия должна быть много меньше энергии частицы в начале пути;
- не учитываются отличия в угловом распределении электронов и позитронов;
- распределение применимо для небольших углов рассеяния, менее 1 радиана.

Достоинством этого распределения является простота при практическом использовании. В той области углов рассеяния, для которых распределение Мольера получено, оно хорошо совпадает с экспериментальными данными.

### 18.1.3. Неупругое рассеяние электронов и позитронов на атомах

Под процессами неупругого рассеяния электронов на атомах будем понимать процессы взаимодействия с атомными электронами, приводящие к возбуждению и ионизации атомов. При неупругих столкновениях заряженной частицы с атомом ему может быть передана энергия, достаточная для перехода атома из основного энергетического состояния в состояние с большей энергией, например на один из вышележащих уровней энергии. Всякое состояние атома, кроме основного, называется *возбужденным состоянием*. Оно характеризуется определенным количеством энергии (*энергия возбуждения*), которую атом получает при переходе из основного в данное возбужденное состояние.

Если энергия, полученная атомом от заряженной частицы, достаточна для перехода одного из атомных электронов в состояние с непрерывным спектром, то такой процесс взаимодействия называется *ионизацией атома*. Энергия, которая передается при ионизации атома одному из атомных электронов, должна быть не менее *энергии связи* этого электрона в атоме (*соответствующего уровня энергии атома*). Все процессы возбуждения и ионизации атомов являются пороговыми.

Атом является квантовым объектом, поэтому точное решение задачи о возбуждении и ионизации атома налетающей частицей необходимо проводить в рамках квантовой механики. Формула дифференциального по переданной энергии  $Q$  сечения неупругого рассеяния электронов с кинетической энергией  $T$  на атомных электронах получена Мёллером:

$$\Sigma(T, Q) = 0,153 \frac{1}{\beta^2} \frac{Z}{A} \frac{1}{Q^2} \left[ 1 - \frac{Q}{T-Q} \frac{(2T + m_e c^2) m_e c^2}{(T + m_e c^2)^2} + \left( \frac{Q}{T-Q} \right)^2 + \left( \frac{Q}{T + m_e c^2} \right)^2 \right] \left( \frac{\text{см}^2}{\text{г} \cdot \text{МэВ}} \right). \quad (18.11)$$

Поскольку в этом случае и первичный электрон, и выбитый из атома дельта-электрон неразличимы, то после рассеяния электрон с меньшей энергией считается дельта-электроном, а электрон с большей энергией – первичным, поэтому при рассеянии электрона на электроне полагают  $Q_{\max} = T/2$ .

Дифференциальное по переданной энергии сечение неупругого рассеяния позитронов получено Баба и имеет следующий вид:

$$\Sigma(T, Q) = 0,153 \frac{Z}{A} \frac{1}{Q^2} f b^2 \left\{ \left[ T x - \frac{T}{b m_e c^2} - \frac{a^2}{2} \right] - c \left[ \frac{Q + 3 m_e c^2}{f T} - \frac{2Q}{f b^2 T} + a^2 x \right] - c^2 \left[ \frac{1}{2} - d + \frac{3}{2} d^2 - a^2 \frac{T - Q}{T x} \right] \right\} \left( \frac{\text{см}^2}{\text{г} \cdot \text{МэВ}} \right), \quad (18.12)$$

где  $a = \frac{Q}{m_e c^2}$ ;  $b = \frac{Q + m_e c^2}{Q + 2 m_e c^2}$ ;  $c = \frac{Q}{Q + 2 m_e c^2}$ ;  $f = \frac{Q + m_e c^2}{T}$ ;  $d = \frac{m_e c^2}{Q + m_e c^2}$ ;  $x = \frac{T}{Q}$ .

При рассеянии позитрона на электроне  $Q_{\max} = T$ .

Формулы (18.11) и (18.12) получены в рамках квантовой механики с учетом эффектов, связанных со спинами частиц, но без учета связи электрона с атомом, и поэтому применимы, когда кинетическая энергия налетающих частиц  $T \gg \bar{I}$ , где  $\bar{I}$  – средняя энергия ионизации атома. Как следует из приведенных формул,  $\Sigma(T, Q) \sim 1/Q^2$ , т. е. при неупругих столкновениях с атомными электронами энергия передается в основном маленькими порциями. Вероятность рождения дельта-электронов, энергия которых сравнима с энергией первичного электрона (позитрона), очень мала.

В результате неупругих столкновений изменяется как энергия первичной частицы, так и ее направление движения. Однако без учета энергии связи атомных электронов направление движения первичной частицы и выбитого электрона после рассеяния можно найти из кинематики упругого рассеяния (см., например, [3]).

При ионизации атомов вещества электронами (и другими заряженными частицами) в электронных оболочках атомов образуются вакансии. Если вакансия образуется в одной из внутренних оболочек атома, то он оказывается в сильно возбужденном состоянии. Переход атома в основное состояние происходит двумя способами: в результате радиационных переходов (часть энергии возбуждения выделяется в виде характеристического излучения) и в результате оже-переходов (часть энергии возбуждения получает один из атомных электронов – оже-электрон, который покидает атом). Подробно это рассмотрено в Лекции 6 в разделе, посвященном фотоэффекту.

#### 18.1.4. Потери энергии на ионизацию и возбуждение атомов

Энергия, которую электрон теряет в веществе на ионизацию ( $Q \geq I$ ) и возбуждение ( $Q < I$ ) атомов, называют **ионизационными потерями энергии** или **потерями на столкновения**. Выражение для потерянной энергии на

единице пути (*тормозной способности*) электронов и позитронов получено в рамках квантовой механики Бете и Блоха. С учетом введенной впоследствии поправки на эффект поляризации вещества (эффект плотности) ( $\delta$ ) **формула Бете–Блоха** имеет следующий вид:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{col} = \frac{2\pi r_e^2 m_e c^2}{\beta^2} N_A \frac{Z}{A} \left[ \ln \left( \frac{\beta^2}{1-\beta^2} \frac{\mathcal{E}}{2(I^*/m_e c^2)^2} \right) + F^\pm(\mathcal{E}) - \delta \right], \quad (18.13)$$

где  $Z$  и  $A$  – атомный номер и массовое число атомов вещества,  $\mathcal{E} = T/m_e c^2$ , а  $F^-(\mathcal{E})$  и  $F^+(\mathcal{E})$  – соответственно функции для электронов и позитронов:

$$F^-(\mathcal{E}) = (1 - \beta^2) \left[ 1 + \mathcal{E}^2/8 - (2\mathcal{E} + 1) \ln 2 \right], \quad (18.14)$$

$$F^+(\mathcal{E}) = 2 \ln 2 - \frac{\beta^2}{12} \left[ 23 + \frac{14}{\mathcal{E} + 2} + \frac{10}{(\mathcal{E} + 2)^2} + \frac{4}{(\mathcal{E} + 2)^3} \right]. \quad (18.15)$$

Величина  $I^*$  в формуле (18.13) называется *средней энергией возбуждения атомов среды* [10], так как ее значение необходимо получать усреднением по всем состояниям атома, связанным как с его ионизацией, так и с возбуждением. Значения  $I^*$  определяют в эВ, но часто называют *потенциалом (средним) ионизации атома*. Следует отметить, что средняя энергия возбуждения, входящая в выражение (18.13), является подгоночным параметром и нет точных правил для ее вычисления. Необходимые для расчетов тормозной способности значения  $I^*$  из работы [10] приведены в табл. 18.2. В этой таблице  $I_K$  и  $I_{L1}$  – соответственно энергии  $K$  и  $L_1$  уровней атомов. С некоторой погрешно-

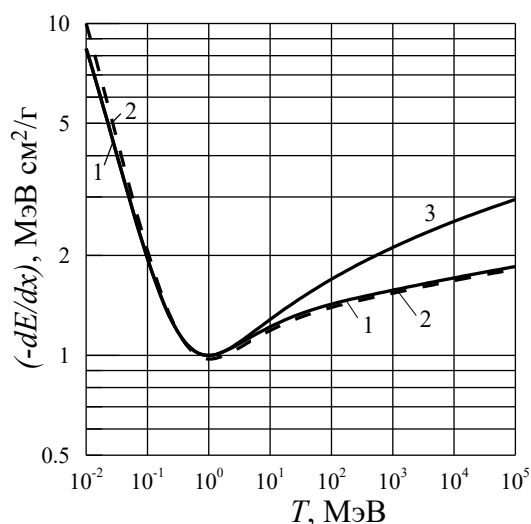


Рис. 18.2. Тормозная способность свинца для электронов (1) и позитронов (2) с учетом эффекта плотности. Электроны без учета эффекта плотности (3)

стью величину  $I^*$  в эВ для атома с порядковым номером  $Z$  можно вычислить с помощью следующих эмпирических выражений:

$$I^*(Z) = \begin{cases} 11,2 + 11,7 \cdot Z & \text{для } Z \leq 13; \\ 52,8 + 8,71 \cdot Z & \text{для } Z > 13. \end{cases}$$

Последний член  $\delta$  в формуле (18.13) учитывает эффект поляризации среды электромагнитным полем быстрой (релятивистской) заряженной частицы. Электрическое поле образующихся диполей экранирует поле пролетающей частицы, что приводит к уменьшению потерь энергии при взаимодействии с атомами, находящимися в поперечном направлении относительно импульса частицы.

Таблица 18.2

Характеристики чистых элементов.  $8,988 - 5 = 8,988 \cdot 10^{-5}$ 

Z	Символ	Название	A, а.е.м.	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$I_K$ , кэВ	$I_{L1}$ , кэВ	$I^*$ , эВ
1	H	Водород	1,0079	8,988–5	0,014		19,2
2	He	Гелий	4,0028	1,785–4	0,025	0,001	41,8
3	Li	Литий	6,94	0,534	0,055	0,003	40,0
4	Be	Бериллий	9,0122	1,848	0,111	0,006	63,7
5	B	Бор	10,81	2,37	0,188	0,009	76,0
6	C	Углерод	12,011	2,265	0,284	0,013	78,0
7	N	Азот	14,007	0,00125	0,400	0,018	82,0
8	O	Кислород	16,00	0,001429	0,533	0,024	95,0
9	F	Фтор	19,00	0,001696	0,687	0,032	115
10	Ne	Неон	20,17	0,000899	0,867	0,045	137
11	Na	Натрий	22,99	0,971	1,073	0,063	149
12	Mg	Магний	24,305	1,74	1,305	0,088	156
13	Al	Алюминий	26,982	2,70	1,560	0,118	166
14	Si	Кремний	28,09	2,33	1,839	0,151	173
15	P	Фосфор	30,974	2,20	2,144	0,188	173
16	S	Сера	32,06	2,07	2,472	0,227	180
17	Cl	Хлор	35,453	0,003214	2,824	0,270	174
18	Ar	Аргон	39,94	0,001784	3,203	0,320	188
19	K	Калий	39,098	0,862	3,607	0,377	190
20	Ca	Кальций	40,08	1,55	4,037	0,438	191
21	Sc	Скандий	44,956	2,989	4,491	0,500	216
22	Ti	Титан	47,90	4,54	4,966	0,563	233
23	V	Ванадий	50,942	6,11	5,465	0,628	245
24	Cr	Хром	51,996	7,18	5,989	0,696	257
25	Mn	Марганец	54,938	7,44	6,539	0,769	272
26	Fe	Железо	55,84	7,874	7,112	0,846	286
27	Co	Кобальт	58,933	8,80	7,709	0,926	297
28	Ni	Никель	58,70	8,902	8,332	1,008	311
29	Cu	Медь	63,54	8,96	8,981	1,096	322
30	Zn	Цинк	65,38	7,133	9,659	1,193	330
31	Ga	Галлий	69,72	5,904	10,367	1,300	334
32	Ge	Германий	72,50	5,323	11,104	1,413	350
33	As	Мышьяк	74,922	5,73	11,867	1,530	347
34	Se	Селен	78,90	4,50	12,658	1,652	348
35	Br	Бром	79,904	3,12	13,474	1,782	357
36	Kr	Криптон	83,80	0,003733	14,323	1,921	352
37	Rb	Рубидий	85,467	1,532	15,200	2,065	363
38	Sr	Стронций	87,62	2,54	16,105	2,216	366



Продолжение табл. 18.2

Z	Символ	Название	A, а.е.м.	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$I_K$ , кэВ	$I_{L1}$ , кэВ	$I^*$ , эВ
39	Y	Иттрий	88,906	4,469	17,038	2,373	379
40	Zr	Цирконий	91,22	6,506	17,998	2,533	393
41	Nb	Ниобий	92,906	8,57	18,986	2,698	417
42	Mo	Молибден	95,94	10,22	20,010	2,867	424
43	Tc	Технеций	96,906	11,5	21,044	3,043	428
44	Ru	Рутений	101,0	12,1	22,117	3,224	441
45	Rh	Родий	102,91	12,41	23,220	3,412	449
46	Pd	Палладий	106,4	12,02	24,350	3,605	470
47	Ag	Серебро	107,97	10,5	25,514	3,806	470
48	Cd	Кадмий	112,41	8,65	26,711	4,018	469
49	In	Индий	114,82	7,31	27,940	4,238	488
50	Sn	Олово	118,6	7,31	29,200	4,465	488
51	Sb	Сурьма	121,7	6,691	30,491	4,698	487
52	Te	Теллур	127,6	6,24	31,814	4,939	485
53	I	Йод	126,91	4,93	33,170	5,188	491
54	Xe	Ксенон	131,30	0,005887	34,561	5,445	482
55	Cs	Цезий	132,91	1,873	35,985	5,713	488
56	Ba	Барий	137,33	3,50	37,441	5,987	491
57	La	Лантан	138,91	6,154	38,925	6,266	501
58	Ce	Церий	140,12	6,657	40,443	6,549	523
59	Pr	Празеодим	140,91	6,71	41,991	6,835	535
60	Nd	Неодим	144,2	6,90	43,569	7,128	546
61	Pm	Прометий	145,0	7,22	45,184	7,428	560
62	Sm	Самарий	150,4	7,46	46,834	7,736	574
63	Eu	Европий	151,96	5,243	48,519	8,052	580
64	Gd	Гадолиний	157,2	7,90	50,239	8,375	591
65	Tb	Тербий	158,93	8,229	51,996	8,708	614
66	Dy	Диспрозий	162,5	8,55	53,788	9,046	628
67	Ho	Гольмий	164,93	8,795	55,618	9,394	650
68	Er	Эрбий	167,2	9,066	57,486	9,752	658
69	Tm	Тулий	168,93	9,321	59,390	10,116	674
70	Yb	Иттербий	173,0	6,73	61,332	10,489	684
71	Lu	Лютеций	174,97	9,849	63,316	10,874	694
72	Hf	Гафний	178,4	13,31	65,345	11,272	705
73	Ta	Тантал	180,95	16,654	67,416	11,680	718
74	W	Вольфрам	183,85	19,30	69,525	12,098	727
75	Re	Рений	186,21	21,02	71,676	12,528	736
76	Os	Осмий	190,2	22,57	73,871	12,969	746
77	Ir	Иридий	192,22	22,42	76,111	13,419	757

Z	Символ	Название	A, а.е.м.	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$I_K$ , кэВ	$I_{L1}$ , кэВ	$I^*$ , эВ
78	Pt	Платина	195,09	21,45	78,395	13,880	790
79	Au	Золото	196,97	19,32	80,725	14,353	790
80	Hg	Ртуть	200,59	13,546	83,102	14,842	800
81	Tl	Таллий	204,37	11,72	81,530	15,346	810
82	Pb	Свинец	207,2	11,35	88,004	15,861	823
83	Bi	Висмут	208,98	9,747	90,526	16,391	823
84	Po	Полоний	209,0	9,32	93,105	16,936	830
85	At	Астат	210,0	9,0	95,730	17,491	825
86	Rn	Радон	222,0	0,00973	98,404	18,055	794
87	Fr	Франций	223,0	2,5	101,137	18,639	827
88	Ra	Радий	226,03	6,0	103,922	19,237	826
89	Ac	Актиний	227,0	10,07	106,759	19,845	841
90	Th	Торий	232,04	11,72	109,651	20,466	847
91	Pa	Протактиний	231,04	15,37	112,601	21,105	878
92	U	Уран	238,02	18,95	115,606	21,759	890
93	Np	Нептуний	237,05	20,25	118,670	22,427	902
94	Pu	Плутоний	244,0	19,84	121,797	23,109	921
95	Am	Америций	243,0	13,67	124,990	23,812	934
96	Cm	Кюрий	247,0	13,51	128,253	24,535	939
97	Bk	Берклий	247,0	14,0	131,590	25,275	952
98	Cf	Калифорний	251,0	14,0	135,005	26,030	966
99	Es	Эйнштейний	254,0	14,0	138,502	26,803	980
100	Fm	Фермий	257,0	14,0	142,085	27,594	994

С учетом поправки  $\delta$  тормозная способность в релятивистской области энергий с увеличением энергии частицы возрастает незначительно (см. рис. 18.2). Из рис. 18.2 следует, что тормозные способности электронов и позитронов (пунктирная кривая) почти одинаковы.

Поляризация среды тем выше, чем выше ее плотность, поэтому этот эффект чаще называют *эффектом плотности*. Впервые поправка на эффект плотности вещества  $\delta$  была рассчитана Ферми. Отметим, что *учет поправки на эффект плотности среды для легких частиц весьма важен*. При энергиях более 200 МэВ этот эффект наблюдается даже в газообразных средах.

Расчеты эффекта плотности достаточно сложны, поэтому предпринимались попытки описать эту поправку эмпирически на основе имеющихся экспериментальных и расчетных данных по тормозным способностям различных сред. В практических расчетах для вычисления величины  $\delta$  используют выражения Штернхеймера [11, 17], которые справедливы и для тяжелых частиц.

$$\begin{cases} \delta = 4,606X + C + a(X_1 - X)^3 & X_0 < X < X_1; \\ \delta = 4,606X + C & X > X_1; \\ \delta = 0 & X < X_0. \end{cases} \quad (18.16a)$$

$$X = \lg\left(\frac{p}{mc}\right); \quad C = -2\ln\left(\frac{I^*}{28,8} \sqrt{\frac{A}{\rho Z}}\right) - 1; \quad a = \frac{|C| - 4,606X_0}{(X_1 - X_0)^3}, \quad (18.16b)$$

где  $p$  – импульс частицы,  $m$  – ее масса,  $\rho$  – плотность вещества (г/см<sup>3</sup>). Величина  $X_1$  определяется из следующих условий:

*Твердые и жидкие вещества*

$$X_1 = 2 \quad \text{при } I^* < 100 \text{ эВ};$$

$$X_1 = 3 \quad \text{при } I^* \geq 100 \text{ эВ};$$

*Газы при нормальных условиях*

$$X_1 = 4 \quad \text{при } |C| < 12,25;$$

$$X_1 = 5 \quad \text{при } |C| \geq 12,25.$$

Значения  $X_0$  находятся из соотношений:

*Твердые и жидкие вещества*

$$I^* < 100 \text{ эВ}$$

$$X_0 = 0,2 \quad \text{при } |C| < 3,681;$$

$$X_0 = 0,326|C| - 1 \quad \text{при } |C| \geq 3,681;$$

$$I^* \geq 100 \text{ эВ}$$

$$X_0 = 0,2 \quad \text{при } |C| < 5,215;$$

$$X_0 = 0,326|C| - 1,5 \quad \text{при } |C| \geq 5,215;$$

*Газы при нормальных условиях*

$$X_0 = 1,6 \quad \text{при } |C| < 10;$$

$$X_0 = 1,7 \quad \text{при } 10 \leq |C| < 10,5;$$

$$X_0 = 1,8 \quad \text{при } 10,5 \leq |C| < 11;$$

$$X_0 = 1,9 \quad \text{при } 11 \leq |C| < 11,5;$$

$$X_0 = 2,0 \quad \text{при } |C| < 13,804;$$

$$X_0 = 0,326|C| \quad \text{при } |C| \geq 13,804.$$

Потери энергии электронов и позитронов на столкновения в различных веществах для большого набора простых и сложных веществ приведены в виде таблиц в работе [10], а также в базе данных ESTAR [12]. Для некоторых веществ аналогичные данные для электронов приведены в табл. П2.10 прил. 2. Расчеты выполнены в программе «Компьютерная лаборатория» (см. прил. 1).

### 18.1.5. Тормозное излучение

Заряженные частицы при движении в веществе сталкиваются с атомами и, отклоняясь в их электрическом поле, излучают электромагнитную энергию. Электромагнитное излучение, которое появляется в этих столкновениях, называют **тормозным излучением**. Соответствующие потери энергии заряженных частиц называют **тормозными (радиационными) потерями энергии**.

Интенсивность тормозного излучения пропорциональна квадрату ускорения частицы, следовательно, обратно пропорциональна квадрату ее массы. Отсюда следует важный вывод: *тормозное излучение – это взаимодействие, которое существенно лишь для легких заряженных частиц*. Например, при

одной и той же энергии интенсивность тормозного излучения у протона примерно в  $3 \cdot 10^6$  раз меньше, чем у электрона.

Классическая электродинамика предсказывает испускание электромагнитного излучения при каждом столкновении, когда электрон испытывает отклонение. Расчеты вероятности испускания фотона электроном, выполненные в квантовой электродинамике, показывают, что лишь малая часть столкновений электронов ( $\sim 1/137$ ), приводящих к его отклонению, сопровождаются излучением фотонов. Большинство столкновений являются упругими. Расчеты также показывают, что для процесса тормозного излучения существенным является величина экранирования поля ядра (в котором в основном и происходит излучение фотона) полем атомных электронов.

Первые расчеты дифференциального сечения тормозного излучения были выполнены Бете и Гайтлером. Сечения тормозного излучения Бете–Гайтлера с различными поправками наиболее часто используются в практических расчетах и при моделировании траекторий электронов и позитронов методом Монте-Карло. Обзор этих сечений, а также и сечений, полученных другими авторами, имеется в работах [14, 20]. В соответствии с [14] макроскопическое дифференциальное по энергии фотонов  $k$  сечение тормозного излучения для электрона с кинетической энергией  $T_0 \gg m_e c^2$  определяется выражением

$$\frac{d\Sigma_{br}(T_0, k)}{dk} = \frac{4}{137} N_A r_e^2 \frac{Z(Z+1)}{A} \frac{1}{k} f_E \cdot F(E_0, k) \left( \frac{\text{см}^2}{\text{г} \cdot \text{МэВ}} \right), \quad (18.17)$$

где  $E_0 = T_0 + m_e c^2$ ;  $f_E$  – поправка (фактор) Элверта, которая корректирует сечение при небольших энергиях электронов;  $F(E_0, k)$  – это набор функций, вид которых зависит от степени экранирования поля ядра полем атомных электронов. Подробные сведения о вычислении сечения тормозного излучения для различных энергий электронов приведены в [3].

Отметим основные особенности процесса тормозного излучения:

- тормозное излучение обладает непрерывным энергетическим спектром, который простирается от нуля до энергий фотонов, равных кинетической энергии электрона;
- вероятность излучения фотона с энергией  $k$  пропорциональна  $1/k$ . Как отмечено ранее, при неупругих столкновениях с атомными электронами вероятность передачи дельта-электрону энергии  $Q$  пропорциональна  $1/Q^2$ , поэтому образование фотона с большой энергией более вероятно, чем рождение дельта-электрона с такой же энергией;
- сечение тормозного излучения, как и сечение упругого рассеяния, пропорционально квадрату заряда ядра. Произведение  $Z(Z+1)$  вместо  $Z^2$  приближенно учитывает тормозное излучение в поле атомных электронов.

На рис. 18.3 приведены зависимости интенсивности тормозного излучения от энергии фотонов для различных кинетических энергий электронов.

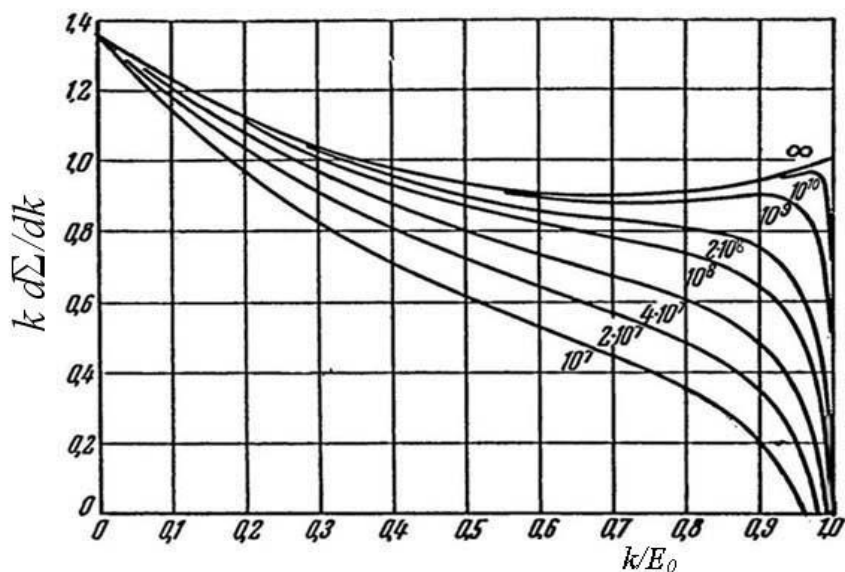


Рис. 18.3. Зависимость спектрального распределения интенсивности тормозного излучения в воздухе от относительной энергии фотонов  $k/E_0$

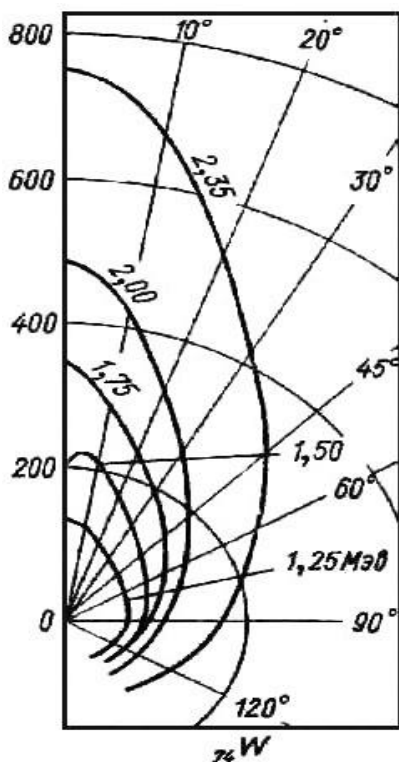


Рис. 18.4. Полярная диаграмма интенсивности тормозного излучения релятивистских электронов для мишени из W

Знак заряда у позитронов противоположен знаку заряда электронов, и это приводит к различию сечений тормозного излучения электронов и позитронов. При больших энергиях эта разница невелика, но при нерелятивистских энергиях сечение тормозного излучения позитронов значительно меньше, чем у электронов той же энергии. В качестве сечений тормозного излучения позитронов используют формулы Бете-Гайтлера с соответствующими поправками [3].

В процессе тормозного излучения энергия и импульс налетающего электрона распределяются между тремя частицами: первичным электроном, испущенным фотоном и ядром отдачи. Вследствие большой массы ядра оно получает малую долю энергии, но зато может приобрести импульс, сравни-

мый с импульсом двух других частиц. Поэтому законы сохранения энергии и импульса не обеспечивают однозначной связи между энергией и направлением испущенного фотона в процессе тормозного излучения, и электрон может испускать фотоны одной энергии в различных направлениях.

Для кинетических энергий электронов  $T_0 \ll m_e c^2$  максимум интенсивности углового распределения тормозного излучения перпендикулярен направлению их движения (совпадает с направлением силы кулоновского поля, действующей на электрон). С увеличением энергии электронов этот максимум стремится к направлению движения первичного электрона (рис. 18.4), т. е. угловое распределение тормозного излучения становится анизотропным, вытянутым в направлении движения первичного электрона, и тем сильнее, чем выше его энергия. Для электронов релятивистских энергий ( $T_0 \gg m_e c^2$ ) большая часть тормозного излучения испускается вдоль направления движения первичного электрона в узком конусе с углом раствора  $\sim m_e c^2 / E_0$ . В этом же конусе лежит и импульс рассеянного электрона.

### 18.1.6. Потери энергии на тормозное излучение. Полные потери энергии электронов и позитронов

По аналогии с ионизационными потерями энергии (потерями на столкновения) для электронов и позитронов определяют потери энергии на единице длины пути на тормозное излучение (**потери на излучение, радиационные потери энергии**):

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \int_0^{T_0} k \frac{d\Sigma_{rad}(T_0, k)}{dk} dk, \quad (18.18)$$

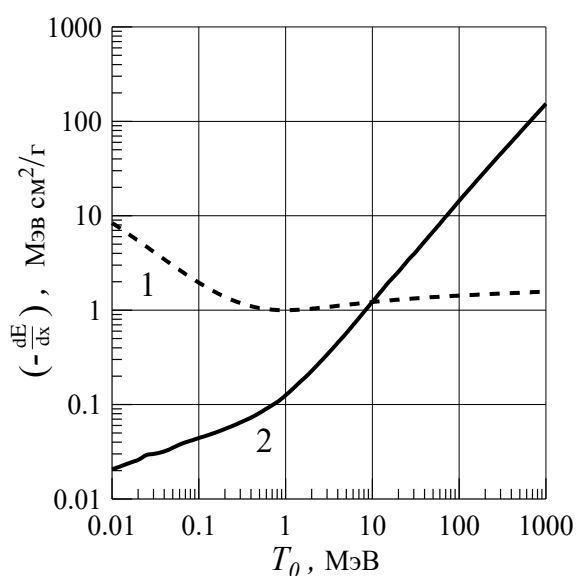


Рис. 18.5. Потери энергии электронами в Pb: 1 – на столкновения; 2 – на излучение

где в качестве дифференциального по энергии фотона сечения можно использовать, например, сечения Бете–Гайтлера. Имеются приближенные формулы для расчета радиационных потерь энергии нерелятивистских и релятивистских электронов (см., например, [3]), но лучше пользоваться табличными данными. Потери энергии электронов и позитронов на тормозное излучение рассчитаны для многих веществ (см., например, [10, 12]). Для некоторых веществ радиационные потери энергии электронов приведены в табл. П2.10 прил. 2.

На рис. 18.5 показана зависимость потерь энергии на столкновения и излучение от кинетической энергии электронов. В отличие от ионизационных потерь энергии, радиационные потери все время увеличиваются с возрастанием энергии электрона. В области энергий  $T_0 \approx m_e c^2$  скорость роста радиационных потерь увеличивается и для энергий  $T_0 > 1$  МэВ: они возрастают практически пропорционально увеличению кинетической энергии электрона.

Как следует из рис. 18.5, при некоторой энергии (**критическая энергия**) потери энергии на столкновения равны радиационным потерям. Величину критической энергии для каждого вещества можно определить по эмпирической формуле

$$T_{\text{кр}} \approx \frac{800}{Z+1} \quad (\text{МэВ}), \quad (18.19)$$

в соответствии с которой для свинца  $T_{\text{кр}} \approx 10$  МэВ, для железа  $T_{\text{кр}} \approx 30$  МэВ, для алюминия  $T_{\text{кр}} \approx 60$  МэВ, а для воды  $T_{\text{кр}} \approx 100$  МэВ.

Для легких заряженных частиц используют понятие **полной тормозной способности**, которая равна сумме тормозных способностей на столкновения и излучение:

$$\left( -\frac{dE}{dx} \right) = \left( -\frac{dE}{dx} \right)_{\text{col}} + \left( -\frac{dE}{dx} \right)_{\text{rad}}. \quad (18.20)$$

При кинетических энергиях электронов меньших, чем критическая энергия, преобладают ионизационные потери энергии, а при больших – потери на излучение. Значения полной тормозной способности электронов и позитронов для многих веществ приведены в работах [10, 12]. Для электронов эти данные можно взять из табл. П2.10 прил. 2.

Полные потери энергии электронов и позитронов, а также их потери на столкновения и излучение для любого вещества можно рассчитать в программе «Компьютерная лаборатория» (см. прил. 1).

### 18.1.7. Аннигиляционное излучение

Соударение позитрона с электроном, которые являются античастицами по отношению друг к другу, с большой вероятностью приводит к их аннигиляции (уничтожению). При этом полная суммарная энергия частиц реализуется в виде квантов электромагнитного излучения (**аннигиляционных гамма-квантов**).

При аннигиляции позитрона на свободном электроне образуются два или более гамма-кванта. Более вероятным процессом является двухфотонная аннигиляция, трехфотонная происходит в 370 раз реже. В тяжелых веществах на электронах внутренних оболочек атомов, имеющих большую энергию связи, возможна также однофотонная аннигиляция. Для одной и той же энергии позитронов сечение однофотонной аннигиляции много меньше двухфотонной. При двухфотонной аннигиляции излучение монохроматичное, при трехфотонной оно имеет непрерывный спектр.

Полное микроскопическое сечение двухфотонной аннигиляции позитрона со свободным покоящимся электроном

$$\sigma_a(\varepsilon_+) = \frac{\pi r_e^2}{\varepsilon_+ + 1} \left[ \frac{\varepsilon_+^2 + 4\varepsilon_+ + 1}{\varepsilon_+^2 - 1} \ln(\varepsilon_+ + \sqrt{\varepsilon_+^2 - 1}) - \frac{\varepsilon_+ + 3}{\sqrt{\varepsilon_+^2 - 1}} \right] \text{ (см}^2\text{)}, \quad (18.21)$$

где  $\varepsilon_+$  – полная энергия позитрона в единицах  $m_e c^2$ .

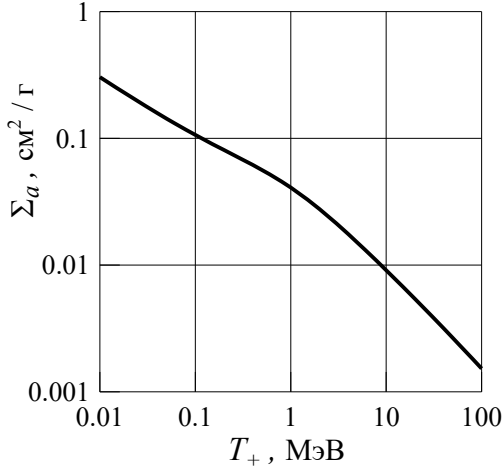


Рис. 18.6. Сечение аннигиляции позитрона и электрона

Зависимость макроскопического сечения аннигиляции от кинетической энергии позитрона приведена на рис. 18.6, из которого следует, что вероятность этого процесса быстро уменьшается с увеличением скорости позитрона. Для нерелятивистских скоростей позитронов

$$\sigma_a = \pi r_e^2 / \beta. \quad (18.22)$$

Если кинетическая энергия позитрона очень мала, то при двухфотонной аннигиляции на покоящемся электроны в соответствии с законами сохранения импульса и энергии образующиеся гамма-кванты летят в про-

тивоположные стороны с кинетическими энергиями  $m_e c^2$ . При аннигиляции позитрона, имеющего большую скорость, летящий вперед гамма-квант, получает энергию

$$E_\gamma = \frac{\sqrt{\varepsilon_+ + 1}}{\sqrt{\varepsilon_+ + 1} - \sqrt{\varepsilon_+ - 1}} \approx \varepsilon_+ + \frac{1}{2}, \quad (18.23)$$

а гамма-квант, который летит назад, – энергию порядка  $m_e c^2 / 2$ .

При низких энергиях процесс аннигиляции есть процесс превращения пары частица–античастица в более легкие частицы. При высоких энергиях сталкивающихся частиц (например, во встречных пучках) легкие частицы могут аннигилировать с образованием более тяжелых частиц. Но для этого полная энергия аннигилирующих частиц должна превышать пороговую энергию реакции рождения тяжелых частиц, которая в системе центра инерции равна сумме их энергий покоя. Например, в экспериментах на установках со встречными  $e^- e^+$ -пучками с энергиями более 1 ГэВ имеют место процессы рождения мезонов и адронов.

*Для позитронных пучков аннигиляционные гамма-кванты являются основным источником радиационной опасности как за защитой, так и перед ней – за счет отраженного излучения.*



## 18.2. Коэффициенты пропускания, пробеги электронов и позитронов

Пробег заряженной частицы с начальной кинетической энергией  $T_0$ , движущейся в некоторой среде, определяется как длина пути, который она проходит до полной остановки. *Средний пробег* частицы в веществе рассчитывается по формуле

$$R_0(T_0) = \int_0^{T_0} \frac{dT}{(-dE/dx)}, \quad (18.24)$$

где для электронов и позитронов  $(-dE/dx)$  – это полная тормозная способность. Средний пробег определяет среднюю длину пути, который прошла бы частица в процессе замедления в неограниченной и однородной среде при условии, что она непрерывно теряет энергию вдоль всего пути в соответствии с тормозной способностью  $(-dE/dx)$ . В соответствии с размерностью тормозной способности пробег можно измерять в линейных единицах (м, см) и называть *линейным пробегом* или в массовых ( $\text{г}/\text{см}^2$ ,  $\text{кг}/\text{м}^2$ ) и называть *массовым пробегом*.

Средние пробеги заряженных частиц необходимы для решения различных научных и прикладных задач, поэтому они рассчитаны и приводятся в соответствующей литературе в виде таблиц и графиков. Средние пробеги электронов и позитронов для большого количества простых и сложных веществ имеются в [10, 12]. В табл. П2.11 прил. 2 приведены массовые средние пробеги электронов для некоторых простых и сложных веществ, рассчитанные в программе «Компьютерная лаборатория» (см. прил. 1).

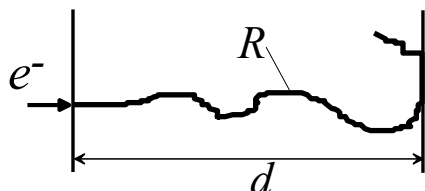


Рис. 18.7. К определению глубины проникновения электрона

$R$  (*истинные пробеги*) с одинаковой энергией могут сильно различаться между собой. Они флуктуируют вокруг среднего пробега.

Следует различать пробег частицы  $R$  и глубину ее проникновения в вещество  $d$ , которая является проекцией пробега на направление первоначального движения частицы (см. рис. 18.7). На величину  $d$  влияют как флуктуации потерь энергии, так и многократное рассеяние частиц в веществе. Величина пробега частицы всегда больше глубины проникновения, и отношение  $(R - d)/R$  увеличивается с увеличением атомного номера вещества и уменьшением массы частицы и ее энергии. Например, для электронов с энергиями менее нескольких МэВ это отношение может принимать значения 1,5–4.

На практике кроме среднего пробега используют еще два вида пробегов заряженных частиц. **Максимальный пробег**  $R_{\max}$  частиц определяется как минимальная толщина слоя вещества, из которого не вылетает ни одна из падающих на него нормально частиц. На рис. 18.8

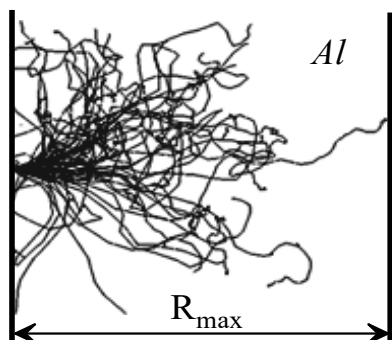


Рис. 18.8. К определению максимального пробега

показаны рассчитанные методом Монте-Карло траектории электронов с начальной энергией 1 МэВ в алюминии. Максимальный пробег определяется траекторией, которая имеет наибольшую глубину проникновения в вещество. Для электронов  $R_{\max}$  всегда меньше среднего пробега.

Максимальный пробег используется для определения толщины защиты от низкоэнергетического потока заряженных частиц.

Зависимость числа заряженных частиц, прошедших некоторый слой вещества, от толщины этого слоя имеет сложный характер и определяется не только толщиной вещества и его атомным номером, но также энергией и первоначальным направлением частиц. Для определения числа частиц и их энергии за барьерами различной толщины используют **коэффициенты пропускания (прохождения) частиц**. **Коэффициент пропускания по числу частиц**

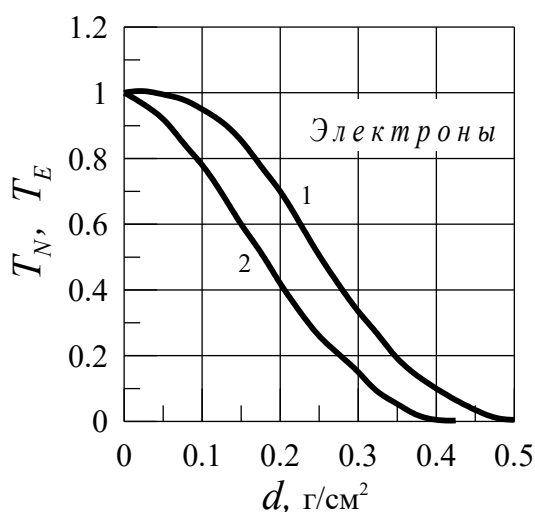


Рис. 18.9. Коэффициенты пропускания электронов с начальной кинетической энергией 1 МэВ для Al:

1 – по числу частиц; 2 – по энергии

$T_N(d)$  равен отношению числа частиц, прошедших слой вещества толщиной  $d$ , к числу падающих на него частиц –  $N_0$ :

$$T_N(d) = \frac{N(d)}{N_0}. \quad (18.25)$$

**Коэффициент пропускания по энергии**  $T_E(d)$  для моноэнергетического излучения равен отношению энергии всех частиц, выходящих из слоя вещества толщиной  $d$ , к энергии всех падающих на него частиц:

$$T_E(d) = \frac{E(d)}{N_0 T_0}. \quad (18.26)$$

Чаще всего коэффициенты пропускания определяют для моноэнергетических и мононаправленных пучков частиц, падающих на поглотитель под прямым углом. Зависимость коэффициентов пропускания электронов от толщины барьера показана на рис. 18.9. Заметное уменьшение  $T_N$  для электронов

с увеличением толщины барьера – это следствие их отклонения на углы более  $90^\circ$  относительно первоначального направления.

Коэффициенты пропускания частиц измеряются, вычисляются и представлены в литературе в виде таблиц, графиков и эмпирических формул (см., например, [1, 2, 16]). Зная коэффициенты пропускания, по формулам (18.25) и (18.26) легко найти число частиц  $N(d)$  или их энергию  $E(d)$  за барьером толщиной  $d$ . С помощью выражения

$$\bar{T}(d) = \frac{E(d)}{N(d)} = \frac{T_0 T_E(d)}{T_N(d)} \quad (18.27)$$

можно найти среднюю энергию частиц, выходящих из барьера.

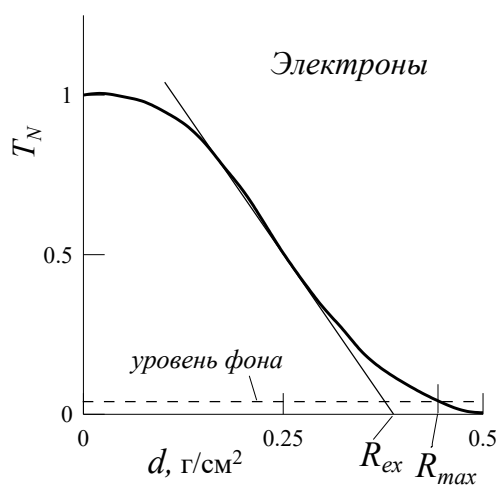


Рис. 18.10. К определению  $R_{max}$  и  $R_{ex}$

Используя коэффициенты пропускания, можно определить  $R_{max}$ . Для этого поступают следующим образом: измеряют или рассчитывают коэффициент пропускания по числу частиц и за  $R_{max}$  принимают такое значение  $d$ , когда величина  $T_N(d)$  сравнивается с уровнем фонового излучения (рис. 18.10). Однако чаще всего кривую  $T_N(d)$  продолжают до пересечения с осью абсцисс, и точка пересечения дает значение максимального пробега.

В практической работе с пучками заряженных частиц широко

используют еще один вид пробега – **экстраполированный пробег**  $R_{ex}$ .

Для его нахождения экстраполируют линейную часть коэффициента пропускания до пересечения с осью абсцисс (рис. 18.10). Значения экстраполированных пробегов рассчитаны для многих веществ и имеются в литературе в виде таблиц (см., например, [6], где приведены величины  $R_{ex}$  для нормального падения электронов с энергиями до 10 МэВ) и эмпирических формул (см., например, [1, 18]).

В соответствии с работой [1] для элементов с атомным номером  $6 \leq Z \leq 82$ , энергий электронов  $T_0$  от 0,4 до 6 МэВ и углов падения первичного пучка  $0^\circ \leq \vartheta_0 \leq 81^\circ$  экстраполированный пробег можно вычислить по следующей эмпирической формуле:

$$R_{ex}(T_0, Z, \vartheta_0) = \cos^2 \frac{\vartheta_0}{2} \left( \frac{107,2 - Z}{5,442 \cdot Z - 1312,0} + \frac{292,7 - Z}{4,163 \cdot Z + 561,3} T_0 + \frac{Z - 2,797}{83,86 \cdot Z + 587,5} T_0^2 \right) \left( \frac{\Gamma}{\text{см}^2} \right). \quad (18.28)$$

Если известна толщина барьера в долях от экстраполированного пробега  $f = d/R_{\text{ex}}$ , то для тех же граничных значений для  $Z$ ,  $T_0$  и  $\mathcal{G}_0$  можно рассчитать коэффициенты пропускания по числу частиц и энергии:

$$T_{N,E}(f) = \exp(-\beta \cdot f^\alpha), \quad (18.29)$$

где для  $T_N$

$$\alpha = \begin{cases} 1 + \frac{5,5 - 0,1(3,4 - T_0)^2}{Z^{0,398 - 0,032T_0}} (\cos \mathcal{G}_0 - 0,1564) + \\ + 0,0125(T_0 - 2)(50 - Z)(\cos \mathcal{G}_0 - 0,1564)^3, & Z > 50; T_0 > 2 \text{ МэВ}, \\ 1 + \frac{5,5 - 0,1(3,4 - T_0)^2}{Z^{0,398 - 0,032T_0}} (\cos \mathcal{G}_0 - 0,1564) - & \text{в остальных случаях,} \end{cases} \quad (18.30)$$

$$\beta = 2,59 - 0,0076(Z - 6); \quad (18.31)$$

для  $T_E$

$$\alpha = 0,708 + \frac{Z + 24}{0,93 \cdot Z + 13,7} (\cos \mathcal{G}_0 - 0,1564); \quad \beta = \frac{Z + 32,6}{0,524 \cdot Z + 10,8}. \quad (18.32)$$

Расчеты по эмпирической формуле (18.29) с точностью 10 % согласуются с экспериментальными результатами, если  $\mathcal{G}_0 < 45^\circ$ , а толщина барьера такова, что  $T_{N,E}(f) > 0,1$ .

В заключение отметим, что для легких заряженных частиц говорить о среднем, максимальном, экстраполированном пробегах и использовать приближение непрерывного замедления можно лишь тогда, когда основной вид потерь энергии – это потери на столкновения. Для энергий больше критической, когда преобладают потери энергии на тормозное излучение, перенос излучения в веществе определяется в основном вторичными фотонами, так как их пробеги между столкновениями много больше, чем у электронов. Приближение непрерывного замедления теряет смысл также при энергиях электронов, меньших нескольких сотен электрон-вольт. В этой области энергий в одном неупругом столкновении электрон в среднем теряет большую долю своей энергии.

### 18.3. Альbedo электронов

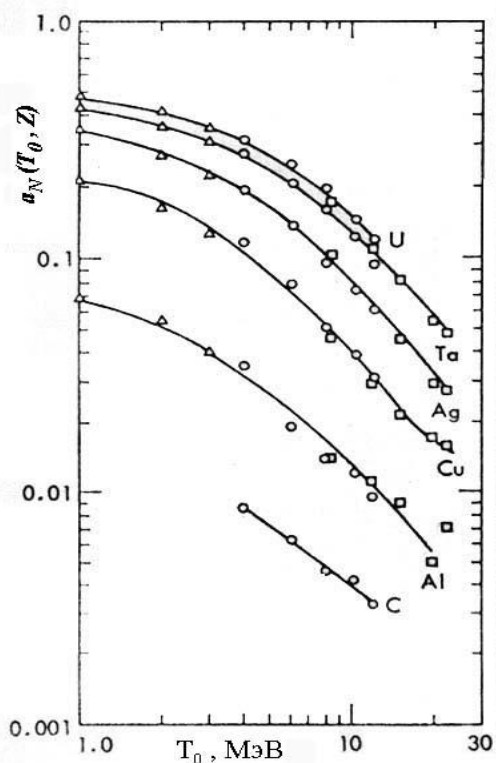
Средний угол рассеяния у электронов (позитронов) в кулоновском поле атомов много больше, чем у тяжелых заряженных частиц. В результате даже при нормальном падении на поверхность вещества релятивистских электронов имеет место заметный выход обратно рассеянного излучения. Отраженное излучение требует принятия дополнительных мер защиты, так как оно увеличивает радиационное поле вблизи поверхности вещества, на которое падает первичный пучок.

Величина альbedo электронов возрастает с увеличением толщины отражающего вещества. При нормальном падении альbedo достигает макси-

мального значения, когда толщина вещества равна примерно  $(0,3...0,5)R_0$ . Таким образом, толщина слоя вещества, равная половине среднего пробега электронов с данной энергией, является для них полубесконечным отражателем. При наклонном падении эта толщина уменьшается.

Можно выделить следующие закономерности альbedo электронов:

- величина альbedo возрастает с увеличением атомного номера отражающего вещества. Отметим, что у фотонного излучения обратная зависимость;



- для энергий электронов более 0,1 МэВ величина альbedo уменьшается с увеличением энергии;
- для кинетических энергий электронов менее 0,1 МэВ величина альbedo с уменьшением энергии уменьшается (см., например, графики в [6]);
- величина альbedo возрастает с увеличением угла падения электронов на поверхность вещества, который отсчитывается от нормали к этой поверхности.

Рис. 18.11. Числовое альbedo электронов

Большинство данных по альbedo электронов получены для полубесконечных отражателей и нормального падения моноэнергетических электронов. На рис. 18.11 приведены значения полного числового альbedo для нормального падения электронов с энергиями от 1 до 20 МэВ на отражатели из различных

веществ. Точки на этих рисунках соответствуют экспериментальным данным и расчетам методом Монте-Карло. Кривые – это результаты аппроксимации этих данных по эмпирической формуле, которая получена в работе [19] и применима для расчета полного числового альbedo электронов с кинетическими энергиями  $T_0$  от 0,1 до 30 МэВ, падающих нормально на поверхность полубесконечных отражателей с атомным номером  $Z \geq 6$ :

$$a_N = a_1 / (1 + a_2 \varepsilon^{a_3}), \quad (18.33)$$

где  $\varepsilon = T_0 / m_e c^2$ ;

$$\begin{cases} a_1 = 1,15 \exp(-8,35 \cdot Z^{0,525}); \\ a_2 = 0,0185 + 15,7 \cdot Z^{-1,59}; \\ a_3 = 1,56 - 4,42 \cdot Z^{-1}. \end{cases}$$

## 18.4. Защита от электронов и бета-частиц

Чтобы связать мощность поглощенной дозы с плотностью потока электронов, необходимо знать тормозную способность на столкновения  $\frac{1}{\rho} \left( -\frac{dE}{dx} \right)_{col} \equiv \eta_{col}$  в тканеэквивалентной среде. При нормальном падении на такую среду электронов с кинетической энергией  $T_0$  и плотностью потока  $\phi$  имеем:

$$\begin{aligned} \phi \left( \frac{1}{\text{см}^2 \cdot \text{с}} \right) \eta_{col}(T_0) \left( \frac{\text{МэВ см}^2}{\text{г}} \right) &\Rightarrow \phi \eta_{col}(T_0) \left( \frac{\text{МэВ}}{\text{г} \cdot \text{с}} \right) \times \\ &\times 1,6 \cdot 10^{-13} \left( \frac{\text{Дж}}{\text{МэВ}} \right) \cdot 10^3 \left( \frac{\text{г}}{\text{кг}} \right) \cdot 3,6 \cdot 10^3 \left( \frac{\text{с}}{\text{ч}} \right) \cdot 10^6 \left( \frac{\text{мкГр}}{\text{Гр}} \right) = \\ &= 0,576 \phi \eta_{col}(T_0) \left( \frac{\text{мкГр}}{\text{ч}} \right) = \dot{D}, \end{aligned} \quad (18.34)$$

где  $\eta_{col}(T_0)$  МэВ см<sup>2</sup>/г – массовая тормозная способность тканеэквивалентной среды. Мощность эквивалентной дозы можно вычислить через взвешивающий коэффициент излучения  $\dot{H} = \bar{w} \cdot \dot{D}$ . Для электронов и позитронов всех энергий  $\bar{w} = 1$ .

Приведенная связь плотности потока электронов с мощностью дозы имеет существенные недостатки:

- не учитывается угловое распределение электронов, рассеяние которых является достаточно большим в рассматриваемой области энергий;
- не учитывается быстрое уменьшение плотности потока электронов с увеличением глубины проникновения в вещество;
- потери энергии усредняются вдоль всей глубины проникновения. На самом деле тормозная способность на столкновения меняется с изменением энергии электронов;
- не учитывается вклад в дозу от рассеянного и отраженного излучения.

Имеются и более точные полуэмпирические методы расчета доз электронного излучения в веществе (см., например, [2]). С достаточной точностью поглощенную дозу электронного и бета-излучения на различной глубине облучаемой среды и для любых условий облучения можно рассчитать методом Монте-Карло.

При бета-распаде ( $\beta^-$ ;  $\beta^+$ ) спектр бета-частиц является непрерывным, при этом максимальная кинетическая энергия частиц ( $E_{\beta \max}$ ) для большинства радионуклидов не превышает 5 МэВ. Оценка дозы от бета-излучения дополнительно осложняется различной формой спектра у радионуклидов и его изменением по мере проникновения бета-частиц в вещество. Для оценочных расчетов можно считать, что средняя энергия бета-частиц спектра равна примерно  $E_{\beta} = E_{\beta \max} / 3$ , и для этой энергии необходимо определять тормозную способ-

ность при вычислении мощности дозы. Более точное значение  $\bar{E}_\beta$  с размерностями кэВ/расп. или кэВ/ $\beta$ -част. можно найти в специальных справочниках, например [6].

Таблица 18.3

*Значения эквивалентной дозы и среднегодовые допустимые плотности потока бета-частиц для лиц из персонала при контактном облучении кожи*

Средняя энергия бета-спектра, МэВ	Эквивалентная доза в коже на единичный флюенс $\delta_H, 10^{-4}$ мкЗв·см <sup>2</sup>	Среднегодовая допустимая плотность потока ДПП <sub>перс</sub> , см <sup>-2</sup> ·с <sup>-1</sup>
0,05	1,0	820
0,07	1,8	450
0,10	2,6	310
0,15	3,4	240
0,20	3,8	215
0,30	4,3	190
0,40	4,5	180
0,50	4,6	180
0,70	4,8	170
1,00	5,0	165
1,50	5,2	160
2,00	5,3	155

Таблица 18.4

*Среднегодовые допустимые плотности потока электронов для лиц из персонала при облучении кожи*

Энергия электронов, МэВ	Эквивалентная доза в коже на единичный флюенс $\delta_H, 10^{-4}$ мкЗв·см <sup>2</sup>		Среднегодовая допустимая плотность потока ДПП <sub>перс</sub> , см <sup>-2</sup> ·с <sup>-1</sup>	
	*ИЗО	*ПЗ	*ИЗО	*ПЗ
0,07	0,3	2,2	2700	370
0,10	5,7	16,6	140	50
0,20	5,6	8,3	150	100
0,40	4,3	4,6	190	180
0,70	3,7	3,4	220	240
1,00	3,5	3,1	230	260
2,00	3,2	2,8	260	290
4,00	3,2	2,7	260	300
7,00	3,2	2,7	260	300
10,0	3,2	2,7	260	300

\* ИЗО – изотропное (2 $\pi$ ) поле излучения, ПЗ – облучение параллельным пучком в передне-задней геометрии.

При работе с электронными пучками и особенно бета-частицами часто основным поражаемым элементом тела является кожа. Структура кожи состоит из двух слоев: эпидермиса – внешнего слоя и дермы, находящейся под эпидермисом. Основанием эпидермиса является слой базальных клеток, в результате деления которых образуются чешуйки рогового слоя. При хроническом облучении *критической структурой кожи является базальный слой* [7]. В НРБ-99/2009 принято, что базальный слой имеет толщину 5 мг/см<sup>2</sup> и располагается под покровным слоем толщиной 5 мг/см<sup>2</sup> (за исключением кожи ладоней, для которых толщина экранирующего покровного слоя принята равной 40 мг/см<sup>2</sup>).

В табл. 18.3 и 18.4 приведены значения коэффициентов перехода и ДПП соответственно для бета-частиц и моноэнергетических электронов для лиц из персонала при облучении кожи (данные соответствуют НРБ-99/2009).

При облучении электронами с энергией  $E$  и плотностью потока  $\phi(E)$  эквивалентную дозу в коже можно рассчитать следующим образом [7]:

$$H = 3,6 \cdot 10^3 \phi(E) \delta_H(E) t = 290 \frac{\phi(E)}{\text{ДПП}(E)} t \text{ (мкЗв)}, \quad (18.35)$$

где  $t$  (ч) – время облучения. При расчете эквивалентной дозы от бета-частиц в качестве энергии необходимо использовать среднюю энергии бета-спектра. Значения  $\delta_H(E)$  и ДПП( $E$ ) приведены в табл. 18.3 и 18.4. Выражение (18.35) можно также использовать и для фотонов.

Если пренебречь поглощением бета-излучения в воздухе, то активность источника  $A$  и плотность потока бета-частиц  $\phi$  связаны следующим выражением:

$$A = \frac{\phi 4\pi R^2}{n_\beta}, \quad (18.36)$$

где  $R$  (см) – это расстояние до источника, а  $n_\beta$  – *относительный выход* (число испущенных бета-частиц на один распад). Если в выражении (18.36) положить  $\phi = \text{ДПП}$ , то можно определить активность точечного источника, с которым можно работать без защиты 36 ч в неделю (стандартное время работы). Для другого времени работы  $t$  допустимые условия работы с источником без защиты можно найти из соотношения

$$\frac{A n_\beta}{4\pi R^2} \leq \text{ДПП} \frac{36}{t}. \quad (18.37)$$

Условие (18.37) позволяет найти одну из величин:  $A$ ,  $R$ ,  $t$ , если известны две остальные.

Часто для защиты от бета-излучения достаточно использовать передвижной защитный экран толщиной  $d$  из вещества с небольшим атомным номером. В этом случае допустимые условия работы определяются следующим выражением [6]:



$$\frac{An_{\beta}}{4\pi R^2} \exp(-0,693d/\Delta_{1/2}) \leq \text{ДПП} \frac{36}{t}, \quad (18.38)$$

где

$$\Delta_{1/2} = 0,095 \frac{Z}{A} E_{\max}^{3/2} \quad (\text{г/см}^2) \quad (18.39)$$

– *слой половинного ослабления* (после прохождения которого число всех бета-частиц с определенным спектром уменьшается в два раза).

Значительную часть кривой ослабления бета-излучения можно описать следующей зависимостью:

$$\phi(d) = \phi_0 \exp(-\bar{\mu}d), \quad (18.40)$$

где  $d$  (г/см<sup>2</sup>) – толщина поглотителя (с учетом воздуха);  $\bar{\mu}$  (см<sup>2</sup>/г) – *средний массовый коэффициент поглощения бета-частиц*. Его величина зависит от вещества поглотителя и от спектра бета-частиц. Приблизительно  $\bar{\mu}$  можно рассчитать по формуле

$$\bar{\mu} \approx 15,5 E_{\beta \max}^{-1,41}. \quad (18.41)$$

Более точные значения  $\bar{\mu}$  в алюминиевом поглотителе для спектров бета-частиц некоторых радионуклидов приведены в справочнике [6].

Средние массовые коэффициенты поглощения бета-излучения в воздухе и биологической (см<sup>2</sup>/г) ткани можно вычислить по следующим эмпирическим формулам [14]:

$$\bar{\mu}_{\text{пог},\beta}^{\text{воз}} = 16(E_{\beta \max} - 0,036)^{-1,4}; \quad (18.42)$$

$$\bar{\mu}_{\text{пог},\beta}^{\text{тк}} = 18,6(E_{\beta \max} - 0,036)^{-1,37}, \quad (18.43)$$

где  $E_{\beta \max}$  в МэВ.

**Пример 1.** Бета-излучение точечного изотропного источника <sup>32</sup>P активностью 1 мКи падает на поверхность тела работающего с излучением, который находится на расстоянии 1 м от источника. Оценить эквивалентную дозу в коже за 5 часов работы.

**Решение**

1. Плотность потока бета-частиц, падающих на поверхность тела,

$$\phi_{\beta}(r) = \frac{An_{\beta}}{4\pi r^2} \exp(-\bar{\mu}_{\text{пог}\beta}^{\text{воз}} \cdot r \cdot \rho_{\text{воз}}) = 107 \frac{1}{\text{см}^2 \cdot \text{с}},$$

где  $n_{\beta} = 1$ ,  $r = 100$  см,  $\bar{\mu}_{\text{пог}\beta}^{\text{воз}} = 7,78$  см<sup>2</sup>/г – расчет по формуле (18.42),  $\rho_{\text{воз}} = 1,3 \cdot 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup>.

2. При расчете эквивалентной дозы учтем, что часть бета-частиц поглотится в покровном слое кожи толщиной  $d = 5$  мг/см<sup>2</sup>:

$$H = 3,6 \cdot 10^3 \phi_{\beta}(r) \delta_H(\bar{E}_{\beta}) t \exp(-\bar{\mu}_{\text{пог}\beta}^{\text{тк}} \cdot d) = 883 \text{ мкЗв},$$

где  $\bar{E}_\beta = 0,695$  МэВ,  $\bar{\mu}_{\text{пог}\beta}^{\text{TK}} = 9,18$  см<sup>2</sup>/г – расчет по формуле (18.43),  $\delta_H = 4,8 \cdot 10^{-4}$  мкЗв·см<sup>2</sup> (табл. 18.3).

Как отмечено ранее, проникающая способность бета-частиц и электронов для энергий менее критической определяется их максимальным пробегом. Если не требуется большая точность, то можно полагать, что величина  $R_{\text{max}}$  примерно на 25–30 % больше экстраполированного пробега.

Для электронов с кинетической энергией более 0,5 МэВ в алюминии  $R_{\text{max}}$  можно оценить по формуле

$$R_{\text{max}} \approx 0,526T_0 - 0,096 \quad (\text{г/см}^2), \quad (18.44)$$

а для бета-частиц – по формулам:

$$\begin{aligned} R_{\text{max}} &\approx (0,542 \cdot E_{\text{max}} - 0,133) \quad (\text{г/см}^2), \quad \text{если} \quad 0,8 < E_{\text{max}} < 3 \text{ МэВ}; \\ R_{\text{max}} &\approx 0,407 \cdot E_{\text{max}}^{1,38} \quad (\text{г/см}^2), \quad \text{если} \quad 0,15 < E_{\text{max}} < 0,8 \text{ МэВ}. \end{aligned} \quad (18.45)$$

Для более точного расчета  $R_{\text{max}}$  бета-частиц различных радионуклидов с максимальными энергиями  $E_{\text{max}}$  (0,2...5) МэВ в алюминии используют формулу Фламмерсфельда:

$$R_{\text{max}} \approx 0,11 \left( \sqrt{1 + 22,4E_{\text{max}}^2} - 1 \right) \quad (\text{г/см}^2). \quad (18.46)$$

Если максимальный пробег бета-частиц в Al ( $R_{\text{Al}}$ ) известен, то в диапазоне энергий (0,5...3) МэВ их максимальный пробег в любом другом веществе ( $R_Z$ ) можно определить как

$$R_Z \approx R_{\text{Al}} \frac{(Z/A)_{\text{Al}}}{(Z/A)_Z} \quad (\text{г/см}^2). \quad (18.47)$$

Для поглотителей, состоящих из сложных веществ (несколько элементов), в приведенных выше формулах надо использовать эффективные значения  $Z$  и  $A$ :

$$\begin{cases} Z_{\text{eff}} = \sum_i w_i Z_i; \\ A_{\text{eff}} = Z_{\text{eff}} / (Z/A)_{\text{eff}}; \\ (Z/A)_{\text{eff}} = \sum_i w_i Z_i / A_i, \end{cases} \quad (18.48)$$

где  $w_i$  – весовая доля  $i$ -го элемента в сложном веществе.

**Пример 2.** Определить мощность поглощенной дозы в воздухе за барьером из Al толщиной 2 мм, если на него под углом 25° падает пучок электронов с кинетической энергией 3 МэВ и плотностью потока  $\phi_0 = 1200$  см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup>.

### **Решение**

1. По формуле (18.28) находим  $R_{\text{ex}} = 4,67$  мм и  $f = d/R_{\text{ex}} = 0,43$ .
2. По формулам (18.30) и (18.31) находим:  $\alpha = 2,91$ ;  $\beta = 2,54$ , и по формуле (18.29) определяем коэффициент пропускания по числу частиц  $T_N = 0,8$ .
3. Вычисляем плотность потока электронов за барьером:

$$\phi(d) = \phi_0 \cdot T_N = 960 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}.$$

4. По формулам (18.32) находим:  $\alpha = 1,78$ ;  $\beta = 2,59$ , и по формуле (18.29) определяем коэффициент пропускания по энергии  $T_E = 0,56$ .
5. Находим среднюю энергию электронов за барьером:

$$\bar{E} = \frac{T_E}{T_N} T_0 = 2,1 \text{ МэВ}.$$

6. В табл. П2.10 прил. 2 для средней энергии находим величину тормозной способности на столкновения в воздухе  $\eta_{\text{col}}(\bar{E}) = 1,68 \text{ МэВ см}^2/\text{г}$  и затем определяем мощность эквивалентной дозы за барьером:

$$\dot{D} = 0,576 \phi(d) \eta_{\text{col}}(\bar{E}) = 929 \text{ мкГр/ч}.$$

Много полезной информации о взаимодействии электронных пучков с различными поглотителями (пробеги, распределения поглощенной энергии, коэффициенты пропускания, альbedo, распределения заряда и т. д.) можно найти на сайте работ Tatsuo Tabata (режим доступа: <https://scholar.google.ru/citations?user=GdJiR-wAAAAAJ&hl=ru&cstart=0&pagesize=20>).

В заключение отметим, что, как правило, защита от бета-частиц и электронов небольших энергий осуществляется установкой специальных экранов из веществ с небольшим атомным номером. Такие экраны полностью поглощают электроны и создают при этом наименьшее количество тормозного излучения. Толщину экрана выбирают равной максимальному пробегу бета-частиц (электронов).

## **Задание 18**

### **Контрольные вопросы**

1. Какие взаимодействия испытывают электроны и позитроны при движении в веществе?
2. Как зависит сечение упругого рассеяния от заряда налетающей частицы и заряда ядра?
3. Что называют экранированием? Нарисовать графики дифференциального сечения упругого рассеяния с учетом и без учета экранирования. В чем причина расходимости сечения Резерфорда?
4. Как записывают сечение упругого рассеяния Мотта? Что такое моттовский множитель?

5. Что такое однократное, кратное и многократное рассеяние?
6. Какие распределения многократного рассеяния частиц Вы знаете? В чем их отличия?
7. Что происходит с атомом после его ионизации заряженной частицей?
8. Что такое эффект плотности? Нарисовать зависимость тормозной способности по формуле Бете–Блоха от энергии частицы. В чем физические причины такой зависимости?
9. Какое излучение называется тормозным излучением?
10. Каков спектральный состав и угловое распределение тормозного излучения?
11. Что такое критическая энергия? Показать ее на рисунке потерь энергии на столкновения и излучение для электронов.
12. В чем заключается эффект аннигиляции? Каково энергетическое и угловое распределение аннигиляционных гамма-квантов?
13. Как зависит величина альbedo электронов от их энергии, угла падения на отражающее вещество и от атомного номера вещества?
14. Написать формулу для расчета среднего пробега электронов. Что такое экстраполированный пробег и как его определяют? Что называют максимальным пробегом заряженных частиц?
15. Какая величина определяет толщину защиты от бета-частиц и электронов?

### Задачи

1. Определить  $R_{\max}$  в воздухе для бета-частиц с  $T_{\max} = 0,535$  МэВ.
2. Рассчитать толщину стекла ( $\text{SiO}_2$ ,  $\rho = 2,5$  г/см<sup>3</sup>) защитных очков, используемых для поглощения бета-излучения при работе с радионуклидом  $^{32}_{15}\text{P}$  [4]. Какие экраны, стеклянные или просвинцованные, следует применять при защите глаз от бета-излучения?
3. При расфасовке радиоактивного препарата  $^{32}\text{P}$  плотность потока бета-частиц на руки оператора (гр. А) составляет 400 част./(см<sup>2</sup>·с). На выполнение этой работы затрачивается 20 часов в неделю. Превышает ли такое облучение допустимый уровень? [17].
4. В медицине для радиационной терапии используют гамма-излучение изотопов  $^{137}_{55}\text{Cs} + ^{137}_{56}\text{Ba}$ . Определить необходимую толщину фольги из алюминия для полного отсекания бета-излучения  $^{137}\text{Cs}$  с  $T_{\max} = 1,2$  МэВ [4].
5. Счетчиком с толщиной стальной стенки 30 мг/см<sup>2</sup> регистрируется бета-излучение  $^{32}\text{P}$ . Оценить долю частиц ( $\eta$ ), поглощенных в стенках счетчика [4].
6. Какой толщины следует выбрать фильтр из алюминия, чтобы снизить в 8 раз выходящее из препарата бета-излучение  $^{89}\text{Sr}$  [4]?
7. Определить мощность эквивалентной дозы за барьером из Al толщиной  $d$ , если на него под углом  $\vartheta_0$  падает пучок электронов с кинетической энергией  $T_0$  и плотностью потока  $\phi_0$ . Данные для расчета взять из табл. 18.5.

Таблица 18.5

Данные для задачи 7

Вариант	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
$T_0$ , МэВ	4,0	6	1,5	3	5,0	3,0	5,0	3,0	6,0	2,0	3,0	6,0	3,0	5,0
$\vartheta_0$ , гр.	0	15	30	20	30	35	20	40	25	30	40	15	0	15
$\phi_0$ , см <sup>-2</sup> с <sup>-1</sup>	1000	1500	1700	1000	5000	1800	3000	7000	5000	1300	3000	2100	4000	5500
$d$ , мм	4,0	5,0	0,8	3,5	5,0	3,0	4,0	3,0	5,5	2,0	2,5	7,0	3,0	6,0

8. Радионуклид  $^{32}\text{P}$  активностью 10 мКи испускает бета-частицы с  $T_{\max} = 1,709$  МэВ. Работа проводится на расстоянии 1,5 м в течение 24 ч в неделю. Определить толщину экрана из железа для создания предельно допустимых условий работы.



**Расчет в программе «Компьютерная лаборатория»**

1. Рассчитать в режиме BARRIER величину коэффициентов пропускания  $T_N$  и  $T_E$  для соответствующего варианта задачи 7 и проверить расчет по эмпирической формуле.
2. Рассчитать в режиме ALBEDO и построить зависимость полного числового альбеда электронов от их кинетической энергии в диапазоне 1...10 МэВ для барьера из вещества X. По рассчитанным данным получить аппроксимационную формулу. Вещество для расчета взять из табл. 18.6.
3. Рассчитать в режиме ALBEDO и построить зависимость средней энергии отраженных электронов от угла падения на барьер из вещества Z. Начальная кинетическая энергия электронов равна  $T_0$ . С этой же начальной энергией рассчитать и представить в графическом виде два спектра отраженных электронов для углов падения  $0^\circ$  и  $45^\circ$ . Данные для расчета взять из табл. 18.6.
4. Рассчитать в режиме BARRIER коэффициенты пропускания по числу частиц и энергии для электронов с кинетической энергией  $T_0$ , падающих нормально на барьер из вещества X. Результаты представить в графическом виде и определить по ним величину  $R_{\max}$  и  $R_{\text{ex}}$ . Сравнить полученные значения с расчетом по эмпирическим формулам. Данные для расчета взять из табл. 18.6.

Таблица 18.6

Данные для расчетов в КЛ

Вариант	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
$T_0$ , МэВ	1	2	3	4	5	6	5	4	4,5	6	2,5	5,5	3,5	4,5
X	Вода	C	Al	Ti	Pb	Fe	Cu	Sn	Бетон	W	Pb	Ag	Fe	Au

## Список литературы

1. Аккерман А.Ф. Решение методом Монте-Карло задач переноса быстрых электронов в веществе / А.Ф. Аккерман, Ю.М. Никитушев, В.А. Ботвин. – Алма-Ата : Наука, 1972. – 164 с.
2. Баранов В.Ф. Дозиметрия электронного излучения / В.Ф. Баранов. – Москва : Атомиздат, 1974. – 232 с.
3. Беспалов В.И. Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом : учебное пособие / В.И. Беспалов. – 5-е изд., доп. – Томск : Изд-во Томского политехнического университета, 2014. – 427 с.
4. Гусев Н.Г. Защита от ионизирующих излучений. В 2 томах. Том 1. Физические основы защиты от излучений: учебник для вузов / Н.Г. Гусев, В.А. Климанов, В.П. Машкович и др. – 3-е изд. – Москва : Энергоатомиздат, 1989. – 512 с.
5. Иванов В.И. Сборник задач по дозиметрии и защите от ионизирующих излучений / В.И. Иванов, В.А. Климанов, В.П. Машкович. – 4-е изд., перераб. и доп. – Москва : Энергоатомиздат, 1992. – 256 с.
6. Машкович В.П. Защита от ионизирующих излучений : справочник / В.П. Машкович, А.В. Кудрявцева. – 4-е изд., перераб. и доп. – Москва : Энергоатомиздат, 1995. – 496 с.
7. Методические указания МУ 2.6.1.56-2002. Контроль эквивалентных доз фотонного и бета-излучения в коже и хрусталике глаза. – Режим доступа: <http://docs.cntd.ru/document/675402044>
8. Романцов В.П. Сборник задач по курсу «Дозиметрия и защита от ионизирующих излучений» / В.П. Романцов, И.В. Романцова, В.В. Ткаченко. – Обнинск : ИАТЭ, 2009. – 113 с.
9. Стародубцев С.В. Прохождение заряженных частиц через вещество / С.В. Стародубцев, А.М. Романов. – Ташкент : Изд-во АН УзССР, 1962. – 228 с.
10. Тормозная способность электронов и позитронов: Доклад 37 МКРЕ: пер. с англ. – Москва : Энергоатомиздат, 1987. – 328 с.
11. Штернхеймер Р. Взаимодействие излучения с веществом // Принципы и методы регистрации элементарных частиц / под ред. Л. А. Арцимовича. – Москва : ИИЛ, 1963. – С. 9–111.
12. Berger M.J. Stopping-Power and Range tables for Electrons, Protons, and Helium Ions / M.J. Berger, J.S. Coursey, M.A. Zucker, J. Chang. – Режим доступа: <https://www.nist.gov/pml/stopping-power-range-tables-electrons-protons-and-helium-ions>
13. Bethe H.A. Moliere's Theory of Multiple Scattering / H.A. Bethe // Phys. Rev. – 1953. – V. 89, № 6. – P. 1256–1266.
14. Koch H.W. Bremsstrahlung Cross-Section Formulas and Related Data / H.W. Koch, J.W. Motz // Rev. Mod. Phys. – 1959. – V. 31, № 4. – P. 920–955.
15. Martin J.E. Physics for Radiation Protection: A Handbook. – Second Edition. – 2006. – Режим доступа: <http://onlinelibrary.wiley.com/book/10.1002/9783527618798>

16. Seltzer S.M. Transmission and Reflection of Electrons by Foils / S.M. Seltzer, M.J. Berger // Nucl. Instr. Meth. – 1974. – V. 119. – P. 157–179.
17. Sternheimer R.M. General Expression for the Density Effect for the Ionization Loss of Charged Particles / R.M. Sternheimer, R.F. Peierls // Phys. Rev. – 1971. – V. 3, № 11. – P. 3681–3691.
18. Tabata T. Generalized semiempirical equations for the extrapolated range of electrons / T. Tabata, R. Ito, S. Okabe // Nucl. Instr. Meth. – 1972 – V. 103. – P. 85–91.
19. Tabata T. An Empirical Equation for the Backscattering Coefficient of Electrons / T. Tabata, R. Ito, S. Okabe // Nucl. Instr. Meth. – 1971. – V. 94. – P. 509–513.
20. Yung-Su Tsai. Pair production and bremsstrahlung of charged leptons / Yung-Su Tsai // Rev. Mod. Phys. – 1974. – V. 46, № 4. – P. 815–851.

## ЛЕКЦИЯ 19

### ЗАЩИТА ОТ АЛЬФА-ЧАСТИЦ И ПРОТОНОВ НЕБОЛЬШИХ ЭНЕРГИЙ

В этой лекции мы познакомимся с расчетом защиты от альфа-частиц и протонов небольших энергий. Для альфа-частиц это энергии из области радионуклидных источников, а для протонов – энергии, когда средний пробег много меньше длины свободного пробега между ядерными взаимодействиями.

#### 19.1. Процессы взаимодействия альфа-частиц и протонов с веществом

Альфа-частицы представляют собой ядра гелия и испускаются большим количеством естественных радиоактивных ядер уранового и ториевого рядов (семейств), а также многими искусственными радионуклидами. Известно более двухсот альфа-активных ядер. Большинство изотопов, испускающих альфа-частицы, расположены в области тяжелых ядер с  $Z > 82$ . На рис. 19.1 приведен ряд (семейство)  $^{238}\text{U}$ , который также называют семейством урана-радия, т. к. здесь присутствует наиболее устойчивый изотоп радия –  $^{226}\text{Ra}$ . В приведенном на рис. 19.1 радиоактивном семействе ядерный изотоп  $^{234\text{m}}\text{Pa}$  имеет два периода полураспада: 6,7 часов и 1,17 мин.

Энергии альфа-частиц, испускаемых радионуклидами, небольшие и находятся в диапазоне 2...9 МэВ. Существует определенная зависимость между энергией альфа-частиц различных радионуклидов и их периодом полураспада ( $T_{1/2}$ ). С увеличением энергии альфа-частиц происходит быстрое уменьшение величины  $T_{1/2}$ . Такая зависимость объясняется в рамках теории туннельного эффекта [7].

Спектр альфа-частиц дискретный и обычно состоит из нескольких линий. Причиной этого является то, что и начальное (исходное, материнское) ядро, и конечное (дочернее) имеют определенную систему возбужденных уровней (состояний) и альфа-переходы возможны не только между основными уровнями этих ядер – *основная группа (энергия) альфа-частиц*. Альфа-переход может быть разрешен с основного уровня исходного ядра в одно из возбужденных состояний дочернего ядра. Энергии таких *альфа-частиц тонкой структуры* меньше основной энергии. Возможны также альфа-переходы из возбужденных состояний исходного ядра на основной уровень дочернего. Энергии испущенных при этом *длиннопробежных альфа-частиц* больше основной энергии. В большинстве случаев линия с наибольшим относительным выходом (число испущенных частиц на один распад ядра) соответствует альфа-частицам с наибольшей энергией.

Протоны (протонные пучки) чаще всего являются продуктом, который получают с помощью ускорителей заряженных частиц (циклотроны, синхрофазотроны).



$N-Z$ $Z$	42	44	46	48	50	52	54
92					$^{234}\text{U}; \alpha$ $2.455 \cdot 10^5 \text{ y}$		$^{238}\text{U}; \alpha$ $4.468 \cdot 10^9 \text{ y}$
91					↓	$^{234\text{m}}\text{Pa}; \beta^-$ $6.7 \text{ h} / 1.17 \text{ m}$	↓
90					$^{230}\text{Th}; \alpha$ $7.54 \cdot 10^4 \text{ y}$		$^{234}\text{Th}; \beta^-$ $24.10 \text{ d}$
89					↓		
88					$^{226}\text{Ra}; \alpha$ $1600 \text{ y}$		
87					↓		
86					$^{222}\text{Rn}; \alpha$ $3.825 \text{ d}$		
85				$^{218}\text{At}; \alpha$ $\approx 2 \text{ s}$	↓		
84	$^{210}\text{Po}; \alpha$ $138.38 \text{ d}$		$^{214}\text{Po}; \alpha$ $164 \mu\text{s}$	↓	$^{218}\text{Po}; \alpha, \beta^-$ $3.05 \text{ m}$		
83	↓	$^{210}\text{Bi}; \beta^-, \alpha$ $5.013 \text{ d}$	↓	$^{214}\text{Bi}; \beta^-, \alpha$ $19.9 \text{ m}$	↓		
82	$^{206}\text{Pb}$ stable	↓	$^{210}\text{Pb}; \beta^-, \alpha$ $22.3 \text{ y}$	↓	$^{214}\text{Pb}; \beta^-$ $26.8 \text{ m}$		
81		$^{206}\text{Tl}; \beta^-$ $4.2 \text{ m}$	↓	$^{210}\text{Tl}; \beta^-$ $1.3 \text{ m}$			
80			$^{206}\text{Hg}; \beta^-$ $8.15 \text{ m}$				

Рис. 19.1. Естественный радиоактивный ряд  $^{238}\text{U}$  [15]

Альфа-частицы и протоны небольших энергий при прохождении через вещество испытывают следующие элементарные процессы взаимодействия:

- упругое рассеяние в кулоновском поле атомов, основным следствием которого является изменение направления движения электронов (рассеяние);
- неупругие столкновения с атомными электронами, в результате которых энергия частиц расходуется на возбуждение и ионизацию атомов;
- упругие и неупругие взаимодействия с ядрами, следствием которых является рассеяние частиц, возбуждение ядер, образование новых частиц и ядер.

### 19.1.1. Упругое кулоновское рассеяние

Дифференциальное сечение упругого рассеяния протонов и альфа-частиц описывается формулой Резерфорда:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{Z_1^2 Z_2^2}{16} r_e^2 \left( \frac{m_e c^2}{T} \right)^2 \left( \frac{m+M}{M} \right)^2 \cdot \frac{1}{\sin^4 \theta/2}, \quad (19.1)$$

где  $Z_1$  и  $m$  – соответственно заряд и масса налетающей частицы;  $T$  – ее кинетическая энергия;  $Z_2$  и  $M$  – заряд и масса ядра;  $r_e$  – классический радиус электрона;  $\theta$  – угол рассеяния в системе центра инерции. Для перехода в лабораторную систему координат (ЛСК) необходимо воспользоваться преобразованием сечений [1], в результате получим

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{Z_1^2 Z_2^2}{4} r_e^2 \left( \frac{m_e c^2}{T} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \vartheta} \frac{\left[ \cos \vartheta + \sqrt{1 - (m/M)^2 \sin^2 \vartheta} \right]^2}{\sqrt{1 - (m/M)^2 \sin^2 \vartheta}}, \quad (19.2)$$

где  $\vartheta$  – угол рассеяния в ЛСК. Для учета экранирования поля ядра полем атомных электронов с помощью параметра экранирования  $\eta$  (см. лекцию 18) необходимо в выражении (19.2) заменить  $\sin^4 \vartheta$  на  $(1 + 2\eta - \cos^2 \vartheta)^2$ .

При движении в веществе тяжелые заряженные частицы, так же как и электроны, испытывают большое число упругих столкновений. Но средний угол рассеяния в одном столкновении у тяжелых частиц много меньше, чем у электронов, а транспортная длина упругого рассеяния даже у протонов больше среднего пробега [1]. В результате, даже пройдя весь путь, тяжелые частицы не испытывают значительного рассеяния. Для задач защиты от излучений рассеяние альфа-частиц на всем пути в веществе можно вообще не учитывать, считая, что они движутся по прямой. Рассеяние протонов на отрезке пути в веществе с хорошей точностью можно рассчитать, используя теорию многократного рассеяния Мольера (см. лекцию 18).

### 19.1.2. Потери энергии на ионизацию и возбуждение атомов

При движении в веществе тяжелые частицы теряют энергию как в результате неупругих взаимодействий с электронной подсистемой атомов, так и в результате упругих столкновений с атомами как целым. Потери энергии в неупругих столкновениях с атомными электронами, приводящие к ионизации и возбуждению атомов, называют **ионизационными потерями энергии, потерями на столкновения, электронными потерями энергии** [1, 4, 16]. Потери энергии в результате упругих рассеяний в кулоновском поле атомов называют **ядерным торможением**, они определяют **ядерную тормозную способность** [16]. Ядерные потери существенны лишь при очень маленьких энергиях, когда скорости частиц меньше средней скорости атомных электронов. Например, для протонов это энергии много меньше 1 МэВ.

Для частиц тяжелее электрона, скорости которых больше скоростей атомных электронов, массовую тормозную способность на столкновения можно рассчитать по **формуле Бете–Блоха**:

$$\frac{1}{\rho} \left( -\frac{dE}{dx} \right) = \frac{C}{\beta^2} Z_1^2 \frac{Z_2}{A} \left[ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2 Q_{\max}}{I^{*2} (1-\beta^2)} \right) - 2\beta^2 - U - \delta \right], \quad (19.3)$$

где  $Z_1$  – величина заряда частицы;  $Z_2$  и  $A$  – соответственно атомный номер и массовое число атомов вещества;  $C = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0,1535 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2 / \text{моль}$ ;  $\delta$  – поправка на эффект плотности;  $Q_{\max}$  – максимальная энергия, передаваемая атомным электронам от налетающей частицы с массой  $m$  и лоренц-фактором  $\gamma$ :

$$Q_{\max} = \frac{2m_e c^2 (\gamma^2 - 1)}{1 + 2\gamma m_e / m + (m_e / m)^2}. \quad (19.4)$$

Поправку на эффект плотности среды следует учитывать для релятивистских частиц, в нерелятивистской области энергий она не существенна. Рассчитать величину  $\delta$  можно по эмпирическим формулам Штейнхеймера, которые приведены в Лекции 18.

Поправка  $U$  в формуле Бете–Блоха – это поправка на учет связи электронов на  $K$ - и  $L$ -оболочках. Электроны этих оболочек (особенно в тяжелых веществах) менее эффективно воспринимают энергию от налетающей частицы, если ее скорость мала по сравнению с их скоростями (см. подробнее [1]). Эта поправка мала для релятивистских частиц и ее следует учитывать лишь тогда, когда скорость налетающей частицы уменьшается до скорости порядка скорости электронов на  $K$ - и  $L$ -оболочках атомов.

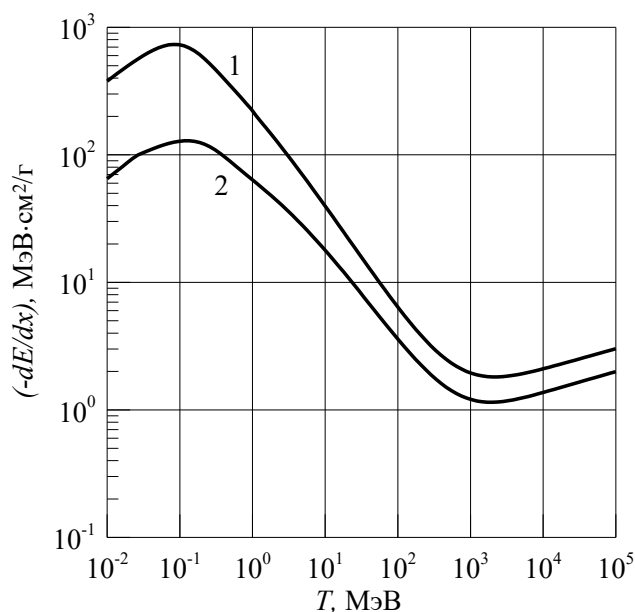


Рис. 19.2. Массовая тормозная способность воздуха (1) и свинца (2) для протонов

В программе GEANT [14] для вычисления оболочечной поправки используются следующие эмпирические формулы:

$$U = \frac{2C_e(I^*, \eta)}{Z_2}, \quad (19.5)$$

где  $\eta = \beta \frac{T + mc^2}{mc^2}$ ,  $I^*$  в эВ,  $T$  в МэВ,  $\eta > 0,13$  (для протонов  $T > 7,9$  МэВ);

$$C_e(I^*, \eta) = (0,42237\eta^{-2} + 0,0304\eta^{-4} - 0,00038\eta^{-6})10^{-6} I^{*2} + (3,858\eta^{-2} - 0,1668\eta^{-4} + 0,00158\eta^{-6})10^{-9} I^{*3}. \quad (19.6)$$

Для интервала энергий 2...7,9 МэВ ( $\eta \leq 0,13$ ) используется выражение

$$C_e(I^*, \eta)_{\eta \leq 0,13} = C_e(I^*, \eta = 0,13) \frac{\ln(T/2)}{\ln(7,9/2)}. \quad (19.7)$$

На рис. 19.2 приведена массовая тормозная способность двух веществ для протонов в диапазоне энергий от 10 кэВ до 100 ГэВ. Если скорость тяжелой заряженной частицы велика по сравнению со средней скоростью атомных электронов, то потери энергии на столкновения описываются формулой Бете–Блоха. С увеличением энергии частицы тормозная способность сначала быстро уменьшается, достигая минимального значения для релятивистских частиц при  $\beta \approx 0,96$ , а затем медленно возрастает. Левая граница области энергий, где справедлива формула Бете–Блоха, соответствует уменьшению тормозной способности с увеличением энергии частицы. Например, для протонов это энергии выше примерно 1 МэВ (кривые на рис. 19.2 для энергий более 1 МэВ рассчитаны по формуле Бете–Блоха). Для энергий менее 1 МэВ формула Бете–Блоха неприменима.

Максимум кривой потерь энергии находится при скоростях частиц, сравнимых со средней скоростью атомных электронов. Энергию, при которой потери энергии достигают максимального значения, можно определить из выражения

$$T_{\max} \approx \alpha^2 m c^2 Z_2^{2/3} / 2, \quad (19.8)$$

где  $m$  – масса частицы;  $\alpha$  – постоянная тонкой структуры.

Область энергий, где скорость частицы сравнима со средней скоростью атомных электронов, а тормозная способность переходит через максимум, является наиболее сложной для теоретического описания. При расчетах тормозной способности в этой области энергий необходимо учитывать такие квантовые эффекты, как перезарядка, передача возбуждения, обмен электронами и т. д. Здесь затрудняется передача энергии от частицы электронам оболочек с большой энергией связи (особенно  $K$ ) и должно быть другим значение эффективной энергии возбуждения. Различные теории потерь энергии не дают здесь количественных результатов, которые можно было бы использовать в точных расчетах. При небольших энергиях частиц, когда не работает формула Бете–Блоха, обычно используют различные эмпирические выражения, полученные на основе экспериментальных данных [1]. Удобная эмпирическая формула для тормозной способности тяжелых заряженных частиц приведена в работе [4]. Она справедлива и для медленных, и для быстрых частиц, а при больших энергиях переходит в формулу Бете–Блоха.

В нерелятивистской области энергий потери энергии тяжелой заряженной частицы быстро возрастают с уменьшением ее энергии и особенно резко перед остановкой частицы. Поскольку величина остаточного пробега частицы также

уменьшается, то зависимость тормозной способности от глубины проникновения частицы в вещество имеет в конце ее пути характерный максимум, который называют *пиком Брэгга* (*кривой Брэгга*). В качестве примера на рис. 19.3 приведена зависимость тормозной способности протонов с начальной кинетической энергией 60 МэВ от глубины их проникновения в водный фантом.

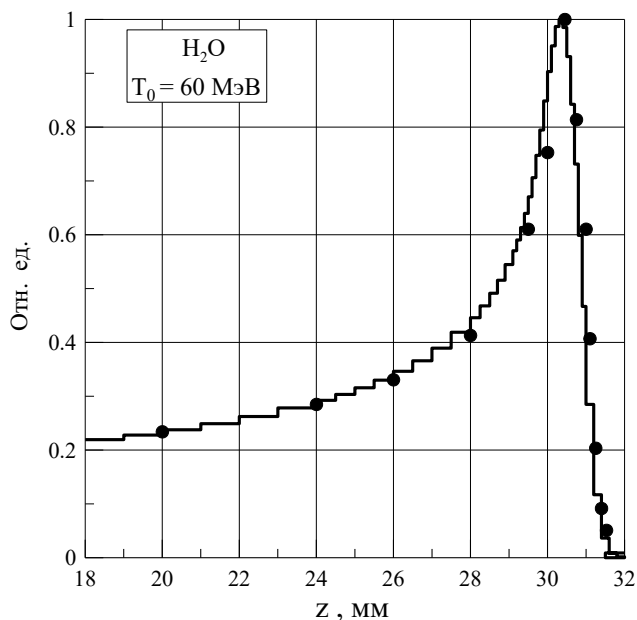


Рис. 19.3. Распределение по глубине водного фантома поглощенной энергии от протонов.

Точки – расчет по программе GEANT (A.J. Wroe, I.M. Cornelius and A.B. Rosenfeld *The role of non-elastic reactions in absorbed dose distribution from therapeutic proton beams in different medium. Med. Phys.*, V. 32(1), 2005, p. 37–41).

Гистограмма – расчет по программе КЛ

формуле Бете–Блоха с соответствующими поправками. В табл. П2.13 прил. 2 приведены значения тормозных способностей некоторых веществ для альфа-частиц с энергиями от 100 кэВ до 20 МэВ. Данные соответствуют работе [12].

### 19.1.3. Ядерные взаимодействия протонов и альфа-частиц

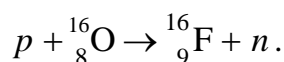
*Ядерные реакции* – это упругие и неупругие взаимодействия ядер с элементарными частицами или друг с другом, следствием которых является рассеяние частиц, возбуждение ядер, образование новых частиц и ядер. Для осуществления ядерной реакции необходимо сближение налетающей частицы и ядра до расстояний порядка  $10^{-12} \dots 10^{-13}$  см. При кинетических энергиях налетающих частиц менее нескольких десятков МэВ наиболее распространенной ядерной реакцией является двухчастичная ядерная реакция



Потери энергии протонов и альфа-частиц на столкновения в различных веществах рассчитаны для большого набора простых и сложных веществ и имеются в литературе в виде таблиц и графиков, например [1, 6, 8, 9, 10, 16, 17, 18]. В электронном виде доступны в базах данных PSTAR и ASTAR [12]. В табл. П2.12 прил. 2 приведены значения тормозных способностей некоторых элементарных веществ и соединений для протонов в области энергий от 10 кэВ до  $10^5$  МэВ, рассчитанные в программе КЛ (см. прил. 1). Для энергий менее 1 МэВ расчеты выполнены в соответствии с работами [17, 18], а для энергий более 1 МэВ – по

или в другом обозначении  $A(a, b)B$  (или просто  $(a, b)$ ), где  $a$  и  $A$  – соответственно налетающая частица и начальное ядро,  $b$  и  $B$  – соответственно испускаемая в результате реакции частица и конечное ядро (в скобках записывают более легкие продукты реакции, вне скобок – более тяжелые).

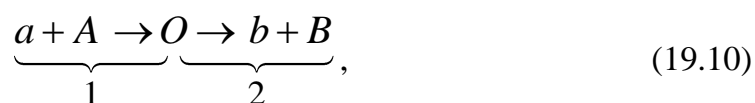
Ядерная реакция  $A(a, a)A$ , при которой внутреннее состояние сталкивающихся частиц не меняется и новые частицы не образуются, называется *упругим рассеянием*. Все другие ядерные реакции являются неупругими взаимодействиями. Процесс  $A(a, a)A^*$ , в результате которого ядро (мишень) переходит в возбужденное состояние ( $A^*$ ), а налетающая частица лишь теряет часть своей кинетической энергии, представляет собой *неупругое рассеяние*. Остальные неупругие процессы связаны с появлением новых частиц – *реакции с перераспределением частиц*, например следующая ядерная реакция под действием протонов:



Отметим, что имеется одно исключение – *процесс радиационного захвата*, при котором ядро  $A$  и частица  $a$  остаются в связанном состоянии, образуя новое ядро  $B$ , а испускается гамма-квант.

Совокупность сталкивающихся частиц и ядер в определенных квантовых состояниях называют *входным каналом* ядерной реакции. Частицы и ядра, рождающиеся в результате ядерной реакции (продукты реакции) в определенных квантовых состояниях, образуют *выходной канал* реакции. Чем выше энергия налетающей частицы, тем больше возможных путей протекания ядерной реакции, тем больше открыто выходных каналов. Различным входным и выходным каналам соответствуют различные эффективные сечения реакции.

В общем случае ядерная реакция представляет сложный процесс перестройки атомного ядра. Вследствие отсутствия четкого представления о природе ядерных сил и многочастичного характера взаимодействия в ядре получить точное решение задачи практически невозможно. Поэтому процесс протекания ядерных реакций аппроксимируют различными механизмами ядерных реакций (моделями столкновений). При небольших энергиях налетающих частиц основной механизм протекания ядерных реакций – *образование составного ядра*. Ядерная реакция в этом случае идет в два этапа (стадии). На первом этапе частица  $a$  и ядро  $A$  образуют промежуточную составную систему  $O$ , которая находится в возбужденном состоянии и называется *составным ядром* (компаунд-ядром). На втором этапе эта система распадается на продукты реакции, т. е. реакция (19.8) протекает по схеме



где 1 – стадия образования составного ядра, 2 – стадия его распада.

Если частица с кинетической энергией  $T$  проникает в ядро, то она приносит в него энергию возбуждения  $Q^* \approx \varepsilon + T$ , где  $\varepsilon$  – ее энергия связи в ядре, т. е. достаточно большую энергию возбуждения даже при небольшой кинетической энергии. Составное ядро является квантовой системой и может находиться только в определенных (разрешенных) энергетических состояниях, поэтому вероятность захвата ядром частицы сильно возрастает, когда энергия возбуждения  $Q^*$  близка к одному из энергетических уровней ядра  $Q_r^*$ . Следовательно, сечение реакции, протекающей с образованием составного ядра, должно возрастать с уменьшением разности  $|Q^* - Q_r^*|$  и иметь резонансный характер. Учитывая связь энергии возбуждения с кинетической энергией частицы (см., например, [1]) получаем, что  $|Q^* - Q_r^*| = |T - T_r|$ . Следовательно, резонанс в сечении имеет место, когда кинетическая энергия налетающей частицы  $T$  близка к резонансной энергии  $T_r = Q_r^* - \varepsilon$ , которую обычно называют *резонансом*.

В области расположения изолированного возбужденного уровня ядра, когда его энергетическая ширина  $\Gamma$  много меньше расстояния между уровнями, сечение реакции (19.10) описывается *формулой Брейта–Вигнера*:

$$\sigma_{ab}(T) = g\pi\tilde{\lambda}^2 \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(T - T_r)^2 + \Gamma^2/4}, \quad (19.11)$$

где  $\tilde{\lambda}$  – длина волны налетающей частицы;  $\Gamma_a$  – парциальная ширина уровня, связанная с вероятностью образования составного ядра по каналу  $a$ ;  $\Gamma_b$  – с вероятностью его распада по каналу  $b$ . Величина  $g$  учитывает статистический вес различных спиновых состояний налетающей частицы, исходного и составного ядер.

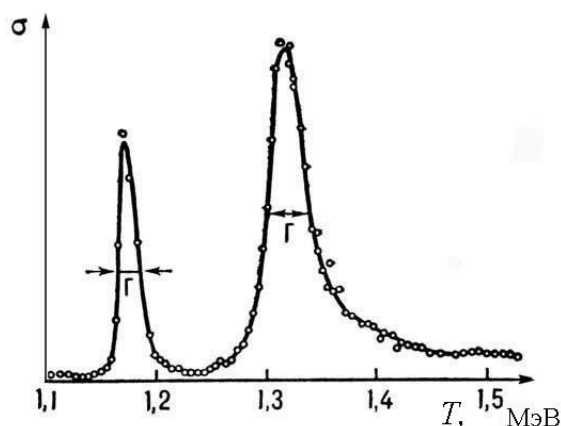


Рис. 19.4. Сечение реакции  $^{14}\text{C}(p, n)^{15}\text{N}$

На рис. 19.4 показана зависимость от энергии протона сечения реакции  $^{14}\text{C}(p, n)^{15}\text{N}$ . Два резонанса соответствуют двум энергетическим уровням составного ядра.

Особенность взаимодействия заряженных частиц с ядрами связана с наличием кулоновского взаимодействия между частицей и ядром. В результате, чтобы попасть в ядро, заряженная частица должна преодолеть кулоновский барьер высотой

$$B_k = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R} \approx Z_1 Z_2 A^{-1/3} \text{ (МэВ)}, \quad (19.12)$$

где  $R$  – радиус ядра;  $Z_1$  – заряд налетающей частицы;  $Z_2$  – заряд ядра. Величина кулоновского барьера возрастает при переходе от легких ядер к тяжелым, достигая значений примерно 15 МэВ для протонов и 30 МэВ для альфа-частиц.

Если кинетическая энергия частицы  $T < B_k$ , то она может попасть в ядро только за счет туннельного эффекта. Прозрачность ( $D$ ) потенциального барьера для случая, когда орбитальный момент налетающей частицы  $l = 0$ , равна [7]:

$$D = \exp\left(-2 \frac{R \cdot \gamma}{\lambda_k}\right), \quad (19.13)$$

где  $\lambda_k = \hbar / \sqrt{2mB_k}$  – дебройлевская длина волны, соответствующая кинетической энергии частицы, равной высоте барьера ( $T = B_k$ );

$$\gamma = \sqrt{B_k/T} \arccos \sqrt{T/B_k} - \sqrt{1 - T/B_k}.$$

Для нуклонов в ЛСК

$$\lambda(T) = \hbar / \sqrt{2mT} \approx 4,5 \cdot 10^{-13} / \sqrt{T} \text{ (см)}, \quad (19.14)$$

где значения  $T$  надо подставлять в МэВ.

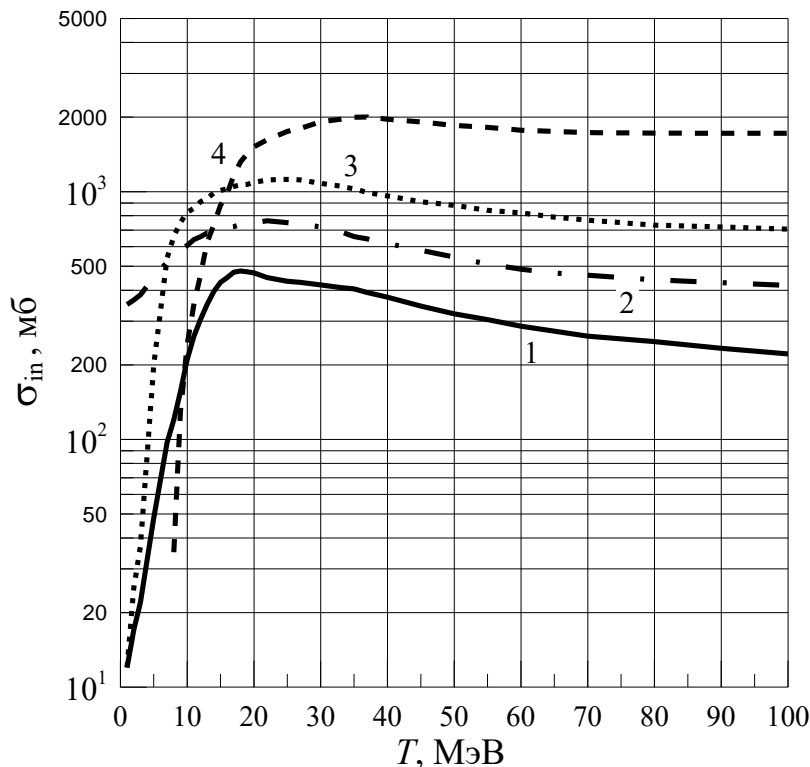


Рис. 19.5. Сечения неупругих взаимодействий протонов с ядрами [11]:  
1 – углерод; 2 – алюминий; 3 – железо; 4 – свинец



Например, в соответствии с формулой (9.13) для прозрачности кулоновского барьера ядра  ${}^{27}_{13}\text{Al}$  по отношению к протону с кинетической энергией 1 МэВ имеем  $D \approx 0,05$ . Аналогичные расчеты для других ядер и частиц при разных энергиях показывают, что прозрачность потенциального барьера возрастает с увеличением кинетической энергии частиц и уменьшением их массы. При одной и той же кинетической энергии прозрачность барьера для альфа-частиц на много порядков меньше, чем для протонов.

На рис. 19.5 приведены микроскопические сечения неупругих взаимодействий (всех взаимодействий) протонов в интервале энергий 1...100 МэВ для нескольких веществ. Как следует из рисунка, с увеличением энергии протонов сечения для всех веществ сначала быстро возрастают до энергий примерно 20...30 МэВ, а затем медленно уменьшаются. Максимальное значение сечения изменяется от 0,5 барн (для углерода) до 2 барн (для свинца).

В результате неупругих ядерных взаимодействий частица или полностью «исчезает», или сильно меняет свою энергию и направление движения. Это приводит к ослаблению проходящего через среду потока частиц. Если энергия, потерянная частицами на пути  $x$  на ионизацию и возбуждение атомов мала, то кратность ослабления потока частиц в результате неупругих ядерных взаимодействий равна  $\exp(\sigma_{in} n_0 x)$ , где  $n_0$  – концентрация ядер вещества, а макроскопическое сечение  $\sigma_{in} n_0$  определяет среднее число столкновений частицы на единице пути. Величина  $\sigma_{in} n_0 x$  в показателе экспоненты соответствует длине пути в длинах свободного пробега между ядерными взаимодействиями  $L_{in} = 1 / \sigma_{in} n_0$ .

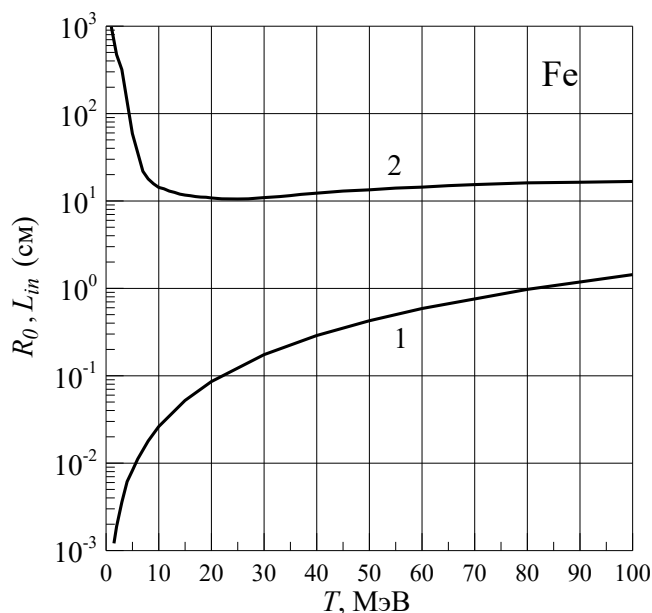


Рис. 19.6. Значения  $R_0$  (1) и  $L_{in}$  (2) для железа

Кратность ослабления за счет неупругих ядерных взаимодействий зависит от соотношения между  $L_{in}$  и  $R_0$  – средним пробегом в приближении непрерывного замедления [1]. На рис. 19.6 приведены значения этих величин для протонов в железе. Как следует из этого рисунка, в рассматриваемом нами низкоэнергетическом диапазоне энергий  $L_{in} \gg R_0$ , поэтому роль ядерных взаимодействий в ослаблении протонов незначительна. Это же в равной мере относится и к альфа-частицам.

Роль ядерных реакций для альфа-частиц и протонов низких энергий в вопросах защиты определяется следующими двумя моментами:

- 1) в результате ядерных реакций  $(\alpha, n)$ ,  $(p, n)$ ,  $(p, \gamma)$  возможно образование сильно проникающего излучения – нейтронов и гамма-квантов;
- 2) образующиеся в ядерных реакциях радионуклиды приводят к возникновению наведенной радиоактивности вещества (в том числе и самой защиты), которая при большой плотности пучка частиц и длительном времени облучения может представлять большую радиационную опасность.

## 19.2. Пробеги протонов и альфа-частиц

Средний пробег протонов и альфа-частиц, так же как и у электронов, вычисляется по формуле (18.24), в которой тормозная способность – это потери энергии на ионизацию и возбуждение атомов вещества. Средние пробеги заряженных частиц необходимы для решения различных научных и прикладных задач, поэтому они рассчитаны и приводятся в соответствующей литературе в виде таблиц и графиков (см., например, [1, 6, 8, 9, 10, 16, 17]). В электронном виде для большого числа веществ и в широком диапазоне энергий значения средних пробегов протонов и альфа-частиц доступны в базах данных PSTAR и ASTAR [12]. В табл. П2.11 прил. 2 приведены массовые средние пробеги протонов для некоторых простых и сложных веществ, рассчитанные в программе «Компьютерная лаборатория» (прил. 1). В табл. П2.14 имеются средние пробеги альфа-частиц в диапазоне энергий от 100 кэВ до 20 МэВ, которые взяты из работы [12].

В связи со статистическими флуктуациями потерь энергии в одиночных столкновениях истинные пробеги отдельных частиц  $R$  с одинаковой энергией флуктуируют вокруг среднего пробега. Для тяжелых частиц этот разброс достаточно хорошо описывается распределением Гаусса и находится в пределах нескольких процентов. Так же как и у электронов, пробег тяжелых частиц всегда больше

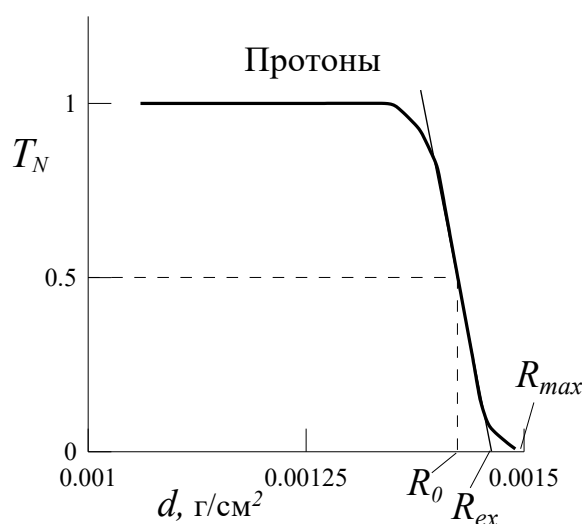


Рис. 19.7. К определению  $T_N$ ,  $R_{ex}$  и  $R_{max}$  для протонов

глубины проникновения в вещество  $d$ , которая является проекцией пробега на направление первоначального движения частицы (рис. 18.7). Но в силу того, что рассеяние в упругих столкновениях у тяжелых частиц много меньше, чем у электронов, отношение  $d/R$  невелико. Например, даже в свинце для протонов и альфа-частиц с кинетическими энергиями 1 МэВ величина  $d/R$ , соответственно, равна 0,87 и 0,74

[12]. Это отношение быстро стремится к единице с уменьшением атомного номера вещества и увеличением энергии частицы.

По причине гораздо меньшего рассеяния тяжелых заряженных частиц по сравнению с легкими частицами имеет место существенное отличие в форме кривой коэффициентов пропускания по числу частиц для электронов и протонов (см. рис. 18.10 и 19.7). Из кривой пропускания на рис. 19.7 следует, что при нормальном падении тяжелых частиц на поглотитель отраженных частиц практически нет. Они появляются лишь при больших углах падения первичного пучка.

Так же как и для электронов, для протонов и альфа-частиц определяют значения экстраполированного и максимального пробега (см. рис. 19.7). Но следует иметь в виду, что для тяжелых частиц значения  $R_0$ ,  $R_{ex}$  и  $R_{max}$  отличаются друг от друга всего на несколько процентов.

Для быстрых оценочных расчетов  $R_0$ ,  $R_{max}$  и  $R_{ex}$  можно использовать приведенные ниже формулы. Средний пробег протонов с кинетическими энергиями  $T_0$  1...200 МэВ в воздухе можно вычислить по формуле

$$R_{воз} \approx 1,82 T_0^{1,8} \text{ (см)}. \quad (19.15)$$

Зная средний пробег в воздухе, можно найти пробег в любом другом веществе –  $R_Z$ . Для альфа-частиц радионуклидных источников и протонов с энергиями 1...100 МэВ можно использовать следующую формулу:

$$R_Z/R_{воз} = a + (0,06 - 0,0086Z) \lg(T_0/A), \quad (19.16)$$

где  $R_{воз}$  в г/см<sup>2</sup>,  $A=1$  – для протонов,  $A=4$  – для альфа-частиц,

$$a = \begin{cases} 0,3 & \text{– для водорода,} \\ 0,82 & \text{– для гелия,} \\ 1,0 & \text{– для } 2 < Z < 10, \\ 0,9 + 0,0275Z & \text{– для } Z > 10. \end{cases}$$

Определить по известному пробегу в воздухе средний пробег альфа-частиц с энергиями до 10 МэВ в веществе с атомным весом  $A$  и плотностью  $\rho$  (г/см<sup>3</sup>) можно и по следующей формуле:

$$R_A = \frac{0,56 R_{воз} A^{1/3}}{10^3 \rho} \text{ (см)}. \quad (19.17)$$

Средние пробеги тяжелых ионов с энергиями более 100 МэВ/нуклон  $R_{0,x}(T_0)$  можно найти из соотношения [5]

$$R_{0,x}(T_0) = \frac{m_x}{m_p} R_{0,p} \left( \frac{m_p}{m_x} T_0 \right), \quad (19.18)$$

где  $m_x$  – масса иона;  $m_p$  – масса протона;  $T_0$  – кинетическая энергия иона;

$R_{0,p}(\frac{m_p}{m_x}T_0)$  – средний пробег протона с энергией  $T_0 m_p/m_x$ . Формулу (19.18)

можно применять и для мюонов с энергиями менее 10 ГэВ.

Определить в приближении непрерывного замедления кинетическую энергию протона, прошедшего в веществе путь  $s$ , можно по формуле

$$T(\xi) = T_0 \frac{\sqrt{1-\xi}}{1+b} \left( \sqrt{1-\xi} + \sqrt{b^2 - \xi} \right), \quad (19.19)$$

где  $T_0$  – начальная кинетическая энергия протона (МэВ);  $\xi = s/R_0$  – пройденный путь в единицах среднего пробега;  $b = (2m_p c^2 + T_0)/T_0$ . Если  $T_0 \ll m_p c^2$ , то

$$T(\xi) \approx T_0 \sqrt{1-\xi}. \quad (19.20)$$

Максимальный пробег альфа-частиц с энергиями  $T_0$  4...7 МэВ в воздухе можно определить по формуле

$$R_{\max} \approx 0,318 T_0^{3/2} \text{ (см)}. \quad (19.21)$$

Максимальный пробег альфа-частиц с этими же энергиями в веществе с атомным весом  $A$  и плотностью  $\rho$  (г/см<sup>3</sup>) можно вычислить по формуле Брэгга:

$$R_{\max} \approx \frac{10^{-4} \sqrt{AT_0^3}}{\rho} \text{ (см)}. \quad (19.22)$$

### 19.3. Защита от протонов и альфа-частиц

Так же, как для электронов, связать мощность поглощенной дозы моноэнергетического пучка протонов (альфа-частиц) с плотностью потока можно через массовую тормозную способность  $\frac{1}{\rho} \left( -\frac{dE}{dx} \right) \frac{\text{МэВ} \cdot \text{см}^2}{\text{г}}$  в соответствующем веществе (потери энергии на столкновения, ионизационные потери энергии):

$$\dot{D}(T_0) = 0,576 \phi \frac{1}{\rho} \left( -\frac{dE}{dx} \right) \left( \frac{\text{мкГр}}{\text{ч}} \right). \quad (19.23)$$

Значения тормозной способности для протонов и альфа-частиц имеются в табл. П2.12 и П2.13 прил. 2.

В табл. 19.1 приведены коэффициенты перехода для моноэнергетических протонов и альфа-частиц в передне-задней геометрии облучения из Публикации 116 МКРЗ [13]. Эти коэффициенты рассчитаны методом Монте-Карло для стандартного фантома взрослого человека.

Таблица 19.1

Эффективная доза на флюенс ( $E/\Phi$ ) протонов и альфа-частиц для передне-задней геометрии ( $nZv = 10^{-12} \text{ Зв}$ ;  $2,19+2 = 2,19 \cdot 10^2$ )

Протоны		Альфа-частицы	
$E$ , МэВ	$E/\Phi$ , пЗв·см <sup>2</sup>	$E$ , МэВ	$E/\Phi$ , пЗв·см <sup>2</sup>
1,0	5,46	1,0	2,19+2
1,5	8,20	2,0	4,38+2
2,0	10,9	3,0	6,56+2
3,0	16,4	5,0	1,09+3
4,0	21,9	10	2,19+3
5,0	27,3	14	4,61+3
6,0	32,8	20	1,72+4
8,0	43,7	30	3,01+4
10	54,9	50	4,75+4
15	189	75	8,05+4
20	428	100	1,01+5
30	750	150	9,25+4
40	1020	200	6,74+4
50	1180	300	5,14+4
60	1480	500	4,27+4
80	2160	700	4,11+4
100	2510	1000	4,00+4
150	2380		
200	1770		
300	1380		
400	1230		
500	1150		
600	1160		
800	1110		
1000	1090		

Толщина защиты от протонов и альфа-частиц небольших энергий определяется величиной  $R_{\max}$ . С достаточной точностью можно считать, что  $R_{\max} \approx 1,05 \cdot R_0$ .

### Задание 19

#### Контрольные вопросы

1. Какие взаимодействия испытывают протоны и альфа-частицы при движении в веществе?
2. Как зависит сечение упругого рассеяния от заряда налетающей частицы и заряда ядра?
3. Как влияет упругое рассеяние на траектории легких и тяжелых заряженных частиц в веществе?
4. Что называют пиком Брэгга и чем он обусловлен?
5. Как протекает ядерная реакция с образованием составного ядра?

6. Возможна ли ядерная реакция, если кинетическая энергия налетающей заряженной частицы меньше высоты кулоновского барьера?
7. Какова основная роль ядерных реакций в области небольших энергий протонов и альфа-частиц?
8. Нарисуйте коэффициенты пропускания по числу частиц для электронов и протонов. В чем заключается основная причина их сильного отличия?
9. Какая величина определяет толщину защиты от протонов и альфа-частиц в области небольших энергий?

### Задачи

1. Рассчитать, какой должна быть минимальная энергия альфа-частиц, чтобы их можно было зарегистрировать счетчиком, имеющим окно из стали толщиной  $6 \text{ мг/см}^2$  [3].
2. Вычислить число альфа-частиц, выходящих в воздух за 1 мин с  $1 \text{ см}^2$  поверхности загрязненного озера, если концентрация в воде радионуклида, излучающего альфа-частицы, составляет  $5 \cdot 10^{-4} \text{ Ки/л}$  и на каждый распад испускается 1 альфа-частица с энергией  $4,2 \text{ МэВ}$  [3].
3. В результате радиационной аварии произошло загрязнение водоема радионуклидом  $^{239}\text{Pu}$ . Определить удельную активность воды в водоеме и необходимость защитных мероприятий (сравнить с уровнем вмешательства, если измерения плотности потока альфа-частиц, выходящих из воды, дают  $10^{-4} \text{ (час/см}^2 \text{ с)}$ ). Окно счетчика выполнено из золота и имеет толщину  $1 \text{ мкм}$ .
4. Пучок протонов с энергией  $200 \text{ МэВ}$  ( $20 \text{ МэВ}$ ) падает на поглотитель из лавсана толщиной  $5 \text{ см}$  ( $2 \text{ мм}$ ). Найти потерянную энергию протонами в поглотителе. Решить задачу: а) с помощью таблиц  $R_0(T)$ , б) используя формулу для энергии протона после прохождения пути  $s$ .
5. Альфа-излучение точечного изотропного источника  $^{239}\text{Pu}$  имеет в своем составе частицы следующих энергий и относительных выходов:  $T_1 = 5,156 \text{ МэВ}$ ,  $n_{\alpha 1} = 0,69$ ;  $T_2 = 5,173 \text{ МэВ}$ ,  $n_{\alpha 2} = 0,2$  и  $T_3 = 5,099 \text{ МэВ}$ ,  $n_{\alpha 3} = 0,11$ . Найти расстояние от источника для полного поглощения альфа-частиц в воздухе [3].

### Расчет в программе «Компьютерная лаборатория»



Пучок протонов с кинетической энергией  $T_0$  падает перпендикулярно на барьер из вещества X. Рассчитать методом Монте-Карло по программе «Компьютерная лаборатория» (режим BARRIER) коэффициенты пропускания протонов по числу частиц и энергии. Нарисовать результаты и определить величины  $R_0$ ,  $R_{\text{ex}}$  и толщину защиты от протонного пучка. Данные для расчета взять из табл. 19.2.

## Данные для расчета в КЛ

№	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
$T_0$ , МэВ	10	15	20	25	30	35	40	45	50	55	60	65	70	75	80	100
X	Al	C	вода	Ti	Pb	Fe	Cu	Sn	Mo	Al	Pb	Fe	стекло	Si	бетон	U

## Список литературы

1. Беспалов В.И. Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом : учебное пособие / В.И. Беспалов. – 5-е изд., доп. – Томск : Изд-во Томского политехнического университета, 2014. – 427 с.
2. Гусев Н.Г. Защита от ионизирующих излучений. В 2 томах. Том 1. Физические основы защиты от излучений: учебник для вузов / Н.Г. Гусев, В.А. Климанов, В.П. Машкович и др. – 3-е изд. – Москва : Энергоатомиздат, 1989. – 512 с.
3. Иванов В.И. Сборник задач по дозиметрии и защите от ионизирующих излучений / В.И. Иванов, В.А. Климанов, В.П. Машкович. – 4-е изд., перераб. и доп. – Москва : Энергоатомиздат, 1992. – 256 с.
4. Ключников А.А. Методы анализа на пучках заряженных частиц / А.А. Ключников, А.А. Пучеров, Н.Н. Чеснокова и др. – Киев : Наукова думка, 1987. – 152 с.
5. Комочков Н.М. Практическое руководство по радиационной безопасности на ускорителях заряженных частиц / Н.М. Комочков, В.Н. Лебедев. – Москва : Энергоатомиздат, 1986. – 168 с.
6. Машкович В.П. Защита от ионизирующих излучений : справочник / В.П. Машкович, А.В. Кудрявцева. – 4-е изд., перераб. и доп. – Москва : Энергоатомиздат, 1995. – 496 с.
7. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. В 2 томах. Том 1. Физика атомного ядра : учебник для вузов / К.Н. Мухин. – Москва : Атомиздат, 1974. – 584 с.
8. Немец О.Ф. Справочник по ядерной физике / О.Ф. Немец, Ю.В. Гофман. – Киев : Наукова думка, 1975. – 415 с.
9. Пучеров Н.Н. Таблицы массовой тормозной способности и пробегов заряженных частиц с энергией 1–100 МэВ / Н.Н. Пучеров, С.В. Романовский, Т.Д. Чеснокова. – Киев : Наукова думка, 1975. – 295 с.
10. Стародубцев С.В. Прохождение заряженных частиц через вещество / С.В. Стародубцев, А.М. Романов. – Ташкент : Изд-во АН УзССР, 1962. – 228 с.
11. Barashenkov V.S. Electronic guide for nuclear cross sections / V.S. Barashenkov, A. Polanski // JINR E2-94-417. – Dubna, 1994. – 5 p.
12. Berger M.J. Stopping-Power and Range tables for Electrons, Protons, and Helium Ions / M.J. Berger, J.S. Coursey, M.A. Zucker, J. Chang. – Режим доступа: <https://www.nist.gov/pml/stopping-power-range-tables-electrons-protons-and-helium-ions>

13. Conversion Coefficients for Radiological Protection Quantities for External Radiation Exposures // ICRP. Publication 116. – 2010. – Режим доступа: [http://radon-and-life.narod.ru/pub/ICRP\\_116.pdf](http://radon-and-life.narod.ru/pub/ICRP_116.pdf)
14. GEANT4: Physics Reference Manual. Version 10.3. – 2016. – Режим доступа: <http://geant4.web.cern.ch/geant4/UserDocumentation/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/fo/PhysicsReferenceManual.pdf>
15. Landolt-Börnstein. Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology. New Series. Radiological Protection. – Springer, 2005. – V. 4. – Режим доступа: <http://www.springer.com/gp/book/9783540202073>
16. Stopping Powers and Ranges for Protons and Alpha Particles. // ICRU Report 49, 1993. – 297 p.
17. Ziegler J.F. The Stopping of Energetic Light Ions in Elemental Matter / J.F. Ziegler // J. Appl. Phys / Rev. Appl. Phys. – 1999. – V. 85 – P. 1249-1272.
18. Ziegler J.F. The stopping and ranges of ions in solids / J.F. Ziegler, J.P. Biersack, U. Littmark. N. Y.: Pergamon Press, 1985.



## ЛЕКЦИЯ 20

### ОСНОВЫ ЗАЩИТЫ УСКОРИТЕЛЕЙ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Ускорители заряженных частиц – это ядерно-физические установки, предназначенные для получения интенсивных потоков частиц и фотонов с энергиями, как правило, более высокими, чем энергии радионуклидных источников.

#### 20.1. Применение ускорителей заряженных частиц

Первые ускорители изобрели и использовали для изучения физики ядра в университетских научных центрах. Со временем их область применения значительно расширилась. Общее число ускорителей, действующих в науке, промышленности и медицине в 2010 г., составляло примерно 33 000 [25]. За последние 60 лет в мире было построено более 24 000 ускорителей для промышленного применения и более 11 000 – для применения в области медицины [22]. В настоящее время большинство ускорителей работают в промышленности и медицине и лишь около 1200 ускорителей – это исследовательские, причем они обслуживают не только физику, но и химию, биологию, медицину, материаловедение. Ускорители применяются в полупроводниковой индустрии и в других высокотехнологичных отраслях промышленности, работают в онкологических клиниках, используются для генерации нейтронов, для получения радиоактивных изотопов, для стерилизации различных изделий и продуктов, большое количество ускорителей работает в радиационной дефектоскопии и т. д. Тем не менее самые большие ускорители (их всего несколько десятков) сейчас, как и раньше, служат для проникновения в тайны микромира.

**Научное применение** ускорителей в первую очередь связано с исследованием структуры атомного ядра, структуры и свойств элементарных частиц и их взаимодействий. Ускоритель в этом случае – это, по сути, «микроскоп», позволяющий разглядеть устройство частиц и исследовать свойства их взаимодействий на очень малых масштабах. Но для таких исследований необходимы интенсивные пучки частиц с огромными энергиями. Применяемые для этих целей ускорители заряженных частиц являются очень сложными и очень большими электрофизическими установками, которые создают сильные магнитные поля и сообщают различным частицам (электронам, протонам, ионам) высокие энергии, необходимые для исследования мельчайших структурных элементов материи и энергии в природе. Исследование все меньших пространственных масштабов позволяет получать информацию о более ранних временах жизни нашей Вселенной.

Как известно, все силы в природе современная физика сводит к четырем элементарным взаимодействиям: гравитационному, слабому, электромагнитному и сильному. Опыты при высоких энергиях с использованием ускоренных заряженных частиц помогают, в частности, обнаружить связь между этими взаимодействиями. Но продвижение вглубь материи требует все больших и больших энергий.



*Рис. 20.1. Аэрофотоснимок территории ЦЕРНа, на котором показаны подземные туннели ускорителей. Большое кольцо – Большой адронный коллайдер. (изображение с сайта: cdsweb.cern.ch)*

Отметим некоторые этапы в истории создания крупных кольцевых ускорителей протонов:

- 1949 г. – в СССР, в Дубне, запущен фазотрон на энергию 680 МэВ. В то время это был крупнейший ускоритель в мире;
- 1952 г. – в США построен ускоритель на энергию 3 ГэВ (космотрон);
- 1954 г. – в США запущен беватрон с энергией протонов 6,1 ГэВ;
- 1957 г. – в Дубне запущен синхрофазотрон на энергию 10 ГэВ;
- 1959 г. – в ЦЕРНе (Швейцария) построен синхрофазотрон на энергию 28 ГэВ;
- 1960 г. – в США запущен синхрофазотрон с энергией протонов 33 ГэВ;
- 1967 г. – в СССР, под Серпуховом (в ИФВЭ), запущен протонный синхротрон на энергию 76 ГэВ У-70 (см. лекцию 1, рис. 1.8), который в течение нескольких лет был крупнейшим в мире (крупнейший в Российской Федерации в настоящее время). Длина ускорительного кольца, которое находится в подземном туннеле, составляет 1,5 км;
- 1972 г. – в США создан синхрофазотрон на энергию 200 ГэВ, в 1995 г. энергию увеличили до 400 ГэВ, а в 1996 г. – до 500 ГэВ;
- 1976 г. – в ЦЕРНе запущен протонный суперколлайдер на энергию 300 ГэВ, которая затем была увеличена до 400 ГэВ;

- 1987 г. – в США, Батавия (лаборатория Ферми), введен в эксплуатацию синхрофазотрон (Тэватрон) на энергию 1000 ГэВ (1 ТэВ). Длина ускорительного кольца равна 6,28 км;
- 2008 г. – в ЦЕРНе произведен первый запуск Большого адронного коллайдера (БАК) на энергию 7 ТэВ (рис. 20.1).

БАК представляет собой кольцевой ускоритель с периметром 27 километров, туннель которого расположен на глубине около 100 метров. В туннеле ускорителя находятся примерно две тысячи сверхпроводящих магнитов, которые отклоняют протоны и удерживают их на кольцевой траектории.

Крупнейший линейный ускоритель электронов SLAC с 1966 г. успешно работает в Стенфордском исследовательском центре США. Он имеет длину 3,2 км и максимальную энергию ускоренных электронов 50 ГэВ (рис. 20.2). В настоящее время используется как линейный коллайдер.



*Рис. 20.2. Аэрофотоснимок линейного ускорителя SLAC*

Отметим лишь одно научное достижение, полученное с помощью ускорителей, – обнаружение античастиц. Открытие современной физикой симметрии природы предполагает наличие античастиц и вполне допускает наличие во Вселенной антивещества. Вещество и антивещество не могут стабильно существовать вместе. В такой



«смеси» непрерывно происходило бы взаимное уничтожение частиц и античастиц (аннигиляция) до тех пор, пока один из компонентов полностью не выгорит.

Позитроны были предсказаны П. Дираком и вслед за этим экспериментально обнаружены П. Андерсоном в атмосферных электрон-фотонных ливнях, источником которых является космическое излучение (Андерсон тогда не знал о предсказании Дирака). Это открытие было отмечено Нобелевской премией по физике 1936 г. Антипротон был открыт в 1955 г. на «Беватроне» в Беркли, что также было удостоено Нобелевской премии. В 1960 г. там же обнаружили антинейтрон. В 1969 г. на Серпуховском ускорителе протонов получено антивещество антигелий-3. Это антиядро имеет два антипротона и один антинейтрон, и его существование обусловлено сильным взаимодействием между антинуклонами. Позднее на Серпуховском ускорителе были впервые обнаружены и зарегистрированы ядра антитрития. Кстати, один из вопросов, на который физики надеются ответить с помощью таких огромных ускорителей, как БАК: почему во Вселенной не наблюдается антивещество?

Каждый большой ускоритель (коллайдер) строится с расчетом на определенную физику, которую можно «делать» на этой машине. Программа исследований при строительстве БАК включала большое число задач: поиск бозона Хиггса, суперсимметричных частиц, поиск дополнительных размерностей, изучение физики В-мезонов, физики тяжелого кварка, топ-кварка, тау-лептона, изучение эффектов несохранения CP-четности, поиск частиц темной материи и многое другое.

В июле 2012 г. в экспериментах на БАК в ЦЕРНе был открыт бозон Хиггса, ответственный за возникновение масс у элементарных частиц. В ближайшие годы БАК останется установкой с самой высокой энергией взаимодействия на встречных пучках, которая должна быть увеличена до 14 ТэВ.



*Рис. 20.3. Обработка кабельной продукции на ускорителе ИЛУ-8 ИЯФ СО РАН повышает прочность изделий и увеличивает производительность в 100 раз*

**Промышленное применение** не требует таких огромных, сложных и дорогостоящих ускорителей. Энергии ускоренных частиц (в основном электронов) ограничиваются здесь несколькими десятками МэВ.

**Дефектоскопия.** Большое применение в дефектоскопии, наряду с рентгеновскими аппаратами и радионуклидными установками, находят линейные ускорители и бетатроны – индукционные

ускорители электронов. Большие успехи в разработке и применении бетатронов в промышленности и медицине имеет Томский политехнический университет (см. лекцию 1, рис. 1.2; 1.3; 1.7). Малогабаритные бетатроны, разработанные в НИИ интроскопии ТПУ, работают во многих странах.

**Технологические процессы.** Обычно при этом используются ускорители на небольшие энергии, но имеющие большой ток ускоренных частиц и достаточно большие размеры пучка. Применяются пучки ускоренных частиц,

например, для упрочнения поверхности металлических изделий и металлорежущих инструментов (наносится нитрид титана). Облучение различных материалов используется для повышения их точки плавления, прочности на разрыв, долговечности (рис. 20.3). Бомбардировка поверхностей материалов различными ионами является одним из эффективных способов имплантации ионов на заданную глубину, для создания специфических свойств материалов, например полупроводниковых. Одно из технологических применений ускорителей – стерилизация медицинских изделий, например одноразовых шприцов, лекарственных средств. Электронные и ионные пучки применяются в электронной и ионно-лучевой литографии при изготовлении интегральных микросхем. Благодаря более короткой длине волны этих частиц, по сравнению со светом, удается достигать разрешения до 10 нм.

**Медицинское применение** ускорителей привело к созданию ядерной медицины и лучевой терапии. По данным ООН, в настоящее время каждая пятая смерть на планете происходит вследствие онкологических заболеваний.



*Рис. 20.4. Протонный ускоритель В. Балакина для лучевой терапии в г. Протвино*

Существует несколько способов борьбы с этим страшным заболеванием, начиная с известного веками хирургического вмешательства. Но наиболее действенный и щадящий пациента метод лечения – *лучевая терапия* (см. рис. 1.7; рис. 20.4). В целом эффективность лучевой терапии оценивается на уровне ~ 50 %. В мире работают уже около 10 тысяч специализированных центров на электронных ускорителях (более половины из них находятся в США).

Упомянем еще одну область применения ускорителей – *производство радионуклидов*. Две трети всех известных в настоящее время радионуклидов были открыты в результате исследований ядерных реакций на ускорителях. Несмотря на то, что 80 % радиоизотопов получают на ядерных реакторах, в последние годы расширяется их получение и на ускорителях, в основном для медицинских целей.

## 20.2. Ионизирующее излучение ускорителей

Ускорители частиц классифицируются по способу ускорения (линейные и циклические ускорители), по виду ускоряемых частиц (ускорители электронов, протонов, ионов), по энергии ускоренных частиц и по ускоряемому числу частиц (току). По способу ускорения ускорители делятся на два основных класса:

- ускорение с помощью постоянного электрического поля (рентгеновские трубки, электростатические генераторы);
- ускорение с помощью переменного электрического поля (линейные и циклические ускорители: бетатроны, циклотроны, синхротроны, синхрофазотроны).

При расчете и проектировании защиты ускорителей заряженных частиц наиболее важными параметрами являются:

- вид ускоряемых частиц;
- максимальная энергия ускоренных частиц – изменяется от десятков кэВ (рентгеновские аппараты) до нескольких ТэВ в больших протонных ускорителях;
- средний ток пучка (часто говорят «интенсивность пучка»). Ускоряемый ток изменяется от долей мкА в малогабаритных бетатронах до кА в сильноточных ускорителях;
- частота циклов ускорения (длительность цикла ускорения, которая изменяется от  $10^{-4}$  с – линейный электронный ускоритель – до нескольких десятков секунд в протонных синхрофазотронах на высокие энергии).

В связи с таким большим разбросом параметров ускоряемых частиц существует много методов и способов создания радиационной защиты на различных ускорителях. Особенно сложно проектировать защиту протонных ускорителей на большие энергии, так как здесь мы имеем большое многообразие взаимодействий и возникающих в них вторичных излучений с большой проникающей способностью.

Рассмотрим лишь самые общие сведения по защите от излучений ускорителей заряженных частиц, а более подробную информацию можно найти в специальной литературе, например [4, 6, 8, 10, 13, 14, 33, 37].

На ускорителях все виды излучения условно можно разделить на следующие группы:

- первичное излучение – это непосредственно ускоряемые частицы;
- вторичное излучение – возникает при взаимодействии первичного излучения с различными мишенями, конструкционными материалами, аппаратурой;

- рассеянное излучение – образуется при взаимодействии вторичного излучения с защитой, аппаратурой, конструкционными материалами (может иметь выход на внешнюю поверхность защиты);
- остаточное излучение – связано с наведенной активностью в конструкционных материалах, оборудовании и защите.

Естественно, что у каждого ускорителя свои характеристики излучения. Более того, эти характеристики могут сильно отличаться в зависимости от режима работы ускорителя и способа использования ускоренного пучка (см. табл. 20.1).

Таблица 20.1

Таблица ускорителей как источников излучений [14]

№	Типы ускорителей	Ускоряемые частицы	$T_0$ , МэВ	Излучение, определяющее толщину защиты	Наведенная активность
1	Электростатические, микротроны, бетатроны, линейные	Электроны	Менее 15	Тормозное излучение	Нет
2	Бетатроны, линейные, синхротроны	Электроны	Менее 150	Тормозное излучение, быстрые нейтроны	Часто надо Учитывать
3	Синхротроны, линейные	Электроны	Более 150	Тормозное излучение, быстрые нейтроны	Часто надо Учитывать
4	Электростатические, циклотроны, линейные	Тяжелые заряженные частицы	Менее 30 МэВ/нукл.	Быстрые нейтроны	Часто надо Учитывать
5	Линейные, синхроциклотроны, синхротроны, синхрофазотроны	Тяжелые заряженные частицы	Менее 10 ГэВ/нукл.	Нейтроны	Всегда надо Учитывать
6	Синхрофазотроны	Тяжелые заряженные частицы	Более 10 ГэВ/нукл.	Адроны, мюоны	Всегда надо учитывать

Примечания к табл. 20.1.

1. Для первой группы ускорителей наведенная активность не учитывается, т. к. энергия фотонов большей части спектра (или всех фотонов) меньше порога фотоядерных реакций.
2. Ко второй группе относятся ускорители, у которых энергия электронов больше пороговой энергии фотоядерных реакций и может рождаться заметное количество фотонейтронов и возникнуть наведенная активность. Но в большинстве случаев толщина защиты определяется тормозным излучением.

3. В третьей группе ускорителей при расчете защиты необходимо учитывать нейтроны с энергией более 50 МэВ, а при энергии электронов более 10 ГэВ – и мюоны, которые движутся под небольшими углами к пучку ускоренных электронов.
4. Радиационную обстановку в четвертой группе определяют вторичные нейтроны и фотоны, но чаще нейтроны.
5. Радиационную обстановку в пятой группе определяют вторичные нейтроны, велика наведенная радиоактивность – основной источник облучения персонала (до 80 %).
6. В шестой группе радиационная защита определяется мюонами. Вблизи ускорителя велика наведенная активность.

Решение задач защиты на ускорителях можно выполнить, если известны характеристики ускорителя как источника первичного, вторичного и рассеянного излучения. Под этими характеристиками следует понимать:

- вид испускаемого с единицы поверхности излучения (протоны, нейтроны,  $\pi$ -мезоны, фотоны и т. д.);
- пространственное и спектрально-угловое распределение испущенного излучения;
- количественную оценку испущенного излучения (плотность потока, флюенс, мощность дозы).

Сложность представления характеристик ускорителя как источника излучения во многом определяет трудности решения защитных проблем. При этом характеристики вторичного излучения ускорителя очень важны для расчета защиты, но они никак не связаны с его работоспособностью и часто не рассматриваются на стадии проектирования самого ускорителя. Обычно эти сведения до запуска ускорителя известны лишь приближенно. Напротив, для ядерного реактора имеет место обратная ситуация. Характеристики его излучения рассматриваются еще на стадии проектирования активной зоны, так как от этого зависит критичность реактора.

Для ускорителей на небольшие энергии пространственные размеры источника излучения невелики и, как правило, хорошо определены. Для больших ускорителей, в силу большой проникающей способности излучения, также необходимо знать точную пространственную конфигурацию источника. Но размеры макроисточника здесь могут быть очень велики.

### **20.3. Особенности защиты протонных ускорителей на большие энергии**

#### **20.3.1. Пространственные размеры источника. Основные требования, предъявляемые к защите**

При ускорении заряженных частиц их потери в ускорителях неизбежны. Частицы теряются при группировке в момент захвата в ускорение. На следующем этапе ускорительного цикла потери связаны с явлениями бетатронных и синхротронных колебаний, с эффектами объемного заряда ускоряемых частиц, с потерями пучка при его прохождении через поворотные магниты и каналы транспортировки к физическим установкам в экспериментальных залах, при выводе пучка из ускорительного кольца. Кроме этого, частицы теряются при



взаимодействии пучка с внутренними и внешними мишенями и аппаратурой для диагностики пучка. В конце транспортировки пучок поглощается в специальных ловушках – *поглотителях пучка*. Во всех случаях, связанных с потерями пучка, возникает вторичное излучение, от которого необходимо защищаться. В электронных синхротронах дополнительный неизбежный источник потерь – синхротронное излучение.

Следует отметить, что взаимодействие пучка ускоряемых частиц со сверхпроводящими магнитными системами современных ускорителей приводит не только к возникновению источников вторичного излучения. Радиационный нагрев магнитов из-за потерь энергии влияет на стабильность их работы. Максимальные радиационные нагрузки могут достигать значений  $\sim 1 \text{ кВт/см}^3$  [11].

Основой для проектирования защиты на больших ускорителях является линейная плотность источников вторичных частиц  $S(z)$ . Пространственное распределение плотности источников излучения на больших протонных ускорителях, таких как У-70, Тэватрон, БАК, определяется соответствующими распределениями потерь первичного пучка при его ускорении и транспортировке. Все эти источники можно разделить на 2 группы:

1. Локальные источники с большим градиентом потерь, которые связаны с потерями на мишенях, системах диагностики пучка, коллиматорах и на других частях ускорителя.

2. Распределенные потери с небольшим градиентом потерь. Связаны с потерями пучка при его взаимодействии с ядрами остаточного газа и взаимодействием

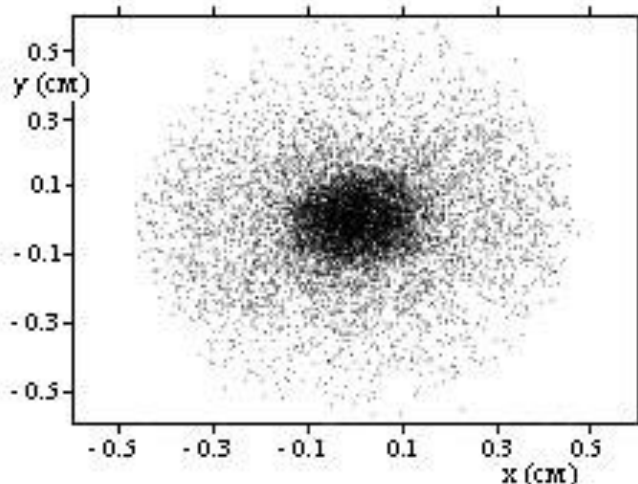


Рис. 20.5. Поперечное сечение протонного пучка ускорителя. Компьютерное моделирование

гало пучка (частицы, летящие далеко от главной оси пучка, см. рис. 20.5) со стенками вакуумной камеры и магнитными элементами. Следует отметить, что взаимодействие ускоряемого пучка со стенками вакуумной камеры способствует увеличению газовыделения и возрастанию потерь пучка при столкновениях с ионами газа.

Излучение кольцевого протонного ускорителя очень неоднородно по периметру (рис. 20.6). Как

следует из этого рисунка, разница в плотности излучения по периметру составляет несколько порядков, а наибольшие потери – в области внутренних мишеней. Таким образом, и сам ускоритель, и каналы для транспортировки пучков, и экспериментальное оборудование – все это является протяженным

источником. Например, протонный ускоритель ИФВЭ на 76 ГэВ включает в себя линейный ускоритель на энергию 100 МэВ (длина 80 м), промежуточный кольцевой ускоритель (бустер) на энергию 1500 МэВ (длина периметра 137 м), основной кольцевой ускоритель на 76 ГэВ (длина периметра 1500 м) и более 20 каналов первичных и вторичных частиц (их длина от 40 до 400 м). Все это является источниками мощного ионизирующего излучения, характеристики которого изменяются и в пространстве, и во времени.

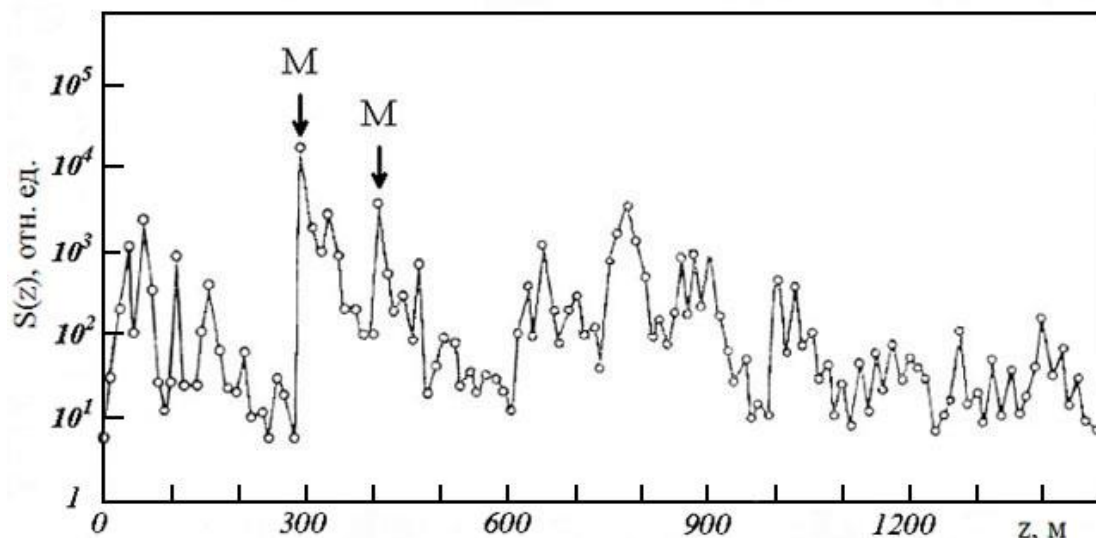


Рис. 20.6. Распределение плотности источников вторичного излучения вдоль периметра протонного синхротрона У-70 (M – места установки внутренних мишеней) [8]

Для таких больших ускорителей, как У-70, Тэватрона, БАК, пространственные размеры источника – километры. Это не означает, что все эти километры «светят» одновременно, но это означает, что каждый сантиметр может «светить». Значит, нужна надежная защита по всему периметру ускорителя, защита всех каналов транспортировки частиц и экспериментальных залов. Защита на современных крупных ускорительных комплексах имеет большие объемы и может составлять по стоимости до 30–40 % от стоимости всего оборудования.

Основные требования при создании такой защиты следующие [4]:

1. Уровни фонового излучения в зоне детектирующей аппаратуры экспериментальных установок не должны превосходить значений, требуемых по условиям эксперимента.
2. Экспериментальное и ускорительное оборудование, работающее в условиях высоких радиационных нагрузок, должно быть работоспособно в течение всего запланированного времени эксперимента.
3. Необходимо обеспечить возможность обслуживания оборудования после его длительного облучения.
4. Работа ускорителя и экспериментальных установок не должна угрожать здоровью и безопасности обслуживающего персонала и населения.

### 20.3.2. Ослабление адронов

Основная причина торможения протонов небольших энергий – это потери энергии на ионизацию и возбуждение атомов. С увеличением кинетической энергии ускоренных протонов все большую роль в поглощении излучения начинают играть неупругие ядерные взаимодействия. Эти взаимодействия начинают определять ослабление пучка протонов, когда средний пробег  $R_0$  за счет потерь в электромагнитных взаимодействиях начинает превышать  $L_{in}$  – длину свободного пробега между неупругими ядерными взаимодействиями (см. Лекция 19). Упругое рассеяние на ядрах приводит к небольшим потерям энергии и слабо меняет направление релятивистского протона.

Из рис. 19.5 (лекция 19) и рис. 20.7 следует, что в диапазоне энергий до нескольких десятков МэВ полное сечение неупругих ядерных взаимодействий протонов быстро возрастает, а затем медленно уменьшается до практически постоянных значений для энергий более 10 ГэВ. В диапазоне энергий 10...100 ГэВ сечение нуклон-ядерных взаимодействий достигает минимума, а протоны и нейтроны этих энергий имеют наивысшую проникающую способность. Величина сечения неупругих ядерных взаимодействий протонов

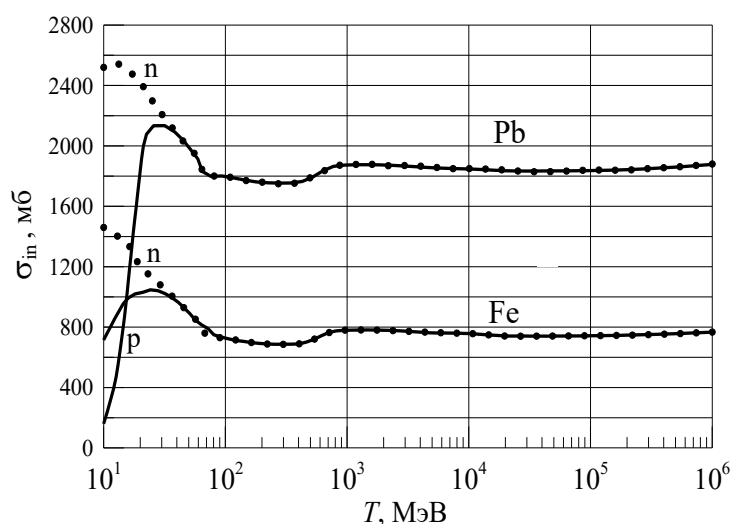


Рис. 20.7. Сечения неупругих взаимодействий протонов (сплошные кривые) и нейтронов (точки) с ядрами железа и свинца [23]

и нейтронов для энергий более 100 МэВ в пределах экспериментальных погрешностей одинакова (рис. 20.7). Для приближенных оценок можно принять, что полные сечения неупругих взаимодействий протонов и нейтронов для энергий более 150 МэВ совпадают и слабо зависят от энергии. Такие усредненные сечения можно рассчитать по аппроксимационной

формуле [14]:

$$\sigma_{in} \approx 0,043A^{0,69} \cdot 10^{-24} \text{ (см}^2\text{)}, \quad (20.1)$$

где  $A$  – массовое число соответствующего нуклида.

На рис. 20.8 для протонов приведены значения длины свободного пробега между ядерными взаимодействиями  $L_{in}$  и среднего пробега  $R_0$ . Как следует из этого рисунка, роль ядерных взаимодействий в ослаблении протонов

становится заметной для энергий более 300...400 МэВ, а при энергиях более 1 ГэВ ослабление протонов в железе в основном определяется ядерными взаимодействиями, так как в одном столкновении протон теряет большую часть

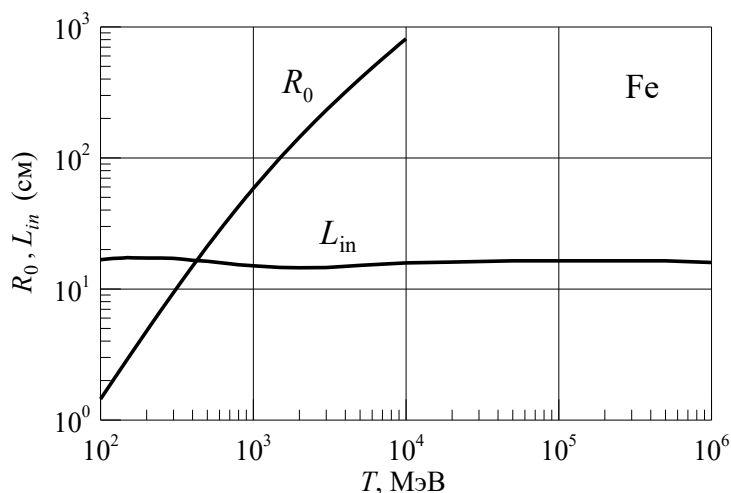


Рис. 20.8. Значения  $R_0$  и  $L_{in}$  для железа

кинетической энергии. Длина свободного пробега между неупругими ядерными взаимодействиями в большой области энергий остается практически постоянной (для железа  $L_{in}$  примерно 15 см).

Рассмотрим кратко, как протекает процесс взаимодействия релятивистского протона с ядром [1, 8, 11, 12, 19, 33]. При попа-

дании высокоэнергетического протона (или другого адрона) в ядро он испытывает упругие и неупругие столкновения с ядерными нуклонами, передавая им большую часть своей энергии и генерируя в неупругих взаимодействиях новые частицы. В результате последующих парных столкновений вторичных частиц в ядре генерируются новые поколения высокоэнергетических частиц, число которых увеличивается лавинообразно и может достигать несколько десятков. В ядре развивается **внутриядерный (ядерный) каскад** – лавина быстрых инициирующих друг друга частиц и нуклонов отдачи.

Ядерный каскад развивается за время порядка  $10^{-22}$  с – время пролета релятивистской частицы через ядро – и сопровождается испусканием из ядра вторичных частиц: адронов, лептонов, фрагментов ядер. Среднее число испускаемых частиц возрастает с энергией первичной частицы, но их количество и энергии могут изменяться в широких пределах. При достаточной энергии первичной частицы в этом каскаде появляются практически все элементарные частицы, принимающие участие в сильных, электромагнитных и слабых взаимодействиях. Эту стадию взаимодействия высокоэнергетической частицы с ядром называют *каскадной стадией* взаимодействия.

По завершении каскадной стадии ядро остается в сильно возбужденном состоянии и за время порядка  $10^{-16}$  с возбуждение снимается конкурирующими процессами: делением ядра, испусканием низкоэнергетических нуклонов и гамма-квантов. Эту стадию процесса взаимодействия называют *испарительной*.

При энергиях первичной частицы более нескольких сот МэВ начинается процесс образования пи-мезонов.  $\pi^+$ ,  $\pi^-$  и  $\pi^0$ -мезоны (пионы) – самые легкие нестабильные адроны ( $m_{\pi^\pm} c^2 = 139,57$  МэВ;  $m_{\pi^0} c^2 = 134,9766$  МэВ). При энергиях более 10 ГэВ  $\pi$ -мезоны составляют примерно 80 % от всех ча-

стиц, рождающихся в ядерном каскаде. Вылетевшие из ядра адроны ядерного каскада, имеющие достаточную энергию, испытывают неупругие взаимодействия с ядрами вещества, порождая новые поколения адронов, лептонов и фрагментов.

Адроны ядерного каскада (кроме протона) являются нестабильными частицами, т. е. обладают способностью самопроизвольно распадаться на несколько вторичных частиц. Роль нестабильных частиц в развитии межъядерного каскада определяется не только теми взаимодействиями, которые они испытывают с ядрами вещества, но и их временем жизни.

Время жизни нестабильной частицы – это среднее время жизни частицы, связанное с ее периодом полураспада и постоянной распада  $\tau = T_{1/2} / \ln 2 = 1/\lambda$ . Для релятивистской частицы время жизни зависит от ее энергии  $\tau = \tau_0 \gamma$ , где  $\tau_0$  – собственное время жизни (время жизни в системе покоя частицы), а  $\gamma$  – лоренц-фактор частицы. Вместо времени жизни частицы часто используют величину  $\lambda_p$  – *длина распада (пробег до распада)*, которая пропорциональна импульсу частицы. Для частицы с импульсом  $p$  и массой  $m$   $\lambda_p = \tau_0 p / m$ . Например, если импульс частицы выражать в единицах ГэВ/с, а ее массу в ГэВ/с<sup>2</sup>, то для заряженных пионов, имеющих собственное время жизни  $\tau_0 = 2,6 \cdot 10^{-8}$  с, длина распада составляет десятки метров:  $\lambda_p = 55,9 \cdot p$  (м).

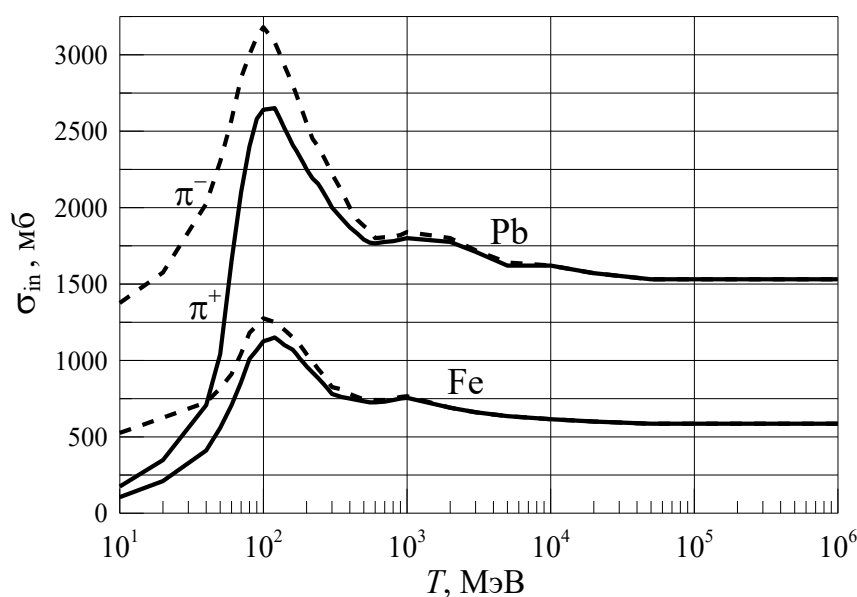


Рис. 20.9. Сечения неупругих взаимодействий  $\pi^-$ -мезонов (сплошные кривые) и  $\pi^+$ -мезонов (пунктирные) с ядрами железа и свинца [27]

Если  $\lambda_p \ll L_{in}$ , то такие частицы не участвуют в развитии ядерно-активной компоненты каскада. Это в первую очередь относится к  $\pi^0$ -мезонам, которые имеют очень маленькое собственное время жизни ( $8,4 \cdot 10^{-17}$  с) и, как

следствие, небольшую длину распада (1,93 мкм при импульсе 1 ГэВ/с). В результате почти сразу после вылета из ядра нейтральные пионы распадаются на два фотона высокой энергии (вероятность этого канала распада равна 0,988).

В результате всех процессов рождения и распада адронов подавляющее число частиц, возникающих в ядерных взаимодействиях и распространяющихся в среде, приходится на нуклоны и заряженные  $\pi$ - и  $K$ -мезоны [12]. Таким образом, прохождение высокоэнергетического протона (более 1 ГэВ) через вещество сопровождается развитием в нем *межъядерного* или *нуклон-мезонного каскада*.

На рис. 20.9 приведены полные сечения неупругих взаимодействий  $\pi$ -мезонов. Видно, что для энергий более 1 ГэВ сечения  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов практически одинаковы. При энергиях более 10 ГэВ сечение неупругих мезон-ядерных взаимодействий достигает минимума и заряженные пионы этих энергий имеют наибольшую проникающую способность. В железе при этих

энергиях длина свободного пробега  $\pi^\pm$ -мезонов между неупругими ядерными взаимодействиями составляет примерно 20 см.

На рис. 20.10 показано распределение *плотности звезд* нуклон-мезонных каскадов от первичных протонов по толщине бетонного цилиндрического поглотителя большого радиуса. *Плотность звезд* – это число неупругих ядерных взаимодействий, инициированных адронами с энергиями более 50 МэВ в единице объема или на единицу толщины поглотителя.

Распределения плотности звезд на рис. 20.10 имеют характерную форму каскадной кривой. В начале поглотителя число частиц каскада и число ядерных взаимодействий возрастает, а энергия первичной частицы

перераспределяется между возрастающим количеством рождающихся частиц. Постепенно с продвижением в глубь вещества энергии частиц умень-

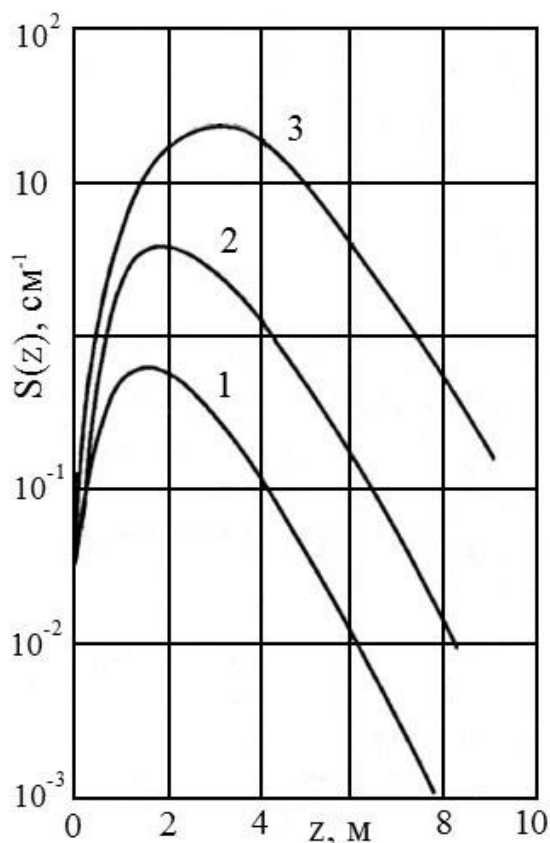


Рис. 20.10. Плотность звезд в бетонном цилиндре для различных импульсов первичных протонов: 100 ГэВ (1), 1 ТэВ (2), 10 ТэВ (3) [33]

шаются настолько, что начинают преобладать процессы электромагнитного взаимодействия с веществом и нуклон-мезонный каскад начинает затухать. Плотность звезд и плотность адронов в каскаде убывают до полного поглощения примерно по экспоненциальному закону. Для первичных энергий более 30 ГэВ показатель квазиэкспоненциального спада плотности потока протонов и  $\pi^\pm$ -мезонов  $\lambda_{\text{нмк}}$  (длина ослабления, длина поглощения) примерно равна  $(1,5 \dots 1,7) L_m$  [12].

Таким образом, прохождение релятивистских адронов через вещество сопровождается развитием нуклон-мезонного каскада, основными частицами которого являются нуклоны и  $\pi^\pm$ -мезоны. При энергиях более 10 ГэВ эти частицы имеют наибольшую проникающую способность.

### 20.3.3. Электрон-фотонные ливни

Высокоэнергетические фотоны, образуемые при распаде  $\pi^0$ -мезонов, рождают электрон-позитронные пары, а электроны и позитроны, в свою очередь, фотоны тормозного излучения. В результате этих двух процессов взаимодействия электронов и фотонов в веществе развивается **электрон-фотонный (электромагнитный) ливень (каскад)**. Энергия

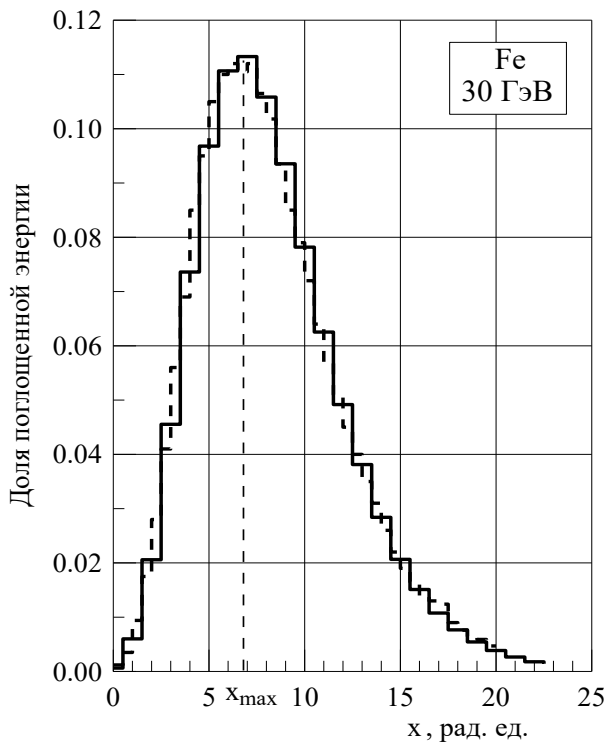


Рис. 20.11. Распределение поглощенной энергии в Fe от электрон-фотонного каскада, образованного электроном с энергией 30 ГэВ. Сплошная гистограмма — расчет по программе КЛ (см. приложение 1); пунктирная гистограмма — расчет по EGS4 (Review of Particle Physics. By Particle Data Group 2006 // <http://pdg.lbl.gov>)

(электромагнитный) ливень (каскад). Энергия первичного высокоэнергетического фотона постепенно перераспределяется между десятками (сотнями) вторичных частиц: электронов, позитронов, фотонов. Увеличение числа частиц в электромагнитном каскаде и поглощенной энергии в единичном слое вещества (см. рис. 3.5 в лекции 3 и рис. 20.11) соответствует развитию ливня (расстояние  $0 - x_{\text{max}}$  на рис 20.11). Но в силу закона сохранения энергии средняя энергия частиц каскада постепенно уменьшается и все большее число электронов попадает в область энергий меньше критической (см. лекцию 18), где радиационные потери энергии

меньше потерь на ионизацию и возбуждение атомов. Энергии фотонов также постепенно уменьшаются и становятся меньше  $2m_e c^2$ , прекращается процесс образования электрон-позитронных пар. Число частиц в каскаде начинает уменьшаться – *ливень затухает* (расстояния более  $x_{\max}$  на рис 20.11).

Высокоэнергетические электроны, позитроны и фотоны, возникающие при неупругих ядерных взаимодействиях и распадах нестабильных частиц, также инициируют электрон-фотонные ливни (ЭФЛ), но основной источник ЭФЛ – это распад  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ .

Толщина поглотителя на рис. 20.11 выражена в радиационных единицах длины  $X_0$  (см. лекцию 3). Радиационная единица длины равна пути электрона в веществе, на котором его энергия за счет потерь на излучение убывает в  $e$  раз. Для энергий более 1 ГэВ макроскопические полные и дифференциальные сечения образования электрон-позитронных пар фотонами и сечения тормозного излучения электронов и позитронов, выраженные в единицах  $X_0$ , практически одинаковы для различных веществ. Поэтому глубину проникновения ЭФЛ удобно выражать в единицах радиационной длины. Значения радиационных единиц длины некоторых веществ из работы [33] приведены в табл. 20.2. Значения  $X_0$  в см рассчитаны для стандартных плотностей веществ из табл. 18.2 (плотность бетона равна  $2,35 \text{ г/см}^3$ , плотность воздуха –  $1,29 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3$ ).

Таблица 20.2

Значения  $X_0$

Вещество	Воздух	Вода	Бетон	Al	Ti	Fe	Cu	Sn	W	Pb
$X_0, \text{ г/см}^2$	36,60	36,084	26,54	24,01	16,17	13,84	12,86	8,817	6,763	6,369
$X_0, \text{ см}$	$2,84 \cdot 10^4$	36,084	11,3	8,89	3,56	1,76	1,44	1,21	0,35	0,56

Область ливня за максимумом («хвост» ливня) состоит, в основном, из фотонов с энергией, соответствующей минимальному значению коэффициента ослабления в веществе, и образованных ими комптоновских электронов. В «хвосте» ЭФЛ имеет место экспоненциальное затухание ливня  $\sim \exp(-z / \lambda_{\text{ЭФЛ}})$ , где  $\lambda_{\text{ЭФЛ}}$  – *длина ослабления (поглощения)*. Длина ослабления слабо зависит от энергии частицы, инициировавшей ливень, и примерно равна свободному пробегу наиболее проникающих фотонов. Если выразить  $\lambda_{\text{ЭФЛ}}$  в радиационных единицах длины, то это примерно  $2 \dots 3 X_0$  [12]. Продольное развитие ЭФЛ определяется радиационной единицей длины вещества, и в единицах  $X_0$  длина ливня в различных веществах примерно одинакова.

Основной вклад в поперечное развитие ЭФЛ дают два процесса: многократное кулоновское рассеяние электронов (до максимума ливня) и комптоновское рассеяние фотонов (после максимума). Радиальное распределение частиц ливня почти не зависит от вещества, если радиус выражать в *мольеровских единицах длины*:



$$X_M = X_0 \frac{E_s}{T_{кр}}, \quad (20.2)$$

где  $E_s = 21,2$  МэВ. Критическую энергию в МэВ более точно можно вычислить по формуле [33]

$$T_{кр} = 2,66 \left( X_0 \frac{Z}{A} \right)^{1,1}, \quad (20.3)$$

в которую значения  $X_0$  надо подставлять в г/см<sup>2</sup>. Мольеровская единица длины примерно равна среднеквадратичному расстоянию до оси ливня электронов с критической энергией после прохождения ими одной радиационной единицы.

Процессы развития ЭФЛ в различных средах хорошо изучены как теоретически, так и экспериментально [8, 12, 24, 33]. Имеется некоторое отличие в пространственных характеристиках ЭФЛ (число частиц, поглощенная энергия), инициированных первичными фотонами и электронами (позитронами) в основном на первой радиационной единице. Кроме этого, ЭФЛ от первичного фотона имеет глубину проникновения примерно на 0,5 радиационных единиц больше, чем от электрона той же энергии.

Следует иметь в виду, что при очень больших энергиях электронов, позитронов и фотонов ЭФЛ возможно рождение мюонов (см. раздел 20.3.5) и адронов. Мюоны образуются в процессе прямой генерации мюонных пар фотонами  $\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . Этот процесс взаимодействия пороговый и энергии фотонов должны быть более  $2m_\mu c^2$ . Сечение этого процесса в  $(m_\mu/m_e)^2$  раз меньше сечения рождения электрон-позитронной пары. При энергиях фотонов более 3 ТэВ механизм прямой генерации мюонов фотонами является основным механизмом образования мюонов в ЭФЛ.

Мюоны рождаются также в реакции аннигиляции быстрых позитронов с атомными электронами  $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . Пороговая энергия этого процесса взаимодействия  $E_{th} = 2m_\mu c^2 / m_e c^2 - m_e c^2 \approx 43,69$  ГэВ, а полное сечение взаимодействия имеет максимум при энергии позитрона  $E_+ = 1,396 E_{th}$  [31]. Величина микроскопического сечения на одном электроны не велика  $\sim 1$  мкб.

Нейтроны образуются в фотоядерных реакциях фотонов с энергиями более 7–8 МэВ. При энергиях фотонов более 150 МэВ начинается процесс фоторождения пионов. Протоны и нейтроны рождаются также в электрон-ядерных взаимодействиях ультрарелятивистских электронов.

#### **20.3.4. Некоторые характеристики ядерно-электромагнитных каскадов**

Из сказанного выше ясно, что в области высоких энергий вопросы защиты на больших ускорителях связаны с расчетами распространения нуклон-мезонных и электрон-фотонных каскадов. В зависимости от энергии первичной частицы в их развитии могут участвовать практически все известные элементарные частицы, а в каждом акте взаимодействия может образовываться

много вторичных частиц, энергии которых изменяются в широких пределах. Если учесть, что расчеты надо проводить с учетом реальной трехмерной геометрии ускорителя и защиты, то ясно, что их можно выполнить только с помощью статистического моделирования – методом Монте-Карло. В настоящее время имеется несколько программ, разработанных специально для расчетов взаимодействий и распространения в веществе высокоэнергетических частиц, например FLUKA [30], GEANT [31], MARS [35], MOSKIT [15], КАСКАД [2]. Но эти программы очень сложны, громоздки и по-настоящему доступны лишь ограниченному кругу пользователей.

Однако рассчитать методом Монте-Карло с удовлетворительной статистической погрешностью дозу за защитой с учетом сложной геометрии ускорителя не представляется возможным, так как часто требуются большие кратности ослабления:  $10^{11} \dots 10^{12}$ . Поэтому при проектировании защиты на больших ускорителях используется комплексный подход:

- пространственные, энергетические и угловые распределения источников излучения в сложной геометрии рассчитываются методом Монте-Карло по одной из упомянутых выше программ;
- расчеты переноса излучения в защите проводятся с помощью специальных программ, реализующих перенос всех частиц нуклон-мезонных и электромагнитных каскадов в одномерной геометрии (например, с помощью серии программ РОЗ [16], разработанных в ИФВЭ совместно с ИПМ);
- для расчетов защиты используются различные полуэмпирические методы, специальные таблицы, номограммы.

Например, защиту от высокоэнергетических частиц нуклон-мезонных каскадов можно в большинстве случаев представить в простой цилиндрической геометрии. Такое представление вполне позволяет оценить толщину защиты для полного поглощения всех частиц каскада или толщину защиты боковых стенок туннеля, в котором осуществляется проводка пучка. Для протонных синхротронов на большие энергии наиболее существенна боковая защита от адронов, так как для первичных энергий более 30 ГэВ продольная защита от адронов меньше, чем от вторичных мюонов (см. следующий раздел).

Одна из стандартных ситуаций появления источников вторичных частиц имеет место, когда пучок задевает стенку вакуумной камеры, выступы элементов аппаратуры для диагностики пучка, проходит через мишень. Во всех этих случаях поглощающий элемент, следовательно, и источник вторичных частиц, имеет ограниченные (небольшие) продольные и поперечные размеры. Этот источник находится внутри туннеля ускорителя и его окружают бетонные стены туннеля, за которыми находится слой земли. Модель такой *туннельной геометрии* для определения поперечной защиты приведена на рис. 20.12.

Если максимум каскада (область каскада с максимальной плотностью неупругих столкновений) рассматривать как точечный источник, то эквивалентную дозу в поперечном от оси пучка направлении можно оценить по следующей эмпирической формуле [33]:

$$H(d) = 6,9 \cdot 10^{-15} T_0^{0,8} \frac{1}{(R+d)^2} \exp\left(-\sum_i d_i \rho_i / \lambda_i\right) \left(\frac{Зв}{\text{протон}}\right), \quad (20.4)$$

где  $T_0$  в ГэВ,  $R$  (м) – радиус туннеля,  $d_i$  (м) – толщина соответствующего слоя защиты,  $\rho_i$  (кг/м<sup>3</sup>) – его плотность, а  $\lambda_i$  – длина поглощения ( $\lambda_{\text{НМК}}$ ) в соответствующем веществе.

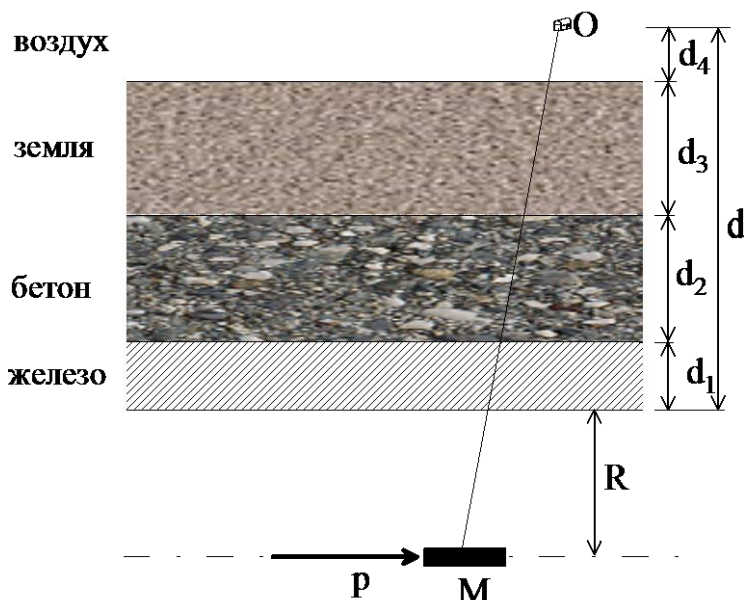


Рис. 20.12. Модель туннельной геометрии для определения поперечной защиты от протонного пучка

В диапазоне энергий от ~ 1 ГэВ до 10 ТэВ величина длины поглощения не зависит от энергии первичной частицы (и определяется только материалом поглотителя). Значения  $\lambda_{\text{НМК}}$  для некоторых веществ приведены в табл. 20.3. Коэффициенты в формуле (20.4) и значения  $\lambda_{\text{НМК}}$  в табл. 20.3 получены из анализа результатов моделирования по программе FLUKA.

Умножим правую часть выражения (20.4) на мощность источника  $q$  (протон/с) и сделаем замены: Зв → мкЗв, с → ч, тогда получим выражение для мощности эквивалентной дозы при заданной мощности протонного пучка (персонал ускорителя и экспериментаторы говорят «интенсивность пучка»):

$$\dot{H}(d) = 2,5 \cdot 10^{-5} T_0^{0,8} \frac{q}{(R+d)^2} \exp\left(-\sum_i d_i \rho_i / \lambda_i\right) \left(\frac{\text{мкЗв}}{\text{ч}}\right). \quad (20.5)$$

Таблица 20.3

Значения  $\lambda_{\text{НМК}}$

Вещество	$\lambda_{\text{НМК}}$ , кг/м <sup>2</sup>
Бетон	1330
Алюминий	1350
Железо	1640
Свинец	2640
Уран	2580

Рассмотрим теперь защиту из одного вещества, например бетона. Тогда, полагая в формуле (20.5)  $\dot{H}(d) = \text{ДМД}$ , получим выражение для непосредственного определения толщины защиты:

$$d_n = \frac{\lambda_{\text{НМК}}}{\rho} \ln \left[ \frac{2,5 \cdot 10^{-5} q T_0^{0,8}}{\text{ДМД}} \frac{1}{(R + d_{n-1})^2} \right] \text{ (м); } d_0 = 0. \quad (20.6)$$

Формула (20.6) записана с учетом метода итераций.

Для ДМД = 10 мкЗв/ч в [33] приведены результаты расчетов толщины защиты из бетона, Al, Fe, Pb и U в диапазоне кинетических энергий протонов 3 ГэВ – 10 ТэВ для различных значений мощности пучка и радиусов туннеля.

Приведем теперь несколько формул из работы [33], полученных в рамках теории ЭФЛ, которые можно использовать в практических целях. Положение максимума ЭФЛ от первичного электрона с кинетической энергией  $T_0$  можно оценить по формуле

$$z_{\text{max}} = 1,01 [\ln(T_0/T_{\text{кр}}) - 1] \text{ (рад. ед)}, \quad (20.7)$$

где  $T_{\text{кр}}$  – критическая энергия, а для ливня, инициированного фотоном с энергией  $E_0$ , по формуле

$$z_{\text{max}} = 1,01 [\ln(E_0/T_{\text{кр}}) - 0,5] \text{ (рад. ед)}. \quad (20.8)$$

Максимальное число электронов и позитронов всех энергий в ливне от первичного электрона можно рассчитать по формуле

$$N_{e,\text{max}} = \frac{0,31 T_0}{T_{\text{кр}} \sqrt{\ln(T_0/T_{\text{кр}}) - 0,37}}, \quad (20.9)$$

а от первичного фотона по формуле

$$N_{e,\text{max}} = \frac{0,31 E_0}{T_{\text{кр}} \sqrt{\ln(E_0/T_{\text{кр}}) - 0,18}}. \quad (20.10)$$

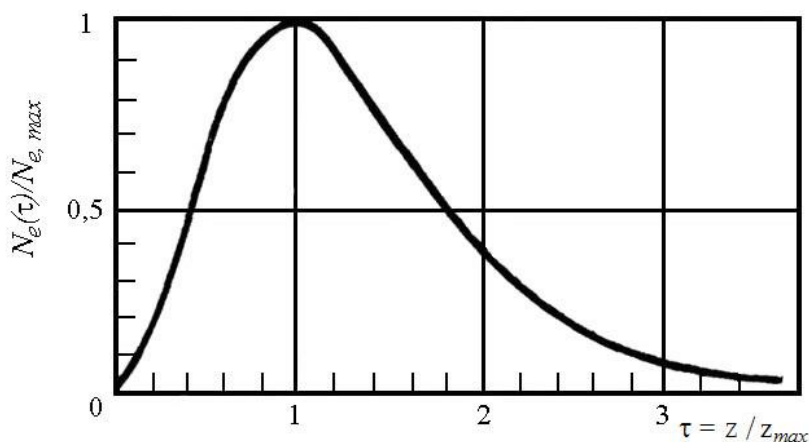


Рис. 20.13. Универсальная каскадная кривая [12]

Из анализа результатов расчетов ЭФЛ следует [12], что примерно 98 % энергии ливня выделяется в слое вещества толщиной

$$z(98\%) \approx z_{\max} + 4 \lambda_{\text{ЭФЛ}}. \quad (20.11)$$

Радиус цилиндрической области, в пределах которой выделяется примерно 95 % энергии ЭФЛ, составляет

$$r(95\%) \approx 2X_M. \quad (20.12)$$

На рис. 20.13 приведена теоретическая каскадная кривая, которая является *универсальной* и отражает зависимость относительного числа заряженных частиц (электронов и позитронов) в ЭФЛ  $N_e/N_{e,\max}$  от глубины его проникновения. Глубина проникновения  $\tau = z/z_{\max}$ , где  $z_{\max}$  – глубина положения максимума ливня (см. формулы (20.7) и (20.8)). Приведенная универсальная каскадная кривая описывает поведение ЭФЛ независимо от энергии частицы, инициировавшей ливень, и сорта вещества, в котором он развивается.

В заключение этого раздела отметим, что длина ослабления ЭФЛ заметно меньше, чем у нуклон-мезонного каскада, поэтому ЭФЛ не вносит большого вклада в процесс переноса излучения на большие расстояния, но он может вносить значительный вклад в процесс поглощения энергии. Как следует из рис. 20.14, при увеличении начальной энергии протона от 1 ГэВ до 10 ТэВ вклад ЭФЛ в поглощенную энергию увеличивается от 4 до 90 %.

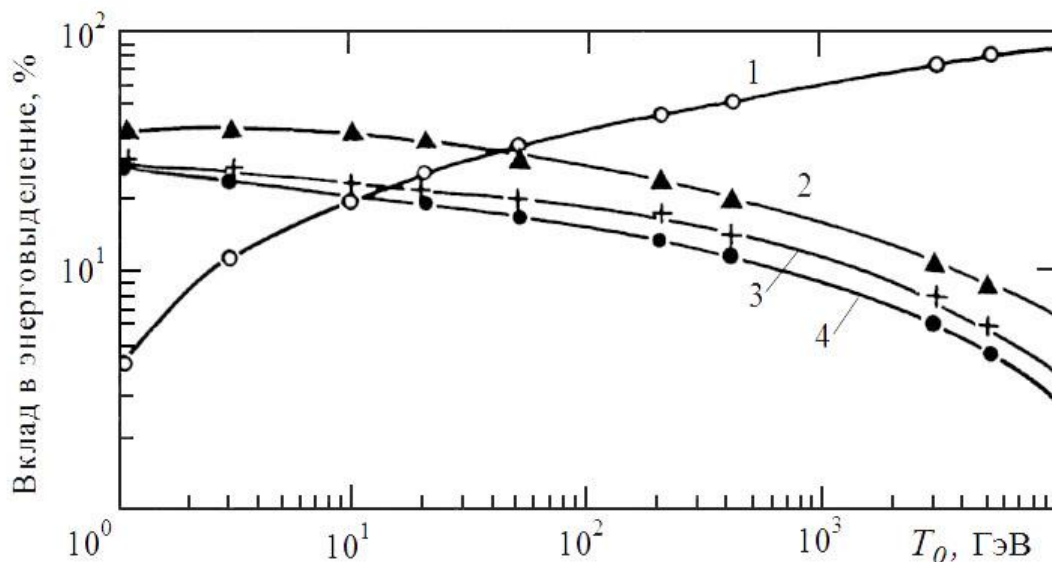


Рис. 20.14. Вклад различных компонент излучения в полное энерговыделение в блоке железа для различных энергий первичных протонов [12]:

- 1 – ЭФЛ; 2 –  $p + \pi^\pm + \mu^\pm$ ; 3 – заряженные частицы от нейтронов с  $T < 20$  МэВ; 4 – испарительные протоны и фрагменты

### 20.3.5. Особенности защиты от мюонов

**Мюоны** – нестабильные заряженные элементарные частицы со спином  $(1/2)\hbar$  и временем жизни  $2,2 \cdot 10^{-6}$  с. Отрицательно заряженные ( $\mu^-$ ) и положительно заряженные ( $\mu^+$ ) мюоны являются соответственно частицей и античастицей по отношению друг к другу. Мюоны примерно в 207 раз тяжелее электронов, их энергия покоя  $m_\mu c^2 = 105,658$  МэВ.

Впервые мюоны были обнаружены в космических лучах в 1936–37 гг. Основным источником мюонов в космических лучах и на ускорителях высоких энергий является распад  $\pi$ -мезонов (вероятность этого процесса распада почти 100 %):

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu; \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \nu_\mu,$$

и  $K$ -мезонов (вероятность этого процесса распада 63,5 %):

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu; \quad K^- \rightarrow \mu^- + \nu_\mu,$$

здесь  $\nu_\mu$  и  $\bar{\nu}_\mu$  – соответственно мюонное нейтрино и антинейтрино.  $K$ -мезоны (каоны) и  $\pi^\pm$ -мезоны интенсивно рождаются при столкновениях релятивистских протонов с атомными ядрами среды, в которой они распространяются.

В результате слабого взаимодействия мюоны испытывают распад:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \nu_\mu; \quad \mu^- \rightarrow e^- + \nu_e + \nu_\mu,$$

который и определяет время их жизни в вакууме. В веществе  $\mu^-$  «живет» меньше: останавливаясь, он притягивается положительно заряженным ядром и образует *мюонный атом* ( $\mu$ -мезоатом).

Мюоны, так же как электроны и позитроны, относятся к классу лептонов и не испытывают сильных взаимодействий. Все элементарные взаимодействия мюонов с атомами являются электромагнитными. При движении в веществе мюоны участвуют в тех же взаимодействиях, что и электроны. Это явление называют  $\mu$ -е универсальностью. Элементарные процессы взаимодействия мюонов с веществом следующие [5, 12, 24, 32, 33]:

- *упругое рассеяние в кулоновском поле атомов;*
- *неупругие столкновения с атомными электронами, в результате которых энергия частиц расходуется на возбуждение и ионизацию атомов;*
- *тормозное излучение – испускание электромагнитного излучения в электрическом поле атомов;*
- *прямое образование электрон-позитронных пар;*
- *неупругое взаимодействие с атомными ядрами.*

**Многократное кулоновское рассеяние.** Рассчитать угловое распределение мюонов, прошедших отрезок пути в веществе, на котором число столкновений больше 20, можно с помощью распределения многократного рассеяния Мольера (см. лекцию 18).

**Неупругие столкновения с атомными электронами.** Дифференциальное по переданной энергии  $Q$  макроскопическое сечение неупругого рассеяния мюона с кинетической энергией  $T$  на атомных электронах равно:

$$\Sigma(T, Q) = 0,1535 \frac{1}{\beta^2} \frac{Z}{A} \frac{1}{Q^2} \left[ 1 - \beta^2 \frac{Q}{Q_{\max}} + \frac{1}{2} \left( \frac{Q}{T + m_{\mu} c^2} \right)^2 \right] \left( \frac{\text{см}^2}{\text{г} \cdot \text{МэВ}} \right), \quad (20.13)$$

где  $Z, A$  – соответственно атомный номер и атомная масса вещества,  $\beta^2 = 1 - m_{\mu}^2 c^4 / (T + m_{\mu} c^2)^2$ . Для  $Q_{\max}$  следует использовать релятивистское выражение

$$Q_{\max} = \frac{2m_e c^2 (E^2 - m_{\mu}^2 c^4)}{2E m_e c^2 + (m_{\mu}^2 + m_e^2) c^4}, \quad (20.14)$$

где  $E$  – полная энергия мюона.

Рассчитать массовую тормозную способность на столкновения для мюонов с кинетическими энергиями более 0,9 МэВ можно по формуле Бете–Блоха (см. лекцию 19, формула (19.3)). В интервале энергий мюонов  $1-10^4$  ГэВ потери энергии на ионизацию и возбуждение очень слабо растут с энергией и их можно считать почти постоянными, например для железа это примерно 17,3 МэВ/см.

**Тормозное излучение.** Макроскопическое дифференциальное по энергии фотона  $k$  (МэВ) сечение тормозного излучения мюона с кинетической энергией  $T$  (МэВ) дается следующим выражением [31, 32]:

$$\frac{d\Sigma}{dk} = \frac{16}{3} \alpha N_A r_e^2 \frac{Z}{A} \left( \frac{m_e c^2}{m_{\mu} c^2} \right)^2 \frac{1}{k} \left( 1 - v + \frac{3}{4} v^2 \right) (Z\Phi_n(\delta) + \Phi_e(\delta)) \left( \frac{\text{см}^2}{\text{г} \cdot \text{МэВ}} \right), \quad (20.15)$$

где  $v = k/E$ ;  $E = T + m_{\mu} c^2$ ;  $Z$  и  $A$  – атомный номер и атомная масса вещества;  $k = E - E'$ ,  $\alpha = 1/137,036$ . Функции  $\Phi_n$  и  $\Phi_e$  определяют соответственно вклад ядра и атомных электронов в процесс тормозного излучения:

$$\Phi_n(\delta) = \ln \frac{B_n Z^{-1/3} \left[ m_{\mu} c^2 + \delta (D\sqrt{e} - 2) \right]}{D (m_e c^2 + \delta \sqrt{e} B_n Z^{-1/3})}, \quad (20.16)$$

$$\Phi_e(\delta) = \ln \frac{B_e Z^{-2/3} m_{\mu} c^2}{\left( 1 + \frac{m_{\mu} c^2 \delta}{\sqrt{e} m_e^2 c^4} \right) (m_e c^2 + \delta \sqrt{e} B_e Z^{-2/3})}. \quad (20.17)$$

Если в выражениях (20.16) и (20.17)  $\ln() < 0$ , то  $\Phi_n = 0$  и  $\Phi_e = 0$ ; если  $k \geq \frac{E}{1 + m_{\mu}^2 c^4 / 2m_e c^2 E}$ , то  $\Phi_e = 0$ . В формулах для  $\Phi_n$  и  $\Phi_e$  используются следующие обозначения:  $\delta = m_{\mu}^2 c^4 v / 2E(1 - v)$ ;  $D = 1,54A^{0,27}$ ;  $e = 2,7181$ . Для

всех ядер (исключая водород)  $B_n = 182,7$ ;  $B_e = 1429$ , а для водорода  $B_n = 202,4$ ;  $B_e = 446$ .

Зная дифференциальное сечение, потери энергии мюона на единице пути на тормозное излучение можно рассчитать следующим образом:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_r = \int_0^T k \frac{d\Sigma}{dk} dk. \quad (20.18)$$

**Прямое образование электрон-позитронных пар.** Процесс прямого рождения  $e^+e^-$ -пар заряженной частицей в электромагнитном поле ядра (атомного электрона) представляют как процесс рождения пар виртуальными фотонами, составляющими электромагнитное поле частицы. Дифференциальное микроскопическое сечение процесса образования  $e^+e^-$  пар мюоном в кулоновском поле ядра с учетом экранирования можно вычислить по формуле Никишова [21, 31]:

$$\frac{d\sigma}{dv} = \frac{4\alpha^2 r_e^2 Z^2}{\pi} \frac{1-v}{v} \left[ (f_1 + \theta \cdot f_3) \ln\left(\frac{2\varepsilon}{m_e c^2}\right) + (\varphi_2 + \theta \cdot \varphi_4) + I \right] \text{ (см}^2\text{)}, \quad (20.19)$$

где  $v = \varepsilon/E$ ;  $\varepsilon = E_+ + E_-$  – суммарная полная энергия  $e^+e^-$ -пары;  $E$  – полная энергия мюона. Функции  $(f_1 + \theta \cdot f_3)$ ,  $(\varphi_2 + \theta \cdot \varphi_4)$  и  $I$  имеют сложный вид и полностью приведены в работах [21, 32].

Средние потери энергии мюона с кинетической энергией  $T$  на единице пути от процесса прямого образования пар можно вычислить по формуле

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_p = E \frac{N_A}{A} \int_{v_{\min}}^{v_{\max}} v \frac{d\sigma}{dv} dv \left(\frac{\text{МэВ см}^2}{\text{г}}\right), \quad (20.20)$$

где  $v_{\min} = 4m_e c^2 / E$ ,  $v_{\max} = 1 - 0,75\sqrt{e} m_\mu c^2 Z^{1/3} / E$  [31].

**Неупругие взаимодействия с атомными ядрами (электромагнитно-ядерные, фотоядерные взаимодействия мюонов).** Мюоны не участвуют непосредственно в сильном взаимодействии, но виртуальные фотоны, составляющие электромагнитное поле движущегося мюона, могут взаимодействовать с ядром и передавать ему некоторый импульс. Если передаваемая ядру энергия достаточна, то возможно рождение вторичных адронов. Такой процесс взаимодействия мюона с ядром можно рассматривать как процесс фоторождения адронов (нуклонов, пионов) через высокоэнергетические виртуальные фотоны, которые испускает мюон.

Для мюонов ультрарелятивистских энергий в качестве микроскопического дифференциального по переданной (потерянной) мюоном энергии сечения широко используется формула Безрукова и Бугаева [3, 32]:

$$\frac{d\sigma}{dv} = \frac{\alpha}{2\pi} A_N \sigma_{\gamma N}(\varepsilon) v \left[ 0,75 G(x) f_1 + 0,25 f_2 + \frac{m_\mu^2 c^4}{2t} f_3 \right] \text{ (см}^2\text{)}, \quad (20.21)$$

где  $A_N$  – массовое число;



$$f_1 = k \ln \left( 1 + \frac{m_1^2 c^4}{t} \right) - \frac{k m_1^2 c^4}{m_1^2 c^4 + t} - \frac{2m_\mu^2 c^4}{t}; \quad (20.22a)$$

$$f_2 = k \ln \left( 1 + \frac{m_1^2 c^4}{t} \right) - \frac{2m_\mu^2 c^4}{t}; \quad (20.22б)$$

$$f_3 = 0,75 G(x) \frac{m_1^2 c^4}{m_1^2 c^4 + t} + 0,25 \frac{m_2^2 c^4}{t} \ln \left( 1 + \frac{t}{m_2^2 c^4} \right). \quad (20.22в)$$

Другие переменные имеют следующие значения:  $\varepsilon$  – энергия, переданная мюоном ядру при взаимодействии;  $E$  – полная энергия мюона;

$$v = \frac{\varepsilon}{E}; \quad t = \frac{m_\mu^2 c^4 v^2}{1-v}; \quad k = 1 - \frac{2}{v} + \frac{2}{v^2}; \quad G(x) = \frac{3}{x^3} \left[ \frac{x^2}{2} - 1 + e^{-x}(1+x) \right]; \quad (20.23)$$

$m_1^2 c^4 = 0,54 \text{ ГэВ}^2$ ;  $m_2^2 c^4 = 1,8 \text{ ГэВ}^2$ ;  $x = 0,00282 A^{1/3} \sigma_{\gamma N}(\varepsilon)$  (значение  $\sigma_{\gamma N}$  надо подставлять в мкб). Полное эффективное сечение фотон-нуклонного взаимодействия  $\sigma_{\gamma N}$  дается следующей эмпирической формулой:

$$\sigma_{\gamma N}(\varepsilon) = (114,3 + 1,647 \cdot \ln^2(0,0213\varepsilon)) \cdot 10^{-30} \text{ (см}^2\text{)}, \quad (20.24)$$

которая хорошо описывает экспериментальные результаты для энергий фотонов  $\varepsilon > 4 \text{ ГэВ}$ . Для меньших значений  $\varepsilon$  лучше использовать экспериментальные данные (например, Т.А. Armstrong et. al. Total hadronic cross section of gamma rays in hydrogen in the energy range 0.265 – 4.215 GeV. Phys. Rev. D5 (1972) 1640-1652). Значения  $\varepsilon$  и  $E$  в приведенных выше формулах надо задавать в ГэВ.

Средние потери энергии мюона на единице пути за счет процессов образования адронов при взаимодействии с ядрами можно вычислить численным интегрированием дифференциального сечения (20.21):

$$\left( -\frac{dE}{dx} \right)_n = \frac{N_A A_N}{A} E \int_{v_{\min}}^{v_{\max}} v \frac{d\sigma}{dv} dv \left( \frac{\text{МэВ см}^2}{\Gamma} \right), \quad (20.25)$$

где  $A$  – масса ядра;  $v_{\min} = \varepsilon_{\min}/E$ ;  $v_{\max} = T/E$ ;  $\varepsilon_{\min} = 0,144 \text{ ГэВ}$  – кинематический предел для образования одиночного  $\pi^0$ -мезона [33]. Следует отметить, что использование более точного сечения  $\sigma_{\gamma N}(\varepsilon)$  для  $\varepsilon < 5 \text{ ГэВ}$  не дает заметного изменения потерь энергии в ядерных взаимодействиях мюонов [32], вклад которых в полную тормозную способность мюона невелик и не превышает 6...8 %.

На рис. 20.15 приведена зависимость энергетических потерь мюонов от их энергии для различных процессов взаимодействия. Мюоны до энергий  $\sim 10^3 \text{ ГэВ}$  замедляются в веществе в основном за счет ионизации и

возбуждения атомов, причем обладают минимальной ионизирующей способностью по сравнению с другими заряженными частицами. Потери энергии в других процессах взаимодействия (тормозное излучение, прямое образование электрон-позитронных пар, взаимодействия с ядрами) очень малы и не оказывают заметного влияния на перенос мюонов с энергиями менее 1 ТэВ.

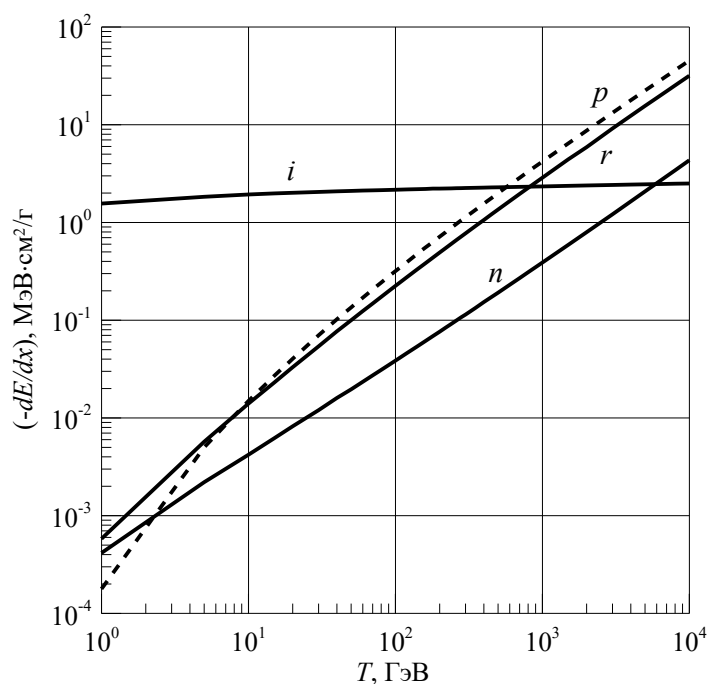


Рис. 20.15. Средние потери энергии мюонов на единице пути в железе [32]:  $i$  – ионизация;  $p$  – образование пар;  $r$  – тормозное излучение;  $n$  – взаимодействия с ядрами

Полная тормозная способность мюонов равна:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right) = \left(-\frac{dE}{dx}\right)_i + \left(-\frac{dE}{dx}\right)_r + \left(-\frac{dE}{dx}\right)_p + \left(-\frac{dE}{dx}\right)_n, \quad (20.26)$$

где индексами  $i$ ,  $r$ ,  $p$ ,  $n$  обозначены соответственно потери на ионизацию и возбуждение атомов, на тормозное излучение, на прямое образование электрон-позитронных пар и на образование адронов при взаимодействии с ядрами.

Полные потери энергии мюонов для некоторых веществ приведены в табл. 20.4. В табл. 20.5 даны значения средних пробегов мюонов в этих же веществах. Весовой состав бетона, для которого проведены расчеты, следующий: 52,9 %  $O_2$ ; 33,7 %  $Si$ ; 4,4 %  $Ca$ ; 3,4 %  $Al$ ; 1,6 %  $Na$ ; 1,4 %  $Fe$ ; 1,3 %  $K$ ; 1 %  $H_2$ .

В работе [32] для большого набора простых и сложных веществ рассчитаны тормозные способности и средние пробеги мюонов с энергиями от 10 МэВ до 100 ТэВ. Полная версия таблиц с этими данными доступна по адресу: <http://pdg.lbl.gov/AtomicNuclearProperties>.

Таблица 20.4

Полная тормозная способность мюонов ( $M\bar{E}B \cdot \text{cm}^2/g$ ) [32].  
Под названием вещества приведена его плотность ( $g/cm^3$ )

$T, \text{ГэВ}$	Al 2,699	Fe 7,874	Cu 8,960	W 19,30	Pb 11,35	Воздух $1,205 \cdot 10^{-3}$	Бетон 2,30	Вода 1,00
0,010	6,188	5,494	5,283	4,000	3,823	7,039	6,664	7,965
0,012	5,414	4,817	4,635	3,532	3,382	6,145	5,826	6,951
0,014	4,849	4,321	4,160	3,186	3,054	5,495	5,214	6,213
0,017	4,238	3,783	3,645	2,807	2,695	4,793	4,554	5,418
0,020	3,802	3,399	3,277	2,534	2,436	4,294	4,084	4,852
0,025	3,300	2,955	2,851	2,216	2,134	3,720	3,543	4,202
0,030	2,961	2,654	2,562	2,000	1,928	3,333	3,178	3,764
0,040	2,533	2,274	2,198	1,726	1,666	2,847	2,719	3,214
0,050	2,278	2,047	1,978	1,561	1,509	2,558	2,445	2,886
0,060	2,110	1,897	1,833	1,453	1,406	2,368	2,266	2,672
0,080	1,908	1,717	1,659	1,323	1,283	2,140	2,049	2,413
0,10	1,798	1,616	1,561	1,251	1,215	2,014	1,925	2,270
0,14	1,688	1,516	1,465	1,182	1,152	1,889	1,801	2,116
0,20	1,630	1,463	1,414	1,149	1,124	1,827	1,732	2,026
0,25	1,616	1,452	1,404	1,145	1,124	1,816	1,714	2,000
0,30	1,616	1,453	1,404	1,150	1,131	1,819	1,711	1,993
0,40	1,630	1,467	1,419	1,168	1,152	1,844	1,722	1,999
0,60	1,671	1,509	1,461	1,211	1,198	1,908	1,762	2,036
0,80	1,711	1,548	1,501	1,249	1,238	1,968	1,801	2,075
1,0	1,745	1,582	1,533	1,281	1,272	2,021	1,834	2,109
2,0	1,858	1,697	1,647	1,390	1,385	2,203	1,949	2,229
3,0	1,925	1,766	1,716	1,458	1,454	2,318	2,018	2,300
4,0	1,971	1,816	1,765	1,507	1,504	2,401	2,066	2,351
6,0	2,036	1,885	1,835	1,579	1,579	2,517	2,132	2,421
8,0	2,082	1,935	1,886	1,634	1,636	2,588	2,179	2,470
10	2,117	1,975	1,926	1,681	1,683	2,642	2,216	2,507
14	2,172	2,038	1,991	1,760	1,765	2,720	2,271	2,564
20	2,233	2,112	2,067	1,861	1,871	2,800	2,333	2,625
30	2,312	2,213	2,172	2,016	2,033	2,893	2,411	2,701
40	2,377	2,302	2,265	2,164	2,190	2,962	2,474	2,760
50	2,436	2,385	2,353	2,312	2,346	3,019	2,531	2,811
60	2,490	2,465	2,437	2,456	2,500	3,069	2,583	2,857
80	2,594	2,620	2,602	2,748	2,810	3,159	2,682	2,942
100	2,693	2,773	2,765	3,045	3,126	3,239	2,775	3,020
140	2,884	3,076	3,088	3,642	3,763	3,388	2,953	3,166
200	3,166	3,535	3,579	4,101	4,253	3,596	3,215	3,375
300	3,627	4,293	4,389	5,331	5,567	3,926	3,639	3,709
400	4,091	4,676	4,801	6,894	7,237	4,250	4,065	4,038
500	4,559	5,453	5,634	8,494	8,947	4,575	4,494	4,368
600	5,023	6,232	6,470	10,10	10,67	4,897	4,918	4,695
800	5,960	8,190	8,571	14,15	15,00	5,868	5,774	5,682
1000	6,909	9,781	10,28	17,45	18,53	6,565	6,640	6,118

Таблица 20.5

Средние пробеги мюонов ( $g/cm^2$ ) [32]

T, ГэВ	Al 2,699	Fe 7,874	Cu 8,960	W 19,30	Pb 11,35	Воздух $1,205 \cdot 10^{-3}$	Бетон 2,30	Вода 1,0
0,010	0,9023	1,025	1,069	1,446	1,524	0,7862	0,8343	0,6939
0,012	1,249	1,415	1,474	1,980	2,081	1,091	1,156	0,9635
0,014	1,640	1,854	1,930	2,577	2,705	1,436	1,520	1,269
0,017	2,304	2,599	2,703	3,584	3,754	2,023	2,138	1,787
0,020	3,053	3,437	3,573	4,711	4,927	2,686	2,835	2,374
0,025	4,471	5,021	5,216	6,829	7,128	3,942	4,155	3,486
0,030	6,075	6,812	7,071	9,210	9,600	5,366	5,649	4,747
0,040	9,750	10,91	11,31	14,63	15,21	8,633	9,073	7,640
0,050	13,93	15,56	16,12	20,74	21,54	12,35	12,96	10,94
0,060	18,50	20,65	21,39	27,39	28,42	16,42	17,22	14,54
0,080	28,51	31,78	32,91	41,89	43,38	25,35	26,55	22,46
0,10	39,34	43,82	45,37	57,47	59,43	35,01	36,64	31,03
0,14	62,41	69,50	71,95	90,51	93,39	55,62	58,22	49,36
0,20	98,71	109,9	113,8	142,2	146,3	88,03	92,32	78,44
0,30	160,5	178,7	184,9	229,4	235,2	143,0	150,6	128,4
0,40	222,2	247,2	255,8	315,7	322,8	197,7	208,9	178,5
0,60	343,4	381,7	394,7	483,8	493,0	304,3	323,7	277,7
0,80	461,6	512,4	529,8	646,4	657,2	407,4	436,0	375,0
1,0	577,3	640,2	661,7	804,5	816,5	507,7	546,0	470,6
1,4	802,9	888,5	917,9	1110	1124	701,4	760,7	657,6
2,0	1131	1248	1289	1551	1567	979,6	1073	930,5
3,0	1659	1825	1882	2252	2270	1421	1577	1372
4,0	2172	2383	2457	2926	2946	1845	2066	1801
5,0	2675	2928	3017	3581	3602	2256	2546	2223
6,0	3169	3462	3566	4221	4242	2657	3018	2639
8,0	4140	4509	4641	5465	5486	3440	3945	3456
10	5092	5532	5690	6671	6691	4204	4855	4260
14	6956	7524	7731	8996	9009	5695	6637	5837
20	9678	10410	10690	12310	12310	7867	9242	8148
30	14080	15040	15400	17470	17430	11380	13460	11900
40	18340	19460	19910	22250	22170	14790	17550	15560
50	22500	23730	24240	26720	26580	18130	21540	19150
60	26560	27860	28420	30920	30710	21420	25450	22680
80	34420	35720	36360	38610	38250	27840	33050	29580
100	41990	43140	43810	45530	45000	34090	40380	36290
140	56340	56830	57500	57530	56650	46160	54350	49220
200	76180	75010	75530	72220	70820	63350	73820	67570
300	105700	100600	100700	91100	88910	89950	103000	95810
400	131600	122100	121600	105700	102800	114400	129000	121600
500	154800	140500	139400	117500	114000	137100	152400	145400
600	175700	156500	154900	127400	123400	158200	173700	167500
800	212200	183600	180900	143400	138600	196600	211200	207400
1000	243300	206000	202100	156200	150500	230700	243400	242600

Мюоны высоких энергий – это наиболее проникающий компонент излучения протонных ускорителей на энергии более 10–15 ГэВ. Например, мюоны У-70 могут пройти несколько километров грунта или десятки метров стали. Основную роль в ослаблении потоков мюонов на больших протонных ускорителях играют защитные стальные экраны. Но из-за большой проникающей способности мюонов геометрия такой защиты должна тщательно рассчитываться.

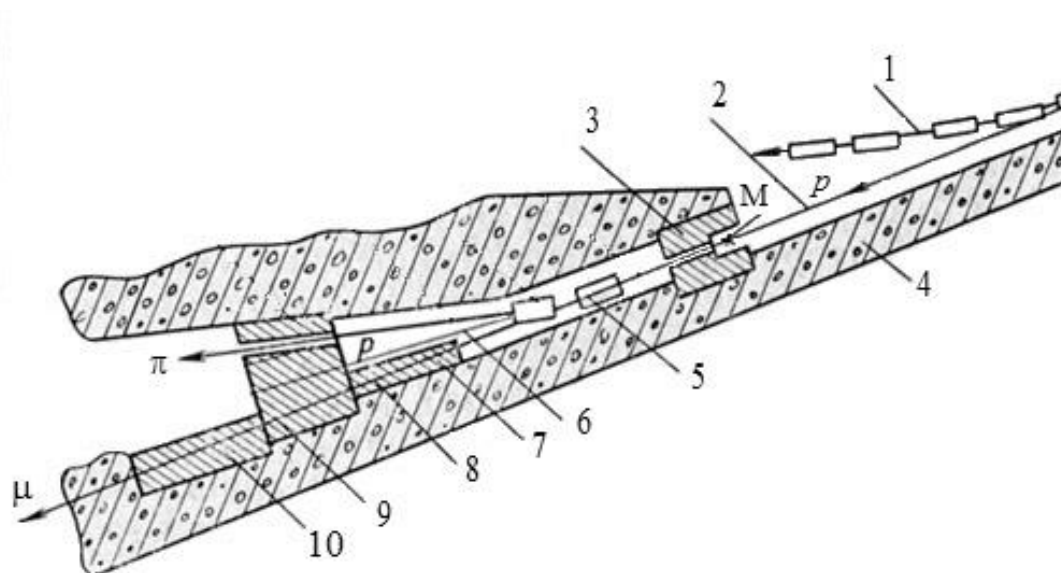


Рис. 20.16. Схема радиационной защиты канала вторичных заряженных частиц на ускорителе высокой энергии [8]:

- 1 – вакуумная камера ускорителя; 2 – пучок протонов; 3 – защита мишенной станции; 4 – бетонная защита канала вторичных частиц; 5 – отклоняющий магнит; 6 – пучок непрореагировавших протонов; 7 – поглотитель мюонов; 8 – мюонный пучок; 9 – поглотитель протонов и мюонов; 10 – поглотитель мюонов (мюонный фильтр)

Слабое размытие мюонных пучков при многократном кулоновском рассеянии (по причине большой массы мюонов по сравнению с электронами) приводит к эффекту образования мюонных пучков специфической формы (называемых *мюонными «факелами»*) [4]. Мюонные «факелы» имеют продольные размеры десятки метров, а поперечные всего – 1...2 м. Направление мюонного «факела» определяется направлением формирующих их пучков первичных частиц и сильно зависит от характеристик магнитных и электростатических полей, которые пересекают мюоны.

Наиболее оптимальным способом решения проблемы защиты от мюонов является такой взаимный выбор магнитооптических и защитных элементов канала, чтобы ось мюонного «факела» проходила через боковую адронную защиту, а поглотитель мюонного пучка являлся одновременно боковой стенкой туннеля ускорителя (рис. 20.16). Такая конструкция защиты от мюонов (*мюонный фильтр*) используется, например, в ИФВЭ на У-70, при этом наибольшие размеры стального мюонного фильтра равны  $2 \times 2 \times 54 \text{ м}^3$ .

Ясно, что при таких размерах (и стоимости) защиты не всегда можно ставить задачу о снижении потока мюонов до фонового уровня. Защита в этом случае должна быть оптимизирована по толщине и геометрии для обеспечения вне ее заданной плотности потока мюонов – наименьшей плотности потока с учетом таких факторов, как затраты и радиационный риск.

#### **20.3.6. Основные задачи, решаемые радиационной защитой на ускорителях высокой энергии**

В целом все задачи создания радиационной защиты на ускорителях высокой энергии условно можно разбить на следующие:

- защита от первичного, вторичного и рассеянного излучения различных частей ускорителя в пределах помещения самого ускорителя, защита каналов транспортировки пучков, экспериментальных залов и оборудования для проведения физических экспериментов;
- защита от рассеянного излучения вне помещений ускорителя;
- защита от мюонов;
- защита от наведенной активности в воздухе и материалах.

Сложность решения каждой задачи в первую очередь определяется энергией ускоряемых частиц и значительно снижается с ее уменьшением. Некоторые задачи, например защита от мюонов, отсутствуют на небольших ускорителях (менее 1 ГэВ).

На больших ускорителях из-за сложного состава излучения и широкого энергетического диапазона распространяющихся частиц задачи проектирования защиты очень сложны и включают в себя расчет динамики потерь пучка и расчет распространения всех типов частиц в защите. Очень сложны и конструкторские проблемы при сооружении защиты. От качественного решения всех этих задач зависит не только радиационная обстановка вне ускорительного комплекса, но и возможность и условия проведения физических экспериментов, для которых, в основном, эти ускорители и сооружаются.

Дополнительные сложности вносит и то, что проектирование и сооружение защиты продолжается и после запуска ускорителя. Причины этого следующие: модернизация первичного пучка (повышение числа ускоряемых частиц), подготовка новых экспериментов и создание дополнительных каналов для транспортировки вторичных пучков.

В целом задачи создания радиационной защиты на больших протонных ускорителях намного сложнее, чем аналогичные задачи на ядерных реакторах.

#### **20.4. Основные факторы вредного воздействия ускорителей**

Если защита ускорителя выполнена правильно и достаточны размеры санитарно-защитной зоны (для больших ускорителей), то действие вредных факторов от ускорителя на окружающую среду небольшое. По характеру воздействия все вредные факторы воздействия ускорителя можно разделить на следующие две группы:

1. Факторы, связанные с мгновенным импульсным ионизирующим излучением (возникают только при работе ускорителя).
2. Факторы, связанные с остаточным излучением от наведенной активности (сохраняются и после выключения ускорителя).

#### 20.4.1. Импульсное мгновенное излучение. Скайшайн

Импульсное мгновенное излучение генерируется непосредственно при взаимодействии ускоряемых частиц с мишенями и частями ускорителя. При защите от мгновенного излучения (первичное, вторичное, рассеянное) следует учитывать и детально прорабатывать наиболее проникающие компоненты этого излучения. Для протонных ускорителей на большие энергии это нейтроны всех энергий, протоны и  $\pi^\pm$ -мезоны, а для энергий более 10 ГэВ – еще мюоны и электрон-фотонные ливни. Для электронных ускорителей это тормозное излучение и фотонейтроны, а при энергии более 1 ГэВ – еще мюоны высоких энергий и ЭФЛ. Для ускорителей ионов это нейтроны и протоны.

В некоторых случаях, в зависимости от применения ускорителя и величины ускоряемого тока, возникают проблемы переноса излучения через проемы и лабиринты в защите. Для ускорителей, туннели которых не находятся глубоко под землей, возникает проблема распространения излучения на большие расстояния от источника за счет рассеяния излучения в слое воздуха над ускорителями. Это явление, как известно, носит название *скайшайн* (см. лекцию 10).

Повышенное радиационное поле от скайшайн часто наблюдается на крупных ускорителях, на которых трудно выполнить сплошную однородную защиту. (Эффект скайшайн наблюдается, например, на У-70, который находится в полузаглубленном туннеле, верхняя радиационная защита которого выполнена из грунта толщиной 950 г/см<sup>2</sup> [4].) В биологической защите таких ускорителей есть большие сквозные проемы и на ее поверхности всегда есть локальные выходы вторичного излучения, значительно превышающие ДМД. Причиной этого являются мощные локальные источники вторичного излучения, например места расположения мишеней, поворотных магнитов, поглотителей пучка и т. д.

Измерения, выполненные на различных протонных и электронных синхротронах большой энергии, показывают, что основной компонентой, определяющей поле скайшайн, являются нейтроны. Почти 90 % полной эквивалентной дозы от скайшайн определяется быстрыми ( $0,1 < T < 20$  МэВ) и сверхбыстрыми ( $T > 20$  МэВ) нейтронами. Если считать, что спектр нейтронов, выходящих из защиты, имеет форму  $\sim 1/T$  во всей энергетической области и нейтроны выходят из защиты изотропно в конусе с половинным углом  $78^\circ$ , то связь эквивалентной дозы на поверхности земли от скайшайн с расстоянием от центра источника можно представить с помощью эмпирического выражения [33]:

$$H(r) = 3 \cdot 10^{-15} \frac{\exp(-r/\lambda)}{r^2} \left( \frac{\text{Зв}}{\text{нейтрон}} \right), \quad (20.27)$$

в которое значения  $r$  и  $\lambda$  надо подставлять в метрах.

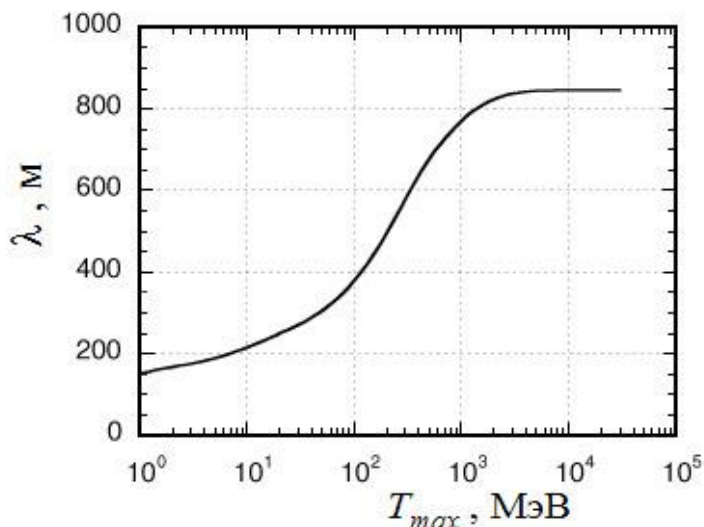


Рис. 20.17. Зависимость эффективной длины поглощения нейтронов в воздухе от  $T_{max}$  [33]

В формуле (20.27) величина  $\lambda$  – это эффективная длина поглощения рассеянных нейтронов в воздухе. Значения  $\lambda$  как функции от максимальной энергии нейтронов со спектром  $\sim 1/T$  приведены на рис. 20.17. Для оценок эквивалентной дозы по формуле (20.27) необходимо знать полное число нейтронов, выходящих из защиты в воздух над ускорителем от локального источника вторичных частиц.

Отметим, что задачи

защиты от скайшайн решаются не только с помощью строительства соответствующей защиты, но и путем создания санитарно-защитной зоны вокруг ускорителя.

#### 20.4.2. Наведенная радиоактивность материалов

При неупругих взаимодействиях первичного, вторичного и рассеянного излучения с ядрами вещества имеется большая вероятность возникновения радиоактивных ядер – происходит активация вещества. Мощность дозы от наведенной радиоактивности может превосходить ДМД при длительной работе ускорителя, когда мощность источника адронов от ускорителя порядка  $10^{10}$  1/с. Становятся радиоактивными детали ускорителя, вспомогательное оборудование, защита, охлаждающая вода и воздух, которые становятся источниками нейтронов, альфа-, бета- и гамма-излучений. При этом персонал подвергается как внешнему, так и внутреннему облучению. Как правило, на ускорителях высокой энергии доза облучения от наведенной радиоактивности в основном определяется внешним облучением, а определяющий вклад во внешнее облучение персонала вносит гамма-излучение.

Чтобы определить наведенную активность, нужно учитывать все каналы соответствующих ядерных реакций, которые вносят заметный вклад в радиационную обстановку. Наибольшую опасность представляют радионуклиды с периодом полураспада более нескольких часов. Наиболее существенный вклад в образование радионуклидов дают нейтроны, протоны,  $\pi^\pm$ -мезоны, различные ядра и тормозное излучение. Вклад от остальных частиц мал. Следует иметь в виду, что нейтроны и  $\pi^\pm$ -мезоны способны образовывать радиоактивные ядра во всем диапазоне энергий. Энергия других частиц должна превышать пороговую энергию реакции, как правило, 5...6 МэВ, а для фото-ядерных реакций – более 10...15 МэВ.



Таблица 20.6

Реакции генерации радионуклидов в бетоне под действием фотонов:

$\delta_{\text{нат}}$  – изотопная распространенность материнского изотопа;  $n_0$  – концентрация его атомов; ХРИ – характеристическое излучение;  $\Gamma_K$  – керма постоянная  $\text{аГр}\cdot\text{м}^2/(\text{с}\cdot\text{Бк})$

№ п/п	Изо-топ	$\delta_{\text{нат}}$ , %	$n_0$ , ат/см <sup>3</sup>	Реакция	Порог, МэВ	Радио-нуклид	Излуче-ние	$T_{1/2}$	$\Gamma_K$
1	<sup>16</sup> O	99,76	$4,41 \cdot 10^{22}$	( $\gamma, n$ )	15,664	<sup>15</sup> O	$\beta^+, \gamma$	122 с	38,5
2	<sup>17</sup> O	0,037	$1,60 \cdot 10^{19}$	( $\gamma, 2n$ )	19,808	<sup>15</sup> O	$\beta^+, \gamma$	122 с	38,5
3	<sup>28</sup> Si	92,23	$4,65 \cdot 10^{22}$	( $\gamma, n$ )	17,179	<sup>27</sup> Si	$\beta^+, \gamma$	4,11 с	19,4
4	<sup>28</sup> Si	92,23	$4,65 \cdot 10^{22}$	( $\gamma, np$ )	24,643	<sup>26</sup> Al	$\beta^+, \gamma$ , ХРИ	$7,4 \cdot 10^5$ г	88,0
5	<sup>30</sup> Si	3,12	$4,95 \cdot 10^{20}$	( $\gamma, np$ )	22,943	<sup>28</sup> Al	$\beta^-, \gamma$	2,24 м	54,6
6	<sup>27</sup> Al	100	$2,52 \cdot 10^{21}$	( $\gamma, n$ )	13,058	<sup>26</sup> Al	$\beta^+, \gamma$ , ХРИ	$7,4 \cdot 10^5$ г	88,0
7	<sup>27</sup> Al	100	$2,52 \cdot 10^{21}$	( $\gamma, 2n$ )	24,424	<sup>25</sup> Al	$\beta^+, \gamma$	7,17 с	39,0
8	<sup>23</sup> Na	100	$1,05 \cdot 10^{21}$	( $\gamma, n$ )	12,418	<sup>22</sup> Na	$\beta^+, \gamma$ , ХРИ	2,60 г	77,7
9	<sup>23</sup> Na	100	$1,05 \cdot 10^{21}$	( $\gamma, 2n$ )	23,486	<sup>21</sup> Na	$\beta^+, \gamma$	22,5 с	38,9
10	<sup>40</sup> Ca	96,97	$2,84 \cdot 10^{21}$	( $\gamma, n$ )	15,642	<sup>39</sup> Ca	$\beta^+, \gamma$	0,86 с	38,6
11	<sup>40</sup> Ca	96,97	$2,84 \cdot 10^{21}$	( $\gamma, np$ )	21,406	<sup>38</sup> K	$\beta^+, \gamma$	7,71 м	101,5
12	<sup>42</sup> Ca	0,640	$1,88 \cdot 10^{19}$	( $\gamma, n$ )	11,481	<sup>41</sup> Ca	ХРИ	$1,35 \cdot 10^5$ г	–
13	<sup>43</sup> Ca	0,145	$4,25 \cdot 10^{18}$	( $\gamma, 2n$ )	19,414	<sup>41</sup> Ca	ХРИ	$1,35 \cdot 10^5$ г	–
14	<sup>44</sup> Ca	2,060	$6,04 \cdot 10^{19}$	( $\gamma, np$ )	21,808	<sup>42</sup> K	$\beta^-, \gamma$	12,36 ч	8,89
15	<sup>46</sup> Ca	0,0033	$9,67 \cdot 10^{16}$	( $\gamma, n$ )	10,396	<sup>45</sup> Ca	$\beta^-$	165 д	–
16	<sup>46</sup> Ca	0,0033	$9,67 \cdot 10^{16}$	( $\gamma, np$ )	22,688	<sup>44</sup> K	$\beta^-, \gamma$	22,2 м	70,9
17	<sup>48</sup> Ca	0,185	$5,42 \cdot 10^{18}$	( $\gamma, n$ )	9,9440	<sup>47</sup> Ca	$\beta^-, \gamma$	4,55 д	35,8
18	<sup>48</sup> Ca	0,185	$5,42 \cdot 10^{18}$	( $\gamma, np$ )	24,156	<sup>46</sup> K	$\beta^-, \gamma$	115 с	85,9
19	<sup>39</sup> K	93,22	$6,41 \cdot 10^{20}$	( $\gamma, n$ )	13,076	<sup>38</sup> K	$\beta^+, \gamma$	7,71 м	101,5
20	<sup>39</sup> K	93,22	$6,41 \cdot 10^{20}$	( $\gamma, np$ )	18,219	<sup>37</sup> Ar	ХРИ	35,04 д	–
21	<sup>40</sup> K	0,118	$8,12 \cdot 10^{17}$	( $\gamma, 2n$ )	20,876	<sup>38</sup> K	$\beta^+, \gamma$	7,71 м	101,5
22	<sup>41</sup> K	6,77	$4,65 \cdot 10^{19}$	( $\gamma, np$ )	17,678	<sup>39</sup> Ar	$\beta^-$	269 г	–
23	<sup>54</sup> Fe	5,84	$1,78 \cdot 10^{19}$	( $\gamma, n$ )	13,379	<sup>53</sup> Fe	$\beta^+, \gamma$	8,53 м	44,4
24	<sup>54</sup> Fe	5,84	$1,78 \cdot 10^{19}$	( $\gamma, p$ )	8,853	<sup>53</sup> Mn	ХРИ	$1,08 \cdot 10^7$ г	–
25	<sup>54</sup> Fe	5,84	$1,78 \cdot 10^{19}$	( $\gamma, np$ )	20,908	<sup>52</sup> Mn	$\beta^+, \gamma$ , ХРИ	5,59 д	120
26	<sup>54</sup> Fe	5,84	$1,78 \cdot 10^{19}$	( $\gamma, 2n$ )	24,063	<sup>52</sup> Fe	$\beta^+, \gamma$ , ХРИ	8,28 ч	28,9
27	<sup>56</sup> Fe	91,68	$2,79 \cdot 10^{20}$	( $\gamma, n$ )	11,198	<sup>55</sup> Fe	ХРИ	2,60 г	–
28	<sup>56</sup> Fe	91,68	$2,79 \cdot 10^{20}$	( $\gamma, np$ )	20,411	<sup>54</sup> Mn	$\gamma$ , ХРИ	312 д	30,5
29	<sup>57</sup> Fe	2,17	$6,60 \cdot 10^{18}$	( $\gamma, 2n$ )	18,844	<sup>55</sup> Fe	ХРИ	2,60 г	–

Таблица 20.7

Реакции генерации радионуклидов в бетоне под действием нейтронов:

ХРИ – характеристическое излучение;  $\Gamma_K$  – керма постоянная  $a\Gamma p \cdot m^2 / (с \cdot Бк)$ 

№ п/п	Материнский изотоп	Реакция	Продукт реакции	$\sigma$ , мб	Излучение	$T_{1/2}$	$\Gamma_K$
1	$^{16}\text{O}$	$(n, p)$	$^{16}\text{N}$		$\beta^-, \gamma$	7,13 с	96,4
2	$^{17}\text{O}$	$(n, p)$	$^{17}\text{N}$		$\beta^-, \gamma, n$	4,17 с	1,28
3	$^{17}\text{O}$	$(n, \alpha)$	$^{14}\text{C}$	235	$\beta^-$	5730 г	
4	$^{18}\text{O}$	$(n, \gamma)$	$^{19}\text{O}$	0,156	$\beta^-, \gamma$	29,6 с	33,7
5	$^{23}\text{Na}$	$(n, p)$	$^{23}\text{Ne}$		$\beta^-, \gamma$	37,6 с	5,84
6	$^{23}\text{Na}$	$(n, \alpha)$	$^{20}\text{F}$		$\beta^-, \gamma$	10,97 с	51,4
7	$^{23}\text{Na}$	$(n, 2n)$	$^{22}\text{Na}$		$\beta^+, \gamma, \text{ХРИ}$	2,60 г	77,7
8	$^{23}\text{Na}$	$(n, \gamma)$	$^{24}\text{Na}$	528	$\beta^-, \gamma$	14,96 ч	120,0
9	$^{27}\text{Al}$	$(n, p)$	$^{27}\text{Mg}$		$\beta^-, \gamma$	9,46 м	32,0
10	$^{27}\text{Al}$	$(n, \alpha)$	$^{24}\text{Na}$		$\beta^-, \gamma$	14,96 ч	120,0
11	$^{27}\text{Al}$	$(n, 2n)$	$^{26}\text{Al}$		$\beta^+, \gamma, \text{ХРИ}$	$7,4 \cdot 10^5$ г	88,0
12	$^{27}\text{Al}$	$(n, \gamma)$	$^{28}\text{Al}$	233	$\beta^-, \gamma$	2,24 м	54,6
13	$^{28}\text{Si}$	$(n, p)$	$^{28}\text{Al}$		$\beta^+, \gamma$	2,24 м	54,6
14	$^{28}\text{Si}$	$(n, 2n)$	$^{27}\text{Si}$		$\beta^+, \gamma$	4,11 с	19,4
15	$^{29}\text{Si}$	$(n, p)$	$^{29}\text{Al}$		$\beta^-, \gamma$	6,52 м	45,1
16	$^{30}\text{Si}$	$(n, p)$	$^{30}\text{Al}$		$\beta^-, \gamma$	3,56 с	92,2
17	$^{30}\text{Si}$	$(n, \alpha)$	$^{27}\text{Mg}$		$\beta^-, \gamma$	9,46 м	32,0
18	$^{30}\text{Si}$	$(n, \gamma)$	$^{31}\text{Si}$	107	$\beta^-, \gamma$	2,62 ч	0,03
19	$^{39}\text{K}$	$(n, p)$	$^{39}\text{Ar}$		$\beta^-$	269 г	–
20	$^{39}\text{K}$	$(n, \alpha)$	$^{36}\text{Cl}$	4,3	$\beta^-, \beta^+, \text{ХРИ}$	$3,01 \cdot 10^5$ г	0,0006
21	$^{39}\text{K}$	$(n, 2n)$	$^{38}\text{K}$		$\beta^+, \gamma$	7,71 м	101,5
22	$^{41}\text{K}$	$(n, p)$	$^{41}\text{Ar}$		$\beta^-, \gamma$	1,822 ч	43,0
23	$^{41}\text{K}$	$(n, \alpha)$	$^{38}\text{Cl}$		$\beta^-, \gamma$	37,2 м	44,6
24	$^{41}\text{K}$	$(n, {}^3\text{He})$	$^{39}\text{Cl}$		$\beta^-, \gamma$	56,2 м	46,1
25	$^{41}\text{K}$	$(n, \gamma)$	$^{42}\text{K}$	1461	$\beta^-, \gamma$	12,36 ч	8,89
26	$^{40}\text{Ca}$	$(n, \alpha)$	$^{37}\text{Ar}$	2,4	ХРИ	35,1 д	–
27	$^{40}\text{Ca}$	$(n, 2n)$	$^{39}\text{Ca}$		$\beta^+, \gamma$	0,86 с	38,6
28	$^{40}\text{Ca}$	$(n, {}^3\text{H})$	$^{38}\text{K}$		$\beta^+, \gamma$	7,71 м	101,5
29	$^{40}\text{Ca}$	$(n, \gamma)$	$^{41}\text{Ca}$	408	ХРИ	$1,35 \cdot 10^5$ г	–
30	$^{42}\text{Ca}$	$(n, p)$	$^{42}\text{K}$		$\beta^-, \gamma$	12,36 ч	8,89
31	$^{42}\text{Ca}$	$(n, \alpha)$	$^{39}\text{Ar}$		$\beta^-$	265 г	–
32	$^{42}\text{Ca}$	$(n, 2n)$	$^{41}\text{Ca}$		ХРИ	$1,35 \cdot 10^5$ г	–

№ п/п	Материнский изотоп	Реакция	Продукт реакции	$\sigma$ , мб	Излучение	$T_{1/2}$	$\Gamma_K$
33	$^{43}\text{Ca}$	$(n, p)$	$^{43}\text{K}$		$\beta^-, \gamma$	22,6 ч	33,9
34	$^{43}\text{Ca}$	$(n, ^2\text{H})$	$^{42}\text{K}$		$\beta^-, \gamma$	12,36 ч	8,89
35	$^{43}\text{Ca}$	$(n, np)$	$^{42}\text{K}$		$\beta^-, \gamma$	12,36 ч	8,89
36	$^{44}\text{Ca}$	$(n, p)$	$^{44}\text{K}$		$\beta^-, \gamma$	22,2 м	70,9
37	$^{44}\text{Ca}$	$(n, \alpha)$	$^{41}\text{Ar}$		$\beta^-, \gamma$	1,822 ч	42,9
38	$^{44}\text{Ca}$	$(n, \gamma)$	$^{45}\text{Ca}$	889	$\beta^-$	165 д	–
39	$^{46}\text{Ca}$	$(n, p)$	$^{46}\text{K}$		$\beta^-, \gamma$	115 с	85,9
40	$^{46}\text{Ca}$	$(n, 2n)$	$^{45}\text{Ca}$		$\beta^-$	165 д	–
41	$^{46}\text{Ca}$	$(n, \gamma)$	$^{47}\text{Ca}$	740	$\beta^-, \gamma$	4,55 д	35,8
42	$^{48}\text{Ca}$	$(n, 2n)$	$^{47}\text{Ca}$		$\beta^-, \gamma$	4,55 д	35,8
43	$^{48}\text{Ca}$	$(n, \gamma)$	$^{49}\text{Ca}$	1093	$\beta^-, \gamma$	8,72 м	81,1
44	$^{54}\text{Fe}$	$(n, p)$	$^{54}\text{Mn}$		$\gamma$ , ХРИ	312 д	30,5
45	$^{54}\text{Fe}$	$(n, \alpha)$	$^{51}\text{Cr}$		$\gamma$ , ХРИ	27,73 д	1,16
46	$^{54}\text{Fe}$	$(n, 2n)$	$^{53}\text{Fe}$		$\beta^+, \gamma$	8,53 м	44,4
47	$^{54}\text{Fe}$	$(n, np)$	$^{53}\text{Mn}$		ХРИ	$1,08 \cdot 10^7$ г	–
48	$^{54}\text{Fe}$	$(n, \gamma)$	$^{55}\text{Fe}$	2252	ХРИ	2,60 г	–
49	$^{56}\text{Fe}$	$(n, p)$	$^{56}\text{Mn}$		$\beta^-, \gamma$	2,58 ч	56,1
50	$^{56}\text{Fe}$	$(n, 2n)$	$^{55}\text{Fe}$		ХРИ	2,60 г	–
51	$^{56}\text{Fe}$	$(n, ^3\text{H})$	$^{54}\text{Mn}$		$\gamma$ , ХРИ	312 д	30,5
52	$^{57}\text{Fe}$	$(n, p)$	$^{57}\text{Mn}$		$\beta^-, \gamma$ , ХРИ	1,59 м	4,53
53	$^{57}\text{Fe}$	$(n, np)$	$^{56}\text{Mn}$		$\beta^-, \gamma$	2,58 ч	56,1
54	$^{58}\text{Fe}$	$(n, p)$	$^{58}\text{Mn}$		$\beta^-, \gamma$	65,3 с	56,1
55	$^{58}\text{Fe}$	$(n, \alpha)$	$^{55}\text{Cr}$		$\beta^-, \gamma$	3,55 м	0,025
56	$^{58}\text{Fe}$	$(n, \gamma)$	$^{59}\text{Fe}$	1150	$\beta^-, \gamma$	45,1 д	40,5

Таблица 20.8

Состав бетона (Плотность обычного бетона  $2,35 \text{ г/см}^3$ )

Элемент	Z	A	Весовая доля, %	$n_0, 10^{22} \text{ ат/см}^3$
H	1	1,0079	0,6	0,843
O	8	15,9994	50,0	4,423
Na	11	22,9898	1,7	0,105
Al	13	26,9815	4,8	0,252
Si	14	28,0855	31,5	1,587
K	19	39,0983	1,9	0,069
Ca	20	40,0780	8,3	0,293
Fe	26	55,8470	1,2	0,030

В качестве примера в табл. 20.6 и 20.7 приведены характеристики возможных реакций активации бетонной защиты тормозным излучением с максимальной энергией несколько десятков МэВ и нейтронами. В 5-й колонке табл. 20.7 приведены сечения для тепловых нейтронов (энергия 0,0253 эВ). Состав бетона приведен в табл. 20.8. В таблицах использованы данные из работ [7, 17, 20, 26, 29, 34]. Из табл. 20.6 и 20.7 следует, что даже при относительно низких энергиях и только для двух типов частиц (фотонов и вторичных фотонейтронов<sup>1</sup>) количество реакций, приводящих к активации бетона, велико.

Число различных каналов ядерных реакций, следствием которых является образование радионуклидов, начинает возрастать с энергий адронов более 10 МэВ. А при энергиях более 1 ГэВ возможно образование любого радионуклида, от трития до изотопа, с атомной массой, близкой к массе ядра мишени. Выходы вторичных продуктов в реакциях релятивистских протонов и нейтронов имеют много общего, а образование радионуклидов от высокоэнергетических фотонов происходит через фотоядерные реакции и вторичные фотонейтроны, рождающиеся в этих реакциях.

Для наведенной активности на современных больших ускорителях характерны уровни порядка  $10^2 \dots 10^3$  мкЗв/ч, что создает большие проблемы при проведении наладочных и ремонтных работ. Иногда для проведения таких работ создают локальные защитные экраны и кабины с манипуляторами. Вклад от наведенной активности бетонной защиты в общий радиационный фон в каналах ускорителя после его остановки может быть большим, сравнимым с фоном от активации различных металлических частей ускорителя.

Величина наведенной активности зависит от плотности потока частиц, времени облучения, периода полураспада образующегося радионуклида, сечения активации материнского нуклида и концентрации его атомов. Удельную активность радионуклида  $i$  с атомным номером  $Z$  и массовым числом  $A$  при облучении 1 г нуклида  $j$  можно рассчитать по формуле [14]

$$A_{i,j}(t) = \frac{N_A}{A_j} (1 - e^{-\lambda_i t}) \int_0^{T_0} \phi(T) \sigma_{i,j}(Z, A, T) dT \left( \frac{\text{Бк}}{\text{г}} \right), \quad (20.28)$$

где  $N_A$  – число Авогадро;  $A_j$  – массовое число исходного (материнского) нуклида;  $t$  – время облучения;  $\lambda_i$  – постоянная распада образующегося радионуклида;  $\phi(T)$  1/(см<sup>2</sup> с МэВ) – дифференциальная по энергии плотность потока первичных частиц;  $\sigma_{i,j}$  (см<sup>2</sup>) – микроскопическое сечение соответствующей ядерной реакции неупругого взаимодействия с образованием радионуклида  $i$  при облучении нуклида  $j$  первичными частицами. Экспонента в формуле (20.28) учитывает распад образующихся радиоактивных ядер за

---

В табл. 20.6 и 20.7 приведены данные расчета активации бетонной защиты радиологического центра от тормозного излучения линейного ускорителя Sli plus фирмы Philips на энергию 25 МэВ.

время облучения. Если энергетический разброс падающих на мишень частиц не велик и потери энергии в мишени за счет электромагнитных взаимодействий малы, то выражение (20.28) можно упростить:

$$A_{i,j}(t) = \frac{N_A}{A_j} \phi(T_0) \sigma_{i,j}(Z, A, T_0) (1 - e^{-\lambda_i t}). \quad (20.29)$$

Спустя время  $\tau$  после окончания облучения удельная активность

$$A_{i,j}(t) = \frac{N_A}{A_j} \phi(T_0) \sigma_{i,j}(Z, A, T_0) (1 - e^{-\lambda_i t}) e^{-\lambda_i \tau}. \quad (20.30)$$

Для вычислений наведенной активности необходимы данные о сечениях соответствующих ядерных реакций. Имеется очень большое количество экспериментальной информации о сечениях различных ядерных реакций. Использовать эти данные в виде таблиц неудобно, поэтому предпринимались попытки представить эту информацию в виде удобных для практического применения эмпирических выражений. Удобную аппроксимацию экспериментальных сечений в 1955 году предложил Рудстам. Затем она была несколько изменена путем введения дополнительных параметров, что улучшило согласие с экспериментальными данными. Согласно **формуле Рудстама** [1] (см. также Rudstam G. Systematics of Spallation Yields // Z. Naturforsch. 1966. V. 21 a. – P. 1027–1041.) сечение образования остаточного ядра  ${}^A_Z X$  частицей с кинетической энергией  $T > 50$  МэВ имеет вид

$$\sigma(Z, A) = \frac{2,9 \bar{\sigma} A_M^{-0,3} P \exp\left(PA - R|Z - SA + QA^2\right)^{3/2}}{\left(1 - \frac{0,30}{PA_M}\right) \cdot \exp(PA_M) + \frac{0,30}{PA_M} - 0,70} \quad (\text{см}^2), \quad (20.31)$$

где  $Z$  и  $A$  – порядковый номер и массовое число образующегося нуклида ( $A \geq 20$ );  $A_M$  – массовое число материнского ядра мишени ( $A_M \geq A + 2$ ).

$$P(T) = \begin{cases} 20 T^{-0,77}, & T < 2100 \text{ МэВ}; \\ 0,056, & T > 2100 \text{ МэВ}. \end{cases}$$

$$R = 11,8 A^{-0,45}; \quad S = 0,486; \quad Q = 0,00038.$$

$$\bar{\sigma} = 10\pi(1,26 A_M^{1/3})^2 \cdot 10^{-27} \exp(-0,25 + 0,0074 A_M) \cdot f(T) \quad (\text{см}^2).$$

$$f(T) = \begin{cases} \exp(1,73 - 0,0071T), & \text{при } T < 240 \text{ МэВ}; \\ 1, & \text{при } T \geq 240 \text{ МэВ}. \end{cases}$$

В широком диапазоне изменения сечений расчеты по формуле Рудстама согласуются с экспериментальными данными в пределах коэффициента, равного двум. Формула Рудстама обеспечивает хорошую точность для ядер в области стабильности. С повышением массового числа ее точность уменьшается, но она дает правильный порядок величины сечения вплоть до ядер висмута. Формулу

Рудстама можно использовать для расчета сечений реакций под действием различных частиц (протонов, нейтронов,  $\alpha$ -частиц и др.), но следует помнить, что в основу формулы главным образом были положены сечения неупругих взаимодействий под действием протонов. Для определения сечений активации нуклидов с  $A < 20$  необходимо использовать экспериментальные данные. В работе [14] дано подробное описание модифицированной формулы Рудстама, которая применима для большего диапазона массовых чисел нуклидов.

Рассчитав по формуле (20.30) удельную активность радионуклида, можно затем найти мощность дозы от гамма-излучения с помощью методов, рассмотренных в предыдущих лекциях для точечных и протяженных радионуклидов. Следует иметь в виду, что вклад радионуклидов с периодом полураспада менее 5 мин не превышает 20 % суммарной мощности дозы всего гамма-излучения.

Как следует из приведенных выше данных, расчеты величины наведенной активности достаточно трудоемки и не всегда могут гарантировать хорошую точность. Источниками погрешности являются:

- неточность в определении спектра частиц, вызывающих активацию;
- приближенный расчет сечений образования радионуклидов;
- большое число различных каналов ядерных реакций и типов частиц;
- приближенный учет поглощения и ослабления гамма-излучения в активированных материалах и т. д.

Расчетные и экспериментальные данные по наведенной активности материалов и методам ее оценки имеются в [10, 28, 39]. В работе [39] из результатов анализа различных ситуаций, связанных с наведенной активностью на больших ускорителях, получено простое эмпирическое правило: величина наведенной активности в большинстве активированных материалах на ускорителях (исключая бетон) уменьшается примерно в два раза, если время после выключения ускорителя ( $\tau$ ) равно времени облучения ( $t$ ).

Серьезную проблему на больших ускорителях может вызвать активация грунта и грунтовых вод вблизи туннеля ускорителя. При выборе площадки для сооружения многокилометровых кольцевых туннелей трудно обеспечить полное отсутствие вблизи туннеля грунтовых вод. В результате активации грунта возможно последующее вымывание и миграция образовавшихся радионуклидов к различным ручьям и водоемам. Основной вклад в активацию грунта вносят нейтроны, проходящие через фундамент ускорителей. В целом почва активируется слабо, а ее активация определяется следующими долгоживущими радионуклидами:  $^3\text{H}$ ,  $^7\text{Be}$ ,  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{45}\text{Ca}$ ,  $^{54}\text{Mn}$ ,  $^{55}\text{Fe}$ . В активацию почвенных вод основной вклад вносят  $^3\text{H}$ , а также  $^{22}\text{Na}$ , который образует хорошо растворимые соединения. Допустимой нагрузкой на грунт считается плотность потока адронов примерно  $10^5$   $1/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ . Реальные плотности потока излучения могут быть много выше. Опыт эксплуатации высокоэнергетических ускорителей показывает, что активация грунта и почвенных вод становится существенной при энергиях протонов более 150 МэВ, мощности пучка более 10 кВт и при плотностях потока нейтронов порядка  $10^7$   $1/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ .

Радиационно-экологической проблемой на больших ускорителях является активация теплоносителя (вода, азот), воздуха и охлаждающего вещества (гелий, азот) с возможным выходом продуктов реакций через систему вентиляции в атмосферу. В этом случае возникают дополнительные задачи защиты коммуникаций, не уступающие по своей сложности аналогичным задачам на АЭС, а также задача разработки и создания системы специальной вентиляции.

#### **20.4.3. Наведенная радиоактивность воздуха**

При работе ускорителя взаимодействие первичного, вторичного и рассеянного излучения с элементами воздуха приводит к образованию в нем радионуклидов. Современные большие ускорители генерируют потоки частиц, при которых наведенная объемная активность воздуха может во много раз превышать ДОА (см. лекцию 15) и персонал подвергается как внешнему, так и внутреннему (через ингаляцию) облучению. Доза облучения от радионуклидов, образующихся в воздухе, может составлять заметную часть суммарной дозы облучения персонала. Оценка активации воздуха в помещениях ускорителя необходима не только для определения возможной дозы внешнего и внутреннего облучения персонала, но также и для оценки выброса радионуклидов вентиляцией из помещений ускорителя в окружающую воздушную среду. В систему защитных мероприятий на ускорителях всегда должна входить система принудительной вентиляции рабочих помещений, в которых возможна активация воздуха.

Радиоактивность воздуха в помещении ускорителя и в тех помещениях, куда выводятся пучки ускоренных частиц, обусловлена взаимодействием ионизирующих частиц с двумя компонентами воздуха: газовой и аэрозольной – дисперсная система любых мелких твердых и (или) жидких частиц, находящихся в воздухе во взвешенном состоянии. Подавляющий вклад в активность воздуха дает газовая составляющая, вес которой на несколько порядков превышает вес аэрозолей даже при предельно допустимой величине запыленности помещения [10]. По этой причине в дальнейшем будем рассматривать активацию только газового компонента воздуха.

В табл. 20.9 приведены характеристики радионуклидов, образующихся в воздухе от гамма-квантов и нейтронов. В 6-й колонке таблицы приведены сечения для тепловых нейтронов (0,0253 эВ). В табл. 20.10 даны основные элементы, входящие в состав воздуха. При составлении таблиц использованы данные из работ [7, 17, 18, 20, 26, 29, 34].

Как следует из табл. 20.9, в воздухе возможно образование большого числа радионуклидов, так как основные компоненты воздуха имеют много нестабильных изотопов (кислород и азот по пять, а аргон шесть). Но основной вклад в активность воздуха вносят  $^{11}\text{C}$ ,  $^{13}\text{N}$ ,  $^{15}\text{O}$ ,  $^{41}\text{Ar}$ . При достаточной энергии радионуклиды в воздухе образуют многие частицы, но в основном она определяется нейтронами, которые могут вступать в ядерные реакции при любых энергиях. Рассмотрим метод расчета наведенной активности в воздухе под действием нейтронов.

Таблица 20.9

Характеристики некоторых радионуклидов, образующихся в воздухе:  
 $\delta_{\text{нат}}$  – изотопная распространенность материнского изотопа;  $n_0$  – концентрация атомов материнского изотопа; ХРИ – характеристическое излучение

Материнский изотоп	$\delta_{\text{нат}}$ , %	$n_0$ , ат/см <sup>3</sup>	Реакция, радионуклид	$T_{1/2}$	$\sigma$ , мб	Излучение
<sup>12</sup> C	98,892	$8,02 \cdot 10^{15}$	$(\gamma, n)^{11}\text{C}$ $(n, p)^{12}\text{B}$	20,38 м 0,0203 с		$\beta^+$ $\beta^-, \alpha, \gamma$
<sup>13</sup> C	1,100	$8,92 \cdot 10^{13}$	$(\gamma, 2n)^{11}\text{C}$ $(n, p)^{13}\text{B}$ $(n, \gamma)^{14}\text{C}$	20,38 м 0,019 с 5730 г	1,37	$\beta^+$ $\beta^-, \gamma$ $\beta^-$
<sup>14</sup> N	99,635	$4,18 \cdot 10^{19}$	$(\gamma, n)^{13}\text{N}$ $(n, 2n)^{13}\text{N}$ $(n, p)^{14}\text{C}$	9,97 м 9,97 м 5730 г	1827	$\beta^+$ $\beta^+$ $\beta^-$
<sup>15</sup> N	0,365	$1,53 \cdot 10^{17}$	$(\gamma, 2n)^{13}\text{N}$ $(n, p)^{15}\text{C}$ $(n, \alpha)^{12}\text{B}$ $(n, \gamma)^{16}\text{N}$	9,97 м 2,49 с 0,0203 с 7,11 с	0,024	$\beta^+$ $\beta^-, \gamma$ $\beta^-, \alpha, \gamma$ $\beta^-, \gamma$
<sup>16</sup> O	99,762	$1,127 \cdot 10^{19}$	$(\gamma, n)^{15}\text{O}$ $(n, p)^{16}\text{N}$ $(n, 2n)^{15}\text{O}$	122 с 7,11 с 122 с		$\beta^+$ $\beta^-, \gamma$ $\beta^+$
<sup>17</sup> O	0,038	$4,29 \cdot 10^{15}$	$(\gamma, 2n)^{15}\text{O}$ $(n, p)^{17}\text{N}$ $(n, \alpha)^{14}\text{C}$	122 с 4,17 с 5730 г	235	$\beta^+$ $\beta^-, \gamma, n$ $\beta^-$
<sup>18</sup> O	0,200	$2,26 \cdot 10^{16}$	$(n, \gamma)^{19}\text{O}$ $(n, p)^{18}\text{N}$ $(n, \alpha)^{15}\text{C}$ $(n, np)^{17}\text{N}$	26,9 с 0,63 с 2,49 с 4,17 с	0,156	$\beta^-, \gamma$ $\beta^-, \gamma$ $\beta^-, \gamma$ $\beta^-, \gamma, n$
<sup>20</sup> Ne	0,9048	$4,89 \cdot 10^{14}$	$(\gamma, n)^{19}\text{Ne}$ $(\gamma, 2n)^{18}\text{Ne}$ $(n, p)^{20}\text{F}$ $(n, 2n)^{19}\text{Ne}$	17,22 с 1,69 с 10,97 с 17,22 с		$\beta^+$ $\beta^+, \gamma$ $\beta^-, \gamma$ $\beta^+$



Материнский изотоп	$\delta_{\text{нат}}$ , %	$n_0$ , ат/см <sup>3</sup>	Реакция, радионуклид	$T_{1/2}$	$\sigma$ , мб	Излучение
<sup>36</sup> Ar	0,3365	$8,48 \cdot 10^{14}$	$(\gamma, n)$ <sup>35</sup> Ar	1,79 с	5045	$\beta^+$ , $\gamma$
			$(\gamma, 2n)$ <sup>34</sup> Ar	0,844 с		$\beta^+$ , $\gamma$
			$(n, \gamma)$ <sup>37</sup> Ar	35,04 д		ХРИ
			$(n, p)$ <sup>36</sup> Cl	$3,01 \cdot 10^5$ г		$\beta^-$ , $\beta^+$ , ХРИ
			$(n, 2n)$ <sup>35</sup> Ar	1,79 с		$\beta^+$ , $\gamma$
<sup>38</sup> Ar	0,0632	$1,59 \cdot 10^{14}$	$(n, p)$ <sup>38</sup> Cl	37,18 м	802	$\beta^-$ , $\gamma$
			$(n, \alpha)$ <sup>35</sup> S	87,9 д		$\beta^-$
			$(n, 2n)$ <sup>37</sup> Ar	35,04 д		ХРИ
			$(n, \gamma)$ <sup>39</sup> Ar	269 г		$\beta^-$
<sup>40</sup> Ar	0,9960	$2,51 \cdot 10^{17}$	$(n, p)$ <sup>40</sup> Cl	1,32 м	660	$\beta^-$ , $\gamma$
			$(n, \alpha)$ <sup>37</sup> S	5,06 м		$\beta^-$ , $\gamma$
			$(n, \gamma)$ <sup>41</sup> Ar	1,822 ч		$\beta^-$ , $\gamma$
			$(n, 2n)$ <sup>39</sup> Ar	269 г		$\beta^-$
			$(n, np)$ <sup>39</sup> Cl	56,2 м		$\beta^-$ , $\gamma$

Таблица 20.10

## Состав воздуха

Плотность воздуха при нормальных условиях

(давление 101325 Па = 760 мм рт. ст.,  $t = 0$  °C)  $1,293 \cdot 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup>

Элемент	Z	A, а. е. м.	Весовая доля, %	$n_0$ ат/см <sup>3</sup>
N	7	14,0067	75,5	$4,20 \cdot 10^{19}$
O	8	15,9994	23,15	$1,13 \cdot 10^{19}$
Ar	18	39,9480	1,292	$2,52 \cdot 10^{17}$
C	6	12,0112	0,0125	$8,11 \cdot 10^{15}$
Ne	10	20,1790	0,0014	$5,41 \cdot 10^{14}$

Пространственное распределение удельной активности воздуха в помещениях ускорителя определяется пространственным распределением потоков излучений, а также диффузным и конвекционным перемешиванием воздуха. Точно учесть влияние конвекции воздуха на распределение его активности не представляется возможным.

Поскольку вентиляция должна работать непрерывно и воздух в помещениях ускорителя постоянно перемешивается, то для решения практических

задач радиационной безопасности вполне достаточно знать *равновесную* (усредненную по объему помещения) *активность воздуха*. Расчет равновесной активности воздуха под действием тормозного излучения рассмотрен в лекции 15. Получим выражение для расчета равновесной активности воздуха под действием адронов и фотонов.

Обозначим через  $N_{ij}$  ( $\text{см}^{-3}$ ) количество ядер радионуклида  $i$  в  $1 \text{ см}^3$  воздуха, которые образованы частицами типа  $j$  (или фотонами) с плотностью потока  $\phi_j$  ( $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ), усредненной по объему помещения. Уравнение баланса для  $N_{ij}$  за промежуток времени  $\Delta t$  имеет следующий вид:

$$N_{ij}(t + \Delta t) = N_{ij}(t) + \phi_j n_m \sigma_{ij} \Delta t - N_{ij}(t) \lambda_i \Delta t - K \cdot N_{ij}(t) \Delta t, \quad (20.32)$$

где  $\sigma_{ij}$  ( $\text{см}^2$ ) – микроскопическое сечение соответствующей ядерной (фото-ядерной) реакции;  $\lambda_i$  ( $\text{с}^{-1}$ ) – постоянная распада образующегося радионуклида;  $n_m$  ( $\text{см}^{-3}$ ) – концентрация ядер материнского нуклида;  $K$  ( $\text{с}^{-1}$ ) – кратность воздухообмена действующей вентиляции. Поделив обе части уравнения (20.32) на  $\Delta t$  и переходя к пределу  $\Delta t \rightarrow 0$ , получаем следующее неоднородное дифференциальное уравнение первого порядка с постоянными коэффициентами:

$$\frac{dN_{ij}}{dt} + N_{ij}(t)(\lambda_i + K) = \phi_j \Sigma_{ij}, \quad (20.33)$$

где  $\Sigma_{ij} = n_m \sigma_{ij}$  – макроскопическое сечение ядерной (фотоядерной) реакции. Решая уравнение (20.33) с начальным условием  $N_{ij}(t = 0) = 0$ , получаем

$$N_{ij}(t) = \frac{\phi_j \Sigma_{ij}}{\lambda_i + K} \{1 - \exp[-(\lambda_i + K) \cdot t]\}. \quad (20.34)$$

Умножив соотношение (20.34) на постоянную распада  $\lambda_i$  и на  $10^6$ , получаем выражение для равновесной объемной активности воздуха:

$$\mathcal{A}_{ij}(t) = \frac{10^6 \phi_j \Sigma_{ij} \lambda_i}{\lambda_i + K} \{1 - \exp[-(\lambda_i + K) \cdot t]\} \left( \frac{\text{Бк}}{\text{м}^3} \right). \quad (20.35)$$

Если умножить и разделить (20.35) на 3600 (с/ч), то для кратности воздухообмена  $K$  можно использовать стандартную размерность (1/ч), и эту же размерность необходимо использовать для постоянной распада  $\lambda_i$ , а время измерять в часах.

Если объемная активность воздуха превышает ДОА, то вход в помещение ускорителя после его выключения разрешается через запретный период:

$$t_{0,i} = \frac{\ln(\mathcal{A}_{ij} / \text{ДОА}_i)}{K + \lambda_i} \text{ (ч)}. \quad (20.36)$$

Поскольку в воздухе образуется несколько радионуклидов, то расчет необходимо проводить отдельно для каждого радионуклида, а в качестве запредельного периода брать наибольшее значение.

Если время облучения мало по сравнению с периодом полураспада радионуклида, то в выражении (20.35)  $\{1 - \exp[-(\lambda_i + K) \cdot t]\} \approx (\lambda_i + K) \cdot t$ . Если же время облучения превышает период полураспада, то возможно состояние насыщения активности по данному радионуклиду. Например, при нахождении воздуха в зоне активации более 12 мин наступает состояние насыщения для  $^{15}\text{O}$ , а для радионуклида  $^{13}\text{N}$  это время составляет 50...60 мин.

Следует иметь в виду, что, рассчитывая активность по определенному радионуклиду, необходимо учитывать его образование при взаимодействии излучений всех видов со всеми стабильными изотопами элементов воздуха.

## 20.5. Особенности защиты ускорителей электронов

Ускорители электронов являются наиболее многочисленным типом ускорителей и широко используются в науке, промышленности, медицине. В зависимости от энергии ускоряемых электронов эти ускорители могут быть источниками электронов, тормозного излучения, фотонейтронов и даже мюонов.

Как известно из Лекции 18, защита от самих электронов не представляет трудности. Ее толщина должна быть равна  $R_{\max}$  – максимальному пробегу электронов с наибольшей энергией. Величину  $R_{\max}$  можно легко вычислить.

В большинстве случаев ускорители электронов используются как источники тормозного излучения. При этом ускоренные электроны направляются на внутренние или внешние мишени. Но тормозное излучение возникает также при взаимодействии электронов с конструктивными элементами ускорителя, регистрирующей аппаратурой и защитой. При достаточной энергии работа такого ускорителя может сопровождаться генерацией мощных потоков вторичных нейтронов (фотонейтронов), а после выключения ускорителя на оборудовании, в мишенях и в защите длительное время сохраняется наведенная активность. Как следует из раздела 20.4.2, она обусловлена как тормозным излучением, так и фотонейтронами, вклад которых возрастает с увеличением энергии ускоренных электронов.

**Защита от тормозного излучения.** Мишени-конвертеры, которые используются в электронных ускорителях для генерации тормозного излучения, относятся к толстым мишеням. В них электронный пучок теряет большую часть своей энергии. Для толстых мишеней между выходом тормозного излучения из мишени (числом фотонов, их плотностью потока, интенсивностью, мощностью дозы) и атомным номером ее вещества существует линейная зависимость, так как часть тормозного излучения (в основном низкоэнергетическая) поглощается в самой мишени. Зависимость  $\sim Z^2$  имеет место только для очень тонких мишеней, толщина которых сравнима с длиной свободного пробега первичных электронов.

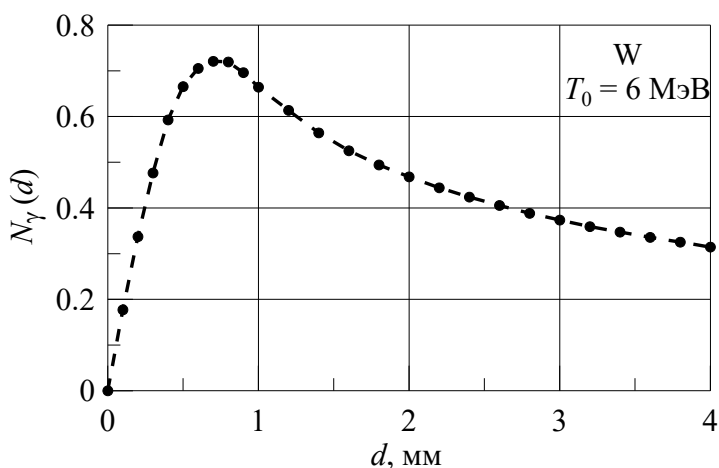


Рис. 20.18. Зависимость числа фотонов тормозного излучения от толщины вольфрамовой мишени

увеличивается число атомов вещества, в поле которых электрон теряет энергию в процессах тормозного излучения. Но при толщине, равной примерно  $1/3$  среднего пробега первичного электрона, выход тормозного излучения достигает максимального значения и затем медленно уменьшается. Такая зависимость является следствием, во-первых, поглощения низкоэнергетических фотонов тормозного излучения в самой мишени, а во-вторых, уменьшением с толщиной мишени энергии электронов и сечения тормозного излучения.

При расчете защиты от тормозного излучения электронов следует считать, что толщина мишени соответствует максимальному выходу тормозного излучения.

Методы расчета защиты от тормозного излучения электронов различных энергий подробно рассмотрены в Лекции 13. Отметим еще один приближенный метод. Если известна кратность ослабления мощности дозы тормозного излучения, то для энергий электронного пучка до 100 МэВ толщину защиты из свинца, железа и бетона можно оценить из кривых ослабления тормозного излучения в этих материалах, которые приведены в работах [8, 40].

**Защита от фотонейтронов.** Если максимальная энергия тормозного излучения превышает пороговую энергию фотоядерных реакций в веществе мишени ускорителя, то в ней рождаются фотонейтроны. Пороговая энергия фотоядерных реакций составляет от 10 до 19 МэВ для легких ядер (за исключением дейтерия – 2,23 МэВ и бериллия – 1,67 МэВ) и от 4 до 6 МэВ для тяжелых ядер. За защитой от тормозного излучения заметный вклад в дозу могут давать фотонейтроны.

Под **выходом фотонейтронов** (полем фотонейтронов) понимают число фотонейтронов, рождающихся в мишени из данного вещества, на один электрон (или единичную мощность электронного пучка) с заданной энергией. Выход фотонейтронов из мишени определяется веществом мишени, ее толщиной, кинетической энергией электронов (максимальной энергией тормозного излучения) и сечением фотоядерных реакций (в основном  $(\gamma, n)$ ).

На рис. 20.18 приведена зависимость от толщины вольфрамовой мишени числа фотонов тормозного излучения с энергиями более 5 кэВ, выходящих из мишени вперед в направлении электронного пучка с энергией 6 МэВ (расчет методом Монте-Карло). С увеличением толщины мишени выход тормозного излучения быстро возрастает, так как уве-

Основной вклад в выход фотонейтронов дает область энергий фотонов, соответствующая гигантскому резонансу (см. лекцию 6), которая для различных материалов занимает диапазон 8...30 МэВ. Если все фотоны тормозного излучения поглощаются в мишени (полубесконечная мишень), то выход фотонейтронов будет максимальным. На рис. 20.19 приведены значения максимальных выходов фотонейтронов для различных мишеней при единичной мощности пучка электронов с энергиями до 100 МэВ.

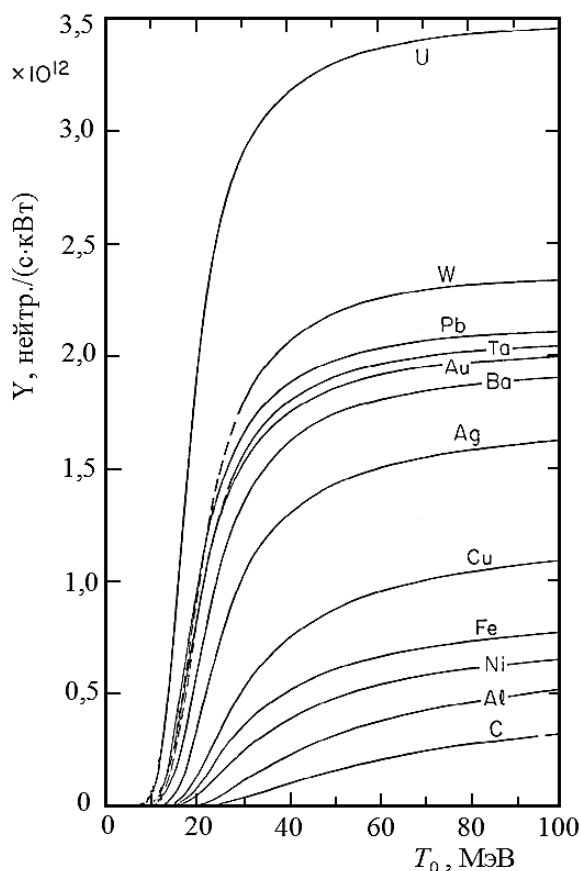


Рис. 20.19. Зависимость выхода фотонейтронов из полубесконечной мишени от вещества мишени и энергии электронов [41]

Угловое распределение тормозного излучения является анизотропным (см. лекцию 18), а угловое распределение фотонейтронов для энергий электронов менее 150 МэВ близко к изотропному. Поэтому с увеличением угла относительно направления электронного пучка вклад в дозу от фотонейтронов возрастает. При углах более  $90^\circ$  доза может определяться в основном фотонейтронами. Как правило, толщина защиты в направлении первичного электронного пучка ( $0^\circ$ ) определяется тормозным излучением, а в направлениях  $90^\circ$  и  $180^\circ$  она зависит и от тормозного

излучения и от фотонейтронов. Поэтому необходимо рассчитывать защиту от обоих видов излучения и брать наибольшее значение. Если толщины этих защит примерно совпадают, то следует добавлять к большей толщине слой половинного ослабления. Для энергий электронов не более 30 МэВ толщину защиты из бетона от фотонейтронов можно определить по номограммам Машковича [17]. При этом следует ввести в коэффициент номограмм  $K$  поправку на новые НРБ (см. лекцию 13, выражение (13.14)).

Для электронных ускорителей на большие энергии, когда образуется много нейтронов с энергиями более 20 МэВ, наиболее эффективной является гетерогенная защита. Она должна состоять из слоя с материалом, имеющим большой атомный номер (свинец, сталь), за которым должен следовать слой с водородсодержащим материалом, как правило, это бетон. В первом слое нейтроны быстро сбрасывают энергию в основном в результате неупругого

рассеяния, а во втором слое они замедляются до тепловых энергий в результате упругого рассеяния. Первый слой с большим атомным номером также эффективно ослабляет фотоны всех энергий.

Следует иметь в виду, что защита из одного бетона может иметь очень большую толщину по причине больших продольных размеров ЭФЛ, которые образуются в защите от высокоэнергетических фотонов. Например, линейные размеры ЭФЛ в бетоне в 6,4 раза больше, чем в стали, и в 20 раз больше, чем в свинце (см. значения радиационной единицы длины в табл. 20.2).

Для электронных ускорителей на энергии более 1 ГэВ защита из материалов с большой плотностью требуется и за поглотителем пучка, в котором рождаются мюоны, летящие в направлении первичного электронного пучка и имеющие очень большую проникающую способность.

**Особенности активации материалов на электронных ускорителях.** Возникновение радионуклидов при взаимодействии высокоэнергетических электронов с частями ускорителя, коллиматорами, аппаратурой и защитой происходит по следующим каналам [10]:

- 1) в результате фотоядерных реакций тормозного излучения в области энергий до 50 МэВ, которая полностью охватывает область гигантского резонанса;
- 2) в реакциях под действием фотонейтронов, образующихся в области гигантского резонанса ( $T < 10$  МэВ);
- 3) в реакциях, вызванных нуклонами и мезонами высоких энергий с  $T > 10$  МэВ, которые рождаются в фотоядерных реакциях.

Вклад в активацию от фотоядерных реакций тормозного излучения с энергиями более 50 МэВ не превышает 10 % от вклада области гигантского резонанса и обычно его не учитывают.

Следует иметь в виду, что большой способностью к активации обладают следующие материалы: нержавеющая сталь, вольфрам, тантал, цинк, золото, марганец, кобальт, никель. Низкую восприимчивость к активации имеют: свинец (без добавок сурьмы), обычный бетон, алюминий, дерево и пластмассы.

Для вычисления активации вещества под действием фотоядерных реакций используют величину, которую называют выходом фотоядерных реакций. **Выход фотоядерных реакций** ( $B_\gamma$  1/электрон·ГэВ; 1/электрон·МэВ) – это число фотоядерных реакций определенного типа, которые генерирует тормозное излучение электрона с кинетической энергией  $T_0$  в бесконечном слое вещества с данными  $Z$  и  $A$ . Большие размеры вещества предполагают полное поглощение в нем вторичного тормозного излучения. Для получения полного выхода фотоядерных реакций в мишени больших размеров необходимо умножить  $B_\gamma$  на кинетическую энергию первичного электрона. Значения  $B_\gamma$  имеются, например, в работе [10].

Используя данные о выходе фотоядерной реакции для  $i$ -го радионуклида, распад которого сопровождается испусканием гамма-квантов, можно найти активность облученного вещества по формуле

$$A_i(t) = \eta q T_0 B_{\gamma,i} (1 - e^{-\lambda_i t}) e^{-\lambda_i \tau} \quad (\text{Бк}), \quad (20.37)$$

где  $q$  (1/с) – мощность источника первичных электронов;  $\eta$  – доля ядер материнского нуклида в облучаемом веществе;  $\lambda_i$  – постоянная распада образующегося радионуклида;  $t$  – время облучения;  $\tau$  – время, прошедшее после облучения. Если считать, что источник гамма-излучения является точечным и изотропным, то мощность дозы на заданном расстоянии от источника можно рассчитать, используя соответствующую гамма-постоянную (лекция 4). Для определения полной мощности дозы необходимо провести суммирование вкладов в нее от всех образующихся в веществе долгоживущих радионуклидов.

Запишем несколько полезных эмпирических выражений, позволяющих оценить с некоторой погрешностью радиационные условия на линейном электронном ускорителе [40].

1. Мощность эквивалентной дозы от электронного пучка с плотностью потока  $\phi$  (см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup>)

$$\dot{H} = 1,6 \cdot \phi \quad (\text{мкЗв/ч}). \quad (20.38)$$

Для диапазона энергий электронов 1...200 МэВ выражение (20.39) дает результат с погрешностью примерно 15 %.

2. В табл. 20.11 приведены выражения для оценки мощности эквивалентной дозы от вторичного излучения из мишеней, облучаемых электронным пучком с кинетической энергией  $T_0$ , на расстоянии 1 м от мишени и для мощности пучка 1 кВт.

Таблица 20.11

*Мощность эквивалентной дозы вторичного излучения*

Тип вторичного излучения	$\dot{H} \frac{\text{мкЗв}}{\text{ч}} \frac{\text{м}^2}{\text{кВт}}$	Значения $T_0$
Тормозное излучение (0°)	$2 \cdot 10^7 T_0^2$ ( $T_0$ в МэВ)	1...20 МэВ (а)
	$3 \cdot 10^8 T_0$ ( $T_0$ в МэВ)	> 20 МэВ (а)
Нейтроны гигантского резонанса	$5 \cdot 10^7$	$\geq 50$ МэВ (а, б)
	$2,2 \cdot 10^7$	$\geq 15$ МэВ (а, в)
Мюоны (0°)	$5 \cdot 10^4 T_0$ ( $T_0$ в ГэВ)	$\geq 2$ ГэВ

(а) Толщина мишеней не менее пробега электронов. Для мишеней с большим  $Z$  погрешность порядка 100 %.

(б) Оценка вклада только от высокоэнергетической части тормозного излучения для целей защиты.

(в) Сильная зависимость от материала мишени. Значение соответствует максимальной мощности эквивалентной дозы от мишеней с большим  $Z$ .

На рис. 20.20 приведена предполагаемая величина мощности эквивалентной дозы от различных компонент вторичного излучения, выходящего из толстой мишени с высоким атомным номером, на которую падает электронный пучок с энергиями от 1 МэВ до 1 ТэВ. Этот рисунок полезен для примерной оценки величины результирующего радиационного поля и величины вклада различных компонент вторичного излучения в это поле при отсутствии защиты.

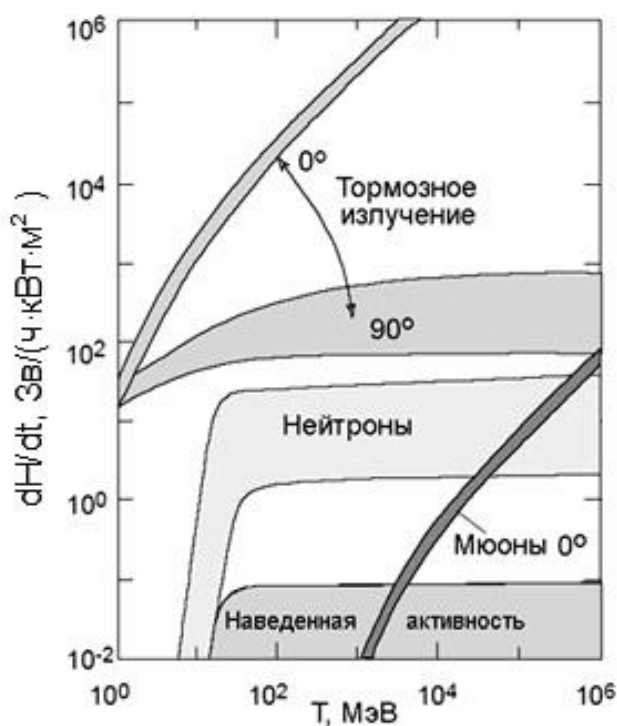


Рис. 20.20. Мощность эквивалентной дозы на расстоянии 1 м от мишени с большим  $Z$  для мощности электронного пучка 1 кВт [28]

Как следует из рис. 20.20, для всех углов (относительно направления электронного пучка) основной вклад в дозу дает тормозное излучение. Для больших углов, начиная с энергий более 10 МэВ, необходимо учитывать и вклад от вторичных нейтронов. Начиная с энергий 1 ТэВ и более под малыми углами большой вклад в дозу дают мюоны.

Как следует из рис. 20.20, для всех углов (относительно направления электронного пучка) основной вклад в дозу дает тормозное излучение. Для больших углов, начиная с энергий более 10 МэВ, необходимо учитывать и вклад от вторичных нейтронов. Начиная с энергий 1 ТэВ и более под малыми углами большой вклад в дозу дают мюоны.

**Синхротронное излучение.** При движении заряженных частиц в циклических ускорителях, накопительных кольцах они движутся с ускорением и испускают электромагнитное излучение. Потери энергии на это излучение  $\sim 1/m^4$ , где  $m$  – масса частицы, и существенны лишь для легких заряженных частиц: электронов и позитронов. Электромагнитное излучение, испускаемое релятивистскими электронами при движении по круговой орбите в магнитном поле, называют синхротронным (магнитотормозным) излучением (впервые визуально наблюдалось в синхротроне).

Спектр синхротронного излучения (СИ) непрерывный и имеет вид кривой с максимумом. Энергия, на которую приходится максимум в спектре, равна  $\sim 0,3E_C$ , где  $E_C$  – критическая энергия СИ. Критическая энергия – это энергия, которая делит пополам интегральную интенсивность СИ и связана с энергией электронов, радиусом орбиты и магнитной индукцией соотношением:

$$E_C(\text{кэВ}) = 2,218 \cdot T^3 / R = 0,665 \cdot T^2 \cdot B,$$

где  $T$  (ГэВ) – энергия электронов;  $R$  (м) – радиус орбиты;  $B$  (Тл) – магнитная индукция. Например, для электронного синхротрона на энергию 10 ГэВ и



средним радиусом орбиты 100 м критическая энергия СИ равна  $\sim 20$  кэВ, т. е. находится в рентгеновской области. Для энергий фотонов  $E_\gamma > E_c$  спектр СИ является быстро спадающим. Угловое распределение СИ является резко анизотропным и сосредоточено в направлении мгновенной скорости электрона в узком конусе с угловым раствором  $\sim m_e c^2 / T$ .

СИ значительно ослабляется уже в стенке ускорительной камеры синхротрона, так как имеет небольшую энергию и падает на стенку под большим углом относительно нормали к ее поверхности. При выводе СИ из электронного синхротрона или накопительного кольца наилучшим материалом защиты от этого излучения является свинец.

## 20.6. Примеры расчетов радиационных условий на ускорителях заряженных частиц

**Пример 1** [14]. Пучок протонов с мощностью источника  $q = 10^{10}$  протонов/с и с импульсом  $p = 4,5$  ГэВ/с падает на медную мишень диаметром 10 см и длиной  $l = 10$  см. Определить радиационные условия на расстоянии  $r = 4$  м в следующих направлениях относительно протонного пучка:  $\theta_1 = 90^\circ$ ,  $\theta_2 = 60^\circ$ ,  $\theta_3 = 30^\circ$ ,  $\theta_4 = 15^\circ$ .

Примечание: при работающем ускорителе персонал вблизи пучка не находится, но там находится экспериментальное оборудование, и для оценки фона необходимо знать радиационную обстановку.

**Решение** (для  $\theta_1 = 90^\circ$ ).

1. Найдем кинетическую энергию протонов ( $m_p c^2 = 938,3$  МэВ):

$$T = \sqrt{p^2 c^2 + m_p^2 c^4} - m_p c^2 \approx 3,65 \text{ ГэВ.}$$

2. Вычислим величину средних ионизационных потерь энергии протонами при этой энергии. Расчет проведем по формуле (19.3) из лекции 19, но без учета поправок на эффект плотности ( $\delta$ ) и эффект связи электронов на близких к ядру оболочках ( $U$ ). Среднюю энергию возбуждения  $I^*$  можно рассчитать по эмпирической формуле (18.15) из лекции 18. Расчеты дают следующие значения:  $(-dE/dx) = 12$  МэВ/см, потерянная энергия протоном в мишени на ионизацию и возбуждение равна 120 МэВ, что составляет менее 4 % от начальной энергии. Следовательно, можно не учитывать изменение энергии протонов при прохождении мишени при расчете числа неупругих ядерных взаимодействий.

3. Определим вероятность неупругого ядерного взаимодействия протона в мишени:

$$\eta = \int_0^l e^{-\Sigma_{in}(T)x} \Sigma_{in}(T) dx = 1 - \exp(-\Sigma_{in} \cdot l), \quad (20.39)$$

где  $\Sigma_{in} = \sigma_{in} n_0$ ;  $\sigma_{in}$  – микроскопическое сечение всех неупругих взаимодействий протонов с ядрами (формула Рудстама (20.32) дает сечение определенной ядерной реакции);  $n_0$  – концентрация ядер. Для энергий  $T > 150$  МэВ полагаем, что  $\sigma_{in}$  не зависит от  $T$  и его можно вычислить по формуле (20.1). Получаем  $\sigma_{in} = 0,754$  б, а макроскопическое сечение  $\Sigma_{in} = 0,064$  см<sup>-1</sup> (длина свободного пробега протона в мишени между неупругими ядерными взаимодействиями  $L_{in} = 1/\Sigma_{in} = 15,6$  см). Вероятность неупругого взаимодействия равна примерно 0,47.

4. Найдем теперь число неупругих взаимодействий всех протонов в мишени в единицу времени:

$$N = q \cdot \eta = 10^{10} \cdot 0,47 = 4,7 \cdot 10^9 \text{ (1 / с)}.$$

5. Если  $L_{in}$  меньше длины мишени  $l$ , то такая мишень считается тонкой. При оценке радиационной обстановки в районе тонких мишеней, облучаемых тяжелыми заряженными частицами с кинетическими энергиями ( $T$ ) более нескольких сотен МэВ на нуклон, радиационные условия определяются возникающими в ядерных взаимодействиях нейтронами, протонами и мезонами. Мощность поглощенной дозы в воздухе (Гр/с) от этих частиц под углом  $\theta$  (рад) к направлению первичного пучка протонов на расстоянии  $r$  (м) от мишени можно найти с помощью следующего эмпирического выражения:

$$\dot{D} = \frac{N}{r^2} \left[ C_1 \left( \frac{T}{24} \right)^m \exp(-\beta_1 \cdot \theta) + C_2 \left( \frac{T}{7,1} \right)^n \left( \frac{A}{63,5} \right)^{0,5} \exp(-\beta_2 \cdot \theta) \right], \quad (20.40)$$

где  $C_1 = 5 \cdot 10^{-12}$  Гр · м<sup>2</sup>;  $C_2 = 3,6 \cdot 10^{-13}$  Гр · м<sup>2</sup>;  $\beta_1 = 10,1$  рад<sup>-1</sup>;  $\beta_2 = 1,4$  рад<sup>-1</sup>;

$$m = \begin{cases} 0, & \text{если } T \leq 7,1 \text{ ГэВ;} \\ 1/3, & \text{если } T > 7,1 \text{ ГэВ.} \end{cases} \quad n = \begin{cases} 1/2, & \text{если } T \leq 7,1 \text{ ГэВ;} \\ 1/3, & \text{если } T > 7,1 \text{ ГэВ.} \end{cases}$$

Формула (20.40) справедлива для  $0,6 < T < 400$  ГэВ и для углов  $\theta \geq 3^\circ$ , а значения кинетической энергии протона в нее надо подставлять в ГэВ.

Для условий примера 1 имеем:

$$\dot{D} = \frac{N}{r^2} \left[ C_1 \exp(-\beta_1 \cdot \theta) + C_2 \cdot \left( \frac{T}{7,1} \right)^{0,5} \cdot \left( \frac{A}{63,5} \right)^{0,5} \cdot \exp(-\beta_2 \cdot \theta) \right] \left( \frac{\text{Гр}}{\text{с}} \right).$$

Подставляя начальные данные, получаем  $\dot{D} = 2,9 \cdot 10^4$  мкГр/ч.

6. Для углов  $\theta \geq 30^\circ$  типичное значение взвешивающего коэффициента излучения на ускорителях высоких энергий  $\bar{w} = 4$ , поэтому мощность эквивалентной дозы  $\dot{H} = 1,2 \cdot 10^5$  мкЗв/ч. С уменьшением угла  $\theta$  увеличивается вклад в дозу от протонов и при углах  $\theta < 20^\circ$  они дают основной вклад в дозу. В соответствии с НРБ-99/2009 для углов  $\theta < 30^\circ$  для коэффициента качества надо использовать значение  $\bar{w} = 5$ .

*Расчет для других направлений выполните самостоятельно.*

Выше мы уже отметили, что формула (20.40) справедлива для *тонких мишеней*  $l < L_{in}$  и не учитывает влияние межъядерного каскада на величину дозы. В межъядерном каскаде в неупругих реакциях адронов рождается большое количество частиц, которые имеют широкое угловое распределение. Они дополнительно увеличивают мощность дозы, особенно под большими углами к направлению первичного пучка. Вклад в дозу от быстрых нейтронов, рождающихся в этих столкновениях, можно приближенно учесть (см. [14]).

**Пример 2**. Пучок протонов с кинетической энергией 3500 МэВ, плотностью потока  $\phi = 10^{10}$  протонов/см<sup>2</sup>·с и сечением 200 мм<sup>2</sup> падает на внешнюю медную мишень толщиной 100 мм, поперечные размеры которой превосходят размеры пучка. Протоны, не испытавшие неупругих взаимодействий в мишени, выходят за пределы мишенной станции и поглощаются в медном поглотителе пучка. Облучение длится два сеанса по пять часов каждый.

Определить мощность эквивалентной дозы от гамма-излучения образующегося в меди радионуклида <sup>60</sup>Со через 1 час после последнего сеанса облучения на расстоянии 1 м от мишени и от поглотителя пучка. Ослабление гамма-излучения в мишени не учитывать, в поглотителе пучка учесть по экспоненциальному закону.

### Решение

При облучении меди протонами высоких энергий в ней образуется большое число радионуклидов, которые являются источниками гамма-излучения. Среди них наибольшую опасность представляют радионуклиды, имеющие большой период полураспада, например: <sup>46</sup><sub>21</sub>Sc (83,8 сут); <sup>48</sup><sub>23</sub>V (15,976 сут); <sup>52</sup><sub>25</sub>Mn (5,67 сут); <sup>54</sup><sub>25</sub>Mn (312,3 сут); <sup>59</sup><sub>26</sub>Fe (45,1 сут); <sup>56</sup><sub>27</sub>Co (78,5 сут); <sup>57</sup><sub>27</sub>Co (271,4 сут); <sup>58</sup><sub>27</sub>Co (70,78 сут); <sup>60</sup><sub>27</sub>Co (5,272 лет); <sup>65</sup><sub>30</sub>Zn (244,1 сут). Именно эти радионуклиды определяют радиационную обстановку вблизи облученного места спустя длительное время после окончания облучения.

1. С учетом двух сеансов облучения выражение (20.30) для удельной активности будет иметь следующий вид:

$$\begin{aligned} A_m(t) &= \frac{N_A}{A_j} \phi(T_0) \sigma_{ij}(T_0) \left[ \left(1 - e^{-\lambda_i t_1}\right) e^{-\lambda_i \tau_1} + \left(1 - e^{-\lambda_i t_2}\right) e^{-\lambda_i \tau_2} \right] = \\ &= \frac{N_A}{A_j} \phi(T_0) \sigma_{ij}(T_0) \left(1 - e^{-\lambda_i t}\right) \left(e^{-\lambda_i \tau_1} + e^{-\lambda_i \tau_2}\right), \end{aligned} \quad (20.41)$$

где  $t = 5$  ч,  $\tau_1 = 25$  ч,  $\tau_2 = 1$  ч.

2. Расчет микроскопического сечения ядерной реакции с образованием <sup>60</sup>Со (<sup>64</sup><sub>29</sub>Cu + <sup>1</sup><sub>1</sub>p → <sup>60</sup><sub>27</sub>Co + <sup>4</sup><sub>2</sub>He + <sup>1</sup><sub>1</sub>p) выполним по формуле Рудстама (20.31):  $P = 0,056$ ;  $S = 0,486$ ;  $R = 1,87$ ;  $Q = 0,00038$ ;  $\bar{\sigma} \approx 16$ . Получаем  $\sigma_{ij}(T_0) \approx 12$  мб.

3. Найдем теперь удельную активность  $A_m$ . Постоянная распада <sup>60</sup>Со  $\lambda = 1,5 \cdot 10^{-5}$  1/ч, поэтому  $\lambda t \ll 1$ ,  $\lambda \tau_1 \ll 1$  и  $\lambda \tau_2 \ll 1$ . Разлагаем экспоненты

в ряд и оставляем первые два члена. В результате получаем удельную активность:

$$A_m(t) \approx \frac{N_A}{A_j} \phi(T_0) \sigma_{ij}(T_0) \cdot 2\lambda_i t \approx 181 \left( \frac{\text{Бк}}{\text{г}} \right).$$

4. Средние ионизационные потери протонов в мишени много меньше их начальной энергии (см. пример 1), а средний пробег протонов за счет этих потерь много больше длины свободного пробега между неупругими ядерными взаимодействиями (см., например, рис. 20.8 для железа), поэтому пучок пронизывает всю мишень и активизирует объем меди  $V = 20 \text{ см}^3$ . Масса этого объема меди около 180 г. Общая активность мишени (только для одного радионуклида  $^{60}\text{Co}$ )  $A = A_m \cdot m \approx 3,3 \cdot 10^4 \text{ Бк}$ .

5. Будем рассматривать активированный объем меди как точечный изотропный источник. Тогда мощность эквивалентной дозы:

$$\dot{H}_{^{60}\text{Co}} = A \Gamma_H / r^2 = 3,1 \cdot 10^6 \text{ аЗв/с} \approx 0,01 \text{ мкЗв/ч},$$

$\Gamma_H = 94 \text{ аЗв} \cdot \text{м}^2 / (\text{с} \cdot \text{Бк})$  – гамма-постоянная по мощности эквивалентной дозы.

Замечания к решению:

- мы нашли мощность эквивалентной дозы только от одного радионуклида, но выше отмечено, что при облучении меди образуется большое число долгоживущих радионуклидов. Поэтому для определения радиационной обстановки необходимо просуммировать вклады от всех возникших источников гамма-излучения;
- время облучения может достигать сотен часов;
- облученная масса может составлять сотни килограмм.

6. Рассмотрим теперь алгоритм расчета мощности эквивалентной дозы от поглотителя пучка.

В соответствии с выражениями (20.1) и (20.39) вероятность неупругого взаимодействия протона в мишени  $\eta = 0,47$ , поэтому на поглотитель пучка падает только часть  $(1-\eta)$  протонов. Удельная активность на поверхности поглотителя  $A_m(0) = 181 \cdot 0,53 = 96 \text{ Бк/г}$ . Не будем учитывать изменение поперечных размеров протонного пучка при поглощении в поглотителе. Полный путь, который проходит протонный пучок в поглотителе пучка при поглощении много больше его поперечных размеров, поэтому активированную область поглотителя можно рассматривать как линейный источник, активность которого изменяется с глубиной по экспоненциальному закону:

$$A_L(x) = A_L(0) \exp(-\Sigma_{in} \cdot x) \approx 1,7 \cdot 10^3 \exp(-\Sigma_{in} \cdot x) \text{ (Бк/см)}.$$

От элементарной области источника  $dx$  (см. рис. 20.21) мощность эквивалентной дозы в точке  $A$  равна:

$$d\dot{H}_A = \frac{A_L \Gamma_H dx}{(x+a)^2} \exp(-\Sigma_\gamma x) B_D(\Sigma_\gamma x), \quad (20.42)$$

где  $\Sigma_\gamma$  – линейный коэффициент ослабления для средней энергии гамма-квантов источника в веществе поглотителя (для нашего случая  $\bar{E}_\gamma = 1,25$  МэВ,  $\Sigma_\gamma = 0,422$  1/см).

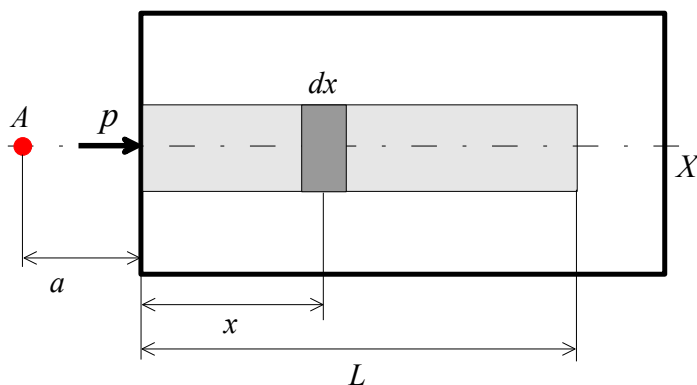


Рис. 20.21. К определению мощности эквивалентной дозы от поглотителя пучка

Представим ФН в виде формулы Тейлора и объединим показатели экспонент (см. лекцию 9), тогда получим

$$d\dot{H}_A = \frac{A_L \Gamma_H dx}{(x+a)^2} [A_1 \exp(-\Sigma_1 x) + A_2 \exp(-\Sigma_2 x)], \quad (20.43)$$

где  $\Sigma_1 = \Sigma_\gamma(1 + \alpha_1)$ ;  $\Sigma_2 = \Sigma_\gamma(1 + \alpha_2)$ ;  $A_2 = 1 - A_1$ ;  $A_1 = 7$ ,  $\alpha_1 = -0,085$  и  $\alpha_2 = 0,05$  – коэффициенты представления ФН по формуле Тейлора (берем значения для железа из табл. 7.2 в Лекции 7).

Интегрируя выражение (20.43), окончательно получаем:

$$\dot{H}_A = 3,6 \cdot 10^{-5} A_L(0) \Gamma_H \left[ A_1 \int_0^L \frac{\exp(-\Sigma_1 x) dx}{(x+a)^2} + A_2 \int_0^L \frac{\exp(-\Sigma_2 x) dx}{(x+a)^2} \right] \left( \frac{\text{мкЗв}}{\text{ч}} \right), \quad (20.44)$$

где  $\Sigma_I = \Sigma_{in}(T) + \Sigma_1(\bar{E}_\gamma)$ ;  $\Sigma_{II} = \Sigma_{in}(T) + \Sigma_2(\bar{E}_\gamma)$ ,  $\Gamma_H = 94 \frac{\text{аЗв} \cdot \text{м}^2}{\text{с} \cdot \text{Бк}}$ . Все расстояния надо подставлять в сантиметрах.

Взяв численно два интеграла (например, в программе «Математика»), можно определить величину  $\dot{H}_A$  от одного радионуклида  $^{60}\text{Co}$ , образующегося в поглотителе пучка (выполните самостоятельно). Для определения полной мощности эквивалентной дозы необходимо просуммировать вклады от всех родившихся радионуклидов, являющихся источниками гамма-излучения.

При вычислении интегралов следует иметь в виду, что в зависимости от величины  $L$  это функции с насыщением, так как с увеличением  $L$  уменьшается вероятность выхода гамма-излучения из поглотителя по причине его поглощения. Оценить максимальное значение  $L$  можно по величине среднего пробега за счет потерь на ионизацию и возбуждение атомов (см. табл. 20.12).

Таблица 20.12

Средние пробеги релятивистских протонов ( $g/cm^2$ ) [10]

$T$ , ГэВ	C	Al	Cu	Pb	Воздух
1,0	365,3	412,0	479,4	642,2	370,0
1,5	630,7	707,7	818,7	1 088	635,7
2,0	907,3	1 014	1 168	1 543	910,3
2,5	1 188	1 324	1 520	1 996	1 187
3,0	1 469	1 634	1 871	2 445	1 463
4,0	2 029	2 250	2 596	3 326	2 008
5,0	2 584	2 857	3 248	4 185	2 543
6,0	3 133	3 456	3 919	5 024	3 067
8,0	4 212	4 629	5 232	6 655	4 089
10	5 270	5 777	6 512	8 234	5 081
15	7 850	8 563	9 610	12 023	7 462
20	10 595	11 262	12 604	15 657	9 742
25	12 820	13 901	15 525	19 184	11 960
30	15 243	16 494	18 391	22 629	14 102
40	20 003	21 574	24 002	29 344	18 282
50	24 877	26 550	29 492	35 883	22 336
60	29 286	31 448	34 888	42 290	26 295
70	33 843	36 284	40 214	48 596	30 177
80	38 356	41 067	45 477	54 820	34 002
90	42 833	45 807	50 692	60 975	37 781
100	47 278	50 509	55 863	67 070	41 519

**Пример 3** [33]. Электронный пучок с кинетической энергией 3 ГэВ и мощностью пучка  $10^8$  электронов/с падает перпендикулярно на бетонную защиту толщиной 370 см. Найти мощность эквивалентной дозы за защитой.

**Решение**

Для электронов с кинетической энергией  $T$  от 1 до 1000 ГэВ мощность эквивалентной дозы на оси пучка за поглотителем толщиной  $L$  можно рассчитать по следующей эмпирической формуле:

$$\dot{H}(T, L) = 3,6 \cdot 10^9 q \left[ \bar{w} S_a \exp(-\rho L / \lambda_a) + S_n T \frac{\exp(-\rho L / \lambda_n)}{L^2} + \frac{1,2 \cdot 10^{-11} T \exp(-\rho L / \lambda_h)}{A^{0,4} L^2} \right] \left( \frac{\text{мкЗв}}{\text{ч}} \right), \quad (20.45)$$

где  $q$  (электрон/с) – мощность первичного электронного пучка;  $\bar{w}$  – средний коэффициент качества (зависит от вещества поглотителя);  $\rho$  ( $г/см^3$ ) – плотность вещества поглотителя;  $A$  ( $г/моль$ ) – атомная масса этого вещества;  $S_a$  – значение источника электромагнитной компоненты ЭФЛ;  $S_n$  – значение источника нейтронов гигантского резонанса;  $\lambda_a$  – длина ослабления дозы на

оси ЭФЛ;  $\lambda_n$  – длина ослабления нейтронов гигантского резонанса;  $\lambda_h$  – длина ослабления высокоэнергетических частиц ЭФЛ (определяется также и взаимодействиями высокоэнергетических фотонов с ядерными нуклонами). Значения  $\bar{w}$ ,  $S_a$ ,  $S_n$ ,  $\lambda_a$ ,  $\lambda_n$  и  $\lambda_h$  для трех веществ приведены в табл. 20.13. Эффективная атомная масса бетона равна 22,116 г/моль.

Первое слагаемое выражения (20.45) учитывает вклад в дозу от электромагнитной компоненты каскада, второе – вклад от фотонейтронов из области энергий гигантского резонанса, третье – вклад от высокоэнергетических (более 25 МэВ) частиц ливня.

Таблица 20.13

Значения  $S_a$ ,  $S_n$ ,  $\lambda_a$ ,  $\lambda_n$ ,  $\lambda_h$  и  $\bar{w}$

Материал	$S_a$ , Гр/электрон	$\lambda_a$ , г/см <sup>2</sup>	$S_n$ , Зв·см <sup>2</sup> /ГэВ·электрон	$\lambda_n$ , г/см <sup>2</sup>	$\lambda_h$ , г/см <sup>2</sup>	$\bar{w}$ , Зв/Гр
Бетон	$1,9 \cdot 10^{-9} T^{1,8}$	44	$6,0 \cdot 10^{-12}$	42	117	1,2
Железо	$2,9 \cdot 10^{-8} T^{1,7}$	30	$7,7 \cdot 10^{-12}$	130	164	1,3
Свинец	$1,9 \cdot 10^{-7} T^{1,4}$	18	$1,9 \cdot 10^{-11}$	235	253	1,8

Подставляя начальные данные и значения переменных из табл. 20.13, получаем  $\dot{H} \approx 6$  мкЗв/ч.

Для нахождения толщины поглотителя ( $L$ ), за которой мощность дозы не превышает определенного значения, необходимо в соответствии с выражением (20.45) построить график  $\dot{H}(L)$ , по которому и определять величину  $L$ .

**Пример 4** [38]. Электронный пучок линейного ускорителя электронов имеет следующие параметры: число электронов в сгустке  $N = 10^{10}$ , частота импульсов  $f = 10$  Гц, энергия электронов  $T = 10$  ГэВ. В конце цикла ускорения электронный пучок падает перпендикулярно на цилиндрический железный поглотитель пучка с размерами: длина  $l = 35$  см, радиус  $r = 5$  см. Найти мощность эквивалентной дозы от фотонов и нейтронов, рождающихся в поглотителе, за боковыми бетонными стенами помещения, где он находится (стены 1, 2 на рис. 20.22). Толщина всех стен равна 1,5 м, а расстояние от внешней поверхности поглотителя до стен  $h = 1,2$  м.

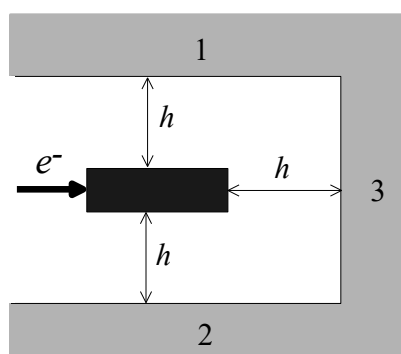


Рис. 20.22. Геометрия для примера 4

### Решение

Для расчета защиты электронных ускорителей на большие энергии можно воспользоваться программой SHIELD11 [36], которая разработана в SLAC специально для этих целей. Расчеты в этой программе проводятся на

основе эмпирических выражений для мощности эквивалентной дозы за защитой отдельно от нейтронов и фотонов, рождающихся в толстой цилиндрической мишени. Толстой является мишень, в которой полностью развивается ЭФЛ. Радиус такой мишени должен быть не менее  $2 X_M$  ( $X_M$  – мольеровская единица длины, см. выражение (20.2)), а длина – более  $3 z_{\max}$  ( $z_{\max}$  см. выражение (20.8)).

Геометрия, в которой возможен расчет защиты в программе SHIELD11, приведена на рис. 20.23. Основная и дополнительная защита могут располагаться под углами  $0^\circ \leq \alpha \leq 180^\circ$  относительно направления электронного

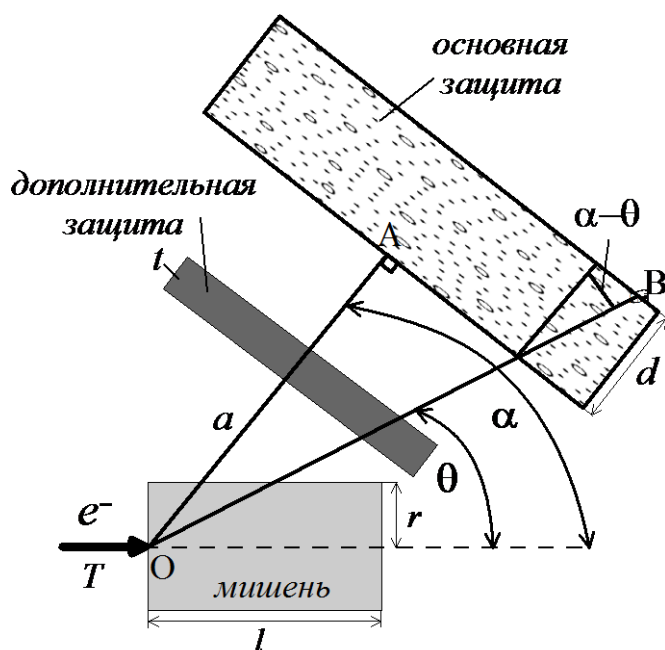


Рис. 20.23. Геометрия расчета защиты в программе SHIELD11

пучка. Расстояние основной защиты от мишени  $a = \overline{OA}$  отсчитывается от точки падения электронного пучка на мишень (т. О на рис. 20.23). Дополнительная защита располагается между мишенью и основной защитой. Мощность дозы рассчитывается в т. В (точка детектора), которая может располагаться под различными углами  $\theta$  относительно оси пучка (в общем случае  $0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ ).

Программа SHIELD11 рассчитывает мощность эквивалентной дозы в точке детектора (их может быть несколько) при заданных параметрах мишени и защиты. Выражения

для расчетов основаны на экспериментальных данных для энергий электронов 1...15 ГэВ, для мишеней из Fe и Pb толщиной 10...20 радиационных единиц и для защиты (основной и дополнительной) из бетона, Fe и Pb. Рассматриваемая версия программы позволяет проводить расчеты для энергий менее 1 ГэВ и учитывать ослабление излучения в мишени. Мы же воспользуемся выражениями для энергий 1 ГэВ и более без учета ослабления в мишени.

Мощность эквивалентной дозы в т. В на рис. 20.23 от нейтронов при наличии только основной защиты определяется следующим выражением:

$$\dot{H}_n \left( \frac{\text{МКЗВ}}{\text{ч}} \right) = 2,25 \cdot 10^9 W \left[ \frac{\cos(\alpha - \theta)}{a + d} \right]^2 \left\{ 4,93 Z^{0,662} \exp[-d \rho / \lambda_1 \cos(\alpha - \theta)] + \frac{43,9 \exp[-d \rho / \lambda_2 \cos(\alpha - \theta)]}{A^{0,37} (1 - 0,75 \cos \theta)} + \frac{13,7 \exp[-d \rho / \lambda_3 \cos(\alpha - \theta)]}{A^{0,65} (1 - 0,72 \cos \theta)^2} \right\}, \quad (20.46)$$



где  $W$  – мощность электронного пучка (кВт);  $Z$  – атомный номер;  $A$  – атомная масса вещества мишени;  $d$  (см) – толщина основной защиты;  $\rho$  (г/см<sup>3</sup>) – ее плотность;  $\lambda_i$  (г/см<sup>2</sup>) – длина свободного пробега соответствующей группы нейтронов в веществе защиты (табл. 20.14). Углы  $\alpha$  и  $\theta$  показаны на рис. 20.23.

Выражение (20.46) учитывает вклад в эквивалентную дозу от рождающихся в мишени следующих групп нейтронов:

- 1) от нейтронов гигантского резонанса – это нейтроны (фотонейтроны) с энергиями  $0,1 < T < 20$  МэВ, которые родились в фотоядерных реакциях. Первое слагаемое в фигурной скобке;
- 2) от нейтронов средних энергий  $20 < T < 100$  МэВ. Второе слагаемое в фигурной скобке;
- 3) от нейтронов высоких энергий (более 100 МэВ) – это нейтроны, которые рождаются при взаимодействиях адронов. Адроны; в свою очередь; образуются высокоэнергетическими фотонами ЭФЛ в реакциях фоторождения пионов и пар нуклонов. Третье слагаемое в фигурной скобке.

Для расчета мощности эквивалентной дозы от фотонов в SHIELD11 используется следующее выражение:

$$\begin{aligned} \dot{H}_\gamma = C \left[ \frac{\cos(\alpha - \theta)}{a + d} \right]^2 & \left\{ 1,06 \cdot 10^6 T e^{-0,995\sqrt{\theta}} \exp(-l\rho_m/\lambda_{4m}) \exp[-d\rho/\lambda_4 \cos(\alpha - \theta)] + \right. \\ & + 683 e^{-\theta/72} \exp(-r\rho_m/\lambda_{4m}) \exp[-d\rho/\lambda_4 \cos(\alpha - \theta)] \quad \text{для } \theta \leq 90^\circ \\ & + 683 e^{-\theta/72} e^{-1,1899} \exp[-d\rho/\lambda_4 \cos(\alpha - \theta)] \quad \text{для } \theta > 90^\circ \\ & \left. + \frac{3,78 \exp[-d\rho/\lambda_5 \cos(\alpha - \theta)]}{A^{0,65} (1 - 0,72 \cos \theta)^2} \right\}, \end{aligned} \quad (20.47)$$

где  $C = 2,25 \cdot 10^9 W$ ;  $T$  (ГэВ) – энергия электронного пучка;  $Z$  – атомный номер;  $A$  – атомная масса вещества мишени;  $l$  и  $r$  – соответственно длина и радиус мишени (см);  $\rho_m$  (г/см<sup>3</sup>) – ее плотность;  $\lambda_{4m}$  – эффективная длина свободного пробега фотонов с энергиями 0,1...20 МэВ в веществе мишени;  $\lambda_4$  и  $\lambda_5$  (г/см<sup>2</sup>) – эффективная длина свободного пробега соответствующей группы фотонов в веществе защиты.

Значения всех переменных для веществ мишени и защиты надо брать из табл. 20.14. Углы  $\alpha$  и  $\theta$  везде надо подставлять в градусах.

Выражение (20.47) учитывает вклад в эквивалентную дозу от рождающихся в мишени следующих групп частиц:

- 1) от фотонов развивающегося в толстой мишени ЭФЛ с энергиями от 0,1 до 20 МэВ. Эта область энергий соответствует минимуму в сечении ослабления фотонов. Первые три слагаемые в фигурных скобках;
- 2) от фотонов и заряженных частиц, которые рождаются в защите при прохождении через нее нейтронов с энергиями более 100 МэВ. Последнее слагаемое в фигурных скобках.

## Характеристики веществ защиты и мишени в SHIELD11

Характеристика вещества	Вещество		
	Бетон	Fe	Pb
Z	13	26	82
A	26,98	55,85	207,19
$\rho$ , (г/см <sup>3</sup> )	2,35	7,87	11,35
$\lambda_1$ , (г/см <sup>2</sup> )	30	47	97
$\lambda_2$ , (г/см <sup>2</sup> )	55	145	200
$\lambda_3$ , (г/см <sup>2</sup> )	120	145	200
$\lambda_4$ , (г/см <sup>2</sup> )	42	33,6	24
$\lambda_5$ , (г/см <sup>2</sup> )	120	145	200

Чтобы учесть ослабление излучения дополнительной защитой толщиной  $t$  (см. рис. 20.23), необходимо умножить каждое слагаемое в фигурных скобках выражений (20.46) и (20.47) на  $\exp[-t \rho / \lambda_i \cos(\alpha - \theta)]$ , где  $\rho$  – плотность вещества дополнительной защиты,  $\lambda_i$  – эффективная длина свободного пробега соответствующей группы частиц в заданном веществе защиты (см. табл. 20.14).

1. Находим мощность электронного пучка:

$$W = 1,6 \cdot 10^{-13} N \cdot f \cdot T = 1,6 \cdot 10^{-13} \cdot 10^{10} \cdot 10 \cdot 10 = 0,16 \text{ кВт}.$$

2. Для стен 1 и 2 имеем:  $\alpha = \theta = 90^\circ$ ,  $\alpha - \theta = 0$ ,  $a = 125$  см. Остальные данные для железного поглотителя пучка и защиты из бетона берем из табл. 20.14 и, выполнив вычисления по формуле (20.46), получаем:

$$\dot{H}_n = 1,60 + 78,6 + 254,4 \approx 335 \text{ (мкЗв/ч)}.$$

Из трех групп нейтронов основной вклад в эквивалентную дозу за защитой вносят нейтроны с энергиями более 100 МэВ.

3. Выполняем расчет для стен 1 и 2 по формуле (20.47) и получаем

$$\dot{H}_\gamma = 65,8 + 70,1 \approx 136 \text{ (мкЗв/ч)}.$$

Вклады обеих групп частиц, определяющих мощность дозы от фотонов, примерно одинаковы. Полная мощность эквивалентной дозы за боковой защитой  $\dot{H} = \dot{H}_n + \dot{H}_\gamma = 335 + 136 = 471$  (мкЗв/ч), основной вклад дают нейтроны  $\dot{H}_n / \dot{H}_\gamma \approx 2,5$ .

**Пример 5.** Пучок протонов с кинетической энергией  $T_0 = 6$  ГэВ и мощностью пучка  $q = 10^{11}$  протонов/с падает на железный поглотитель пучка. В результате неупругих ядерных взаимодействий протонов в поглотителе пучка образуются радионуклиды. Оценить на расстоянии 2 м от поглотителя мощность эквивалентной дозы от гамма-излучения радионуклидов при длительном облучении (насыщенная наведенная активность).

### Решение

Для решения воспользуемся некоторыми эмпирическими закономерностями (правилами), полученными в результате практических расчетов защиты на протонных ускорителях [39].

1. Полное число неупругих ядерных взаимодействий релятивистского протона в веществе (полное число звезд см. рис. 20.10) равно примерно  $nT_0$ , где  $T_0$  – кинетическая энергия протона (ГэВ),  $n$  – число звезд на 1 ГэВ первичной энергии. Величину  $n$  определяем из рис. 20.24 и находим полное число звезд ( $N^*$ ), которые генерирует протонный пучок в поглотителе пучка за 1 с:

$$N^* = nT_0 \cdot q \approx 3,5 \cdot 6 \cdot 10^{11} = 2,1 \cdot 10^{12} \text{ 1/с.}$$

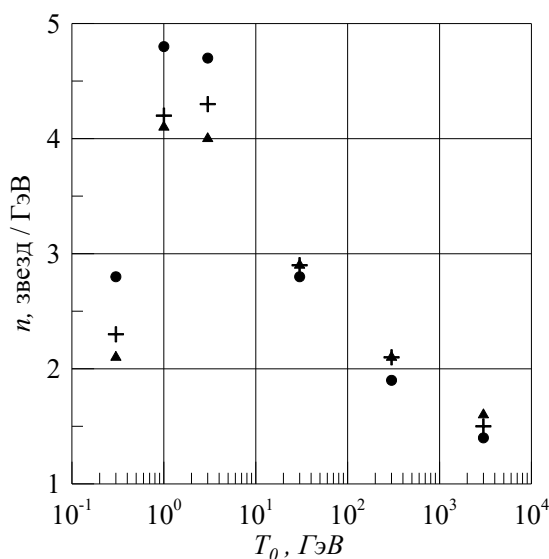


Рис. 20.24. Среднее число неупругих взаимодействий протона в веществе на 1 ГэВ энергии [39]: ● – графит, + – медь, ▲ – вольфрам

разнообразных ускорителях с мощными источниками вторичных излучений используется большое число различных методов расчета защиты. Многие решаемые при этом задачи являются общими для соответствующего класса ускорителей, но в зависимости от применения ускорителя и особенностей конкретных экспериментов возникают и специфические задачи разработки защиты. На всех крупных ускорителях создаются специальные группы специалистов, которые занимаются задачами защиты от излучений как на этапе проектирования и строительства ускорителя, так и при его эксплуатации – при подготовке новых экспериментов и модернизации ускорителя.

## Задание 20

### Контрольные вопросы

1. Зачем нужны ускорители заряженных частиц? Приведите примеры их использования в различных областях человеческой деятельности.

2. Пренебрегая размерами поглотителя пучка, считаем его точечным источником гамма-излучения с эффективной энергией 800 кэВ. Тогда мощность эквивалентной дозы на расстоянии  $R$  от точечного источника при насыщенной наведенной активности

$$\dot{H} = 5 \cdot 10^{-8} \frac{N^*}{R^2} \left( \frac{\text{мкЗв}}{\text{ч}} \right), \quad (20.48)$$

где расстояние  $R$  измеряется в метрах. На расстоянии 2 м от поглотителя  $\dot{H} \approx 2,6 \cdot 10^4 \text{ мкЗв/ч}$ .

В заключение лекции отметим, что для обеспечения радиационной безопасности на

2. Какие типы ускорителей существуют?
3. Какие излучения определяют защиту различных типов ускорителей?
4. В чем отличие больших и маленьких ускорителей как источников ионизирующего излучения?
5. Какие источники потерь энергии существуют на больших протонных ускорителях?
6. Какие основные требования предъявляются к защите больших протонных ускорителей?
7. Что происходит при прохождении релятивистских протонов через вещество? Когда ядерные взаимодействия протонов начинают определять ослабление адронов в веществе? Что такое ядерный и межъядерный каскад? Какие частицы составляют основу этих каскадов?
8. Как появляются и развиваются электрон-фотонные ливни?
9. В чем заключается особенность распространения мюонов в веществе? Как проектируется защита от мюонов?
10. В чем особенность расчета защиты на больших протонных ускорителях? Как рассчитывается такая защита?
11. Перечислите основные факторы вредного воздействия ускорителей.
12. В чем заключаются особенности защиты ускорителей электронов?

### Задачи

1. Рассчитать концентрацию ядер изотопов  $^{14}_6\text{C}$ ,  $^{41}_{18}\text{Ar}$  и  $^{16}_7\text{N}$  и запретный период, если при работе ускорителя в бункере образуются фотонейтроны со средней плотностью потока  $10^7$  н/см<sup>2</sup>с. Объем бункера 50 м<sup>3</sup>, время работы ускорителя 5 ч.
2. Пучок протонов с плотностью потока  $\phi = 10^{10}$  част/см<sup>2</sup> с, сечением 200 мм<sup>2</sup> и кинетической энергией  $T_0$  падает на внешнюю медную мишень толщиной  $d$ . Протоны, прошедшие мишень, поглощаются в медном поглотителе пучка. Облучение длится  $n$  сеансов по  $t$  часов каждый сеанс. Оценить мощность эквивалентной дозы от гамма-излучения образующегося в меди радионуклида  $^A_Z\text{X}$  через 1 час после последнего сеанса облучения на расстоянии 1 м от мишени. Ослабление гамма-излучения в мишени не учитывать, в поглотителе пучка учесть по экспоненциальному закону. Данные для задачи взять из табл. 20.15.

Таблица 20.15

Данные для задачи 2

Вариант	1	2	3	4	5	6	7	8
$T_0$ , ГэВ	2	2,5	3	3,5	4	4,5	2,5	1,8
$d$ , мм	200	230	240	250	260	150	250	150
$n$	2	3	1	3	2	2	2	3
$t$ , часы	5	6	12	5	7	5	6	4
$^A_Z\text{X}$	$^{60}_{27}\text{Co}$	$^{52}_{25}\text{Mn}$	$^{46}_{21}\text{Se}$	$^{48}_{23}\text{V}$	$^{54}_{25}\text{Mn}$	$^{59}_{26}\text{Fe}$	$^{56}_{27}\text{Co}$	$^{52}_{25}\text{Mn}$

Окончание табл. 20.15

Вариант	9	10	11	12	13	14	15	16
$T_0$ , ГэВ	2,5	4	4,5	3	2,8	5	5,5	6
$d$ , мм	200	260	200	200	150	200	200	180
$n$	2	2	1	2	2	1	3	2
$t$ , часы	6	7	15	7	6	6	3	5
${}^A_Z X$	${}^{48}_{23} V$	${}^{59}_{26} Fe$	${}^{56}_{27} Co$	${}^{54}_{25} Mn$	${}^{52}_{25} Mn$	${}^{60}_{27} Co$	${}^{46}_{21} Se$	${}^{59}_{26} Fe$

3. Проектируется протонный синхротрон на энергию  $T_0$ , ускорительное кольцо которого будет находиться в полузаглубленном туннеле. Предполагается, что в местах расположения мишеней максимальная мощность источников нейтронов, выходящих через верхнюю защиту, равна  $q$ , а максимальная энергия нейтронов равна  $T_{max}$ . Пренебрегая азимутальной неоднородностью излучения вокруг ускорителя, оценить размер санитарно-защитной зоны, определяемой скайшайн нейтронов. Данные для задачи взять из табл. 20.16.

Таблица 20.16

Данные для задачи 3

Вариант	1	2	3	4	5	6	7	8
$T_0$ , ГэВ	10	20	300	40	100	70	200	400
$q$ , н/с	$10^{13}$	$10^{14}$	$10^{12}$	$10^{13}$	$10^{14}$	$10^{15}$	$10^{15}$	$10^{14}$
$T_{max}$ , МэВ	20	50	200	100	100	80	150	500

Вариант	9	10	11	12	13	14	15	16
$T_0$ , ГэВ	250	74	800	50	150	700	250	80
$q$ , н/с	$10^{13}$	$10^{14}$	$10^{12}$	$10^{13}$	$10^{14}$	$10^{15}$	$10^{15}$	$10^{14}$
$T_{max}$ , МэВ	200	50	1000	100	1500	800	250	50

4. Электронный пучок с кинетической энергией  $T$  и мощностью пучка  $q$  падает перпендикулярно на защиту из вещества  $X$ . Найти толщину защиты, которая обеспечивает допустимые условия работы для персонала ускорителя. Данные для задачи взять из табл. 20.17.

Таблица 20.17

Данные для задачи 4

Вариант	1	2	3	4	5	6	7	8
$T$ , ГэВ	1	2	5	40	10	70	200	400
$q$ , л/с	$10^{13}$	$10^{10}$	$10^{12}$	$10^8$	$10^{10}$	$10^{11}$	$10^7$	$10^8$
Вещество	Бетон	Fe	Pb	Fe	Бетон	Pb	Fe	Бетон

Окончание табл. 20.17

Вариант	9	10	11	12	13	14	15	16
$T$ , ГэВ	1000	500	25	100	300	15	600	1,5
$q$ , 1/с	$10^{10}$	$10^{12}$	$10^{13}$	$10^8$	$10^{10}$	$10^{11}$	$10^9$	$10^8$
Вещество	Бетон	Fe	Pb	Pb	Бетон	Pb	Fe	Бетон

5. Электронный пучок линейного ускорителя электронов на энергию  $T$  имеет следующие параметры: число электронов в сгустке равно  $N$ , частота импульсов равна  $f$ . В конце цикла ускорения электронный пучок сбрасывается на цилиндрический поглотитель пучка из вещества  $X$  с радиусом  $r = 2,5X_M$  и длиной  $l = 3,5z_{\max}$ . Найти толщину основной защиты из бетона на трех стен помещения, в котором находится поглотитель пучка (см. рис. 20.21), если за стенами находится персонал гр. Б. Расстояние от внешней поверхности поглотителя до стен  $h = 1,5$  м. Между основной защитой и поглотителем пучка находится дополнительная защита из вещества  $X$  толщиной  $t$ . Данные для расчета приведены в табл. 20.18.

Таблица 20.18

Данные для задачи 5

Вариант	1	2	3	4	5	6	7	8
$T_0$ , ГэВ	1	20	10	40	5	7	3	15
$N$	$10^{13}$	$10^{11}$	$10^{12}$	$10^{10}$	$10^{13}$	$10^{12}$	$10^{14}$	$10^{14}$
$f$ , Гц	50	20	15	10	15	15	30	10
$X$	Fe	Pb	Fe	Pb	Fe	Pb	Fe	Pb
$X$	Pb	Fe	Pb	Fe	Pb	Fe	Pb	Fe
$t$ , см	15	25	10	30	10	25	5	10

Вариант	1	2	3	4	5	6	7	8
$T_0$ , ГэВ	25	30	8	35	12	17	23	45
$N$	$10^{11}$	$10^{10}$	$10^{12}$	$10^{10}$	$10^{13}$	$10^{12}$	$10^{14}$	$10^{10}$
$f$ , Гц	15	10	15	10	15	15	20	10
Вещество мишени	Fe	Pb	Fe	Pb	Fe	Pb	Fe	Pb
$X$	Pb	Fe	Pb	Fe	Pb	Fe	Pb	Fe
$t$ , см	25	50	15	40	20	25	15	60

*Примечание.*

Для решения задачи необходимо составить программу на основе уравнений (20.46) и (20.47) и рассчитать зависимость мощности эквивалентной дозы от толщины основной защиты для нейтронов и фотонов, выходящих из поглотителя пучка. Для стен 1 и 2 использовать  $\alpha = \theta = 90^\circ$ , а для стены 3 –  $\alpha = \theta = 0^\circ$ .

### Расчет в программе «Компьютерная лаборатория»



Выполнить в режиме BARRIER моделирование электрон-фотонного каскада в однородном поглотителе больших размеров из вещества X от первичной частицы ( $e^-$  – электрон,  $\gamma$  – фотон) с энергией  $T_0$  ( $E_0$ ). Нарисовать распределение поглощенной энергии и флюенса электронов с позитронами по толщине поглотителя, выразив ее в радиационных единицах длины. Сравнить результаты моделирования с универсальной каскадной кривой, найти по ним  $z_{\max}$  и  $N_{e,\max}$ , рассчитать эти же величины по формулам из раздела 20.3.4. Данные для моделирования приведены в табл. 20.19.

*Примечание:*

- необходимо выполнить расчет констант для моделирования в режиме CONST. Не используйте для пороговых энергий электронов значения менее 0,5 МэВ, а у фотонов 0,01 МэВ;
- проведите несколько предварительных расчетов, подбирая размеры поглотителя по толщине и радиусу, число границ поглотителя по толщине для подробного описания рассчитываемых результатов, минимальных энергий электронов и фотонов для получения точного результата с наименьшим временем расчета.

Таблица 20.19

Данные для моделирования ЭФЛ в КЛ

Вариант	1	2	3	4	5	6	7	8
$T_0$ ( $E_0$ ), ГэВ	1	2	5	10	5	30	2,5	4
X	вода	Cu	Al	Воздух	Pb	Fe	Бетон	Sn
Перв. част.	$e^-$	$\gamma$	$e^-$	$\gamma$	$e^-$	$\gamma$	$e^-$	$\gamma$

Вариант	9	10	11	12	13	14	15	16
$T_0$ ( $E_0$ ), ГэВ	5	20	15	8	9	70	4,5	6
X	вода	Cu	Al	Воздух	Pb	Fe	Бетон	Sn
Перв. част.	$\gamma$	$e^-$	$\gamma$	$e^-$	$\gamma$	$e^-$	$\gamma$	$e^-$

### Список литературы

1. Барашенков В.С. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами / В.С. Барашенков, В.Д. Тонеев. – Москва : Атомиздат, 1972. – 648 с.
2. Барашенков В.С. Программный комплекс «КАСКАД» для монтекарловского моделирования ядерно-физических процессов, индуцированных высокоэнергетическими частицами и ядрами в газообразных и конденсированных средах / В.С. Барашенков и др. – Дубна, 1985. – 6 с. – (Препринт ОИЯИ Р2-85-173).

3. Безруков Л.Б. Эффекты затенения в фотон-ядерных взаимодействиях / Л.Б. Безруков, Э.В. Бугаев. // ЯФ. – 1981. – Т. 33, вып. 5. – С. 1195–1207.
4. Бородин В.Е. Радиационная защита ускорительно-экспериментального комплекса У-70 / В.Е. Бородин и др. – Протвино, 1998. – (Препринт ИФВЭ 98-42).
5. Бугаев Э.В. Космические мюоны и нейтрино / Э.В. Бугаев, Ю.Д. Котов, И.Л. Розенталь. – Москва : Атомиздат, 1970. – 320 с.
6. Гигиенические требования к размещению и эксплуатации ускорителей электронов с энергией до 100 МэВ (СанПиН 2.6.1.2573-2010) // Бюллетень нормативных и методических документов Госсанэпиднадзора. – 2010. – Вып. 2(40). – С. 65–100.
7. Гусев Н.Г. Квантовое излучение радиоактивных нуклидов : справочник / Н.Г. Гусев, П.П. Дмитриев. – Москва : Атомиздат, 1977. – 395 с.
8. Гусев Н.Г. Защита от ионизирующих излучений. В 2 томах. Том 2. Защита от излучений ядерно-технических установок : учеб. для вузов / Н.Г. Гусев, В.А. Климанов, В.П. Машкович и др. – 3-е изд. – Москва : Энергоатомиздат, 1990. – 352 с.
9. Иванов В.И. Сборник задач по дозиметрии и защите от ионизирующих излучений / В.И. Иванов, В.А. Климанов, В.П. Машкович. – 4-е изд., перераб. и доп. – Москва : Энергоатомиздат, 1992. – 256 с.
10. Зайцев Л.Н. Основы защиты ускорителей / Л.Н. Зайцев, М.М. Комочков, Б.С. Сычев. – Москва : Атомиздат, 1971. – 399 с.
11. Зайцев Л.Н. Радиационные эффекты в структурах ускорителей / Л.Н. Зайцев. – Москва : Энергоатомиздат, 1987. – 168 с.
12. Калиновский А.Н. Прохождение частиц высоких энергий через вещество / А.Н. Калиновский, Н.В. Мохов, Ю.П. Никитин. – Москва : Энергоатомиздат, 1985. – 248 с.
13. Кимель Л.Р. Физические аспекты защиты протонных ускорителей высоких энергий / Л.Р. Кимель. – Москва : Атомиздат, 1976. – 136 с.
14. Комочков Н.М. Практическое руководство по радиационной безопасности на ускорителях заряженных частиц / Н.М. Комочков, В.Н. Лебедев. – Москва : Энергоатомиздат, 1986. – 168 с.
15. Крючков В.П. MOSKIT1 – программа для решения задач переноса частиц ( $n$ ,  $p$ ,  $\pi$ ,  $\gamma$ ) в веществе методом Монте-Карло / В.П. Крючков, О.В. Суманеев. – Протвино : 1992. – (Препринт ИФВЭ 92-132).
16. Крючков В.П. Численное решение уравнений переноса адронов с энергией до 400 МэВ в одномерной защите / В.П. Крючков, А.М. Волощенко, Г.И. Семенова. – Протвино : 1983. – (Препринт ИФВЭ 83-164).
17. Машкович В.П. Защита от ионизирующих излучений : справочник / В.П. Машкович, А.В. Кудрявцева. – 4-е изд., перераб. и доп. – Москва : Энергоатомиздат, 1995. – 496 с.
18. Медведев Ю.А. Ядерно-физические константы взаимодействия нейтронов с элементами, входящими в состав атмосферы и земной коры : справочник / Ю.А. Медведев, Б.М. Степанов, Г.Я. Труханов. – Москва : Энергоиздат, 1981. – 304 с.



19. Мохов Н.В. Моделирование адронных и электромагнитных каскадов в элементах сверхпроводящих ускорителей и экспериментальных установок при энергиях до 20 ТэВ / Н.В. Мохов // ЭЧАЯ. – 1987. – Т. 18. – С. 960–999.
20. Немец О.Ф. Справочник по ядерной физике / О.Ф. Немец, Ю.В. Гофман. – Киев : Наукова думка, 1975. – 415 с.
21. Никишов А.И. Энергетический спектр  $e^+e^-$  пары, рожденной при столкновении мюона с атомом / А.И. Никишов. // ЯФ – 1978. – Т. 27, вып. 3. – С. 1281–1289.
22. Ободовский И.М. Радиационные технологии. Применения в лабораторных исследованиях, материаловедении и нанотехнологиях, промышленности : учебное пособие / И.М. Ободовский. – Долгопрудный : Интеллект, 2015. – 292 с.
23. Сычев Б.С. Сечения взаимодействия высокоэнергетических адронов с атомными ядрами / Б.С. Сычев. – Москва : МРТИ РАН, 1999. – 284 с.
24. Хаякава С. Физика космических лучей. Часть 1. Ядерно-физический аспект / С. Хаякава. – Москва : Изд-во Мир, 1973. – 702 с.
25. Черняев А.П. Ускорители в современном мире / А.П. Черняев. – Москва : Издательство Московского университета, 2013. – 368 с.
26. Эмсли Дж. Элементы : пер. с англ. / – Эмсли Дж. – Москва : Мир, 1993. – 256 с.
27. Barashenkov V.S. Code for Calculation of Nucleon-Nucleus, Pion-Nucleus and Nucleus-Nucleus Total, Nonelastic and Elastic Cross Sections / V.S. Barashenkov, A. Polanski. – Dubna : JINR E2-94-417, 1994.
28. Cossairt J.D. Radiation Physics for Personnel and Environmental Protection / J.D. Cossairt // FERMILAB-TM-1834. Revision 13. – 2014. – Режим доступа: <http://lss.fnal.gov/archive/test-tm/1000/fermilab-tm-1834.pdf>
29. Evaluated Nuclear Data File (ENDF). – Режим доступа: <http://www.nndc.bnl.gov>
30. FLUKA-2008. Режим доступа: <http://www.fluka.org>
31. GEANT-4 Physics Reference Manual. Режим доступа: <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/gean4/4UserDocuments/>
32. Groom D.E. Muon Stopping Power and Range Tables 10 MeV 100 TeV / D.E. Groom, N.V. Mokhov, S. Striganov. // Atomic Data and Nuclear Data Tables. – 2001. – V. 76, No.2. – P. 1–37.
33. Landolt-Börnstein. Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology. New Series. Shielding Against High Energy Radiation. – Springer-Verlag, 1990. – V 11. – Режим доступа: <http://www.springer.com/gp/book/9783540521259>
34. Landolt-Börnstein. Group I Elementary Particles, Nuclei and Atoms. Low Energy Neutron Physics: Low Energy Neutrons and their Interaction with Nuclei and Matter. Part 1. – 2000. – V. 16A1. – Режим доступа: <http://materials.springer.com/bp/docs/978-3-540-49623-6>
35. Mokhov N.V. The MARS Code System User's Guide. Version 15(2014) / N.V. Mokhov, C.C. James. – Режим доступа: <http://www.physics.princeton.edu/mumu/target/mokhov/m1514-manual.pdf>

36. Nelson W.R. The SHIELD11 Computer Code / W.R. Nelson, T.M. Jenkins // SLAC-R-737, UC-414. – 2005. – Режим доступа: <http://www.slac.stanford.edu/cgi-wrap/getdoc/slac-r-737.pdf>
37. Radiation Protection Design Guidelines for 0.1–100 MeV Particle Accelerator Facilities // NCRP. Report No. 51. – Washington, 1977. – V. 9. – Iss. 12. – 159 p.
38. Rokni S.H. Radiation System for the Final Focus Test Beam at SLAC / S.H. Rokni, E.C. Benson, D.L. Burke et al. // SLAC-PUB-6784. – 1996. – Режим доступа: <http://www.slac.stanford.edu/cgi-wrap/getdoc/slac-pub-6784-rev.pdf>
39. Stevenson G.R. Induced Activity in Accelerator Structures, Air and Water / G.R. Stevenson // Rad. Prot. Dosim. – 2001. – Vol. 96, № 1–4. – P. 373–380.
40. Swanson W.P. Radiological Safety Aspects of the Operation of Electron Linear Accelerators / W.P. Swanson // IAEA Techn. Report series No. 188. International Atomic Energy Agency, Vienna. – 1979. – Режим доступа: [http://www-pub.iaea.org/MTCD/publications/PDF/trs188\\_web.pdf](http://www-pub.iaea.org/MTCD/publications/PDF/trs188_web.pdf)
41. Swanson W.P. Calculation of Neutron Yields Released by Electrons Incident on Selected Materials / W.P. Swanson // SLAC-PUB-2211. – 1978. – Режим доступа: <https://www.slac.stanford.edu/pubs/slacpubs/2000/slac-pub-2211.pdf>
42. Radiation Protection in the Design of Radiotherapy Facilities. Safety. Reports Series No. 47 // IAEA, 2006. – 129 p.
43. Radiation Protection for Particle Accelerator Facilities. Report No. 144 // NCRP, 2003. – Режим доступа: <http://dspace.elib.ntt.edu.vn/dspace/bitstream/123456789/8238/1/NCRP%20Report%20No%20144%20-%20Radiation%20Protection%20for%20Particle%20Accelerator%20Facilities.pdf>

## ЛЕКЦИЯ 21

### ОСНОВЫ РАДИАЦИОННОЙ БЕЗОПАСНОСТИ ПРИ КОСМИЧЕСКИХ ПОЛЕТАХ

Наша Вселенная родилась в результате Большого взрыва примерно 14 млрд лет назад, и с тех пор различные виды излучений (электромагнитное, гамма-излучение, заряженные частицы) присутствуют в любой части Вселенной. Эти излучения непрерывно падают на Землю. Поток элементарных частиц высокой энергии (преимущественно протонов), приходящих на Землю из космоса, называют *первичными космическими лучами (первичным космическим излучением)*. В потоке частиц первичного космического излучения (ПКИ) с энергиями до  $10^9$  эВ доминирует вклад Солнца, а частицы более высоких энергий приходят к нам из глубин Вселенной, извне Солнечной системы, – это *галактические космические лучи (ГКЛ)*. Высокоэнергетическое ПКИ в результате различных ядерных взаимодействий с элементами атмосферы Земли образует в ней *вторичное космическое излучение*: нейтроны, мезоны, мюоны, электроны и другие элементарные частицы.

Слой атмосферы толщиной примерно  $1 \text{ кг/см}^2$  значительно ослабляет космическое излучение, и ПКИ почти полностью исчезает на высоте 20 км. Население Земли подвергается воздействию практически только вторичного космического излучения, которое было открыто в 1912 г. австрийским физиком Гессом по измерениям уровня ионизации при подъеме на воздушном шаре. Мощность эквивалентной дозы от космического излучения на уровне моря в среднем равна  $0,03 \text{ мкЗв/ч}$ , что соответствует за год эквивалентной дозе примерно  $0,3 \text{ мЗв}$ . Это составляет около 13 % внешнего облучения естественного фона. На высоте 2 км над уровнем моря мощность эквивалентной дозы примерно  $0,1 \text{ мкЗв/ч}$ , на высоте 10 км –  $5 \text{ мкЗв/ч}$ , а на высоте 20 км – уже  $13 \text{ мкЗв/ч}$ , т. е. примерно в 400 раз больше, чем у поверхности Земли.

Быстрый рост уровня радиации с высотой указывает на то, что экипажи космических аппаратов (КА) находятся под постоянным воздействием высоких уровней ионизирующих излучений, что создает большую проблему по их защите по причине ограниченной массы КА, которую можно вывести на орбиту.

#### 21.1. Радиационные условия в космическом пространстве

Источниками высокой радиационной опасности в космосе являются:

- первичное галактическое космическое излучение;
- солнечные космические лучи;
- радиационные пояса Земли.

##### 21.1.1. Галактические космические лучи

В составе ГКЛ около 92 % составляют протоны, примерно 6 % – альфа-частицы и небольшая доля (~ 1 %) приходится на долю ядер более тяжелых элементов. В ГКЛ присутствует также около 1 % электронов и позитронов. В результате радиоастрономических исследований установлено, что ГКЛ равномер-

но заполняют всю нашу Галактику. Энергии частиц ГКЛ могут быть более 10 ГэВ/нуклон, а максимальные зарегистрированные энергии этих частиц – более  $10^{20}$  эВ. Вспомним, что максимальная энергия ускоренных протонов в БАК всего лишь  $7 \cdot 10^{12}$  эВ (7 ТэВ).

Суммарная плотность потока ГКЛ вблизи Земли равна  $\sim 1$  частица/(см<sup>2</sup>·с). Угловое распределение этих частиц изотропное. Средняя плотность энергии ГКЛ во всем объеме Галактики равна приблизительно  $10^{-12}$  эВ/см<sup>3</sup>, что сравнимо с плотностью других видов энергии: гравитационной, магнитной, кинетической энергией межзвездного газа. Спектр ГКЛ является быстро спадающим с увеличением энергии частиц. Интегральный спектр (число частиц с энергией больше  $E$ ) имеет вид

$$N(> E) = C \cdot E^{-\gamma} \left( \frac{\text{частиц}}{\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср}} \right), \quad (21.1)$$

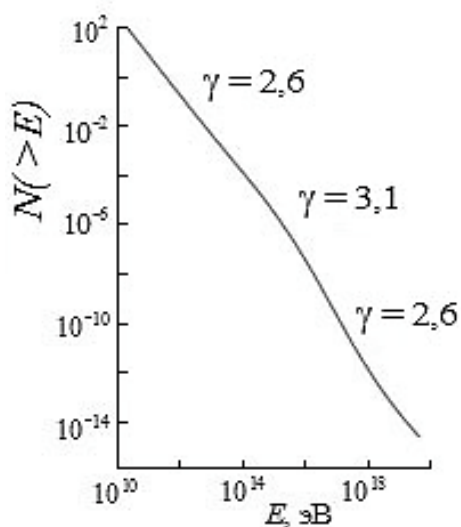


Рис. 21.1. Энергетический спектр ГКЛ в интервале энергий  $10^{10} \dots 10^{20}$  эВ [12]

где  $C$  – некоторая константа, а  $\gamma$  в зависимости от интервала энергий принимает значения от  $\sim 2$  до  $\sim 3$ . На рис. 21.1 приведен примерный спектр ГКЛ в интервале энергий  $10^{10} \dots 10^{20}$  эВ. ГКЛ обладают большой проникающей способностью и для их полного поглощения необходим свинцовый экран толщиной около 15 м.

При длительных космических полетах ГКЛ – это хронический фактор облучения. Несмотря на малую плотность потока ГКЛ, они вносят заметный вклад в радиационные повреждения электронной аппаратуры КА, примерно 80–90 % ее отказов за счет излучения определяется ГКЛ. Причина – большая проникающая способность и большая величина ЛПЭ. Кроме большой проникающей способности ГКЛ у них также велико значение взвешивающего коэффициента излучения ( $\bar{w}$ ). При расчетах эквивалентной дозы от протонов ГКЛ надо использовать значения  $\bar{w}$ , усредненные по спектру частиц, причем в среднем для протонов  $\bar{w} \approx 5$ , а для альфа-частиц  $\bar{w} \approx 20$ .

В периоды минимальной солнечной активности без защиты радиационная опасность от ГКЛ вне зоны магнитного поля Земли может достигать  $\sim 3$  мЗв за сутки полета. По мере приближения КА к Земле доза от ГКЛ уменьшается за счет увеличения экранирующего действия земного шара, а также за счет возрастания напряженности геомагнитного поля, отклоняющего часть частиц в радиационный пояс Земли. Например, для орбиты Международной космической станции (МКС) на высоте 350...400 км от Земли эквивалентная доза от ГКЛ за защитой толщиной около 10 г/см<sup>2</sup> равна примерно 1 мЗв за сутки.

### 21.1.2. Солнечные космические лучи

От Солнца в космическое пространство идет постоянный радиальный поток плазмы непрерывно расширяющейся солнечной короны – **солнечный ветер**. Солнечный ветер (СВ) состоит в основном из протонов и электронов с присутствием небольшого количества более тяжелых ядер. За год Солнце теряет с солнечным ветром около  $2 \cdot 10^{-14}$  часть своей массы ( $\sim 4 \cdot 10^{13}$  т). Электроны и протоны СВ постоянно пополняют радиационные пояса Земли. Вблизи Земли скорость протонов СВ составляет примерно 300...750 км/с, а концентрация в пространстве изменяется от нескольких частиц до нескольких десятков частиц в  $\text{см}^3$ .

Излучение Солнца не постоянно во времени. В некоторых областях солнечной короны (самая внешняя часть атмосферы Солнца) и хромосферы (следующий за солнечной короной слой солнечной атмосферы толщиной около  $15 \cdot 10^3$  км) возможно накопление большого количества магнитной энергии. При этом возникают неустойчивые состояния, приводящие к взрывному процессу выделения энергии, соизмеримой с энергией миллиардов ядерных взрывов, – **солнечные вспышки**.



Рис. 21.2. Хромосферная вспышка на Солнце

Солнечная вспышка длится от нескольких минут до нескольких десятков минут, за которые выделяется до  $10^{25} \dots 10^{26}$  Дж в виде выброса потока энергичных электронов и протонов – **солнечных космических лучей** (СКЛ), а также электромагнитного излучения всех диапазонов – от жесткого рентгеновского и гамма-излучения до метровых радиоволн (рис. 21.2). Во время больших солнечных (хромосферных) вспышек плотности потока частиц СКЛ могут

иметь значения  $(2 \dots 6) \cdot 10^3$  частиц/ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ , а скорости частиц могут достигать значений до  $10^5$  км/с. Кроме этого, значительно (до  $10^4$  раз) возрастает поток электромагнитного излучения Солнца, которое вызывает сильные магнитные возмущения и изменяет состояние всей земной атмосферы.

Солнечные вспышки, приводящие к выбросу протонов с энергиями более 10 МэВ, часто рассматривают как **солнечные протонные события** (СПС). В большинстве СПС энергия протонов не превышает 50...100 МэВ. Такие события регистрируются достаточно часто, а в годы высокой солнечной активности 2–3 раза в месяц. Реже, 2–3 раза в год, наблюдают события с

энергией частиц более 500 МэВ. Особенно мощные события возникают 1–2 раза за 11-летний цикл солнечной активности. Они характеризуются очень большими потоками ускоренных частиц, максимальные энергии которых достигают 10 ГэВ и выше [11].

Из сказанного следует, что благодаря солнечным вспышкам радиационная обстановка в околоземном пространстве подвержена *большим и непредсказуемым флуктуациям*.

### **21.1.3. Радиационные пояса Земли**

Земля, как и большинство планет Солнечной системы, имеет собственное магнитное (геомагнитное) поле, существование которого объясняют процессами, происходящими в жидком металлическом ядре Земли. Определенные области *земной магнитосферы* (области околоземного пространства, физические свойства, размеры и форма которых определяются магнитным полем Земли и его взаимодействием с потоками заряженных частиц от Солнца) обладают способностью удерживать заряженные частицы (электроны, протоны, ионы) с кинетическими энергиями менее некоторой энергии (энергия обрезания). Величина энергии обрезания зависит от массы частицы, направления движения, широты, величины геомагнитного поля и изменяется от кэВ до сотен МэВ. Выходу заряженных частиц из определенных областей магнитосферы Земли мешает особая конфигурация силовых линий геомагнитного поля, создающая для них ловушку. Эти области околоземного пространства, в которых сосредоточены огромные потоки заряженных частиц (в основном электронов и протонов), получили название *радиационного пояса Земли* (РПЗ).

В настоящее время установлено, что захваченные частицы заполняют всю область земной магнитосферы, где силовые линии магнитного поля замкнуты. Эта область простирается от нескольких сот километров над поверхностью Земли до границы магнитосферы. В экваториальной плоскости траектории движения протонов в геомагнитном поле находятся в основном на расстоянии от нескольких сотен до нескольких тысяч километров от поверхности Земли, а траектории электронов простираются до нескольких десятков тысяч километров. Поэтому часто говорят о двух РПЗ: внутреннем (протонном) и внешнем (электронном).

РПЗ были открыты с помощью экспериментов на спутниках американскими (под руководством Дж. Ван-Аллена) и советскими (под руководством С.Н. Вернова) учеными. За рубежом РПЗ называют радиационными поясами Ван-Аллена.

Захваченные в магнитную ловушку Земли заряженные частицы под действием силы Лоренца совершают сложные движения (рис. 21.3):

- 1) по спирали вокруг силовых линий магнитного поля (ларморовское вращение);
- 2) колебательное вдоль силовой линии магнитного поля из Северного полушария в Южное и обратно (между районами с максимальной напряженностью магнитного поля);



3) одновременно более медленное азимутальное перемещение (дрейф) вокруг Земли. Электроны дрейфуют в восточном направлении вокруг Земли, а протоны и тяжелые ионы – в западном.

Радиусы вращения частиц вокруг силовой линии  $R_L$  (ларморовские радиусы) для электронов и протонов с кинетическими энергиями 10 МэВ составляют соответственно 12,2 и 118 км, а периоды их колебаний между парой зеркальных точек РПЗ (точки на Северном и Южном магнитных полюсах, где частицы меняют направление на обратное) равны примерно десятой доле секунды для электрона и секунды – для протона [1].

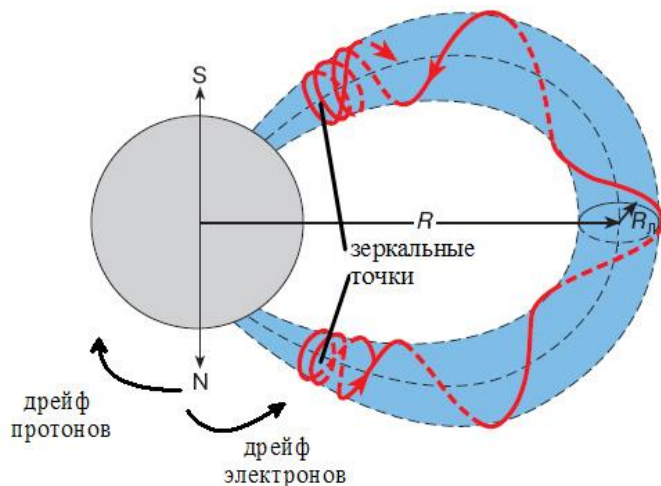


Рис. 21.3. Движение заряженной частицы в радиационном поясе Земли [3]

Время «жизни» протона с энергией 100 МэВ в геомагнитной ловушке может достигать 100 лет. Полный оборот вокруг Земли (дрейф) частицы совершают за время от нескольких минут до суток.

достигать 100 лет. Полный оборот вокруг Земли (дрейф) частицы совершают за время от нескольких минут до суток.

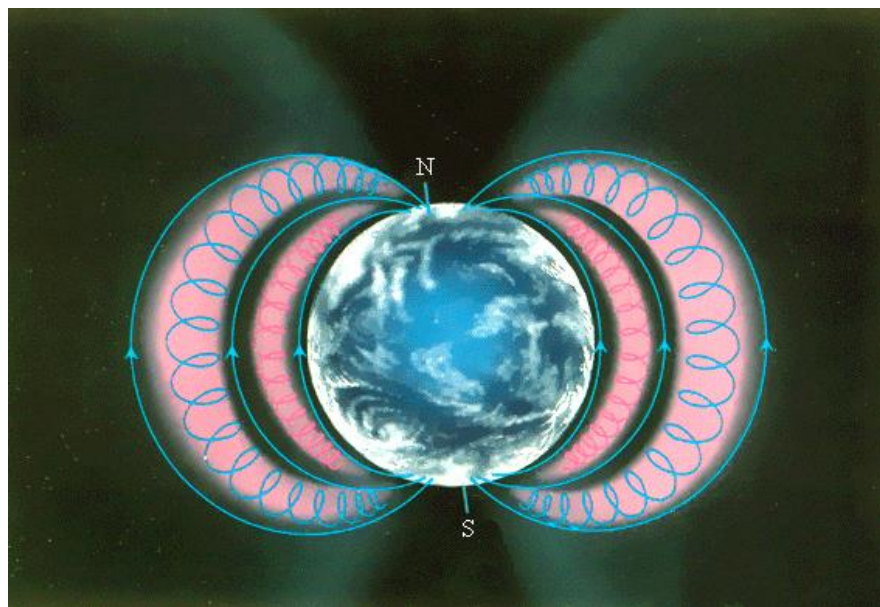


Рис. 21.4. Меридиональное сечение РПЗ

В той области геомагнитного поля, где силовые линии поля являются замкнутыми, образуется достаточно сложное пространственное распределение захваченных частиц – электронов, протонов, ионов. Это пространствен-

ное распределение не является постоянным, а непрерывно изменяется в связи с вращением Земли вокруг Солнца и вокруг своей оси, с изменением плотности частиц СВ и конфигурации магнитного поля Земли. На рис. 21.4 приведена примерная двумерная структура области геомагнитного поля Земли с выделением внешнего и внутреннего РПЗ, которые различаются по типу частиц, дающих основной вклад в радиационную обстановку в этих зонах.



Рис. 21.5. Астронавты устанавливают корректирующую оптику телескопа Хаббл ([http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Upgrading\\_Hubble\\_during\\_SM1.jpg](http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Upgrading_Hubble_during_SM1.jpg))

Кроме двух РПЗ в геомагнитном поле выделяют и другие зоны, например, пояс протонов малых энергий (0,03...10 МэВ), который располагается в зоне 3000...50000 км от Земли, зону квазизахвата (или авроральной радиации), которая задерживает протоны и электроны с энергиями менее 100 кэВ.

Кроме двух РПЗ в геомагнитном поле выделяют и другие зоны, например, пояс протонов малых энергий (0,03...10 МэВ), который располагается в зоне 3000...50000 км от Земли, зону квазизахвата (или авроральной радиации), которая задерживает протоны и электроны с энергиями менее 100 кэВ.

**Внутренний РПЗ (протонный).** В плоскости экватора он расположен на расстояниях от нескольких сот до примерно 5000 километров от поверхности Земли и характеризуется преобладающим влиянием протонов высоких энергий 20...800 МэВ с максимальной интегральной плотностью потока до  $\sim 10^4$  протон/(см<sup>2</sup>·с·ср). Во внутренней области протонного РПЗ присутствуют также и электроны с энергиями от 20 кэВ до 5 МэВ и с интегральной плотностью потока  $10^6...10^7$  электрон/(см<sup>2</sup>·с·ср). Внутренний РПЗ обладает пространственной и временной стабильностью, на количественные характеристики потоков излучений в нем (особенно протонов) слабо влияют магнитные бури и солнечные вспышки.

При выходе космонавтов в открытый космос (рис. 21.5), когда защита отсутствует, величина эквивалентной дозы от электронов в этом РПЗ может достигать сотен зиверт за сутки. Но несмотря на более высокую плотность электронов, для экипажей КА здесь основную радиационную опасность представляют протоны, так как электроны поглощаются защитной оболочкой КА. В центре внутренней области РПЗ на расстоянии 2000...3000 км над Землей



поглощенная доза от облучения протонами может достигать нескольких зиверт за сутки при толщине защиты  $1 \text{ г/см}^2$  ( $\sim 4 \text{ мм Al}$ ). Радиационная опасность в этой области пространства очень велика, и полет пилотируемых КА невозможен без специальной защиты космонавтов.

**Внешний РПЗ (электронный).** В экваториальной плоскости он находится от Земли на расстояниях от нескольких тысяч километров до нескольких десятков тысяч километров. Во внешнем РПЗ в основном находятся электроны с энергиями от 40 кэВ до нескольких сот кэВ и с интегральной плотностью потока  $10^6 \dots 10^7$  электрон/ $(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср})$ . В периоды повышенной солнечной активности здесь присутствуют также электроны с энергиями более 1 МэВ. На расстоянии около 22000 км от поверхности Земли плотность электронов максимальна, а величина эквивалентной дозы без защиты может составлять около 100 Зв за сутки.

В зависимости от географической широты различные зоны геомагнитного поля с захваченными частицами (в том числе и РПЗ) находятся на разных расстояниях от поверхности Земли (см. рис. 21.4). Если в плоскости экватора РПЗ находятся на расстояниях тысячи километров, то на больших широтах (северных и южных) они подходят к Земле на расстояния 200–300 км. Следовательно, интегральная интенсивность частиц, захваченных геомагнитным полем, существенно зависит от широты пункта наблюдения, достигая максимальных значений в полярных областях. Зона



Рис. 21.6. Полярное сияние

квазизахвата (авроальной радиации) является причиной полярных сияний на высоких северных и южных широтах (рис. 21.6). Здесь находятся электроны и протоны с энергиями менее 100 кэВ. Их столкновения с атомами атмосферы приводят к возбуждению атомов, а излучение возбужденных атомов в видимом диапазоне и наблюдается как полярное сияние.

Значительное увеличение плотности захваченных частиц происходит также и в районе

Бразильской (или Южно-Атлантической) магнитной аномалии. Напряженность магнитного поля здесь существенно ниже, чем в любой другой точке земного шара. За счет этого над побережьем Бразилии внутренний РПЗ очень

близко подходит к Земле, распространяясь в атмосферу. Потoki протонов РПЗ в области аномалии составляют основной источник радиационной опасности для КА с низкими орбитами.

На рис. 21.4 сечение геомагнитного поля выполнено в плоскости, перпендикулярной направлению излучения Солнца. Структура магнитосферы Земли и РПЗ существенно меняются в плоскости полуденно-полуночного меридиана. Так как Земля непрерывно подвергается воздействию потока частиц СВ, то давление СВ деформирует геомагнитное поле, сжимая силовые линии этого поля по направлению к солнечной стороне Земли и расширяя их в длинный магнитный хвост на ночной стороне (рис. 21.7). На солнечной стороне граница магнитосферы находится на расстояниях от центра Земли  $10...12 R_3$  (где  $R_3 = 6380$  км – экваториальный радиус Земли), а хвост магнитосферы тянется на расстояния сотни  $R_3$  в противоположном Солнцу направлении в виде цилиндрической области диаметром примерно 60 радиусов Земли. На рис. 21.7 потоки СВ, падающие на область магнитосферы Земли, обозначены светлыми тонкими линиями, а силовые линии магнитного поля Земли – толстыми голубыми линиями.

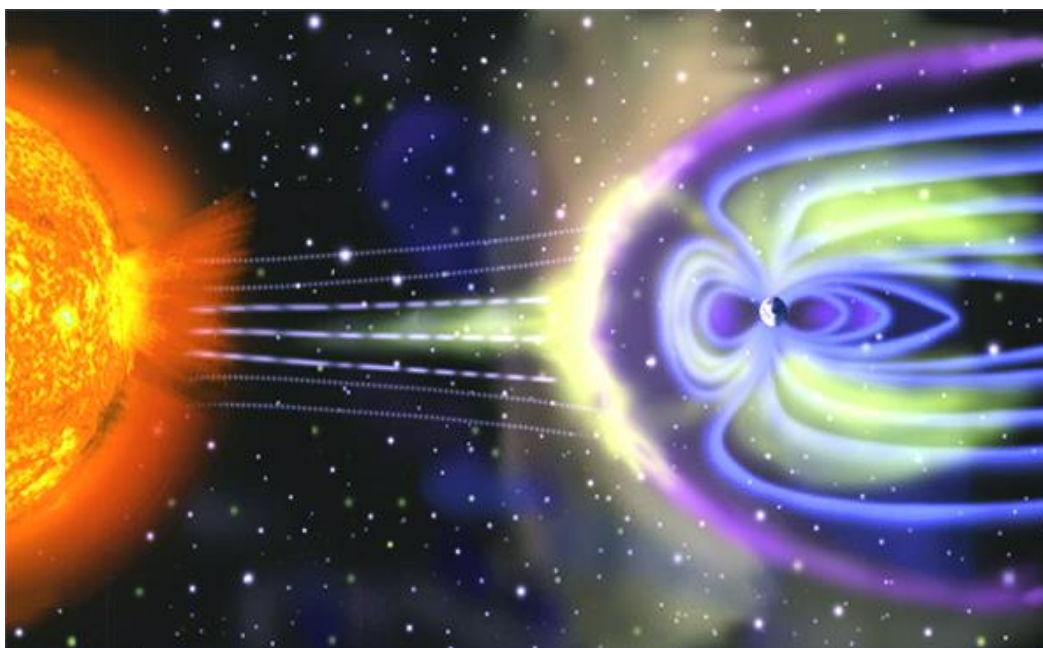


Рис. 21.7. Влияние СВ на магнитное поле Земли  
(<http://sec.gsfc.nasa.gov/popscise.jpg>)

Первичные потоки электронов и протонов РПЗ являются основным источником радиационной опасности в орбитальных полетах КА в околоземном космическом пространстве. Их вклад в величину общей поглощенной дозы преобладает над вкладом от потоков частиц ГКЛ и СКЛ. Внутри КА доза определяется протонами РПЗ. Дополнительный небольшой вклад вносят также тяжелые ионы, рентгеновское и гамма-излучение Солнца.

Пространственное и энергетическое распределение электронов и протонов РПЗ является достаточно сложным (рис. 21.8 из [3]), но общим является то, что основная доля частиц являются низкоэнергетическими, число частиц быстро уменьшается с увеличением их энергии. С удалением от Земли энергии частиц уменьшаются, так как уменьшается напряженность геомагнитного поля.

При расчете эквивалентной дозы необходимо также учитывать и вторичные высокопроникающие излучения – нейтроны и тормозное излучение, которые возникают при взаимодействии соответственно протонов и электронов с защитной оболочкой, оборудованием КА и с телом космонавтов. На рис. 21.9 приведена зависимость суточной

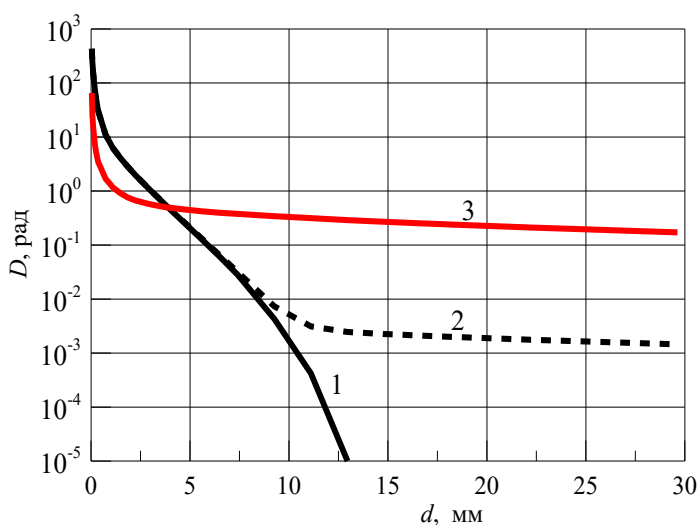


Рис. 21.9. Суточная доза за защитой из Al: 1 – от электронов; 2 – от электронов и вторичного тормозного излучения; 3 – от протонов

дозы различных ионизирующих излучений от толщины защиты из алюминия для низкой околоземной орбиты на расстоянии 500 км от Земли с углом наклона  $60^\circ$  относительно плоскости экватора [13]. Поглощенная доза рассчитана методом Монте-Карло в алюминии в соответствии с модельным описанием спектров электронов и протонов РПЗ для периода минимума солнечной активности. Как следует из рисунка, основная часть протонов поглощается защитой толщиной  $\sim 2$  мм Al. Практически все электроны поглощаются защитой  $\sim 7$  мм Al. Обычная защита КА в тысячи раз снижает радиационное воздействие электронной компоненты радиационных поясов. Мало ослабление в защите высокоэнергетических протонов и вторичного тормозного излучения.

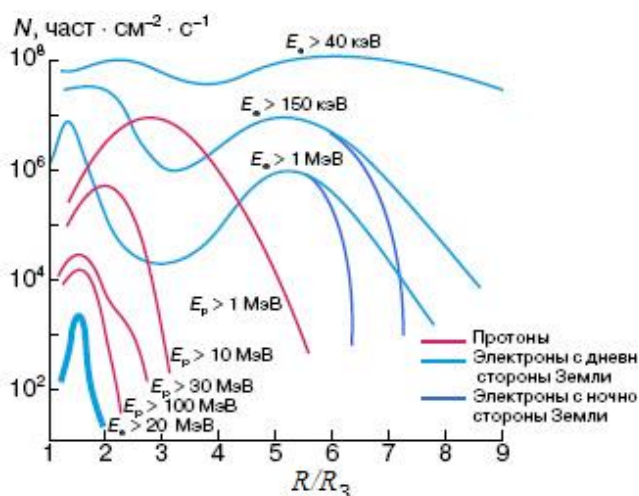


Рис. 21.8. Плотности потока электронов и протонов в плоскости геомагнитного экватора. Расстояния от центра Земли

дозы различных ионизирующих излучений от толщины защиты из алюминия для низкой околоземной орбиты на расстоянии 500 км от Земли с углом наклона  $60^\circ$  относительно плоскости экватора [13]. Поглощенная доза рассчитана методом Монте-Карло в алюминии в соответствии с модельным описанием спектров электронов и протонов РПЗ для периода минимума солнечной активности. Как следует из рисунка, основная часть протонов поглощается защитой толщиной  $\sim 2$  мм Al. Практически все электроны поглощаются защитой  $\sim 7$  мм Al. Обычная защита КА в тысячи раз снижает радиационное воздействие электронной компоненты радиационных поясов. Мало ослабление в защите высокоэнергетических протонов и вторичного тормозного излучения.

В заключение отметим, что в результате высотного ядерного взрыва возможно искусственное усиление радиационной опасности в ближнем космосе. При этом в магнитосферу инжектируются высокоэнергетические электроны, которые являются продуктом распада осколков деления. На низких орбитах время захвата составляет до 8 лет. На более высоких орбитах постоянная экспоненциального спада составляет 10...20 суток.

## 21.2. Особенности радиационной защиты в космосе

Трудности в обеспечении радиационной безопасности космических полетов заключаются как в наличии разнообразных и мощных источников радиации в космосе, так и в существенном ограничении массы КА. Большая стоимость запуска полезного груза не позволяет в настоящее время снабдить экипаж космического аппарата такой же защитой, какой защищен персонал ядерно-технических установок в земных условиях.

Сложности с защитой космических экипажей обусловлены также значительными отклонениями радиационной обстановки от среднего значения в пространстве и во времени, так как потоки частиц в космическом пространстве подвержены сильным пространственно-временным изменениям. Например, плотности потоков заряженных частиц в радиационных поясах изменяются в десятки тысяч раз в зависимости от расстояния до Земли, географической широты и испытывают значительные изменения во времени. Очень большие временные флуктуации испытывает излучение солнечных вспышек.

В качестве еще одного важного специфического фактора солнечных вспышек, который необходимо учитывать при подготовке космического полета, следует отметить ионизирующее электромагнитное излучение солнечных вспышек. В спокойное время это излучение практически полностью поглощается в атмосфере на больших высотах, вызывая ионизацию атомов воздуха. Во время солнечных вспышек потоки электромагнитного излучения от Солнца возрастают на несколько порядков, что приводит к разогреву и дополнительной ионизации верхних слоев атмосферы. В результате атмосфера «раздувается» и ее плотность на фиксированной высоте сильно увеличивается. Это представляет серьезную опасность для КА на низких высотах, в том числе и для орбитальных станций (см. рис. 21.10), поскольку, попадая в плотные слои атмосферы, КА может быстро потерять высоту. Например, такая участь постигла американскую космическую станцию «Скайлэб». Повышение солнечной активности в 1978–1979 гг. вызвало расширение земной атмосферы, что в сочетании с трудностями ориентации станции в пространстве приблизило конец ее существования.

Уменьшение высоты круговой орбиты над поверхностью Земли до ~ 400 км заметно уменьшает радиационную опасность и увеличивает допустимую продолжительность полета без специальной защиты, но при этом требуется больше топлива для коррекции высоты орбиты, так как на низких орбитах более существенно торможение КА в остаточной атмосфере.



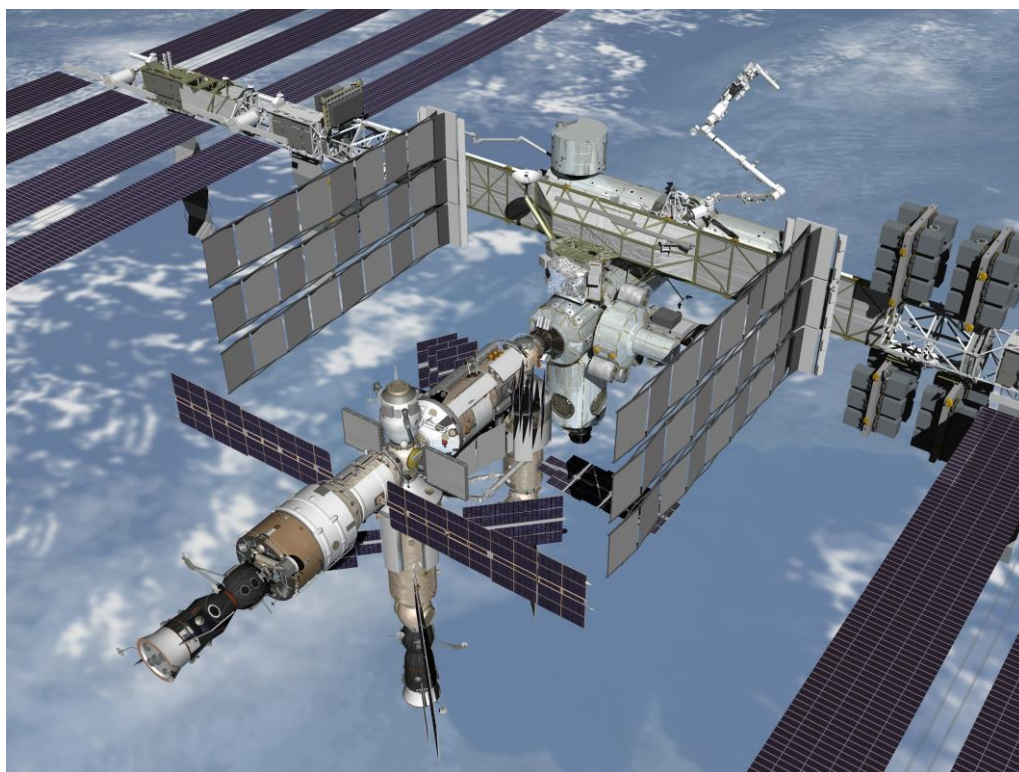


Рис. 21.10. Международная космическая станция  
(<http://spaceflight.nasa.gov/gallery/images/station/>)

Основные особенности защиты в космосе:

1. Защита окружает не источник излучения, а экипаж корабля. Исключена возможность защиты расстоянием и минимальная возможность защиты временем. Некоторая возможность защиты временем связана с нахождением экипажа в различных отсеках корабля, которые по-разному насыщены оборудованием. Это приводит к неравномерному пространственному распределению уровня облучения в этих отсеках.
2. Необходимо учитывать вторичные излучения, например тормозное излучение электронов, нейтроны от ядерных взаимодействий протонов, которые сами могут полностью поглощаться в защите КА.
3. В результате сложного состава космических излучений (протоны, электроны, многозарядные ионы, электромагнитное излучение) и их широкого энергетического спектра мы имеем дело с большим разбросом величины взвешивающего коэффициента излучений, который используется при вычислении эквивалентной дозы. Обычно вводят эффективное значение коэффициента излучения ( $\bar{w}_{\text{эфф}}$ ), проводя усреднение по спектру или (и) по типу излучения. Отметим, что  $\bar{w}_{\text{эфф}}$  за пределами магнитосферы Земли (например, далекие геостационарные орбиты), где более разнообразны типы и энергии заряженных частиц, в несколько раз выше, чем  $\bar{w}_{\text{эфф}}$  на низких орбитах.

4. При создании защиты КА приходится учитывать конечную вероятность превышения любой заранее заданной проектной величины дозы. Это обусловлено главным образом случайным характером распределения солнечных вспышек во времени. Потоки частиц ГКЛ и РПЗ в околоземном космическом пространстве присутствуют постоянно, и эти источники являются медленно меняющимися. Заметные на этом фоне потоки частиц СКЛ являются стохастическими – появляются случайно на короткое время (до 1...3 суток). Радиационная опасность от солнечных вспышек может быть значительной для космонавтов, находящихся вне КА. Например, одна из мощных вспышек произошла в августе 1972 г. Для космонавта вне станции суммарная доза составила бы ~ 4 Зв – летальная доза радиации в 50 % случаев (в МКС с толщиной защиты около 10 г/см<sup>2</sup> всего ~ 0,01 Зв). Радиационное воздействие солнечных вспышек (солнечных протонных событий) нельзя точно предсказать заранее на большой срок и с высокой надежностью. Кроме этого, для электронной составляющей РПЗ существуют сезонные вариации. Потоки электронов весной и осенью в 5–6 раз больше минимальных – зимой и летом.
5. При планировании космического полета необходимо учитывать модуляцию интенсивности ГКЛ. В интенсивности и в спектре ГКЛ, попадающих в геомагнитное поле, происходят заметные изменения, которые определяются взаимодействием потока ГКЛ с солнечным ветром и с присутствующими в нем магнитными полями. СВ препятствует вхождению частиц низких энергий в магнитное поле Земли, уменьшая дозовую нагрузку на КА. Величина интенсивности ГКЛ находится в противофазе с 11-летним солнечным циклом. В периоды максимума солнечной активности доза от ГКЛ меньше, чем в периоды минимальной активности Солнца. Для периода максимума и минимума СА выражения для мощности среднетканевой эквивалентной дозы (сЗв за сутки полета) в зависимости от толщины защиты  $d$  (г/см<sup>2</sup>) космического аппарата из алюминия имеют вид [9]:

максимум СА

$$H_{\text{ГКЛ}} = \frac{1}{365} [5 \cdot \exp(-d / 6,45) + 24 \cdot \exp(-d / 85,5)]; \quad (21.2a)$$

минимум СА

$$H_{\text{ГКЛ}} = \frac{1}{365} [41,5 \cdot \exp(-d / 2,8) + 48 \cdot \exp(-d / 85,5)]. \quad (21.2b)$$

6. Среднесуточные дозы радиации при нахождении космонавта внутри космической станции превышают наземный уровень естественного радиационного фона в 100–200 раз, поэтому в проектных расчетах защиты пилотируемых кораблей не представляется возможным использовать дозовые пределы для профессионального облучения в наземных условиях. Масса радиационной защиты космического межпланетного

корабля, которая удовлетворяет требованиям радиационной безопасности для персонала наземных техногенных источников, при продолжительности полета 2...3 года должна составлять тысячи тонн.

7. Кроме биологической защиты экипажа КА необходимо решать задачи, связанные с радиационной защитой различных технических систем (в первую очередь электронных) для всех космических аппаратов. Нарушение их работоспособности ограничивает срок активного существования КА на орбите. Большинство покрытий под действием космических излучений изменяют свои оптические характеристики, солнечные батареи теряют выходную мощность в процессе облучения протонами. Отказы электронных устройств обусловлены выделением энергии в полупроводниковых материалах за счет суммарной ионизации заряженными частицами, а также за счет эффектов смещений в полупроводниковых кристаллах, вызванных высокоэнергетическими протонами [1]. При нахождении КА менее года в области максимума интенсивности внутреннего РПЗ в поверхностном слое большинства материалов возникают существенные изменения их основных свойств.

Указанные особенности радиационной защиты КА, которые значительно отличаются от защиты в наземных условиях, ставят задачу разработки надежной защиты космонавтов при существенном ограничении ее массы. Это достигается путем создания специального комплекса инженерно-технических и медицинских методов как на этапах проектирования и сооружения КА, так и во время его полета.

### **21.3. Стандарты радиационной безопасности космических полетов**

За период с 1983 по 1990 г. был разработан и утвержден комплекс государственных стандартов и методических указаний по обеспечению радиационной безопасности при космических полетах. При разработке этих нормативных документов учитывался опыт обеспечения радиационной безопасности космических полетов, который к тому времени был накоплен как в СССР, так и в США, а также результаты применения излучений в медицине и результаты специальных экспериментов. Многие из этих стандартов действуют в Российской Федерации и в настоящее время. Стандарты состоят из документов четырех типов:

- 1) модельное описание основных источников радиационной опасности при космических полетах: состав и спектр ГКЛ, РПЗ, солнечные лучи и др.;
- 2) стандартные методы расчета поглощенных и эквивалентных доз в модели тела человека за защитой;
- 3) нормы радиационной безопасности при продолжительности полета до трех лет, методы расчета радиационного риска при космических полетах;
- 4) стандартные требования к индивидуальному и бортовому дозиметрическому контролю, методы учета индивидуальных доз космонавтов за весь период профессиональной деятельности.

### 21.3.1. Нормы радиационной безопасности космических полетов на основе концепции радиационного риска

Систему обеспечения радиационной безопасности экипажа КА нельзя рассматривать вне связи с другими системами, которые обеспечивают жизнедеятельность и безопасность космонавтов. Поэтому возникает необходимость в сравнительном анализе различных источников опасности на основе единого критерия. Таким критерием является понятие *риск* (см. лекцию 4).

Радиационный риск экипажа КА определяется как увеличение вероятности гибели вследствие соматических радиобиологических эффектов в результате облучения. В ГОСТ 25645.215-85 [5] (заменил «Временные нормы радиационной безопасности космических полетов» – ВНРБ-75) введен нормативный уровень радиационного риска  $\Delta R_{\text{н}}^{\text{рад}}$  для космического полета в условиях вероятностного радиационного воздействия, который вычисляется по формуле

$$\Delta R_{\text{н}}^{\text{рад}} = 0,6 \cdot 10^{-4} \cdot T, \quad (21.3)$$

где  $T$  – длительность полета в месяцах. В земных условиях уровень риска, отнесенный к одному часу, изменяется в очень широких пределах: от  $10^{-3}$  до  $10^{-12}$  1/ч на человека [8]. Минимальный риск соответствует событиям, которые приводят к гибели нескольких десятков человек во всем мире ежегодно. Максимальный уровень риска – это риск смерти при спортивных автогонках. Выражение (21.3) соответствует достаточно жестким условиям:  $\sim 8,3 \cdot 10^{-8}$  в расчете на один час полета. Такой уровень риска в среднем во всей промышленности. Отметим, что риск смерти в космосе от нерадиационных воздействий значительно выше нормативного радиационного риска [8].

В соответствии с [5] радиационное воздействие при отсутствии вероятностных источников радиационной опасности ограничивается предельно допустимой *равноценной дозой*  $G_{\text{н}}(T)$ :

$$G_{\text{н}}(T) = 0,05 + 4[1 - \exp(-T/72)] \text{ (Зв)}. \quad (21.4)$$

Согласно ГОСТ 25645.201-83 [6] *равноценная эквивалентная доза (равноценная доза)* – это среднетканевая эквивалентная доза при равномерном радиационном воздействии, вызывающая тот же радиобиологический эффект, как и среднетканевая эквивалентная доза при неравномерном радиационном воздействии. Неравномерным считается радиационное воздействие, когда коэффициент неравномерности пространственного распределения эквивалентной дозы превышает значение 1,1.

Значения мощности равноценной дозы, предназначенной для оценки радиационной ситуации при осуществлении дозиметрического контроля в космическом полете, определяют по формуле [5]

$$\Delta G_{\text{н}}(T) = \frac{G_{\text{н}}(T)}{720 \cdot T} \left( \frac{\text{Зв}}{\text{ч}} \right). \quad (21.5)$$



Значения контрольной среднечасовой равноценной дозы устанавливаются такими, чтобы за время полета не был превышен нормативный уровень равноценной дозы.

В [6] введено различие между понятиями «радиационный риск экипажа КА» и «радиационный риск космического полета». Первый риск связан с радиационным воздействием только на экипаж во время космического полета, а второй обусловлен не только воздействием на организм космонавтов, но и на всю систему КА в полете (технический радиационный риск). Отказы систем космического корабля в результате радиационного воздействия увеличивают уровень риска космического полета.

Значения нормируемых величин для полетов различной длительности, согласно [5], приведены в табл. 21.1. Значения предельных доз установлены с учетом влияния пространственной неравномерности радиационного воздействия и величин равноценной дозы для кроветворной ткани. По сравнению с ВНРБ-75 предельно допустимая доза за год полета была уменьшена более чем в 2 раза (с 1,5 Зв до 0,665 Зв). Согласно ГОСТ 25645.215-85 равноценная доза однократного воздействия за время космического полета не должна была превышать 0,5 Зв, а предельно допустимая равноценная доза за период профессиональной деятельности космонавта должна быть не более 4 Зв.

Таблица 21.1

*Значения нормируемых величин для космических полетов*

Длительность полета $T$ , мес.	Нормируемые величины и их обозначения		
	Нормативный уровень радиационного риска $10^{-4}$	Предельно допустимая равноценная доза, сЗв	Контрольная часовая мощность равноценной дозы, мкЗв/ч
	$\Delta R_{\text{H}}^{\text{рад}}$	$G_{\text{H}}$	$\Delta G_{\text{H}}$
1	0,6	10,5	146
3	1,8	21,5	100
6	3,6	37,0	85
12	7,2	66,5	76
18	10,8	93,5	71
24	14,4	118,5	68
30	18,0	140,5	65
36	21,5	162,5	62

Предельно допустимая равноценная доза в табл. 21.1 не учитывает вероятностных источников радиации, которые могут приводить к значительным отклонениям радиационной обстановки от среднего уровня. Метод учета временного режима радиационного воздействия в космическом полете при расчете радиационного риска установлен в ГОСТ 25645.214-85 [7]. Радиационное воздействие в этом случае следует оценивать на основе *обобщенной дозы*, которая, в соответствии с [6], для одного вида излучения рассчитывается по формуле

$$H_{об} = \bar{H} \cdot K_B \cdot K_P, \quad (21.6)$$

где  $\bar{H}$  – среднетканевая эквивалентная доза излучения;  $K_B$  – коэффициент временной неравномерности радиационного воздействия (учитывает влияние мощности дозы и распределения дозы во времени на радиобиологический эффект);  $K_P$  – коэффициент равноценности радиационного воздействия (учитывает пространственное распределение доз по телу и приводящий эффекты неравномерного облучения к условиям равномерного радиационного воздействия). Обобщенная доза, в соответствии с выражением (21.6), приводит сложный характер облучения в космическом пространстве к условиям стандартного радиационного воздействия на Земле (спектр ближайших проявлений и отдаленных последствий должен быть одинаков).

Облучение в космическом полете продолжается в течение всего полета, т. е. является хроническим, но распределено неравномерно по органам тела. При высоких уровнях облучения в космосе наиболее уязвимыми являются: кроветворная система, хрусталики глаз и кожа. Соматические ранние (пороговые) эффекты облучения (см. лекцию 4) могут оказывать серьезное влияние на работоспособность космонавтов и внести заметный вклад в риск, связанный с облучением непосредственно в процессе полета. Отдаленные эффекты облучения не оказывают непосредственного влияния на работоспособность космонавтов, совершающих полет, однако велико их влияние на уровень здоровья и на сохранение самой жизни в течение всего времени после его завершения. При долгосрочном планировании деятельности космонавта, в том числе и участия в очередном полете, необходимо оценивать **суммарный радиационный риск**, который связан с вероятностью развития отдаленных патологических изменений в организме, а также с возможным сокращением продолжительности жизни космонавта. Как показали исследования, суммарный радиационный риск в течение жизни космонавтов оказался в 20–30 раз выше риска в процессе полета [10].

В 2004 г. вышла новая редакция норм радиационной безопасности космических полетов МУ 2.6.1. 44-03-2004 [10], которая основывается на НРБ-99 и учитывает данные 40-летних исследований источников космической радиации, эффективности защиты КА и результаты многочисленных экспериментов. В соответствии с этим документом космонавты относятся к персоналу группы А, но при этом отмечается, что они *подвергаются значительному природному облучению в производственных условиях, где никакие разумные защитные мероприятия не позволяют обеспечить на рабочем месте дозовый предел не более 5 мЗв в год*. В [10] именно суммарный радиационный риск в течение жизни космонавтов положен в основу предельного значения эффективной дозы в 1 Зв за весь период профессиональной работы космонавтов в случае осуществления орбитальных полетов. По сравнению с ГОСТ 25645.215-85 доза снижена в 4 раза и соответствует пределу, установленному в НРБ-99 для персонала группы А (в НРБ-99/2009 та же величина предельной дозы). При эффективной дозе 1 Зв суммарный радиационный риск для космонавтов не должен превы-

шать 10 %, а сокращение продолжительности жизни –  $3 \pm 1$  год. В [10] установлены следующие пределы эффективной дозы:

- за 30 суток полета: 0,25 Зв – для кроветворных органов; 0,5 Зв – для глазного хрусталика; 1,5 Зв – для кожи;
- за один год профессиональной деятельности: 0,5 Зв – для кроветворных органов; 1 Зв – для глазного хрусталика; 3 Зв – для кожи.

При кратковременном остром облучении нарушение работоспособности, связанное с первичной лучевой реакцией, наблюдается при среднетканевой эквивалентной дозе более 0,5 Зв.

В МУ 2.6.1. 44-03-2004 приведены также допустимые значения эквивалентных доз на различные органы, которые разработала Международная администрация, руководящая полетами на МКС. Эти значения ниже значений национальных стандартов стран, осуществляющих полеты на МКС.

Следует отметить, что если для персонала в земных условиях уровень облучения устанавливается из условия необнаружения современными медицинскими методами неблагоприятных изменений в состоянии здоровья при равномерном облучении в течение 50 лет профессиональной деятельности, то для космических полетов он определяется условием *сохранения работоспособности его участников в заданных пределах.*

#### **21.4. Обеспечение радиационной безопасности космических полетов**

При подготовке к космическому полету необходимо проводить количественное прогнозирование радиационной опасности, принимая во внимание радиационные условия предполагаемой траектории полета, степень защиты космонавтов и оборудования для обеспечения их работоспособности. Эта задача очень сложная, так как необходимо учитывать разнообразный состав излучений в космосе, их широкий спектр, изменение радиационных условий в пространстве и во времени, а также сложную конструкцию самого КА.

Все особенности космического полета достаточно полно можно учесть на основе метода статистического моделирования (метода Монте-Карло), используя современные вычислительные средства и соответствующее программное обеспечение. В настоящее время существуют программы, в которых моделируется прохождение космических излучений с учетом реальной конструкции и компоновки КА и вычисляются радиационные эффекты в фантоме тела человека за защитой и в различных отсеках КА. С помощью различных эмпирических моделей, основанных на экспериментальных данных, полученных с помощью спутников, моделируются потоки различных частиц на заданной орбите КА с их спектральными, угловыми, пространственными и временными распределениями. Из-за сложного характера источника первичного излучения точность существующих в настоящее время расчетных моделей потоков частиц не велика:  $\pm 50$  % – для протонов РПЗ,  $\pm 25$  % – для потоков частиц ГКЛ,  $\pm 100$  % – для потоков частиц СКЛ [11].

Расчеты с подробным учетом всех особенностей полета требуют очень больших временных затрат, поэтому на начальном этапе проектирования кос-

мического полета делают предварительные оценки радиационной опасности на заданной орбите с учетом защиты космонавтов и оборудования. Эти оценки проводят для защиты в простой конфигурации (сфера, плоскость) в зависимости от ее толщины, что в дальнейшем позволяет использовать эти данные для уточняющих расчетов с учетом реальной конструкции и компоновки КА. Такие расчеты проводятся, как правило, для каждого радиационного поля в отдельности на основе различных методик, которые реализованы в виде большого числа специальных ГОСТов, руководящих документов (РД), методических указаний (МУ). Некоторые из них упоминались ранее. Расчеты позволяют оценивать верхний предел характеристик радиационного воздействия, которые не должны быть превышены с определенной вероятностью за время полета.

Для этих целей разработаны мощные информационные комплексы (ИК), которые существенно сокращают временные затраты на получение информации о требованиях, которые необходимо предъявлять к разрабатываемой космической технике с учетом радиационного воздействия на КА. К таким ИК, например, относится американский CREME96 (<http://creme96.nrl.navy.mil/>), европейский SPENVIS (<http://www.spennis.oma.be/spennis/>) – и российский COSRAD (<http://cosrad.sinp.msu.ru/cgi-bin/main.pl>), разработанный в НИИ ЯФ МГУ.

При подготовке длительных межпланетных экспедиций необходимо учитывать периодичность изменения радиационной обстановки в Солнечной системе, связанной с 11-летним солнечным циклом. Например, ГКЛ характеризуются относительно жестким спектром, простирающимся до сотен ГэВ. Их высокоэнергетическая часть мало ослабляется с увеличением толщины защиты КА (см. рис. 21.8), причем дозы за год полета для периода минимума солнечной активности (СА) оказываются достаточно высокими и в 2–2,5 раза превышают величины доз для периода максимума СА [9]. Поэтому планировать длительный межпланетный полет (например, к Марсу) необходимо в период максимума СА.

Для обеспечения радиационной безопасности в процессе космического полета используют комплекс инженерно-технических и медицинских методов, средств и мероприятий, позволяющих с заданной надежностью обеспечить непревышение установленных нормативных уровней радиации. К ним относят: физическую защиту, которая позволяет снизить уровни облучения экипажа; применение фармакологических препаратов, повышающих *радиорезистентность организма* (устойчивость биологического организма к действию ионизирующих излучений); проведение мероприятий, связанных с прогнозированием и контролем уровней облучения во время полета и выдачей рекомендаций по действиям экипажа в случае ухудшения радиационной обстановки.

Пассивная защита строится на принципе ослабления потока излучения за счет его поглощения при прохождении через определенную толщину какого-либо вещества. Необходимая толщина защиты зависит от физических характеристик космических излучений, траектории и длительности полета, компоновки корабля, свойств экранирующих материалов и выбранных крите-

риев радиационной безопасности. Как отмечалось выше, спектры всех частиц в космическом пространстве являются быстро спадающими с увеличением энергии, поэтому только часть спектра оказывает воздействие на организм человека, который защищен внутри КА его стенками, элементами конструкции, оборудованием, а во время выходов в открытый космос – скафандром. Протоны и ядра с энергиями ниже 20 МэВ/нуклон для скафандра и 30...40 МэВ/нуклон для пребывания внутри КА не представляют опасности, так как их пробеги меньше толщины защиты (для защиты толщиной 10 г/см<sup>2</sup> – протоны с энергией менее 100 МэВ). Подавляющая часть электронов не проникает через защиту, но при интегральных потоках электронов, превышающих  $\sim 10^{13}$  электрон/см<sup>2</sup>, заметный вклад в дозу дает вторичное тормозное излучение [11].

Известно, что с увеличением толщины обшивки КА уровень излучения в его отсеках от РПЗ и солнечных вспышек уменьшается. Защита от ГКЛ по причине высоких энергий и большой проникающей способности нереальна, так как для снижения уровня дозы на 50 % необходима толщина защиты в несколько десятков граммов на квадратный сантиметр.

Анализ радиационной обстановки и опыт космических полетов показали, что для околоземных орбитальных полетов с высотой орбит  $\sim 400$  км и наклоном до 50° при эффективной толщине защиты не менее 3 г/см<sup>2</sup> специальной радиационной защиты не требуется. Подавляющий вклад в дозу на таких орбитах дает РПЗ в районе Бразильской аномалии.

Обитаемые КА, как правило, компонуются так, что защита, обеспечиваемая веществом, распределенным вокруг зон обитания экипажа, составляет от нескольких до десятков граммов на квадратный сантиметр. Эти зоны экранируются конструкцией КА, приборами, оборудованием, запасами топлива, продовольствия и т. п. Такой защиты достаточно для снижения дозы радиации до установленной нормы.

При осуществлении космического полета необходим постоянный контроль радиационной обстановки как на трассе полета, так и вблизи Солнца. В настоящее время постоянные наблюдения за состоянием Солнца ведутся как со станций, расположенных на Земле, так и со спутников. Специальная служба радиационной безопасности космических полетов оперативно сообщает космонавтам информацию об ухудшении радиационной обстановки в результате солнечной вспышки, чтобы они могли перейти в радиационное убежище. Скорость распространения СКЛ зависит от мощности вспышки, но в среднем окрестности Земли СКЛ достигают примерно через один час. В качестве радиационного убежища в период ухудшения радиационной обстановки экипаж может использовать один из наиболее защищенных отсеков, например снабженный тепловой защитой спускаемый аппарат. Для межпланетных полетов длительностью до 1000 суток толщина защиты радиационного убежища должна быть не менее 30 г/см<sup>2</sup>. Иногда для защиты отдельных отсеков КА в его конструкцию вводят специальные экраны.

В системе радиационной защиты при космических полетах используют различные медицинские методы и средства, в частности противолучевые лекарственные средства – *радиопротекторы*. Это индивидуальные средства фармакохимической противолучевой защиты, которые реализуют свой эффект на физико-химическом и биохимическом уровне клеток, существенно уменьшая поражающее действие облучения.

Радиозащитный эффект обнаружен у целого ряда веществ различной химической структуры и объясняется с помощью различных механизмов действия. Например, некоторые вещества вызывают снижение концентрации кислорода в тканях. Локальное снижение концентрации свободного кислорода в тканях (создание временной тканевой гипоксии) вызывает уменьшение возможности образования свободных радикалов в момент облучения. Защитный механизм других веществ сводится к снижению косвенного действия радиации путем перехвата и инактивации (снижение активности) свободных радикалов и других активных продуктов радиолиза воды. Как мы уже отмечали (см. Введение), косвенное действие ионизирующего излучения через свободные радикалы является общим явлением в живых организмах и может приводить к серьезным биологическим последствиям. Величину действия радиопротекторов выражают в виде *фактора уменьшения дозы* (ФУД), равного отношению доз излучений, вызывающих одинаковый эффект в присутствии радиопротекторов и при их отсутствии.

Радиопротекторы принимают непосредственно перед предполагаемым кратковременным облучением при большой мощности дозы. Их прием приводит к снижению радиочувствительности организма, к уменьшению тяжести лучевой болезни и предотвращению гибели при облучении в летальных дозах. Радиопротекторы обладают наибольшей радиозащитной эффективностью с ФУД = 1,5...3 и действуют при применении до облучения в течение 1...3 ч.

В процессе космического полета проводится постоянный дозиметрический контроль. Основными задачами такого контроля являются оценка категории радиационной ситуации и определение дозы излучения, полученной каждым членом экипажа за время полета. Дозиметрический контроль состоит из индивидуального и бортового. В результате индивидуального дозиметрического контроля измеряется поглощенная или эквивалентная доза облучения на поверхности тела космонавтов. При ухудшении радиационной обстановки до нештатной или аварийной дополнительно измеряются часовые поглощенная или эквивалентная дозы. В результате бортового дозиметрического контроля определяется категория радиационной ситуации, т. е. измеряется часовая равноценная доза и оценивается радиационный риск с учетом пространственного распределения эквивалентной дозы и временного режима радиационного воздействия.

В заключение отметим, что космический полет протекает при постоянном отрицательном воздействии на организм космонавтов многих неблагоприятных факторов. Ионизирующее излучение является лишь одним из них.

## Задание 21

### Контрольные вопросы

1. Какие источники радиационной опасности присутствуют в космосе? Дать характеристику каждому из них.
2. В чем заключаются особенности радиационного воздействия ГКЛ?
3. Что называют РПЗ? Их расположение, состав, среднесуточные дозы.
4. Что называют солнечным ветром?
5. Что происходит во время солнечных вспышек и как часто они происходят?
6. Изобразите на графике, как изменяется поглощенная доза за защитой КА от протонов, электронов, тормозного излучения. Сделайте выводы.
7. В чем заключаются основные проблемы радиационной опасности в космосе?
8. На чем основывается сравнительный анализ различных источников опасности при космических полетах?
9. Что учитывает равноценная эквивалентная доза?
10. Зачем введена обобщенная доза? Как она вычисляется?
11. Каковы в настоящее время пределы эффективной дозы для космонавтов, принимающих участие в околоземных космических полетах?
12. Какие мероприятия позволяют обеспечивать радиационную безопасность космических полетов?



### Расчет в программе «Компьютерная лаборатория»

На внешнюю торцевую поверхность КА, оболочка которого выполнена из Al, падают изотропные (в полупространство) потоки электронов и протонов с плотностью потока  $\phi_e$  и  $\phi_p$ . Дифференциальная по энергии плотность потока электронов в интервале энергий  $0,2 \text{ МэВ} \leq E \leq 4 \text{ МэВ}$  имеет вид  $f_e(E) = C_1 C_2 \cdot \exp(-C_2 E)$  электр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{МэВ})$ . Дифференциальная по энергии плотность потока протонов приведена в табл. 21.2. Рассчитать методом Монте-Карло по программе «Компьютерная лаборатория» (режим BARRIER) зависимость мощности поглощенной дозы в воздухе сразу за стенкой от ее толщины в диапазоне толщин  $0 \leq d \leq 25 \text{ мм}$ . Мощность дозы в мкГр/ч рассчитать отдельно для выходящих из стенки электронов, протонов и вторичного тормозного излучения. Результаты представить в графическом виде. Данные для расчета спектра электронов взять из табл. 21.3.

Замечания к расчету:

1. Расчет выполнить для однородного барьера из Al толщиной 25 мм и радиусом 50 мм, разбив его по радиусу на две зоны. Задайте площадь внутренней зоны, равной  $1 \text{ см}^2$ , и рассчитайте все характеристики поля излучения только в ней (см. параметр NSTR в файле входных данных).
2. Используйте в качестве типа источника IST3 и задайте начальные спектры электронов и протонов для соответствующих энергий. Для электронов

рассчитайте по формуле  $f_e(E) = C_1 C_2 \cdot \exp(-C_2 E)$ , для протонов спектр приведен в табл. 21.2.

- Используйте в качестве результатов дозу за барьером в воздухе в мкГр/частицу. Умножив ее на площадь всего барьера, получите нормировку на 1 частицу/см<sup>2</sup> (мкГр·см<sup>2</sup>/частицу), а умножив на плотность потока  $\phi$  частиц/(см<sup>2</sup>·с), получите мощность поглощенной дозы в мкГр/с. Получите плотности потоков  $\phi_e$  и  $\phi_p$ , проинтегрировав дифференциальные спектры электронов и протонов.

Таблица 21.2

*Спектр протонов внутреннего РПЗ [2]*

$T_p$ , МэВ	$f_p(E)$ , протон $\frac{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{МэВ}}$	$T_p$ , МэВ	$f_p(E)$ , протон $\frac{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{МэВ}}$	$T_p$ , МэВ	$f_p(E)$ , протон $\frac{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{МэВ}}$	$T_p$ , МэВ	$f_p(E)$ , протон $\frac{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{МэВ}}$
1	680	12	220	70	147	250	21
2	830	14	195	80	130	275	16,5
3	800	16	180	90	115	300	13,7
4	670	20	172	100	104	350	8,6
5	540	25	185	120	80	400	5,4
6	450	30	210	140	62	450	3,3
7	380	35	220	160	50	500	2,0
8	330	40	214	180	40	550	0,95
9	290	50	190	200	33	600	0,4
10	265	60	168	225	26	650	0,2
						700	0,1

Таблица 21.3

*Данные для расчета в КЛ*

№	1	2	3	4	5	6	7	8
$C_1$ , $\frac{\text{электрон}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}$	$2 \cdot 10^7$	$1 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^7$	$5 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^6$	$8 \cdot 10^7$	$4 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^8$
$C_2$ , 1/МэВ	0,345	0,400	0,360	0,375	0,385	0,355	0,330	0,350

№	9	10	11	12	13	14	15	16
$C_1$ , $\frac{\text{электрон}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}$	$8 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^7$	$5 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^6$	$6 \cdot 10^6$	$7 \cdot 10^7$	$1 \cdot 10^7$	$1 \cdot 10^8$
$C_2$ , 1/МэВ	0,345	0,355	0,400	0,350	0,330	0,360	0,375	0,385



## Список литературы

1. Авакян С.В. Ионизирующие и проникающие излучения в околоземном космическом пространстве : справочник. / С.В. Авакян, А.И. Вдовин, В.Ф. Пустарнаков. – Санкт-Петербург : Гидрометеиздат, 1994. – 502 с.
2. Бобков В.Г. Радиационная безопасность при космических полетах / В.Г. Бобков, В.П. Демин, И.Б. Кеирим-Маркус и др. – Москва : Атомиздат, 1964. – 371 с.
3. Гальпер А.М. Радиационный пояс Земли / А.М. Гальпер // СОЖ. – 1999. – № 6. – С. 75–81.
4. Григорьев Ю.Г. Результаты исследований к построению модели формирования радиационного поражения организма и определению радиационного риска в процессе межпланетных и орбитальных полетов, а также в течение всей жизни космонавтов / Ю.Г. Григорьев, А.В. Шафиркин. – Режим доступа: <http://lrb.jinr.ru/new/spacebio2011/shafirkin.pdf>
5. ГОСТ 25645.215–85. Безопасность радиационная экипажа космического аппарата в космическом полете. Нормы безопасности при продолжительности полетов до трех лет. – Режим доступа: <http://docs.cntd.ru/document/1200015551>
6. ГОСТ 25645.201–83. Безопасность радиационная экипажа космического аппарата в космическом полете. Термины и определения. – Режим доступа: <http://www.internet-law.ru/gosts/gost/39349/>
7. ГОСТ 25645.214–85. Безопасность радиационная экипажа космического аппарата в космическом полете. Модель обобщенного радиобиологического эффекта. – Режим доступа: <http://docs.cntd.ru/document/1200015549>
8. Гусев Н.Г. Защита от ионизирующих излучений. В 2 томах. Том 2. Защита от излучений ядерно-технических установок : учеб. для вузов / Н.Г. Гусев, В.А. Климанов, В.П. Машкович и др. – 3-е изд. – Москва : Энергоатомиздат, 1990. – 352 с.
9. Космические исследования и взаимодействия космической среды с системами и материалами космических аппаратов: электронный учебник. – Режим доступа: [http://lib.qserty.ru/static/tutorials/01\\_textbook/index-2.htm](http://lib.qserty.ru/static/tutorials/01_textbook/index-2.htm)
10. Методические указания МУ 2.6.1. 44-03-2004. Ограничение облучения космонавтов при околоземных космических полетах (ООКОКП-2004). – Москва : Изд-во ИМБП, 2004.
11. Модель Космоса: научно-информационное издание. В 2 томах. Том 1. Физические условия в космическом пространстве / под ред. М.И. Панасюка, Л.С. Новикова. – Москва : КДУ, 2007. – 872 с.
12. Славатинский С.А. Космические лучи и их роль в развитии физики высоких энергий и астрофизики / С.А. Славатинский // СОЖ. – 1999. – № 10. – С. 68–74.
13. Stassinopoulos E.G. The Space Radiation Environment for electronics / E.G. Stassinopoulos, J.P. Raymond // IEEE. – 1988. – V. 76, № 11. – P. 1423–1442.

## ЧАСТЬ 4 ЗАЩИТА ОТ НЕЙТРОНОВ

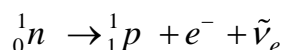
---

### ЛЕКЦИЯ 22

#### ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ

Нейтрон – это электрически нейтральная частица с массой, незначительно превышающей массу протона. Открыт в 1932 г. Дж. Чедвиком. Нейтрон относится к классу адронов. Из протонов и нейтронов построены все атомные ядра. Масса покоя нейтрона  $m_n = 1,67495 \cdot 10^{-24}$  г = 1,008665 а.е.м.  $\approx 1840m_e$ ,  $m_n c^2 = 939,573$  МэВ.

Свободный нейтрон – нестабильная частица (нейтроны устойчивы только в составе стабильных атомных ядер). Превышение массы нейтрона над протоном примерно на 193 МэВ делает энергетически выгодным  $\beta^-$ -распад



с максимальной энергией бета-частиц 782 кэВ. В наиболее точных экспериментах по измерению среднего времени жизни свободного нейтрона, выполненных в последние годы, оно оценивается примерно в 885 с (Серебров А.П. Измерение времени жизни нейтрона с использованием гравитационных ловушек ультрахолодных нейтронов // УФН. – Т. 175, № 9. – 2005. – С. 905–924). Следовательно, период полураспада нейтрона равен примерно 10,2 мин. Время замедления нейтронов в веществе до поглощения ядром в плотных средах составляет порядка сотен мкс, поэтому свободный нейтрон является долгоживущей (квазистабильной) частицей.

Спин нейтрона в единицах  $\hbar$  равен 1/2. Нейтрон имеет собственное магнитное поле. Величина его магнитного дипольного момента  $\mu \approx -1,91\mu_N$ , где  $\mu_N = e\hbar/2m_p c \approx 5,051 \cdot 10^{-24}$  эрг/Гс – ядерный магнетон. Наличие магнитного момента у нейтрона указывает на то, что он обладает сложной внутренней структурой, т. е. внутри нейтрона существуют токи, создающие его магнитный момент.

В данной лекции мы рассмотрим особенности взаимодействия с веществом свободных нейтронов. Взаимодействия нейтронов, находящихся в связанном состоянии внутри ядер, являются предметом ядерной физики.

Свободные нейтроны по величине кинетической энергии условно разделяют на следующие энергетические группы:

#### 1. Медленные нейтроны

$$T < 1 \text{ кэВ.}$$

В эту группу входят:

- ультрахолодные нейтроны

$$T \leq 10^{-7} \text{ эВ;}$$

- холодные нейтроны  $10^{-7} \text{ эВ} < T < 0,005 \text{ эВ};$
- тепловые нейтроны  $0,005 \text{ эВ} < T < 0,5 (1,0) \text{ эВ}.$

Энергия тепловых нейтронов сравнима с энергией тепловых колебаний атомов твердого тела. Наиболее вероятная энергия тепловых колебаний  $T_{\text{тепл}} = kT$ , где  $k = 1,38067 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$  ( $8,617 \cdot 10^{-5} \text{ эВ/К}$ ) – постоянная Больцмана,  $T \text{ К}$  (Кельвин) – абсолютная температура. При температуре  $20^\circ \text{ C}$  ( $T = 293 \text{ К}$ )  $T_{\text{тепл}} \approx 0,0253 \text{ эВ}$ . Соответствующая этой энергии наиболее вероятная скорость тепловых нейтронов равна  $2200 \text{ м/с}$ .

- надтепловые нейтроны  $0,5(1,0) \text{ эВ} < T < 1 \text{ кэВ}.$
2. Нейтроны промежуточных энергий  $1 \text{ кэВ} < T < 200 (500) \text{ кэВ}.$
  3. Быстрые нейтроны  $200 (500) \text{ кэВ} < T < 20 \text{ МэВ}.$
  4. Сверхбыстрые нейтроны  $T > 20 \text{ МэВ}.$

В нерелятивистской области энергий скорость движения нейтрона ( $v$ ) и его длина волны ( $\lambda = \lambda/2\pi$ ) связаны с кинетической энергией нейтрона  $T$  (эВ) соотношениями

$$v \approx 1,4 \cdot 10^4 \sqrt{T} \text{ (м/с)}; \quad \lambda \approx 4,5 \cdot 10^{-10} / \sqrt{T} \text{ (см)}. \quad (22.1)$$

Так как нейтроны не имеют электрического заряда, то они практически не взаимодействуют с электрическим полем атомов (ядер и электронов). Очень слабое электромагнитное взаимодействие нейтроны испытывают лишь за счет наличия магнитного момента и спина. Основные процессы, в результате которых при движении в среде поток нейтронов меняется, – это взаимодействия за счет ядерных сил с ядрами атомов – *ядерные реакции*. Ядерные силы являются короткодействующими и сосредоточены в области, сравнимой с расстояниями между нуклонами в ядре ( $\sim 1 \text{ Ферми} = 10^{-13} \text{ см}$ ). Поскольку область действия кулоновских сил много больше (порядка размеров атома), то эффективные сечения взаимодействия нейтронов, по сравнению с сечениями взаимодействия заряженных частиц, невелики. Расстояния, которые нейтроны проходят в веществе до поглощения, много больше пробегов заряженных частиц с той же энергией. Нейтроны даже небольших энергий (менее  $1 \text{ МэВ}$ ) могут проходить в твердом веществе расстояния, измеряемые сантиметрами.

Не имея электрического заряда, нейтроны проникают в ядро даже при тепловых энергиях. Поэтому с ядрами могут эффективно взаимодействовать нейтроны, энергии которых лежат в очень широкой области. В настоящее время реакторы и ускорители дают интенсивные пучки нейтронов с энергиями в интервале от  $10^{-4} \text{ эВ}$  до тысяч  $\text{МэВ}$ . Такой большой энергетический диапазон (более 13 порядков) приводит к большому разнообразию процессов взаимодействия нейтронов. При малой энергии и большой длине волны нейтрона (сравнимой с расстояниями между ядрами) во взаимодействии проявляются его волновые свойства. По мере увеличения энергии и уменьшения

длины волны во взаимодействиях нейтронов все больше проявляются их корпускулярные свойства. При энергиях, когда длина волны нейтронов сравнима с радиусом действия ядерных сил, нейтроны можно рассматривать как точечные частицы, сталкивающиеся с отдельными нуклонами ядра.

В зависимости от величины кинетической энергии нейтроны могут вступать в различные ядерные реакции, которые в целом можно разделить на упругие и неупругие. Результатом упругих столкновений является изменение направления движения налетающего нейтрона (*рассеяние*) и передача части его кинетической энергии ядру (*замедление*). Следует иметь в виду, что при упругом рассеянии нейтрона на ядре энергия, передаваемая ядру от нейтрона, много больше, чем энергия, передаваемая атому при столкновениях с электроном, так как масса нейтрона много больше массы электрона.

Неупругие взаимодействия нейтронов весьма разнообразны. К ним относятся: неупругое рассеяние, захват нейтронов ядром с последующим испусканием гамма-квантов (радиационный захват), поглощение нейтронов ядром с последующим испусканием заряженных частиц и нейтронов, деление ядер. В большинстве ядерных реакций нейтроны не поглощаются, а лишь рассеиваются на некоторый угол, теряя часть кинетической энергии, т. е. замедляются. Этот процесс замедления продолжается до тех пор, пока энергия нейтронов не уменьшится до тепловой. В этой энергетической области нейтроны в основном и поглощаются ядрами.

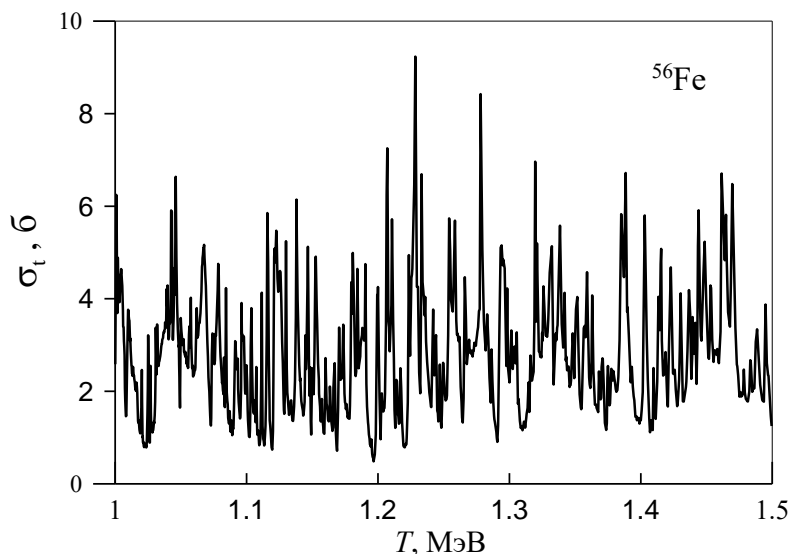


Рис. 22.1. Полное сечение взаимодействия нейтронов с ядрами  $^{56}\text{Fe}$  [21] (JENDL-3.3)

Как и для других частиц, основной величиной, характеризующей взаимодействие нейтронов с ядрами, является сечение взаимодействия. Отметим сразу, что величины нейтронных сечений сильно различаются при переходе от одного элемента к другому и даже от изотопа к изотопу, а зависимости этих сечений от кинетической энергии нейтронов имеют гораздо более сложный характер, чем аналогичные зависимости для заряженных частиц и фото-

нов. В качестве примера на рис. 22.1 приведено полное микроскопическое сечение взаимодействия нейтронов ( $\sigma_t$ ) с ядрами железа в небольшом интервале энергий: от 1 до 1,5 МэВ.

Для объяснения столь сложной зависимости эффективных сечений нейтронов от их энергии и типа ядер используются различные механизмы и модели, описывающие протекание ядерных реакций, но основной источник надежных численных данных нейтронных сечений – это эксперимент.

Рассмотрим теперь более подробно различные процессы взаимодействия нейтронов с ядрами атомов, ограничившись в основном областью энергий менее 20 МэВ. Эта область энергий охватывает все радионуклидные источники нейтронов и нейтроны реакторного спектра. Особенности взаимодействия нейтронов больших энергий можно найти, например, в работе [1].

## 22.1. Упругое рассеяние нейтронов

При *упругом рассеянии нейтрона* ядро остается в прежнем (не возбужденном) состоянии, сохраняется суммарная кинетическая энергия нейтрона и ядра, а в СЦИ сохраняется кинетическая энергия нейтрона. Реакцию упругого рассеяния нейтронов обозначают как  $A(n, n)A$  (или просто  $(n, n)$ ). В соответствии с основными механизмами протекания ядерной реакции [2] возможны два способа упругого рассеяния нейтрона: упругое рассеяние через составное ядро – *упругое резонансное рассеяние* и *упругое потенциальное рассеяние*. Второй вид упругого рассеяния можно рассматривать в рамках модели потенциального рассеяния (это рассеяние иногда называют дифракционным, так как определяющим параметром этого процесса является длина волны падающего нейтрона). Следовательно, полное сечение упругого рассеяния ( $\sigma_{el}$ ) является суммой сечений потенциального ( $\sigma_{ep}$ ) и резонансного ( $\sigma_{er}$ ) рассеяния. Процесс упругого рассеяния имеет место при любых энергиях нейтронов.

### 22.1.1. Кинематика упругого рассеяния нейтронов

Если рассматривать только кинематику упругого рассеяния, то кинетические энергии и направления движения нейтрона и ядра после рассеяния не зависят от характера действующих сил, а определяются только энергией налетающего нейтрона и массой ядра. В [2] в главе 1 получены общие соотношения, связывающие характеристики частиц после упругого рассеяния с углом рассеяния  $\theta$  в СЦИ. Воспользуемся ими при рассмотрении кинематики упругого рассеяния нейтронов.

Пусть нейтрон с кинетической энергией  $T$  и массой  $m_n = 1$  упруго рассеивается на покоящемся ядре с массой  $m = A$ . Энергия, которую нейтрон передает покоящемуся ядру при упругом рассеянии, определяется выражением

$$Q = \frac{4A}{(A+1)^2} T \sin^2 \frac{\theta}{2}. \quad (22.2)$$

При центральном (лобовом) столкновении  $\theta = \pi$  и передается (теряется) максимальная энергия:

$$Q = Q_{\max} = \frac{4A}{(A+1)^2} T, \quad (22.3)$$

Если воспользоваться формулой для переданной при столкновении энергии, то легко получить выражение для кинетической энергии нейтрона после рассеяния  $T'$ :

$$T' = T \left[ 1 - \frac{2A}{(A+1)^2} (1 - \cos \theta) \right]. \quad (22.4)$$

В случае центрального столкновения выражение (22.4) принимает следующий вид:

$$T' = T \left( \frac{A-1}{A+1} \right)^2. \quad (22.5)$$

При центральном столкновении нейтрона с ядром водорода нейтрон останавливается, и вся его энергия переходит протону.

При упругом рассеянии нейтронов на водороде его угол рассеяния в ЛСК  $\mathcal{G}_1 = \theta/2$  и нейтрон рассеивается лишь в переднее полупространство.

Если воспользоваться законами сохранения энергии и импульса, то можно получить следующую связь между значениями  $T$ ,  $T'$  и  $\mathcal{G}_1$  в ЛСК:

$$\frac{T'}{T} = \frac{\left( \sqrt{A^2 - 1 + \cos^2 \mathcal{G}_1} + \cos \mathcal{G}_1 \right)^2}{(A+1)^2}. \quad (22.6)$$

При рассеянии нейтрона назад он теряет максимальную энергию и имеет минимальную кинетическую энергию

$$T'_{\min} = \left( \frac{A-1}{A+1} \right)^2 T. \quad (22.7)$$

Из (22.4) можно получить выражение для вычисления  $\cos \mathcal{G}_1$ , если известна энергия нейтрона после рассеяния:

$$\cos \mathcal{G}_1(T; T') = \frac{1}{2} \left[ (A+1) \sqrt{T'/T} - (A-1) \sqrt{T/T'} \right]. \quad (22.8)$$

Нейтроны, испытавшие рассеяние на ядре, имеют определенное угловое распределение. Для некоторых задач интерес представляет лишь средний косинус угла рассеяния нейтрона в ЛСК. Если в СЦИ дифференциальное сечение рассеяния является изотропным, то в ЛСК

$$\langle \cos \mathcal{G}_1 \rangle = \frac{2}{3A}. \quad (22.9)$$

Из (22.9) следует, что чем легче ядро, тем вероятнее рассеяние вперед. Наоборот, с увеличением массы ядра  $\langle \cos \mathcal{Q} \rangle \rightarrow 0$  и на тяжелых ядрах угловое распределение рассеянных нейтронов почти изотропное. При рассеянии нейтронов на водороде  $\langle \cos \mathcal{Q} \rangle = 2/3$ .

Часто, рассматривая процесс распространения нейтронов, вместо шкалы энергий используют шкалу безразмерной переменной:

$$u = \ln(T_0/T), \quad (22.10)$$

где  $T_0$  – начальная кинетическая энергия нейтрона;  $T$  – текущее значение этой энергии. Величина  $u$  называется *логарифмической потерей энергии*, или *летаргией нейтрона*. Из (22.10) следует экспоненциальная зависимость текущей энергии нейтрона от его летаргии:

$$T = T_0 \exp(-u).$$

Найдем среднее изменение летаргии нейтрона в одном в одном упругом рассеянии ( $\xi$ ):

$$\xi = \left\langle \ln \left( \frac{T_0}{T} \right) \right\rangle = \int_{T_{\min}}^{T_0} \ln \left( \frac{T_0}{T} \right) w(T) dT,$$

где  $T_{\min} = T_0 \left( \frac{A-1}{A+1} \right)^2$ ,  $w(T) = \frac{(A+1)^2}{4AT_0}$  – плотность распределения нейтронов по энергии после рассеяния. Взяв интеграл, получаем

$$\xi = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \left( \frac{A-1}{A+1} \right). \quad (22.11)$$

Если  $A > 10$ , то с точностью  $\sim 1\%$

$$\xi = 2/(A + 2/3).$$

Как следует из полученных выражений, величина среднего изменения летаргии в одном упругом рассеянии зависит только от массы ядра и не зависит от энергии нейтрона. Это, в основном, и послужило причиной введения логарифмической шкалы энергии при описании замедления нейтронов в различных средах. Кроме этого, величина летаргии нейтрона изменяется в значительно меньшем интервале, чем его кинетическая энергия. Например, при уменьшении кинетической энергии нейтрона от 1 МэВ до 1 эВ (на шесть порядков) его летаргия изменяется от 0 до 13,8.

Зная величину  $\xi$ , можно определить среднее число упругих столкновений, которые должен испытать нейтрон при замедлении от энергии  $T_0$  до  $T$ :

$$\bar{n} = u / \xi. \quad (22.12)$$

Для легких ядер число таких соударений на 1–2 порядка меньше, чем у тяжелых, т. е. в легком веществе нейтрон замедляется быстрее, чем в тяже-

лом. Использование понятия латаргии позволяет упростить запись многих характеристик поля нейтронов в среде.

### 22.1.2. Упругое потенциальное рассеяние нейтронов

*Упругое потенциальное рассеяние* можно представить как рассеяние падающей нейтронной волны на ядерном потенциале. Нейтрон в ядро не проникает. Сечение упругого потенциального рассеяния ( $\sigma_{ep}$ ) – это единственное сечение взаимодействия нейтронов, которое не имеет резонансов и плавно изменяется с энергией нейтрона. Для нейтронов, у которых длина волны  $\lambda \gg R$ , где  $R$  – радиус ядра ( $R \approx 1,4 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$  см),

$$\sigma_{ep} \approx 4\pi R^2, \quad (22.13)$$

т. е. не зависит от энергии нейтрона (подробнее см. [2]). Условию  $\lambda \gg R$  для самых тяжелых ядер соответствует область кинетических энергий нейтронов менее примерно 1 кэВ, но эта энергия возрастает с уменьшением массы (размеров) ядра.

Для быстрых нейтронов ( $\lambda \ll R$ ) сечение упругого потенциального рассеяния также не зависит от энергии нейтрона:

$$\sigma_{ep} \approx \pi R^2, \quad (22.14)$$

что примерно равно геометрическому сечению ядра (классическому сечению рассеяния).

В промежуточной области энергий (у нейтронов промежуточных энергий) сечение плавно уменьшается с увеличением энергии нейтрона от  $4\pi R^2$  до  $\pi R^2$  в соответствии с выражением

$$\sigma_{ep} \approx \pi(R + \lambda)^2. \quad (22.15)$$

Величина сечения упругого потенциального рассеяния увеличивается с ростом массового числа  $\sim A^{2/3}$ .

### 22.1.3. Упругое резонансное рассеяние нейтронов

*Упругое резонансное рассеяние* – это упругое рассеяние нейтрона с образованием составного ядра. Возбужденное состояние составного ядра является метастабильным (квазистационарным) и через некоторый промежуток времени ядро «избавляется» от избытка энергии. Энергия возбуждения может сниматься путем испускания гамма-квантов, нейтронов, протонов, альфа-частиц и т. д. Все эти процессы являются конкурирующими и вероятность каждого из них  $\sim 1/\tau_i$ , где  $\tau_i$  – среднее время жизни данного возбужденного состояния составного ядра относительно  $i$ -го канала снятия возбуждения. Если возбужденное ядро испускает нейтрон и переходит в основное состояние, то парциальная ширина уровня  $\Gamma_i \equiv \Gamma_n$  и сечение упругого резонансного рассеяния можно записать как

$$\sigma_{er} = \sigma_t \cdot (\Gamma_n / \Gamma), \quad (22.16)$$



где  $\Gamma$  – полная ширина возбужденного уровня составного ядра. Полное сечение  $\sigma_t$  можно рассматривать как сечение образования составного ядра, а отношение  $\Gamma_n/\Gamma$  – это вероятность снятия возбужденного состояния ядра через канал упругого рассеяния. Если кинетическая энергия нейтрона находится в области энергии резонанса, то величина сечения описывается формулой Брейта–Вигнера, которая в случае упругого резонансного рассеяния нейтронов имеет следующий вид:

$$\sigma_{er}(T) = g\pi\lambda^2 \frac{\Gamma_n^2}{(T - T_r)^2 + \Gamma^2/4}. \quad (22.17)$$

Отметим, что резонансами часто называют значения кинетической энергии нейтронов (других частиц)  $T_r$ , при которой энергия возбуждения ядра  $Q^*$  равна энергии соответствующего уровня составного ядра  $Q_r^*$  (см. [2]). В пределах узкой резонансной области величина сечения возрастает во много раз и может достигать значений  $\sigma_{er} \sim 4\pi\lambda^2$  (рис. 22.2).

С увеличением энергии возбуждения расстояния между энергетическими уровнями уменьшаются, их ширина возрастает и уровни начинают перекрываться. Резонансный характер сечения за счет интерференции многих уровней проявляется все слабее, и сечение становится более плавным. Вклад  $\sigma_{er}$  в сечение упругого рассеяния уменьшается, преобладает упругое потенциальное рассеяние. Формула Брейта–Вигнера в этом случае не работает.

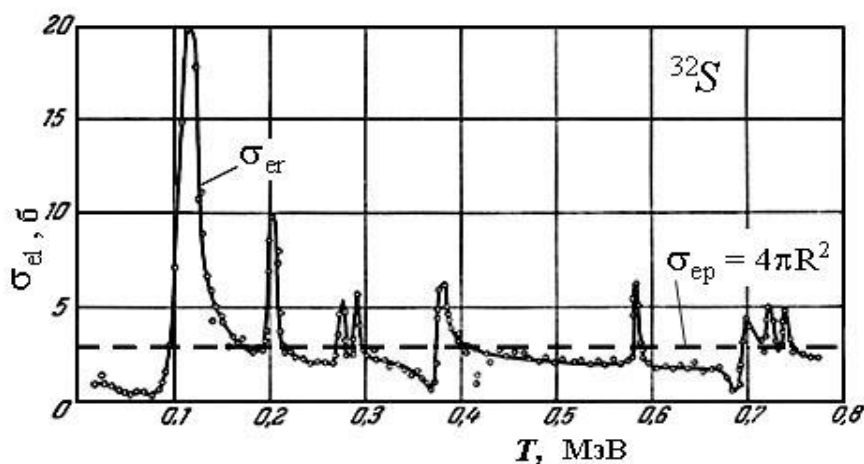


Рис. 22.2. Сечение упругого рассеяния нейтронов на ядрах серы [19]

Если кинетическая энергия нейтрона мала и недостаточна для перевода ядра в возбужденное состояние, то сечение упругого рассеяния определяется потенциальным рассеянием. Поэтому только в определенной (резонансной) области кинетических энергий упругое рассеяние имеет резонансный характер. Для меньших и больших энергий нейтронов упругое рассеяние определяется потенциальным рассеянием.

Изолированные (хорошо разделенные) резонансы ядер расположены примерно в следующих энергетических интервалах: у легких ядер ( $A < 25$ ) в интервале 100 кэВ...10 МэВ, у средних ядер ( $25 < A < 80$ ) в интервале 1...100 кэВ, а у тяжелых ( $A > 80$ ) в области энергий менее 1 кэВ.

Полное сечение упругого рассеяния складывается не только из суммы потенциального и резонансного рассеяния. Из-за интерференции между резонансным и потенциальным рассеянием в эффективном сечении упругого рассеяния появляется еще интерференционный член. Его знак меняется при переходе через резонанс: при  $T < T_r$  он отрицательный, а при  $T > T_r$  – положительный. Такое поведение сечения хорошо видно на рис. 22.2 в области первого резонанса.

За счет интерференции процессы потенциального и резонансного рассеяния могут иногда почти полностью погасить друг друга. В результате зависимость сечения  $\sigma_{el}$  от энергии нейтрона становится сложной.

На рис. 22.3 приведена примерная зависимость сечения упругого рассеяния  $\sigma_{el}$  в широком энергетическом диапазоне для некоторого «условного» ядра. Положение резонансов, их число и величина сечения в резонансной области сильно зависят от типа ядра.

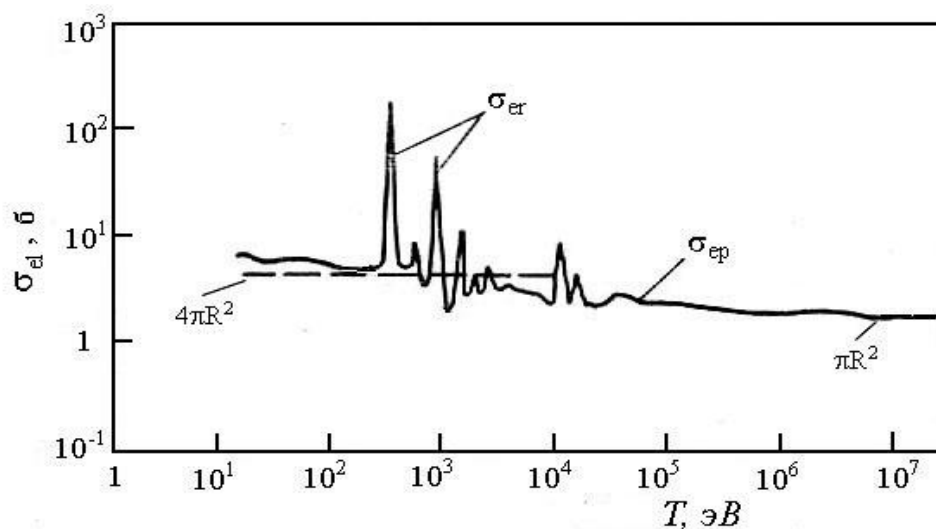


Рис. 22.3. Зависимость сечения упругого рассеяния нейтронов от энергии [15]

Угловое распределение упруго рассеянных нейтронов в ЛСК определяется массой ядра и энергией нейтрона. Для легких ядер сечение анизотропное (вытянутое вперед) и анизотропия возрастает с увеличением кинетической энергии нейтронов. Для тяжелых ядер и небольших энергий нейтронов угловое распределение упруго рассеянных нейтронов близко к изотропному распределению.

На рис. 22.4–22.6 в качестве примера приведены сечения упругого рассеяния  $\sigma_{el}$  для трех нуклидов в диапазоне энергий нейтронов от  $10^{-5}$  эВ

до ~ 30 МэВ из базы оцененных ядерных данных ENDF (Evaluated Nuclear Data File) [21]. В этой базе находятся библиотеки ядерных данных из нескольких национальных центров: США, Россия, Япония, Китай, Европа.

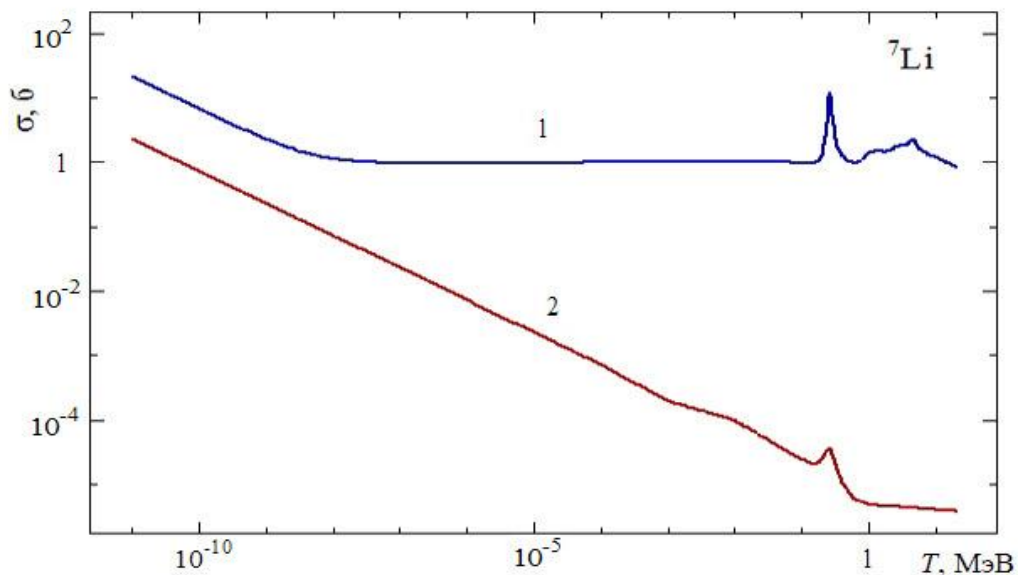


Рис. 22.4. Зависимость сечения упругого рассеяния (1) и радиационного захвата (2) для  ${}^7\text{Li}$  от энергии нейтронов (ENDF/B-VII.0)

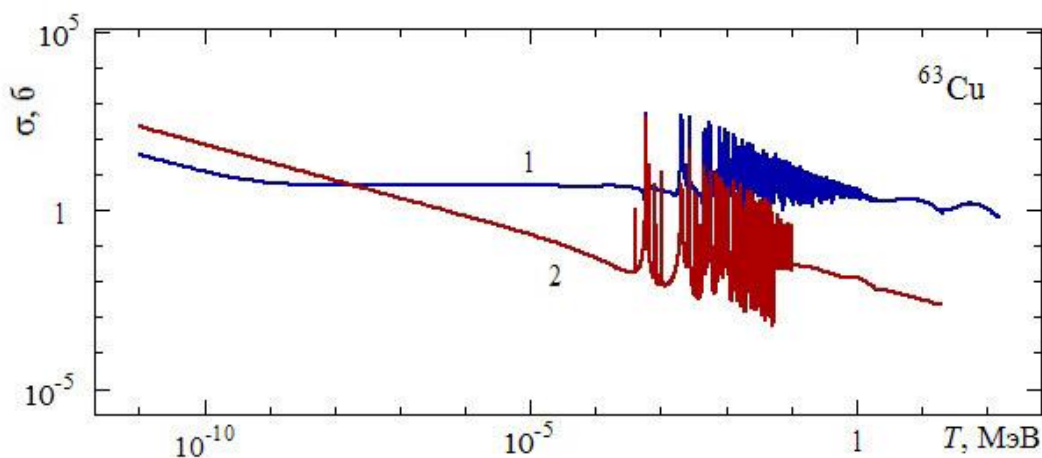


Рис. 22.5. Зависимость сечения упругого рассеяния (1) и радиационного захвата (2) для  ${}^{63}\text{Cu}$  от энергии нейтронов (ENDF/B-VII.0)

Основой этих сечений являются экспериментальные данные. Эксперименты по определению сечений упругого рассеяния нейтронов достаточно сложны и погрешности экспериментальных данных часто велики, поэтому данные различных авторов критически оценивают, сглаживают и усредняют. Недостаток экспериментальных данных компенсируют результатами расчетов на основе различных теорий ядерных реакций. Не всегда экспериментальные и теоретические данные совпадают. Например, для медленных нейтронов эксперименталь-

ные сечения  $\sigma_{el}$  часто отличаются от значения  $4\pi R^2$  как в большую, так и в меньшую сторону и эти отклонения превышают погрешности измерений.

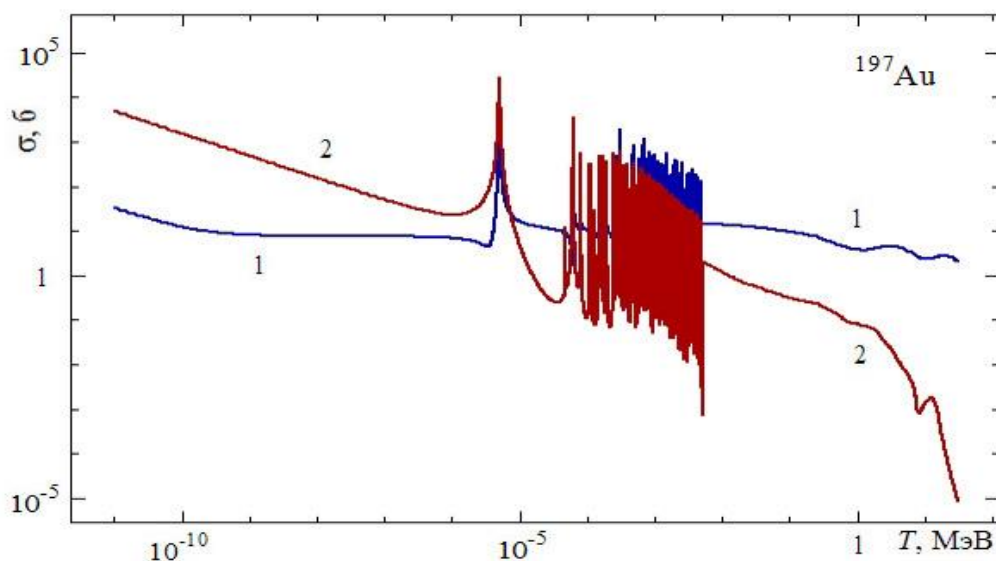


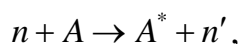
Рис. 22.6. Зависимость сечения упругого рассеяния (1) и радиационного захвата (2) для  $^{197}\text{Au}$  от энергии нейтронов (ENDF/B-VII.0)

Как следует из приведенных результатов, у нейтронов с энергиями менее 0,01 эВ (у холодных нейтронов) сечение упругого рассеяния начинает возрастать с уменьшением энергии нейтрона. Длина волны таких нейтронов сравнима с межатомными расстояниями в конденсированном веществе, и на рассеяние начинает влиять химическая связь атомов и тепловое движение в кристаллах и жидкостях. Рассеяние происходит не на отдельных ядрах, а на молекулах, группе атомов, и сечение упругого рассеяния возрастает (Гуревич И.И., Тарасов Л.В. Физика нейтронов низких энергий. Москва: Наука, 1965).

Если энергия химической связи атомов в молекулах становится сравнимой и больше энергии нейтронов, то нейтроны с такой энергией рассеиваются на всей молекуле, как на единой тяжелой частице. В результате сечение рассеяния возрастает. Для воды, в которой сечение рассеяния определяется водородом и химической связью атомов водорода в воде, сечение начинает заметно возрастать уже для энергий нейтронов менее 1 эВ.

## 22.2. Неупругое рассеяние нейтронов

При *неупругом рассеянии нейтрона* часть его кинетической энергии передается ядру в виде энергии возбуждения, т. е. процесс рассеяния происходит по схеме



где  $n$  и  $n'$  — первичный и неупруго рассеянный нейтроны с кинетическими энергиями  $T$  и  $T'$  соответственно. Кратко этот процесс взаимодействия обозначают  $A(n, n')A^*$  или  $(n, n')$ . Разность  $Q^* = T - T' - T_{\text{отд}} \approx T - T'$  (здесь  $T_{\text{отд}}$  — энергия отдачи ядра) — это энергия возбуждения ядра  $A^*$ . Поскольку

всегда  $T' > 0$ , то процесс неупругого рассеяния является пороговым. В соответствии с выражением для пороговой энергии эндознергетической реакции в нерелятивистском случае [2], если кинетическая энергия нейтрона  $T < \frac{A+1}{A} Q_1^*$ , где  $Q_1^*$  – энергия первого возбужденного уровня ядра-мишени, то процесс рассеяния нейтрона является упругим, а сечение неупругого рассеяния ( $\sigma_{inl}$ ) равно нулю. В противном случае наряду с упругим рассеянием возможно и неупругое рассеяние нейтрона. Если возбужденное состояние не является метастабильным, то через время порядка  $10^{-15} \dots 10^{-16}$  с ядро переходит в основное или другое возбужденное состояние с меньшей энергией возбуждения. Этот переход сопровождается испусканием одного или нескольких гамма-квантов.

При неупругом рассеянии нейтрон теряет больше энергии, чем при упругом. И именно благодаря этой разнице в потерях энергии такой процесс был обнаружен в 1934 г. при пропускании пучка нейтронов через поглотитель из свинца, в котором потери энергии в упругих столкновениях малы.

Рассмотрим основные закономерности неупругого рассеяния.

1. Сечение неупругого рассеяния возрастает с увеличением массы ядра. Причины следующие:

- увеличивается радиус ядра и геометрическое сечение ядра;
- возрастает число возбужденных уровней ядра и уменьшается минимальная энергия возбуждения, следовательно, и пороговая энергия.

Энергия первого возбужденного уровня ( $Q_1^*$ ) для разных ядер изменяется в широких пределах. С увеличением массы ядра она в среднем уменьшается от нескольких МэВ для легких ядер до примерно 10 кэВ для тяжелых ядер (см., например, «Универсальная электронная система информации по атомным ядрам и ядерным реакциям». Режим доступа: <http://cdfc.sinp.msu.ru/index.ru.html>). Но величина  $Q_1^*$  ведет себя немонотонно, она велика у ядер с четными числами

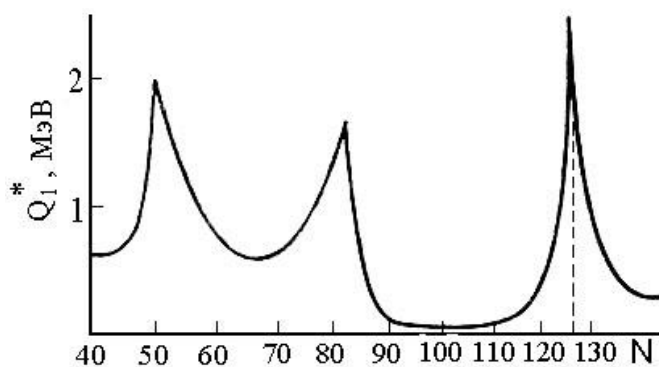


Рис. 22.7. Зависимость энергии первого возбужденного уровня ядра от числа нейтронов

нейтронов и протонов (особенно у магических ядер) и мала у ядер с нечетным числом протонов и (или) нейтронов. Например, у дважды магического ядра  $^{16}_8\text{O}$   $Q_1^* = 6,049$  МэВ, а у  $^{235}_{92}\text{U}$  – всего лишь 76,5 эВ. На рис. 22.7 приведена зависимость энергии первого возбужденного уровня от числа нейтронов у тяжелых

- ядер (Физика микромира: Маленькая энциклопедия. М.: Советская энциклопедия, 1980).
2. При  $T < 0,2 \dots 0,5$  МэВ неупругое рассеяние отсутствует почти для всех ядер (и легких, и тяжелых), но если кинетическая энергия нейтрона возрастает до значений  $T \approx 1,5$  МэВ, то сечение становится заметным даже для легких ядер.
  3. При  $T \approx 3$  МэВ у средних и тяжелых ядер сечение возрастает до значения порядка геометрического сечения ядра  $\sigma_{inl} \approx \pi R^2$  (несколько барн). Причина возрастания сечения с ростом кинетической энергии нейтрона – увеличение числа уровней ядра, возбуждение которых становится возможным при неупругом рассеянии.
  4. В области энергий  $T \approx 4 \dots 6$  МэВ у средних и тяжелых ядер величина сечения неупругого рассеяния достигает насыщения и с дальнейшим увеличением кинетической энергии нейтрона меняется слабо. Для одних элементов величина сечения слегка возрастает, для других убывает, но не уходит далеко от значения  $\sim \pi R^2$ .
  5. Средние потери энергии нейтрона при неупругом рассеянии возрастают с увеличением массы ядра (при упругом рассеянии зависимость противоположная).
  6. Средние потери энергии нейтрона при неупругом рассеянии возрастают с увеличением его кинетической энергии.
  7. Вклад сечения неупругого рассеяния в полное сечение невелик для легких ядер, но для ядер с  $Z > 20$  величина сечения неупругого рассеяния может составлять заметную часть от полного сечения.

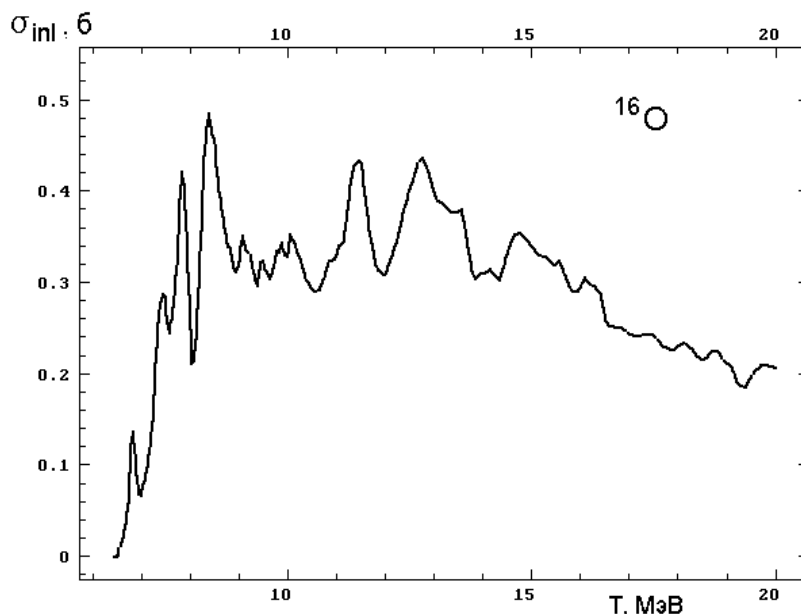


Рис. 22.8. Сечение неупругого рассеяния нейтронов на ядрах  $^{16}_8\text{O}$  [21] (ROSFOND)

На рис. 22.8 приведена зависимость от энергии нейтронов сечения неупругого рассеяния на ядрах  $^{16}\text{O}$ , а на рис. 22.9 на ядрах  $^{56}\text{Fe}$  (энергия первого возбужденного уровня 847,78 кэВ). Хорошо прослеживается резонансный характер сечения в соответствующих областях энергий нейтронов.

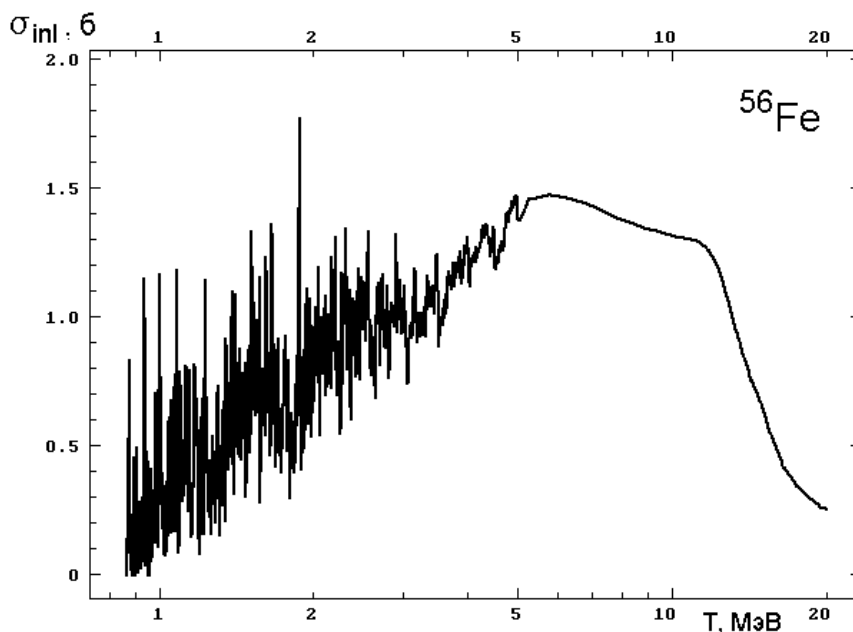


Рис. 22.9. Сечение неупругого рассеяния нейтронов на ядрах  $^{56}_{26}\text{Fe}$  [21] (ROSFOND)

Если кинетическая энергия налетающих нейтронов велика и возможно возбуждение большого числа резонансных состояний, то зависимость сечения от энергии становится сложной и неудобной для анализа. Поэтому нейтронные сечения часто усредняют по некоторым энергетическим интервалам, которые выбирают достаточно большими по сравнению с расстояниями между резонансами. Усредненные таким образом сечения являются уже плавными функциями энергии и их можно использовать при анализе различных моделей ядерных взаимодействий для получения закономерностей поведения сечений от энергии нейтронов, массового числа ядер и т. д.

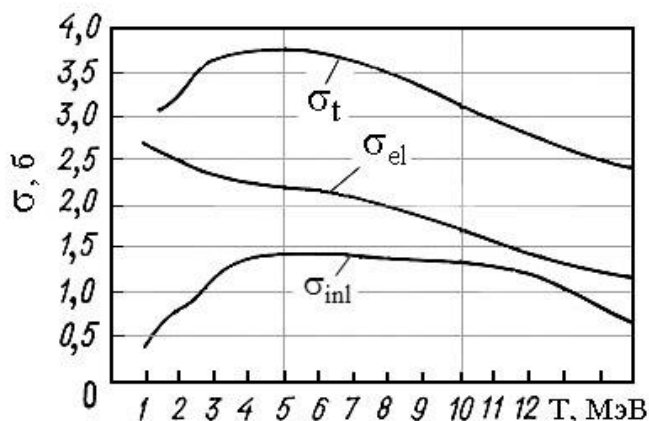


Рис. 22.10. Усредненные сечения взаимодействия быстрых нейтронов с ядрами  $^{56}\text{Fe}$  [6]

На рис. 22.10 для ядер железа приведены примерные (сглаженные по резонансам) сечения упругого, рассеяния, неупругого рассеяния и полное сечение ( $\sigma_t$ ) в зависимости от энергии нейтронов. Хорошо видно, что в целом зависимость сечения неупругого рассеяния от энергии нейтрона такая, как отмечено выше.

На фоне этих общих закономерностей имеют место некоторые отклонения, связанные с особенностями отдельных ядер. В основном это легкие ядра, у которых число уровней с энергиями менее 1,5...3 МэВ мало. Но отклонения от общего поведения обнаруживаются и у тяжелых ядер, например у изотопа свинца  $^{208}_{82}\text{Pb}$ . Сечение неупругого рассеяния у него значительно меньше, чем у других изотопов. Согласно оболочечной модели ядра, те ядра, которые имеют *магическое* число нуклонов (протонов или нейтронов), имеют большую энергию связи и являются более устойчивыми. Кроме этого, нижние уровни возбуждения магических ядер расположены значительно выше, чем у обычных ядер. Все это уменьшает вероятность возбуждения таких ядер и, следовательно, вероятность неупругого рассеяния. Ядро  $^{208}_{82}\text{Pb}$  является *дважды магическим* (содержит 82 протона и 126 нейтронов) и является особо устойчивым (см. рис. 22.7).

При неупругом рассеянии после испускания нейтрона у ядра остается большая энергия возбуждения. Например, при неупругом рассеянии нейтронов с кинетической энергией 14 МэВ на ядрах висмута ( $_{83}\text{Bi}$ ) они отдают ядру в среднем 11 МэВ.

На рис. 22.11 приведены экспериментальные спектры упруго и неупруго рассеянных нейтронов на ядрах  $_{83}\text{Bi}$ . Как следует из этого рисунка, потери энергии при упругом рассеянии много меньше, чем при неупругом. Такое

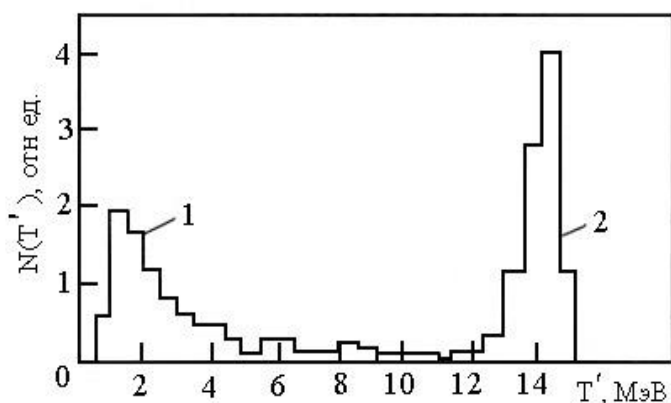


Рис. 22.11. Спектры неупруго (1) и упруго (2) рассеянных нейтронов на ядрах висмута [15]

отличие спектров позволяет надежно экспериментально выделять неупруго рассеянные нейтроны на фоне нейтронов, испытавших упругое рассеяние.

Реакция неупругого рассеяния может протекать как через составное ядро, так и в виде прямой ядерной реакции. Поэтому угловое распределение неупруго рассеянных нейтронов является суммой почти изотропного углового распределения

нейтронов, испущенных составным ядром (примерно 90 % всех нейтронов), и анизотропного (вытянутого в направлении первичного пучка) распределения — для нейтронов, рассеивающихся без образования составного



ядра. Эти нейтроны имеют также и другой спектральный состав, т. к. рассеиваются преимущественно вперед и теряют меньшую энергию, чем нейтроны, рассеивающиеся с образованием составного ядра. Таким образом, высокоэнергетическая часть спектра неупруго рассеянных нейтронов формируется в результате прямых реакций, а низкоэнергетическая – в результате рассеяния через составное ядро.

В заключение этого раздела отметим, что у нейтронов с кинетическими энергиями более нескольких МэВ величина сечения неупругого рассеяния достаточно велика ( $\sigma_{inl} \approx \pi R^2$ ). Для большинства ядер она выше, чем сечения других неупругих взаимодействий нейтронов. Поэтому основные процессы взаимодействия быстрых нейтронов с большинством ядер – это упругое и неупругое рассеяния.

### 22.3. Радиационный захват нейтронов

**Радиационный захват нейтронов** – это ядерная реакция, в результате которой нейтрон поглощается (захватывается) ядром с последующим испусканием гамма-квантов. Ядро, поглотившее нейтрон, является изотопом первичного ядра и после испускания гамма-квантов может быть радиоактивным. В этом случае радиационный захват нейтронов приводит к активации вещества. *Радиационный захват, так же как и упругое рассеяние, возможен при любой кинетической энергии нейтронов* и практически с любым ядром. Радиационный захват (и вообще захват нейтронов) не испытывает лишь одно стабильное ядро –  ${}^4\text{He}$ . Все остальные ядра могут поглощать нейтроны, и энергия возбуждения этих ядер может выделяться в виде одного или нескольких гамма-квантов. Количество и энергия испущенных гамма-квантов зависят от системы энергетических уровней ядра и от кинетической энергии нейтрона. Сечение этого процесса будем обозначать  $\sigma_{ar}$ , а саму реакцию –  ${}^n\text{A}(n, \gamma){}^{n+1}\text{A}$  или просто  $(n, \gamma)$ .

Если кинетическая энергия нейтрона находится в резонансной области, то сечение радиационного захвата имеет резонансный характер. В соответствии с формулой Брейта–Вигнера величина сечения в области одиночного резонанса имеет вид

$$\sigma_{ar}(T) = g\pi\lambda^2 \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(T - T_r)^2 + \Gamma^2/4}, \quad (22.18)$$

где  $\Gamma_\gamma$  – парциальная ширина уровня для снятия возбуждения путем испускания гамма-кванта, а  $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma$ . Поскольку отношение  $\Gamma_n/\Gamma$  есть вероятность распада составного ядра путем испускания нейтрона, то парциальную ширину  $\Gamma_n$  называют *нейтронной шириной*. Отношение  $\Gamma_\gamma/\Gamma$  есть вероятность распада с испусканием гамма-кванта,  $\Gamma_\gamma$  – *радиационная ширина*.

Парциальные ширины  $\Gamma_n$  и  $\Gamma_\gamma$  выделяют среди всех парциальных ширин, так как процессы упругого рассеяния и радиационного захвата возможны практически для любого ядра и при любой энергии нейтронов. Все остальные неупругие процессы взаимодействия нейтронов возможны не с каждым ядром и являются пороговыми, т. е. их парциальные ширины в области энергий, меньших пороговой, равны нулю (за исключением очень тяжелых ядер, испытывающих деление на медленных нейтронах).

Если кинетическая энергия нейтрона равна энергии резонанса ( $T = T_r$ ), то в сечении (22.18) присутствует резонансный пик с максимальным значением  $4g\pi\lambda^2\Gamma_n\Gamma_\gamma/\Gamma^2$  и полушириной, равной  $\Gamma$ . Множитель  $g\pi\lambda^2$  определяет общую плавную зависимость сечения  $\sigma_{ar}$  от энергии нейтрона. При энергиях  $T \ll T_r$  (вдали от резонанса) из (22.16) получаем примерное равенство

$$\sigma_{ar} \approx 4\pi g \lambda^2 \Gamma_n \Gamma_\gamma / T_r^2,$$

которое с учетом того, что  $\lambda^2 \sim 1/v^2$ ,  $\Gamma_n \sim v$  [13], можно представить в виде

$$\sigma_{ar} \sim \frac{\Gamma_\gamma}{T_r^2} \frac{1}{v}.$$

Величина  $\Gamma_\gamma/T_r^2$  очень слабо меняется с энергией нейтрона, поэтому  $\sigma_{ar} \sim 1/v$ . Зависимость  $1/v$  (закон  $1/v$ ) – это характерная особенность сечения резонансного захвата вдали от резонансов при низких энергиях. Отметим, что зависимость  $1/v$  в области низких энергий свойственна всем экзоэнергетическим реакциям нейтронов. Закон  $1/v$  для тепловых нейтронов не соблюдается лишь тогда, когда резонансная энергия  $T_r$  близка к тепловой.

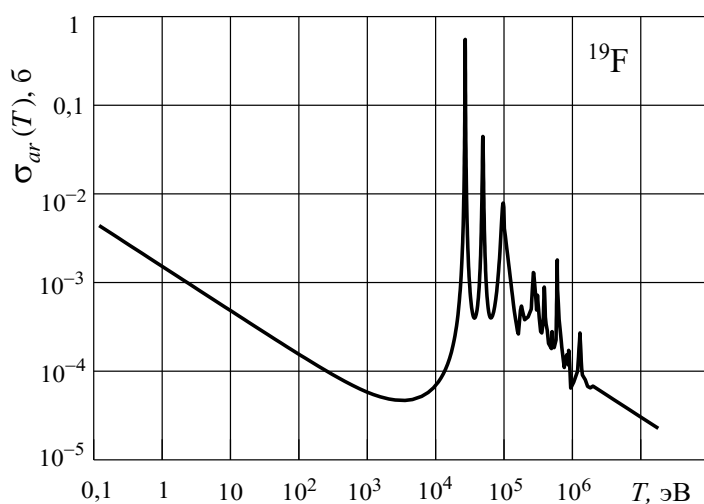


Рис. 22.12. Зависимость сечения радиационного захвата от энергии для ядер фтора [21] (JENDL-3.3)

На рис. 22.12 показана энергетическая зависимость сечения радиационного захвата для ядер фтора. Хорошо видно, что величина  $\sigma_{ar}$  с уменьшением

энергии нейтрона быстро возрастает, в то время как сечение упругого рассеяния для энергий менее 10 кэВ  $\sim 4\pi R^2$ .

Рассмотрим, как меняется соотношение между двумя основными каналами ядерного взаимодействия нейтронов: упругим рассеянием и резонансным захватом в зависимости от энергии нейтронов и массы ядра (см. также рис. 22.4–22.6).

#### Медленные нейтроны

Для тяжелых ядер ( $A > 80$ )  $\Gamma_\gamma \gg \Gamma_n$ , поэтому сечение радиационного захвата много больше сечения упругого рассеяния. Величина  $\sigma_{ar}$  убывает с возрастанием энергии нейтрона в среднем по закону  $1/v$ , но в области резонансов сечение может возрасти во много раз. Для некоторых элементов с  $A > 100$  при резонансной

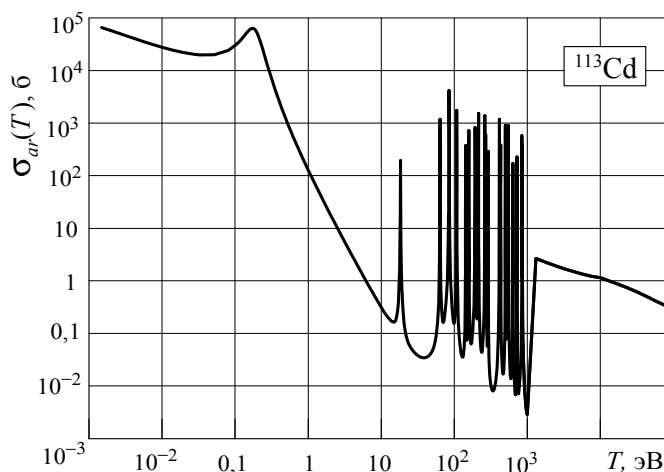


Рис. 22.13. Сечение радиационного захвата в  $^{113}\text{Cd}$  [21] (JENDL-3.3)

энергии сечение возрастает в сотни и тысячи раз. Например, у изотопа  $^{113}\text{Cd}$ , количество которого в естественной смеси 12,22 %, на резонансе 0,175556 эВ  $\sigma_{ar} = 62722$  барн [21] (рис. 22.13). Кадмий используется для защиты от тепловых нейтронов, и кадмиевая пластина толщиной всего в 1 мм для них практически непроницаема.

Очень велико сечение радиационного захвата у ядер  $^{135}\text{Xe}$  в тепловой области (рис. 22.14). На резонансе 0,084 эВ  $\sigma_{ar} = 2,77 \cdot 10^6$  барн.  $^{135}\text{Xe}$  является продуктом деления и, несмотря на малую концентрацию и короткое время жизни ( $T_{1/2} = 9,13$  ч), он порождает неустойчивость в работе ядерного реактора на тепловых нейтронах, интенсивно их поглощая.

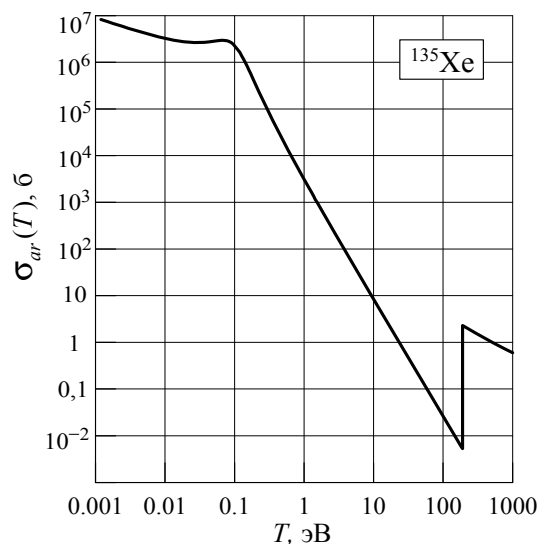


Рис. 22.14. Сечение радиационного захвата в  $^{135}\text{Xe}$  при низких энергиях [21] (JENDL-3.3)

Из рис. 22.13 и 22.14 видно то, о чем говорилось ранее: закон  $1/v$  не выполняется в области очень низких энергий, если резонансы находятся в тепловой области. Как правило, величина резонансных пиков снижается с

ростом энергии резонанса. Отношение  $\sigma_{ar}/\sigma_{el}$  убывает с уменьшением массы ядра, и для легких ядер в области медленных нейтронов преобладает упругое рассеяние.

*Нейтроны промежуточных энергий.* Для легких элементов сечение радиационного захвата мало по сравнению с упругим рассеянием. С увеличением массы ядра отношение  $\Gamma_\gamma/\Gamma_n$  растет и для тяжелых ядер  $\Gamma_\gamma \approx \Gamma_n$  при энергии нейтронов примерно 1 кэВ. Так как  $\Gamma_\gamma/\Gamma_n = \sigma_{ar}/\sigma_{el}$ , то на нижней границе этой энергетической области у тяжелых элементов оба сечения примерно равны. С увеличением кинетической энергии нейтронов величина  $\sigma_{ar}$  уменьшается примерно по закону  $1/v$ .

*Быстрые нейтроны.* Зависимость  $\sigma_{ar}$  от массы ядра для быстрых нейтронов приведена на рис. 22.15 (Гольданский В.И., Лейкин Е.М. Превращения атомных ядер. – М.: Изд-во АН СССР, 1958). Как видно из рисунка, величина сечения в области больших энергий не превышает долей барна. Сечение сначала быстро растет с увеличением массы ядра, что связано с возрастанием плотности ядерных уровней. Для ядер с  $A > 80$  плотность ядерных уровней и величина сечения примерно одинаковы. В этой области энергий величина сечения пропорциональна  $\lambda^2$  и уменьшается с увеличением кинетической энергии падающих нейтронов примерно по закону  $1/T$ .

Рис. 22.15 иллюстрирует также особенность зависимости сечения от массового числа ядра. На нем приведены экспериментальные значения  $\sigma_{ar}$  различных ядер для двух энергий нейтронов. Хорошо видно, что сечение захвата особенно сильно уменьшается для изотопов тех элементов, которые имеют магические числа нейтронов.

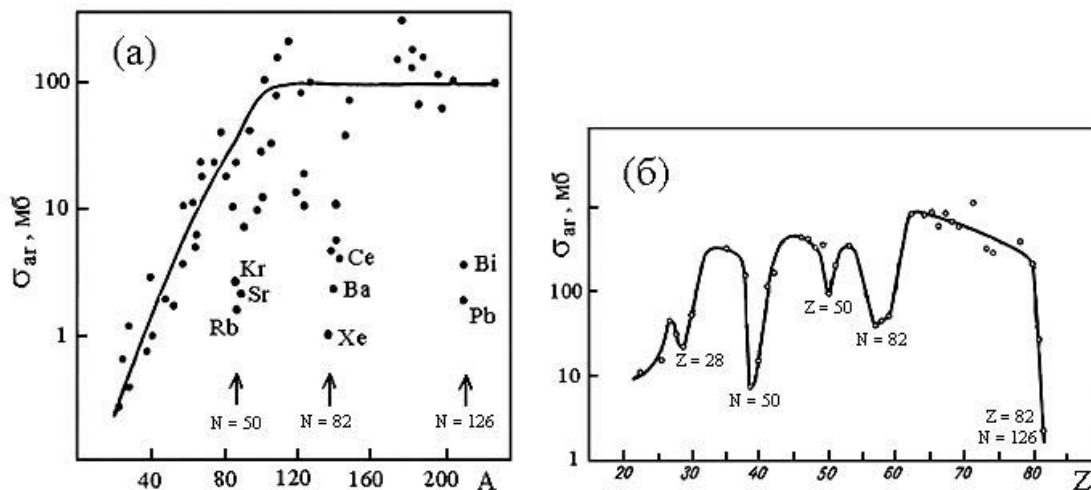


Рис. 22.15. Зависимость  $\sigma_{ar}$  от  $A$  для нейтронов с энергией примерно 1 МэВ (а); зависимость  $\sigma_{ar}$  от  $Z$  для нейтронов с энергией 30 кэВ (б) [20]

Таким образом, в целом зависимость сечения радиационного захвата от кинетической энергии нейтронов и массы ядер следующая:

- быстрое возрастание величины сечения с уменьшением энергии нейтронов и на этом фоне наличие резонансных пиков, количество и высота которых зависят от свойств ядра (рис. 22.4–22.6, 22.12–22.14);
- почти линейный рост сечения с увеличением массового числа  $A$  до значений 80–100 и затем выход на примерно постоянное значение (рис. 22.15, *a*);
- заметное уменьшение сечения в области магических ядер, что связано с большей устойчивостью этих ядер (рис. 22.15).

*Гамма-излучение захвата.* Непосредственным продуктом реакций радиационного захвата является гамма-излучение, испускаемое возбужденными ядрами. Каждое ядро имеет десятки, а иногда и сотни возбуждённых состояний. В качестве примера на рис. 22.16 приведена часть энергетических уровней для ядра  $^{56}\text{Fe}$  и возможные гамма-переходы между ними.

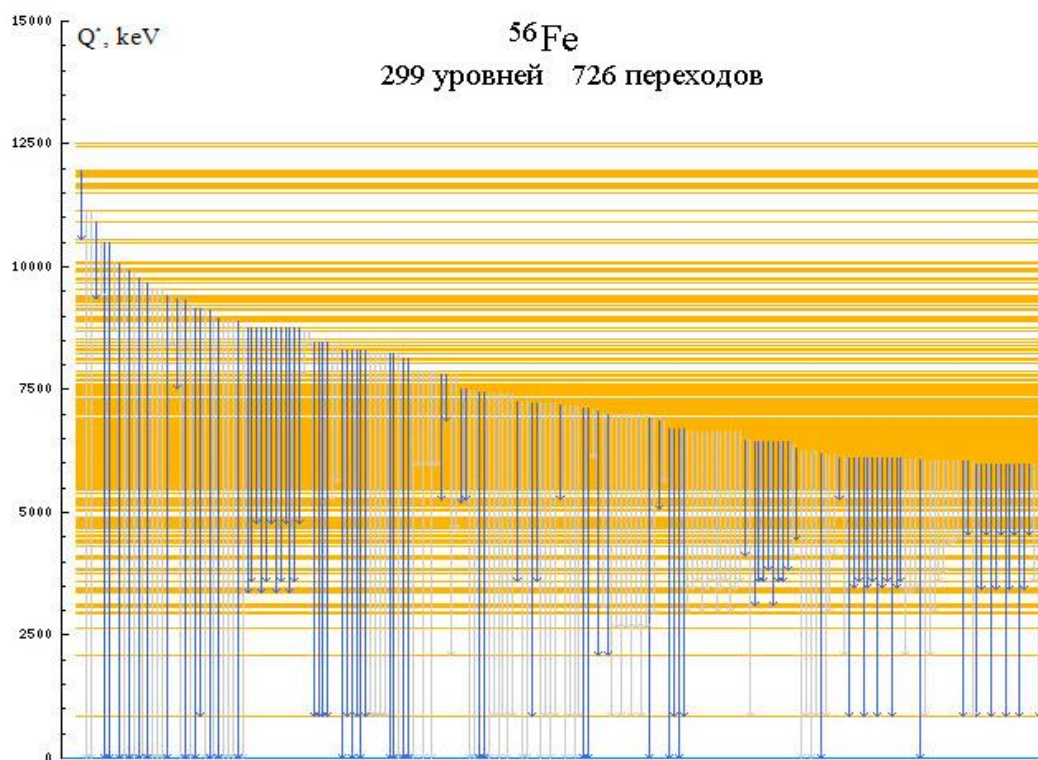


Рис. 22.16. Энергетические уровни и гамма-переходы ядра  $^{56}\text{Fe}$   
([cdfc.sinp.msu.ru/services/ensdfr.html](http://cdfc.sinp.msu.ru/services/ensdfr.html))

Энергия возбуждения образующегося ядра, как известно, складывается из энергии связи нейтрона и части его кинетической энергии [13], поэтому она настолько велика, что возбужденное ядро может иметь большое число лежащих ниже энергетических уровней, на которые возможен последующий радиационный переход. Следовательно, спектр испущенного гамма-

излучения при радиационном захвате нейтрона определяется структурой и числом ядерных уровней, расположенных ниже возбужденного уровня.

У легких ядер между основным и возбужденным состояниями находится небольшое число энергетических уровней и число возможных способов распада невелико. В этом случае спектр гамма-излучения дискретный, состоит из нескольких хорошо разделенных линий. Ядра более тяжелых элементов имеют близко расположенные энергетические уровни и снятие возбуждения возможно большим числом переходов.

В общем, спектр гамма-квантов, вылетающих из ядра в результате радиационного захвата, можно представить в виде суммы двух компонент: непрерывный спектр плюс дискретные линии за счет резонансов. Это хорошо видно на рис. 22.17, а, где приведен спектр гамма-излучения  $^{178}_{72}\text{Hf}$ .

У магических ядер вследствие меньшего числа уровней и большего расстояния между ними спектр гамма-излучения значительно упрощается. Например, у дважды магического ядра изотопа свинца  $^{208}\text{Pb}$  он вообще состоит лишь из одной линии, соответствующей прямому переходу в основное состояние (рис. 22.17, б).

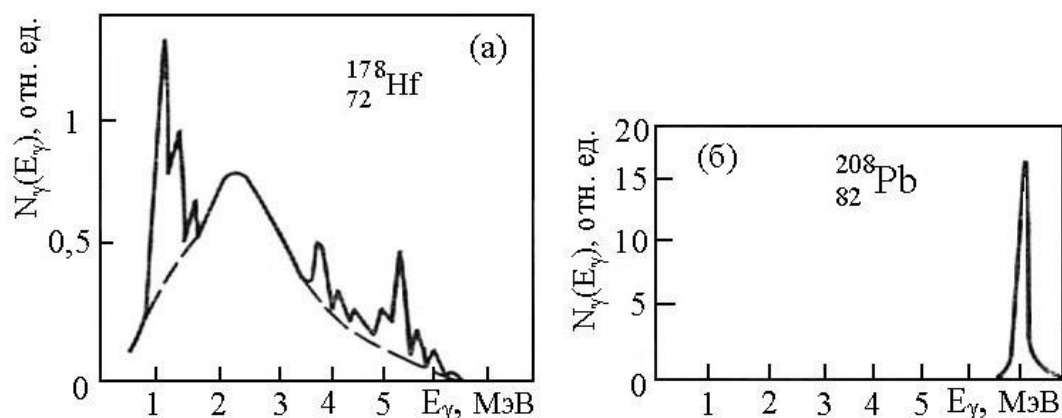
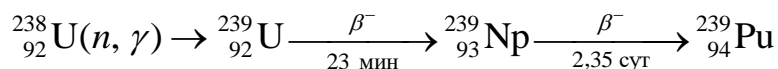


Рис. 22.17. Измеренные спектры гамма-излучения радиационного захвата медленных нейтронов ядрами гафния (а) и свинца (б) [3]

Как следует из приведенных на рис. 22.17 спектров, энергии гамма-квантов, возникающих в результате радиационного захвата нейтронов, велики. По этой причине гамма-излучение радиационного захвата является одной из наиболее проникающих компонент излучения ядерного реактора, что требует сооружения толстой и дорогостоящей защиты.

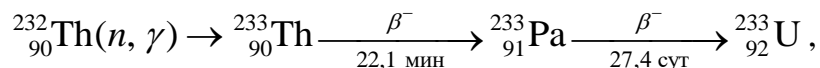
Обобщая сказанное выше, отметим, что реакция радиационного захвата наиболее значима для медленных нейтронов и для тяжелых ядер. Эта реакция приводит к поглощению нейтронов в данной энергетической области, а некоторые вещества, имеющие большое сечение радиационного захвата, используются для защиты от тепловых нейтронов. Образующиеся в реакции  $(n, \gamma)$  ядра, как правило, становятся  $\beta^-$ -активными, поэтому эта реакция часто является причиной активации вещества.

Реакция радиационного захвата используется для производства в реакторах ядерного горючего и радионуклидов. Например, следующая реакция радиационного захвата с последующей цепочкой бета-переходов



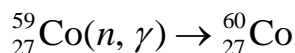
используется для переработки  ${}^{238}\text{U}$  в  ${}^{239}\text{Pu}$  ( $T_{1/2} = 2,44 \cdot 10^6$  лет). По причине малого периода полураспада  ${}^{239}\text{Pu}$  практически отсутствует в природе и приведенная реакция – это единственный искусственный путь получения этого нуклида.  ${}^{239}\text{Pu}$  имеет большое сечение деления на тепловых нейтронах (747 б при энергии 0,025 эВ), испускает при делении примерно 3 нейтрона и используется для производства ядерных боеприпасов и нового топлива (МОКС топлива) для ядерных реакторов.

Приведем еще одну реакцию:



которая используется для переработки  ${}^{232}\text{Th}$  в  ${}^{233}\text{U}$  ( $T_{1/2} = 1,62 \cdot 10^5$  лет).  ${}^{233}\text{U}$  также имеет большое сечение деления на тепловых нейтронах и испускает при делении примерно 2,5 нейтрона.

В результате реакции радиационного захвата остаточное ядро часто остается в возбужденном метастабильном состоянии. В большинстве случаев возбуждение снимается при бета-распаде. Но радиоактивные остаточные ядра могут испускать и гамма-излучение. Таким способом получают многие искусственные радионуклиды (изотопные источники). Например, в результате реакции



в ядерном реакторе получают гамма-излучающий радионуклид  ${}^{60}\text{Co}$   $T_{1/2} = 5,27$  года;  $\bar{E}_\gamma = 1,25$  МэВ.

Наряду с ядерной энергетикой данные о сечениях радиационного захвата нейтронов используются в ядерной астрофизике, так как они позволяют ответить на вопрос о том, какие процессы привели к образованию элементов в нашей части Вселенной и какова их распространенность (например: Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Тутынь И.А. Нуклеосинтез во Вселенной. М.: Изд-во МГУ, 1998).

#### 22.4. Неупругие реакции поглощения нейтронов с вылетом заряженных частиц и нейтронов

После поглощения нейтрона и образования возбужденного составного ядра его последующий распад происходит по различным каналам, среди которых возможны каналы, связанные с выбросом из ядра заряженных частиц. Эти реакции, так же как и реакция радиационного захвата, приводят к поглощению первичных нейтронов и рассматриваются как реакции поглощения

нейтронов. Обозначим их сечение как  $\sigma_{nb}$ , а сами реакции как  $(n, b)$ , где  $b = p$ , если испускается протон,  $b = d$ , если образуется дейтрон,  $b = \alpha$  при вылете альфа-частицы и т. д.

Если для испускания ядром нейтрона достаточна энергия возбуждения, равная его энергии связи в ядре (не менее этой энергии получает ядро, поглотившее нейтрон), то вылету заряженных частиц из ядра препятствует кулоновский барьер, высота которого

$$B_k = Z_1 Z_2 e^2 / (R + r) \approx Z_1 Z_2 A^{-1/3} \text{ (МэВ)},$$

где  $Z_1$  – заряд частицы;  $r$  – ее радиус;  $Z_2$ ,  $R = r_0 A^{1/3}$  – заряд и радиус ядра;  $r_0 \approx 1,4 \cdot 10^{-13}$  см. Для протонов и альфа-частиц  $r \approx 1,2 \cdot 10^{-13}$  см. Большинство реакций с вылетом заряженных частиц являются эндотергическими (пороговыми) и протекают за счет туннельного эффекта. Сечения этих реакций сильно зависят от проницаемости кулоновского барьера, поэтому энергия возбуждения и энергия вылетающей частицы должны быть достаточно велики, чтобы частица имела заметную вероятность проникновения через кулоновский барьер. Для всех заряженных частиц пороговая энергия возрастает с увеличением заряда частицы и заряда ядра и находится, как правило, в диапазоне 0,5...10 МэВ. Поэтому, за исключением самых легких ядер, поглощение медленных нейтронов приводит либо к упругому рассеянию, либо к радиационному захвату.

Если энергия связи ( $\varepsilon$ ) протона или альфа-частицы в составном ядре меньше энергии связи нейтрона, то для некоторых легких ядер реакции  $(n, p)$ ,  $(n, \alpha)$  могут быть экзоэнергетическими и протекать в промежуточной

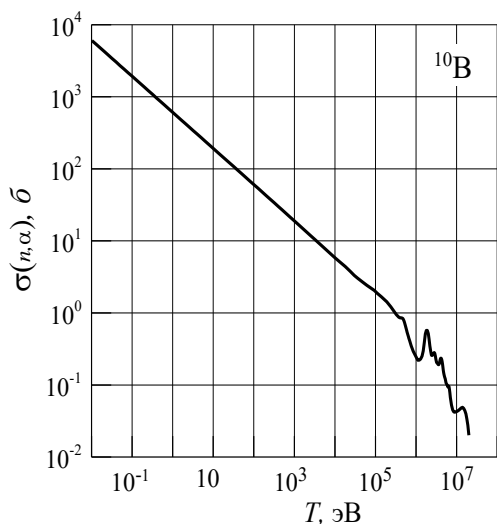


Рис. 22.18. Сечение ядерной реакции  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$  [21] (JENDL-3.3)

и даже тепловой областях энергий нейтронов. Например, для реакции  $^{10}_5\text{B}(n, \alpha)^7_3\text{Li}$   $\varepsilon_n(^{11}\text{B}) = 11,453$  МэВ,  $\varepsilon_\alpha(^{11}\text{B}) = 8,665$  МэВ. Сечение этой реакции велико во всей тепловой области энергий (рис. 22.17). Для энергии 0,0253 эВ оно равно 3842 барн. Стержни из карбида бора используют в ядерных реакторах на тепловых нейтронах для поглощения этих нейтронов и управления работой реактора. Сечение реакции  $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$  при той же энергии нейтронов равно 5328 барн. Величина сечения экзоэнергетических реакций поглощения нейтронов быстро уменьшается с увеличением энергии нейтронов и в низкоэнергетической области изменяется по закону  $1/v$  (см. рис. 22.18).



Сечение большинства эндонейтронических реакций поглощения нейтронов имеет характерную зависимость от энергии. Сначала с увеличением энергии нейтронов оно быстро растет (от  $\sigma_{nb} = 0$  у порога), так как возрастает энергия частиц и проникаемость кулоновского барьера. Когда энергия заряженной частицы сравнивается с величиной кулоновского барьера, его проникаемость и величина сечения становятся максимальными. При дальнейшем увеличении энергии нейтронов сечение уменьшается, что связано с появлением новых конкурирующих способов распада ядра и с увеличением их парциальных ширин.

Реакции поглощения нейтронов с вылетом заряженных частиц на тяжелых ядрах протекают при больших энергиях возбуждения, когда резонансный характер взаимодействия проявляется слабо, поэтому их сечения плавно меняются с энергией нейтронов (рис. 22.19). Но для средних и особенно легких ядер сечения  $\sigma_{nb}$  имеют явно выраженный резонансный характер (рис. 22.20).

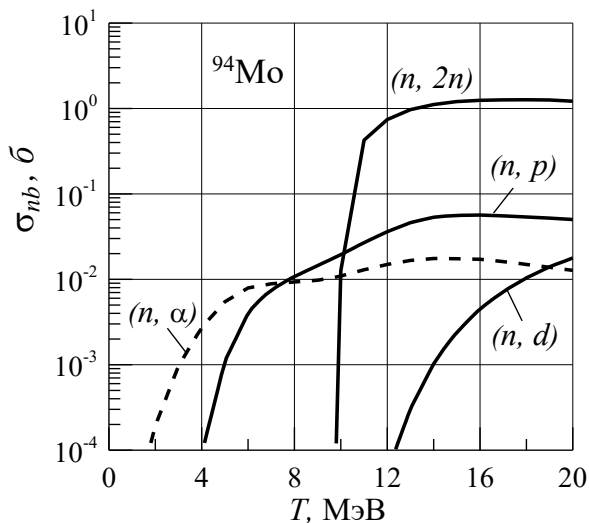


Рис. 22.19. Сечения реакций  $(n, p)$ ,  $(n, d)$ ,  $(n, \alpha)$  и  $(n, 2n)$  на ядрах  $^{94}\text{Mo}$  [21] (JENDL-3.3)

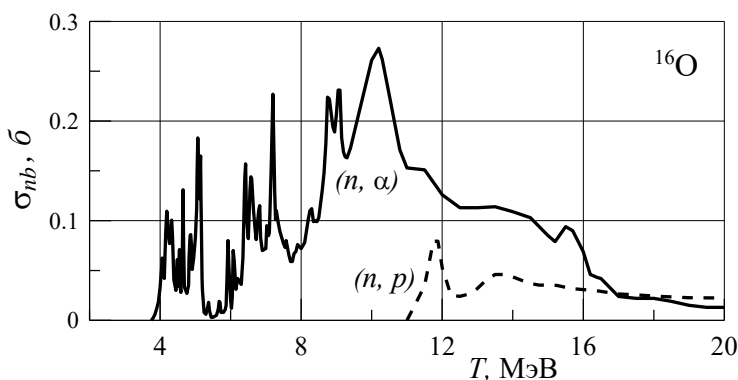


Рис. 22.20. Сечения реакций  $(n, p)$  и  $(n, \alpha)$  на ядрах  $^{16}\text{O}$  [21] (JENDL-3.3)

При больших кинетических энергиях налетающих нейтронов, когда энергия возбуждения достаточна для вылета из ядра двух и более частиц, возможны реакции  $(n, np)$ ,  $(n, 2p)$ ,  $(n, 2n)$ ,  $(n, 3n)$  и т. д. (рис. 22.19). Реакции с вылетом из ядра двух и более

нейтронов без развала ядра (без деления) также являются реакциями поглощения нейтронов. В рамках модели составного ядра реакции с вылетом из ядра более одной частицы можно представить как процессы их поочередного испускания возбужденным составным ядром. В то же время эти реакции можно рассматривать как прямые реакции или как реакции, протекающие в

две стадии: за время  $\sim 10^{-22}$  с ядро-мишень испускает первую частицу, после чего образуется долгоживущее возбужденное ядро, из которого происходит эмиссия других частиц. Пороговые энергии этих реакций превышают 8...10 МэВ МэВ и они наиболее вероятны для тяжелых ядер. В работе [17] приведены выражения, которые позволяют при отсутствии экспериментальной информации быстро оценить сечения реакций  $(n, 2n)$  и  $(n, 3n)$ .

Энергетические распределения вторичных частиц в рассматриваемых реакциях поглощения нейтронов представляют собой кривые с максимумами. Причем результирующее энергетическое распределение формируется как за счет процессов, идущих через составное ядро, так и за счет прямых реакций, которые приводят к более жестким спектрам вторичных частиц. Вклад прямых процессов возрастает с увеличением энергии первичных нейтронов и при  $T \approx 14$  МэВ составляет примерно 20...30 % [17].

## 22.5. Деление ядер

Захват нейтронов ядрами изотопов урана и более тяжелых трансурановых элементов может закончиться процессом *деления ядра* – расщеплением на два более легких ядра (осколка), близких по массе. Деление можно объяснить меньшей, примерно на 0,8 МэВ, энергией связи нуклонов в самых тяжелых ядрах по сравнению со стабильными ядрами в области железа, что делает энергетически возможным процесс деления ядра на осколки с меньшими массами и большими энергиями связи на нуклон. Поскольку в делении участвует большое число нуклонов (около 240 нуклонов для урана), то в этом процессе должна выделяться большая энергия:  $Q_F \equiv Q_R \approx 0,8 \cdot 240 \approx 200$  МэВ.

Более точно эту энергию можно вычислить, если воспользоваться формулой Вейцеккера для энергии связи ядра:

$$E_{\text{св}}(Z, A) = a_1 A - a_2 A^{2/3} - a_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_4 \frac{(A/2 - Z)^2}{A} + a_5 A^{-3/4}, \quad (22.19)$$

где коэффициенты  $a_i$  имеют размерность энергии:

$$a_1 = 15,75 \text{ МэВ}; \quad a_2 = 17,8 \text{ МэВ}; \quad a_3 = 0,71 \text{ МэВ}; \quad a_4 = 94,8 \text{ МэВ};$$

$$a_5 = \begin{cases} +34 \text{ МэВ} & \text{для четно-четных ядер,} \\ 0 \text{ МэВ} & \text{для нечетных ядер,} \\ -34 \text{ МэВ} & \text{для нечетно-нечетных ядер.} \end{cases}$$

Второе слагаемое в выражении (22.19) соответствует поверхностной энергии ядра (аналог энергии поверхностного натяжения капли жидкости), а третье обусловлено кулоновским взаимодействием протонов (более подробно см., например, [8, 13]). Если теперь предположить, что тяжелое ядро  $(Z, A)$  делится на два одинаковых осколка с зарядами  $Z_1 = Z/2$  и массовыми числами

ми  $A_1 = A/2$ , то освобождающаяся при делении энергия в виде кинетической энергии осколков (*энергия реакции деления*) определяется соотношением

$$Q_F = 2E_{\text{св}}(Z_1, A_1) - E_{\text{св}}(Z, A) \approx A^{2/3}(0,26 \cdot Z^2/A - 4,63) \text{ (МэВ)}, \quad (22.20)$$

в котором не учитывается последний член формулы Вейцеккера вследствие его малости.

В рамках капельной модели ядра, в которой ядро рассматривается как капля электрически заряженной несжимаемой жидкости, в нем действуют две уравновешивающие друг друга силы. С одной стороны, это ядерные силы, действующие на поверхностные нуклоны ядерной капли и направленные внутрь ядра. Их можно сопоставить с силой поверхностного натяжения капли жидкости, которая способствует сохранению ее формы. Энергия поверхностного натяжения ядра ( $W_{\Pi}$ ) пропорциональна поверхности ядра и в соответствии с (22.19)  $W_{\Pi} = a_2 A^{2/3}$ . С другой стороны, между протонами ядерной капли действуют силы электростатического отталкивания, стремящиеся разделить ядро. Кулоновская энергия ядра  $W_K = a_3 Z^2/A^{1/3}$ . Мерой способности ядер к делению служит отношение  $W_K/W_{\Pi} \sim Z^2/A$ , а величину  $Z^2/A$  называют **параметром деления (делимости)**. С увеличением порядкового номера элемента величина параметра делимости возрастает, следовательно, кулоновские силы растут быстрее сил поверхностного натяжения.

Процесс деления *энергетически выгоден*, если  $Q_F > 0$ , что соответствует  $Z^2/A > 17,8$  (для всех ядер с  $Z > 40$ ). Но в лабораторных экспериментах де-

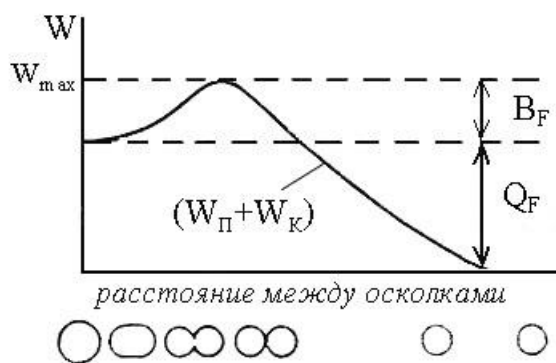


Рис. 22.21. Барьер деления

ление удалось наблюдать только у изотопов элементов, находящихся в конце периодической таблицы:  ${}_{90}\text{Th}$ ,  ${}_{91}\text{Pa}$  и  ${}_{92}\text{U}$ , а для более легких ядер реакция деления не происходит. В рамках капельной модели ядра причина этого заключается в том, что начальная стадия деления, связанная с деформацией ядра и увеличением его поверхности, требует затрат энергии. В результате

зависимость суммарной энергии ядра ( $W_{\Pi} + W_K$ ) от расстояния между осколками имеет вид кривой с максимумом (рис. 22.21). Возникающий при делении потенциальный барьер называется **барьером деления**. Величина  $Q_F$  определяется результирующим изменением поверхностной и кулоновской энергий ядра. Максимум потенциальной энергии делящегося ядра, который можно определить через кулоновскую энергию, равен примерно [13]

$W_{\max} \approx e^2 Z_1 Z_2 / (R_1 + R_2)$ , где  $R_1$  и  $R_2$  – радиусы ядер осколков. Если ядро делится на два одинаковых осколка, то  $W_{\max} \approx 0,16 Z^2 / A^{1/3}$  МэВ. Чтобы ядро разделилось мгновенно, ему необходимо сообщить энергию возбуждения, превышающую высоту барьера деления (эту энергию называют *энергией активации*):

$$B_F \approx W_{\max} - Q_F \approx A^{2/3} (4,63 - 0,1 \cdot Z^2 / A) \quad (\text{МэВ}). \quad (22.21)$$

Если энергия возбуждения меньше, чем энергия активации, то проникаемость барьера деления (за счет туннельного эффекта) является главным фактором, определяющим время жизни ядра относительно одного из возможных каналов ядерной реакции – деления.

В соответствии с выражением (22.19), если  $Z^2/A > \zeta \approx 46,3$  (49÷50 – при более точных оценках [8, 13] (см. также: Ципенюк Ю.М. Деление атомных ядер // СОЖ. – № 6. – 1999. – С. 90–96), то  $B_F < 0$  и деление таких ядер должно происходить самопроизвольно и мгновенно (за ядерное время  $\sim 10^{-22}$  с).

Самопроизвольное деление ядер, у которых  $Z^2/A < \zeta$ , возможно, как отмечалось ранее, только за счет туннельного эффекта, и такой процесс деления называется *спонтанным делением*. Спонтанное деление ядер  $^{238}\text{U}$  впервые наблюдали Г.И. Флеров и К.А. Петржак в 1940 г. ( $Z^2/A = 35,6$ ;  $T_{1/2} = 8 \cdot 10^{15}$  лет).

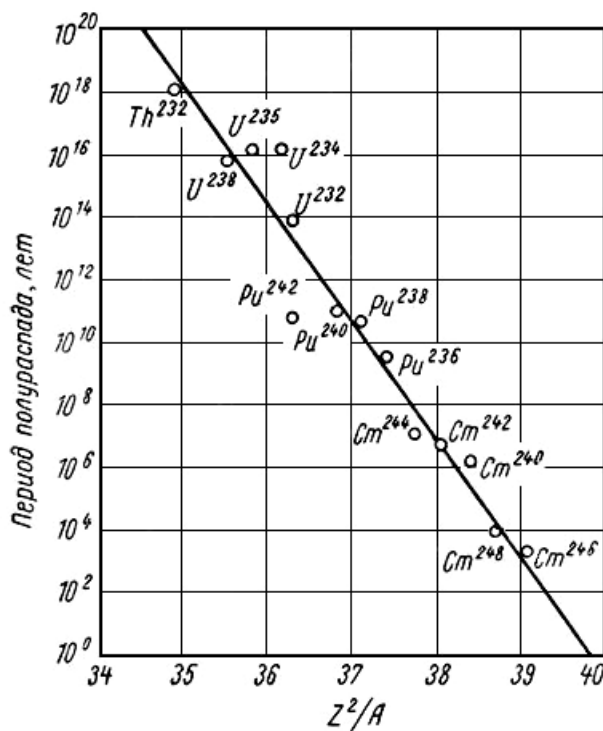


Рис. 22.22. Зависимость периодов полураспада спонтанного деления от величины  $Z^2/A$  [9]

На рис. 22.22 приведены результаты измерений периодов полураспада относительно спонтанного деления для некоторых тяжелых ядер. Как следует из этого рисунка, период полураспада экспоненциально уменьшается с увеличением параметра деления. У тяжелых ядер, открытых в последние годы, периоды полураспада очень малы. Например, у  $^{260}_{104}\text{Rf}$  он составляет всего 21 мс.

Для того, чтобы ядро с параметром деления  $Z^2/A < \zeta$  разделилось быстро, в него необходимо внести энергию возбуждения, превосходящую барьер деления. Деление ядер

под действием нейтронов, заряженных частиц и гамма-квантов называется **вынужденным делением**.

Наибольшее практическое значение имеет деление под действием нейтронов. Если барьер деления меньше энергии связи нейтрона в составном ядре, то деление возможно на тепловых нейтронах ( $^{233}\text{U}$ ;  $^{235}\text{U}$ ;  $^{239}\text{Pu}$ ). В противном случае нейтрон должен обладать достаточной кинетической энергией, например более 1 МэВ – для деления ядер  $^{238}\text{U}$  и более 1,2 МэВ – для ядер  $^{232}\text{Th}$ .

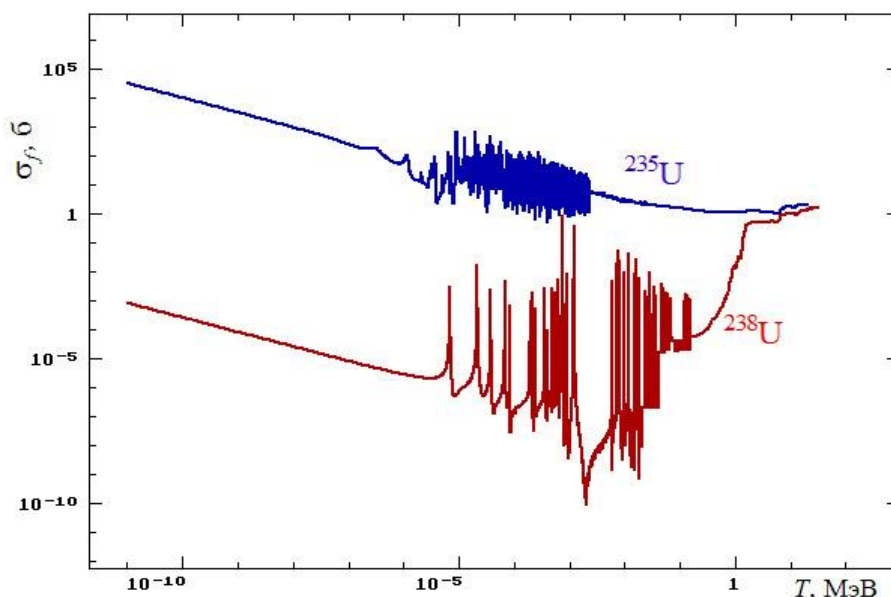


Рис. 22.23. Зависимость сечения деления  $^{235}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$  от энергии нейтронов [21] (ENDF/B-VII.0)

Следует помнить, что деление ядер – это экзоэнергетическая реакция, поэтому сечения деления ( $\sigma_f$ ) этих ядер не равны нулю и в тепловой области (см. рис. 22.23). Но вероятность деления при таких энергиях нейтронов очень мала, и под пороговой энергией понимают энергию нейтронов, когда эта вероятность становится заметной [3].

Величина сечения деления и его зависимость от энергии нейтронов имеют большое значение для нейтронной физики и ее практических приложений, особенно для физики реакторов. Решающее значение для осуществления первой цепной реакции деления имел тот факт, что

Таблица 22.1

Сечения (барн) для тепловых нейтронов с энергией 0,0253 эВ [21]

Тип сечения	Ядро-мишень		
	$^{233}\text{U}$	$^{235}\text{U}$	$^{239}\text{Pu}$
$\sigma_{el}$	12,2	15,1	8,0
$\sigma_{ar}$	45,3	98,7	270,7
$\sigma_f$	531,4	585,0	747,9
$\sigma_t$	588,8	698,8	1026,6

деление ядер  $^{235}\text{U}$  вызывают медленные нейтроны и сечение этой реакции при низких энергиях велико, т. к. зависимость сечения деления в области низких энергий соответствует закону  $1/v$ . Значения сечений деления тепловыми нейтронами приведены в табл. 22.1.

Плотность уровней у очень тяжелых ядер велика (например, у  $^{235}\text{U}$  примерно 30 уровней на 20 эВ), поэтому изобразить графически сечение деления ядра нейтронами в пределах большого энергетического интервала очень трудно. На рис. 22.23 показана подробная зависимость величины  $\sigma_f$  от кинетической энергии нейтронов для ядер  $^{235}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$  в энергетической области от  $10^{-5}$  эВ до 30 МэВ.

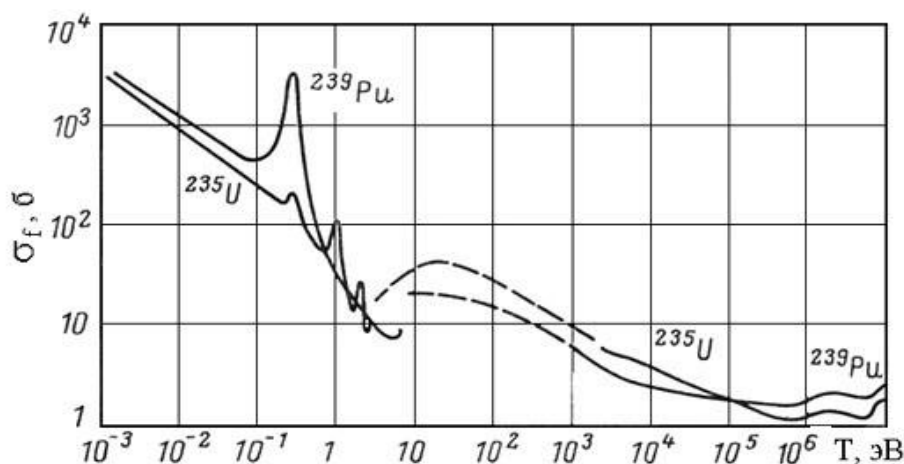


Рис. 22.24. Сечения деления  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  [10].  
Штрихами отмечена область резонансов

На рис. 22.24 приведены усредненные сечения деления  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  от тепловых энергий до энергии 10 МэВ. На рис. 22.25 показана зависимость усредненных сечений деления от кинетической энергии нейтронов для ядер, делящихся как под действием тепловых, так и под действием быстрых нейтронов.

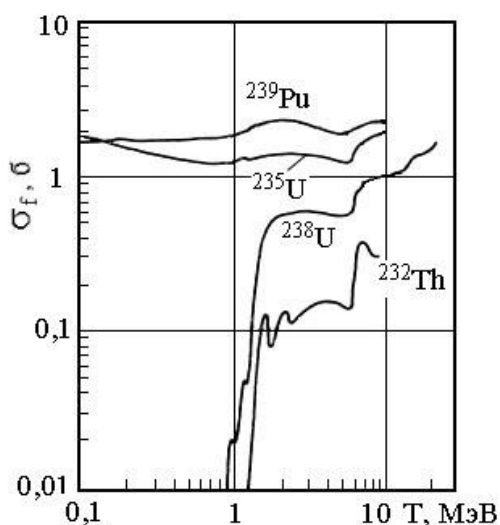


Рис. 22.25. Сечения деления ядер [10]

Можно выделить следующие общие закономерности поведения сечений деления с изменением энергии нейтронов:

- у ядер, которые делятся на тепловых нейтронах, в тепловой и промежуточной областях сечение деления уменьшается с увеличением энергии нейтронов. Усредненное по энергии сечение изменяется при-

мерно по закону  $1/v$ . В области килоэлектронвольт сечение начинает меняться с энергией более медленно, приближаясь к геометрическому сечению  $\pi R^2$  при энергии  $T \approx 100$  кэВ. При дальнейшем увеличении энергии нейтронов сечение меняется слабо (рис. 22.24);

- для ядер, делящихся на быстрых нейтронах, начиная с промежуточной области энергий,  $\sigma_f$  при увеличении энергии нейтронов возрастает, но остается меньше, чем у  $^{235}\text{U}$  (рис. 22.25).

В области изолированных резонансов сечения всех процессов описываются выражением (22.18) и различаются только вторым сомножителем в числителе резонансного члена. Например, если в нем заменить ширину  $\Gamma_\gamma$  на  $\Gamma_f$ , то получим выражение для сечения деления  $\sigma_f$ .

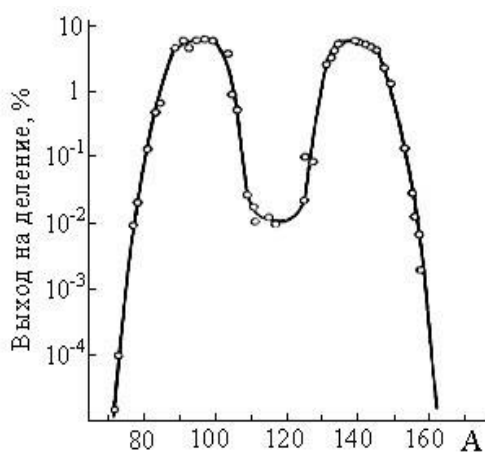
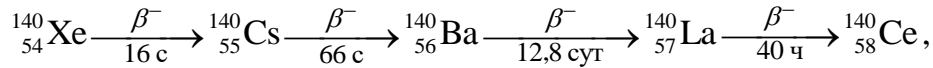


Рис. 22.26. Распределение масс осколков при делении  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами

Распределение осколков по массам при делении тяжелых ядер тепловыми нейтронами асимметрично и имеет вид «двугорбой» кривой (рис. 22.26). В соответствии с законом сохранения импульса энергии легкого и тяжелого осколков связаны между собой соотношением  $m_{\text{л}}T_{\text{л}} = m_{\text{т}}T_{\text{т}}$ , поэтому асимметрия в массах осколков приводит к асимметрии их энергетических спектров. Максимум в спектре у тяжелых осколков находится в области энергий примерно

60 МэВ, а у легких – около 100 МэВ. С ростом энергии возбуждения ядра распределение осколков по массам становится более симметричным, и при  $Q^*$  порядка 150 МэВ распределение осколков по массам имеет вид кривой с одним максимумом в области  $A \sim 100 \dots 120$ .

Отношение  $N/Z$  в делящихся ядрах близко к 1,6. У стабильных ядер, близких по массе к массе осколков, это отношение равно 1,2–1,4. Следовательно, осколки деления сильно перегружены нейтронами и неустойчивы к  $\beta^-$ -распаду. Они находятся в сильно возбужденном состоянии (в энергию возбуждения осколков переходит в основном энергия возбуждения составного ядра). В результате осколки испытывают несколько последовательных  $\beta^-$ -распадов, причем заряд первичного осколка может меняться на 4–6 единиц. Так, например, осколок деления  $^{140}_{54}\text{Xe}$  ( $N/Z \approx 1,6$ ) в результате четырех актов бета-распада:



превращается в устойчивый изотоп  ${}_{58}^{140}\text{Ce}$  ( $N/Z \approx 1,4$ ). Кроме этого, нарушение соотношения числа нейтронов и протонов, характерное для стабильных ядер, приводит к испусканию осколками **мгновенных нейтронов деления**. Эти нейтроны испускаются возбужденными движущимися осколками за время порядка  $10^{-15}$  с. Среднее число таких нейтронов ( $\nu$ ) при делении на тепловых нейтронах равно:  ${}^{233}\text{U} - 2,6$ ;  ${}^{235}\text{U} - 2,5$ ;  ${}^{239}\text{Pu} - 3$ . При делении  ${}^{238}\text{U}$

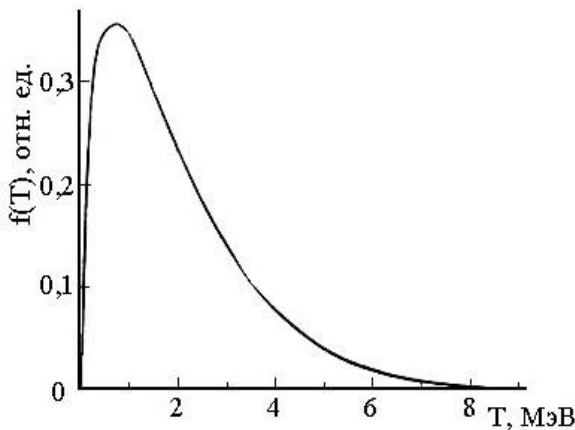


Рис. 22.27. Спектр нейтронов, испускаемых при делении  ${}^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами

быстрыми нейтронами  $\nu \approx 2,3$ . Величина  $\nu$  растет с увеличением энергии возбуждения, например, при делении ядер  ${}^{239}\text{Pu}$  нейтронами с энергией 14 МэВ  $\nu \approx 4,5$ . Эта особенность реакции деления очень важна для осуществления цепной ядерной реакции.

Энергетический спектр мгновенных нейтронов деления изображен на рис. 22.27. Его форма хорошо передается следующим выражением [5]:

$$f(T) = 0,4527 e^{-T/0,965} \text{sh} \sqrt{2,29T}. \quad (22.22)$$

Максимум спектра приходится на энергию 0,7 МэВ, а средняя энергия нейтронов  $\bar{T} \approx 2$  МэВ.

Наряду с нейтронами, которые испускаются непосредственно в момент деления, имеется еще несколько групп **запаздывающих нейтронов**. Они испускаются остановившимися осколками, часть из которых после предварительного бета-распада может находиться в возбужденном состоянии. Если энергия возбуждения превышает энергию связи нейтрона, то происходит испускание запаздывающих нейтронов. Например, при делении  ${}^{235}\text{U}$  наблюдается пять групп запаздывающих нейтронов со средней задержкой их испускания относительно момента деления от 0,6 с до примерно 80 с. Доля всех запаздывающих нейтронов составляет менее 1 % от общего числа нейтронов, испускаемых при делении. Но, несмотря на очень малую долю в полном числе вторичных нейтронов, запаздывающие нейтроны играют определяющую роль в управлении цепной самоподдерживающейся реакцией в ядерных реакторах.



Таблица 22.2

Энергии, реализуемые в процессе одного деления ядер, МэВ

Вид энергии	Ядро	
	<sup>235</sup> U	<sup>239</sup> Pu
Кинетическая энергия осколков деления	166,2	172,8
Энергия, уносимая нейтронами деления	4,8	5,9
Энергия, уносимая мгновенными гамма-квантами	8,0	7,7
Энергия, уносимая гамма-квантами при бета-распадах возбужденных осколков	7,2	6,1
Энергия, уносимая бета-частицами	7,0	6,1
Энергия, уносимая антинейтрино	9,6	8,6
Всего	202,7	207,2

При делении очень тяжелых ядер освобождается большая энергия. Например, при делении ядра <sup>235</sup>U выделяется около 200 МэВ. Подавляющая часть энергии деления выделяется в виде кинетической энергии осколков, которые разлетаются под действием кулоновского отталкивания. Другая часть энергии уносится различными частицами, которые рождаются при делении. В табл. 22.2 приведены (в среднем) значения энергии, которую получают различные продукты деления ядер <sup>235</sup>U и <sup>239</sup>Pu тепловыми нейтронами [5].

## 22.6. Полное сечение взаимодействия нейтронов. Использование нейтронных сечений

Сумма сечений рассеяния, радиационного захвата, поглощения и деления ядер определяет **полное сечение взаимодействия нейтронов**:

$$\sigma_t = \sigma_{ep} + \sigma_{er} + \sigma_{inl} + \sigma_{ar} + \sigma_{nb} + \sigma_f.$$

Полное сечение определяет ослабление узкого (коллимированного) пучка нейтронов в веществе:

$$\phi(d) = \phi_0 \exp(-n_0 \sigma_t d), \quad (22.23)$$

где  $\phi$  – плотность потока нейтронов;  $\phi_0 = \phi(d=0)$ ;  $n_0$  – концентрация атомов (ядер);  $d$  – толщина слоя вещества. Экспоненциальный закон ослабления (22.23) хорошо выполняется для моноэнергетических нейтронов.

На рис. 22.28 приведена примерная (для «некоторого вещества») зависимость сечений ядерных реакций нейтронов от их энергии (без деления). Как следует из этого рисунка, в процессе замедления нейтронов в веществе непрерывно меняется соотношение между отдельными процессами взаимодействия. У медленных нейтронов преобладает радиационный захват, у промежуточных – упругое рассеяние, а у быстрых нейтронов полное сечение определяется практически упругим и неупругим рассеянием. Сечения других неупругих процессов, как правило, много меньше. В зависимости от типа

ядер приведенная схема изменения нейтронных сечений может существенно меняться, что хорошо видно на рис. 22.29 и 22.30, где приведены сечения нейтронов в широком энергетическом интервале для легкого и тяжелого ядер [21] (ENDF/B-VII.0).

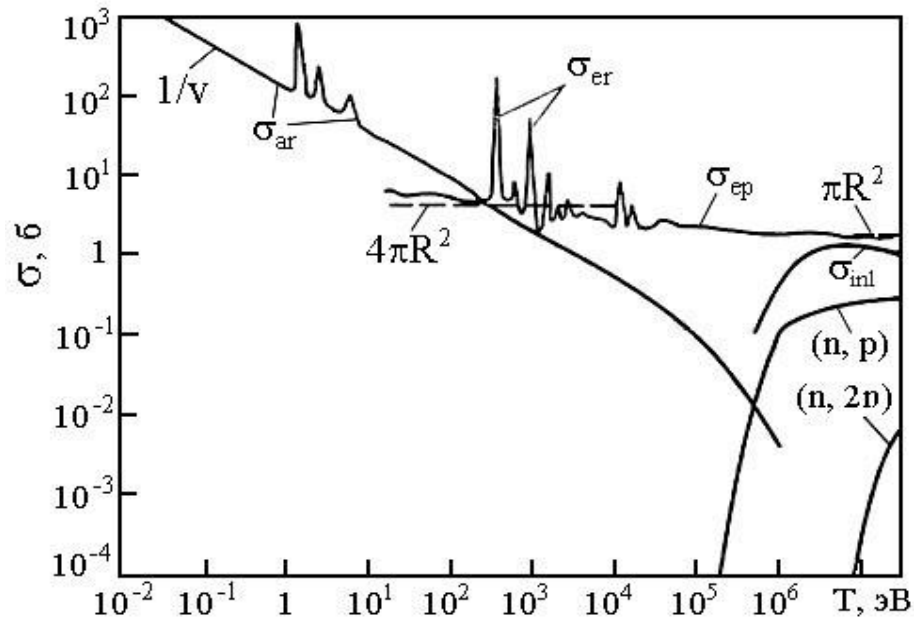


Рис. 22.28. Примерная зависимость сечений взаимодействия нейтронов с ядрами от энергии [15]

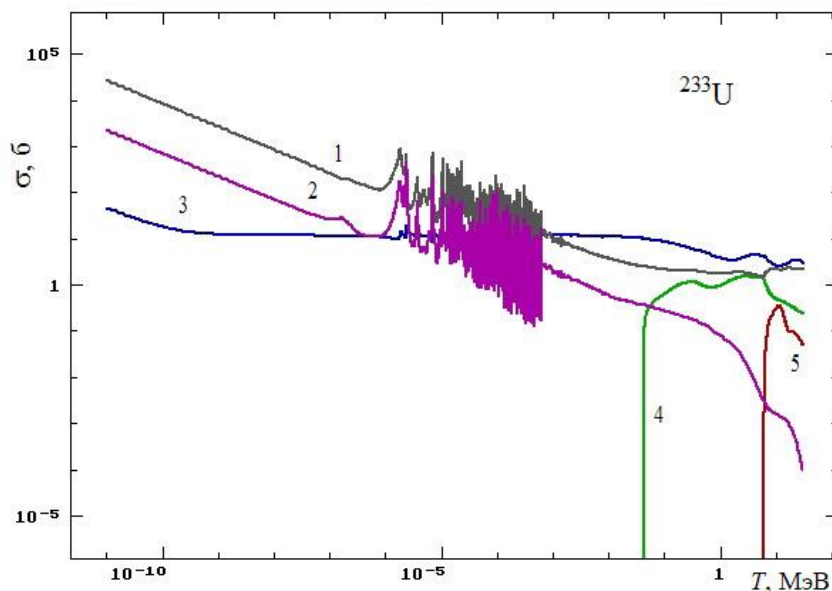


Рис. 22.29. Сечения взаимодействия нейтронов для ядер  $^{233}\text{U}$  :  
 1 –  $\sigma_f$ , 2 –  $\sigma_{ar}$ , 3 –  $\sigma_{el}$ , 4 –  $\sigma_{inl}$ , 5 –  $\sigma_{nb}(n, 2n)$

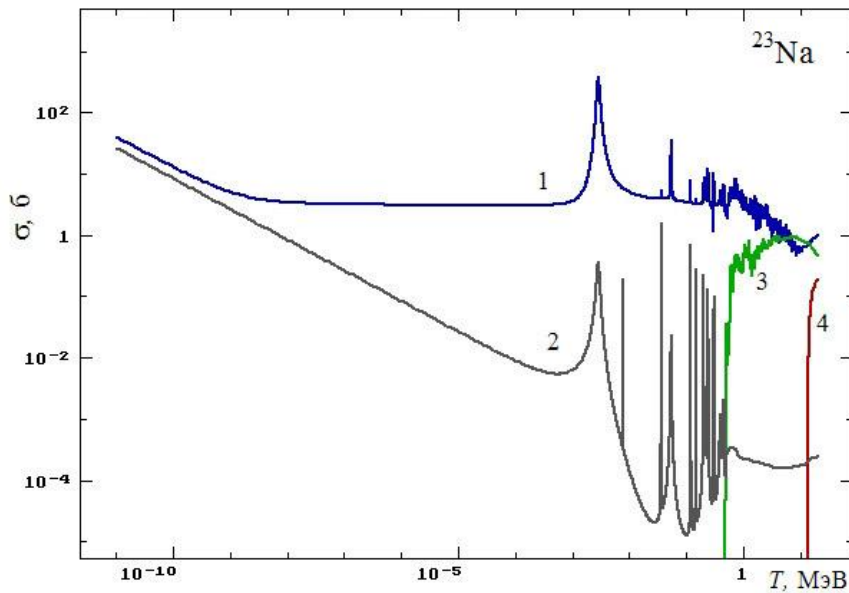


Рис. 22.30. Сечения взаимодействия нейтронов для ядер  $^{23}\text{Na}$  :  
 1 –  $\sigma_{el}$ , 2 –  $\sigma_{ar}$ , 3 –  $\sigma_{inl}$ , 4 –  $\sigma_{nb}(n, 2n)$

Нейтронные сечения во всех базах данных приводятся для изотопов. Поскольку большинство элементов присутствуют в природе в виде нескольких изотопов, то сечение элемента следует вычислять по формуле

$$\sigma_x = \sum_i w_i (\sigma_x)_i, \quad (22.24)$$

где  $w_i$  – содержание  $i$ -го изотопа в природном элементе (см., например, Эмсли Дж. Элементы: пер. с англ. М.: Мир, 1993). Макроскопические нейтронные сечения вычисляются в соответствии с выражением (3.9). Для веществ, состоящих из нескольких элементов, макроскопическое сечение определяется следующим выражением:

$$\Sigma_x = \sum_i n_i \cdot (\sigma_x)_i, \quad (22.25)$$

где  $n_i$  – концентрация атомов  $i$ -го элемента.

Следует иметь в виду, что для нейтронов с энергиями, сравнимыми и менее энергии химической связи атомов в молекулах (ниже нескольких эВ), процесс рассеяния нейтронов меняется. Нейтроны с такой энергией рассеиваются на всей молекуле, как на единой тяжелой частице. В результате сечение рассеяния возрастает. Например, для воды, в которой сечение рассеяния определяется водородом и химической связью атомов водорода в воде, сечение начинает заметно возрастать для энергий нейтронов менее 1 эВ. Для се-

чений тепловых нейтронов в воде необходимо использовать экспериментально измеренные сечения:  $\Sigma_s = 2,67 \text{ см}^{-1}$ ,  $\Sigma_a = 0,0221 \text{ см}^{-1}$  (Бойко В.И. и др. Физический расчет ядерного реактора на тепловых нейтронах: уч. пособие. Томск: Изд. ТПУ, 2009)

Величина  $\lambda = 1/\Sigma_t$  называется длиной свободного пробега нейтронов между столкновениями. В табл. 22.3 приведены значения  $\lambda$  для быстрых нейтронов.

Таблица 22.3

*Длина свободного пробега быстрых нейтронов  
в различных материалах*

Материал	$\lambda$ , см	
	$T = 4 \text{ МэВ}$	$T = 16 \text{ МэВ}$
Полиэтилен	5,5	13,9
Графит	11,4	24,0
Алюминий	14,1	15,9
Железо	7,6	8,3
Свинец	15,0	15,5

Численную информацию о полном и парциальных сечениях взаимодействия нейтронов можно найти в следующих базах данных:

- База данных ENDF [21] – наиболее полная и подробная информация о нейтронных сечениях из нескольких национальных библиотек (США, Россия, Япония, Китай, Европа). Данные можно получить в виде текстовых и графических файлов. Формат ENDF/V описан в работе [12].
- Библиотека российского центра ядерных данных BROND (режим доступа: <http://www.ippe.ru/podr/cjd/index.html>) содержит текстовые файлы нейтронных сечений в формате ENBF/V.
- Международный фонд EXFOR (режим доступа: <https://www-nds.iaea.org/exfor/exfor.htm>) содержит экспериментальные данные по различным характеристикам ядерных реакций под действием налетающих нейтронов, фотонов, заряженных частиц и тяжелых ионов.
- Сайт центра данных фотоядерных экспериментов (ЦДФЭ) НИИЯФ МГУ (режим доступа: <http://cdfе.sinp.msu.ru/>). Здесь размещены ссылки на несколько баз данных, содержащих информацию о всех известных в настоящее время стабильных и радиоактивных ядрах, радиоактивных распадах и о большом количестве разнообразных ядерных реакций под действием нейтронов, фотонов и заряженных частиц.

Таблица 22.4

## Сечения тепловых нейтронов (барн)

Нуклид	Распространённость	$\sigma_t$	$\sigma_{el}$	$\sigma_{ar}$
$^1_1\text{H}$	99,99	30,40	29,95	0,332
$^9_4\text{Be}$	100	6,51	6,46	0,0086
$^{10}_5\text{B}$	19,9	3842	2,28	0,50
$^{12}_6\text{C}$	98,90	4,94	4,94	0,003
$^{14}_7\text{N}$	99,63	12,17	10,27	0,075
$^{16}_8\text{O}$	99,76	3,97	3,97	0,0002
$^{23}_{11}\text{Na}$	100	3,92	3,39	0,53
$^{27}_{13}\text{Al}$	100	1,69	1,45	0,23
$^{28}_{14}\text{Si}$	92,23	2,16	1,99	0,17
$^{40}_{18}\text{Ar}$	99,60	1,32	0,66	0,66
$^{40}_{20}\text{Ca}$	96,94	3,47	3,06	0,41
$^{48}_{22}\text{Ti}$	73,8	12,36	4,04	8,32
$^{56}_{26}\text{Fe}$	91,18	14,75	12,16	2,59
$^{63}_{29}\text{Cu}$	69,17	9,61	5,14	4,47
$^{98}_{42}\text{Mo}$	24,13	5,80	5,67	0,13
$^{107}_{47}\text{Ag}$	51,84	44,98	7,37	37,61
$^{113}_{48}\text{Cd}$	12,22	20751,7	27,24	20724,4
$^{139}_{57}\text{La}$	99,91	19,25	10,21	9,04
$^{181}_{73}\text{Ta}$	99,99	26,30	6,17	21,13
$^{197}_{79}\text{Au}$	100	106,63	7,93	98,70
$^{208}_{82}\text{Pb}$	52,4	11,40	11,40	0,0002
$^{238}_{92}\text{U}$	99,275	11,98	9,30	2,68

Данные о сечениях взаимодействия нейтронов и параметрах испускания вторичных частиц для легких элементов H, C, N, O, Al, Si, Ar, Ca, Fe естественного изотопного состава приведены в [12]. Энергетический диапазон нейтронов 1 эВ – 15 МэВ. В табл. 22.4 приведены сечения взаимодействия тепловых нейтронов (0,0253 эВ) для нуклидов из библиотеки ENDF/B-VII.0 [21].

При решении различных задач с источниками нейтронов используют разнообразные типы сечений.

- **Сечение активации** ( $\sigma_{\text{акт}}$ ), которое является совокупностью сечений, приводящих к образованию радионуклидов: сечение радиационного захвата, сечение поглощения нейтронов с вылетом заряженных частиц и нейтронов и сечение деления. В зависимости от энергии нейтронов, типа ядер, с которыми происходит взаимодействие, и типа образующихся радионуклидов  $\sigma_{\text{акт}}$  может определяться лишь одним каким-то сечением, например  $(n, p)$ ,  $(n, \gamma)$ ,  $(n, \alpha)$ , или суммой нескольких сечений, например в задачах защиты от наведенной активности, которая определяется всеми образовавшимися радиоактивными ядрами. Все необходимые сечения для определения сечения активации можно найти в перечисленных выше базах данных. Кроме этого, сечения радиационного захвата нейтронов для основных материалов ядерных реакторов и радиационной защиты приведены в справочнике [16]. Они даны в 74-групповом представлении от  $1 \cdot 10^{-5}$  эВ до 15 МэВ. Эти сечения имеются также и в [11]. Рекомендованные сечения пороговых реакций  $(n, p)$ ,  $(n, \alpha)$ ,  $(n, d)$ ,  $(n, 2n)$  и т. д. в области энергий до 20 МэВ приведены в справочнике [17]. Там же даны формулы, позволяющие быстро оценить некоторые сечения в случае отсутствия экспериментальных данных.
- **Сечение рассеяния нейтронов** ( $\sigma_s$ ), равное сумме сечений упругого и неупругого рассеяния:  $\sigma_s = \sigma_{el} + \sigma_{inl}$ . В теории переноса нейтронов произведение  $\xi \Sigma_s$  называется **замедляющей способностью вещества**. Оно учитывает среднее изменение летаргии нейтрона в одном столкновении ( $\xi$ ) и среднее число рассеяний нейтрона на единице пути в данном веществе ( $\Sigma_s$ ). Чем выше величина  $\xi \Sigma_s$ , тем выше замедляющая способность вещества и тем меньший его объем нужен для замедления нейтронов до данной энергии.
- **Полное сечение неупругих процессов** ( $\sigma_{in}$  или  $\sigma_{non}$ ), объединяющее сечения всех процессов, за исключением сечения упругого рассеяния:  $\sigma_{in} = \sigma_t - \sigma_{el}$ .
- **Сечение поглощения нейтронов** ( $\sigma_a$ ), объединяющее сечения всех процессов, за исключением сечения рассеяния:  $\sigma_a = \sigma_t - \sigma_s$ . Через макроскопическое сечение поглощения определяется **длина свободного пробега нейтрона по отношению к поглощению**  $\lambda_a = 1/\Sigma_a$ .  $\lambda_a$  – это среднее расстояние, при прохождении которого плотность потока нейтронов из-за поглощения уменьшается в  $e$  раз.
- **Транспортное сечение рассеяния**:  $\sigma_{tr} = \sigma_s (1 - \overline{\cos \vartheta})$ . Через макроскопическое транспортное сечение  $\Sigma_{tr}$  в теории переноса нейтронов определяют **транспортную длину (длину переноса)**, которую с учетом формулы (22.9) можно записать как

$$\lambda_{tr} = \frac{1}{\Sigma_{tr}} = \frac{1}{\Sigma_s(1 - \cos \mathcal{G})} = \lambda_s / \left(1 - \frac{2}{3A}\right), \quad (22.26)$$

где  $\lambda_s = 1/\Sigma_s$  – длина свободного пробега нейтрона относительно рассеяния. Транспортная длина определяет среднее расстояние, которое проходит нейтрон в первоначальном направлении до поворота на угол  $\mathcal{G} \geq \pi/2$ .

## Задание 22

### Контрольные вопросы

1. На какие энергетические группы делят нейтроны по величине их кинетической энергии?
2. Какие взаимодействия испытывают нейтроны в веществе?
3. Что такое упругое рассеяние? Какие типы упругого рассеяния испытывают нейтроны? В чем особенность упругого рассеяния нейтронов на ядрах водорода?
4. Что такое летаргия нейтрона? Где ее используют?
5. Как зависит сечение упругого потенциального рассеяния от энергии нейтронов?
6. В чем отличие упругого резонансного рассеяния от потенциального? Как ведет себя сечение упругого резонансного рассеяния?
7. Неупругое рассеяние нейтронов: основные закономерности процесса и отклонения от них, величина потерь энергии нейтронов, зависимость сечения от энергии нейтрона.
8. Радиационный захват нейтронов: как протекает реакция, соотношение с упругим рассеянием, вид сечения вблизи резонанса, зависимость сечения от энергии нейтронов и массового числа, свойства возникающего гамма-излучения. Где используется реакция радиационного захвата?
9. Описать основные особенности реакций поглощения нейтронов с вылетом заряженных частиц и нейтронов.
10. Деление ядер: причина и механизм деления, спонтанное и вынужденное деление, зависимость сечения от энергии нейтронов, характеристики вторичных продуктов, возникающих при делении. Какие нейтроны называют запаздывающими?
11. Изобразить графически общую примерную зависимость всех сечений взаимодействия нейтронов с ядрами от энергии.

### Задачи

1. При упругом центральном столкновении нейтрона с неподвижным ядром замедляющего вещества кинетическая энергия нейтрона уменьшилась в 1,4 раза. Найти массу ядра замедляющего вещества.
2. Нейтрон с начальной кинетической энергией 2 МэВ замедляется в углероде (свинце) до  $T = 0,025$  эВ. Найти среднее число упругих соударений с атомами замедлителя, которые испытывает нейтрон в первом и втором случае.
3. Нейтроны с кинетической энергией 1 МэВ упруго рассеиваются на ядре с массовым числом  $A$ . Определить энергетический интервал, в котором

- находятся рассеянные нейтроны после одного соударения, если  $A = 1$  (12, 200) [18].
4. При упругом рассеянии нейтронов на ядрах образующиеся ядра отдачи имеют непрерывный спектр от 0 до  $T_{\max}$ . Найти распределение ядер отдачи по энергии, если угловое распределение рассеянных нейтронов изотропное [14] (рассеяние на тяжелых ядрах).
  5. Известно, что при взаимодействии нейтронов с резонансной энергией  $T_r = 132$  эВ с ядрами  $^{60}\text{Co}$  в одном случае из 10 взаимодействий происходит упругое рассеяние, а в девяти – неупругое. Полная ширина резонанса равна  $\Gamma$ . Найти величину сечения резонансного рассеяния при резонансной энергии.
  6. Найти число нейтронов, приходящихся на 1 испущенный гамма-квант, если известно из эксперимента, что возможно только испускание гамма-квантов и нейтронов ( $\Gamma = \Gamma_\gamma + \Gamma_n$ ) и гамма-квантов испускается много больше, чем нейтронов ( $\Gamma_\gamma \gg \Gamma_n$ ). Оценить отношение  $n_\gamma/n_n$  для  $^{115}\text{In}$  при энергии резонанса 1,44 эВ, если в резонансе  $\sigma_{ar} = 27000$  б.
  7. Определить сечение упругого рассеяния тепловых нейтронов молекулами воды [14].
  8. Какую толщину должен иметь слой кадмия (свинца), чтобы ослабить плотность потока тепловых нейтронов в  $10^3$  раз?
  9. Найти период полураспада  $^{238}\text{U}$  относительно спонтанного деления, если измеренное число таких распадов в 1 г чистого  $^{238}\text{U}$  равно 25 за один час [7].
  10. Оценить поток антинейтрино и уносимую ими мощность из реактора на тепловых нейтронах мощностью 100 МВт, если на каждый акт деления приходится 5  $\beta^-$ -распадов продуктов деления (<http://nuclphys.sinp.msu.ru/sem2/sem12.html>).
  11. Определить эффективность борного счетчика длиной  $L = 20$  см для параллельного пучка нейтронов с энергией 1 эВ, направленного вдоль оси счетчика, если давление газа ( $\text{BF}_3$ ) равно 400 мм рт. ст. [18]. Сечение поглощения нейтронов при  $T = 0,025$  эВ равно 753 б.
  12. Вычислить длину рассеяния  $\lambda_s$ , поглощения  $\lambda_a$  и переноса  $\lambda_{tr}$  тепловых нейтронов в графите.

### Список литературы

1. Барашенков В.С. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами / В.С. Барашенков, В.Д. Тонеев. – Москва : Атомиздат, 1972. – 648 с.
2. Беспалов В.И. Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом : учебное пособие / В.И. Беспалов. – 5-е изд., доп. – Томск : Изд-во Томского политехнического университета, 2014. – 427 с.
3. Власов Н.А. Нейтроны / Н.А. Власов. – Москва : Наука, 1971. – 551 с.
4. Гончарова Н.Г. и др. Физика ядра и частиц: задачи с решениями. – Режим доступа: <http://nuclphys.sinp.msu.ru>.



5. Горбачев В.М. Взаимодействие излучений с ядрами тяжелых элементов и деление ядер : справочник. / В.М. Горбачев, Ю.С. Замятнин, А.А. Лбов. – Москва : Атомиздат, 1976. – 462 с.
6. Гусев Н.Г. Защита от ионизирующих излучений. В 2 томах. Том 1. Физические основы защиты от излучений: учебник для вузов / Н.Г. Гусев, В.А. Климанов, В.П. Машкович и др. – 3-е изд. – Москва : Энергоатомиздат, 1989. – 512 с.
7. Иродов И.Е. Задачи по квантовой физике / И.Е. Иродов. – 2-е изд. – Москва : Лаборатория Базовых Знаний, 2001. – 216 с.
8. Ишханов Б.С. Ядерные реакции / Б.С. Ишханов, Э.И. Кэбин. – Режим доступа: <http://nuclphys.sinp.msu.ru>.
9. Кёртис Л. Введение в нейтронную физику / Л. Кёртис. – Москва : Атомиздат, 1965. – 349 с.
10. Климов А.Н. Ядерная физика и ядерные реакторы : учебник / А.Н. Климов. – 3-е изд. – Москва : Энергоатомиздат, 2002. – 464 с.
11. Машкович В.П. Защита от ионизирующих излучений : справочник / В.П. Машкович, А.В. Кудрявцева. – 4-е изд., перераб. и доп. – Москва : Энергоатомиздат, 1995. – 496 с.
12. Медведев Ю.А. Ядерно-физические константы взаимодействия нейтронов с элементами, входящими в состав атмосферы и земной коры : справочник / Ю.А. Медведев, Б.М. Степанов, Г.Я. Труханов. – Москва : Энергоиздат, 1981. – 304 с.
13. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика : учебник. В 3 томах. Том 1. Физика атомного ядра / К.Н. Мухин. – 6-е изд., испр. и доп. – Санкт-Петербург : Издательство «Лань», 2008. – 384 с.
14. Ободовский И.М. Сборник задач по экспериментальным методам ядерной физики : учеб. пособие для вузов / И.М. Ободовский. – Москва : Энергоатомиздат, 1987. – 280 с.
15. Пшеничный Г.А. Взаимодействие излучений с веществом и моделирование задач ядерной геофизики / Г.А. Пшеничный. – Москва : Энергоиздат, 1982. – 224 с.
16. Радиационный захват нейтронов : справочник / Т.С. Беланова, А.В. Игнатюк, А.Б. Пашенко и др. – Москва : Энергоатомиздат, 1986. – 246 с.
17. Сечения пороговых реакций, вызываемых нейтронами : справочник / В.М. Бычков, В.Н. Манохин, А.Б. Пащенко и др. – Москва : Энергоиздат, 1982. – 217 с.
18. Скачков С.В. Сборник задач по ядерной физике / С.В. Скачков, Л.В. Константинов, Р.П. Строганова и др. – Москва : ГИФМЛ, 1963. – 222 с.
19. Фелд Б.Т. Нейтронная физика / Б.Т. Фелд // Экспериментальная ядерная физика : пер. с англ. В 3 томах. Том 2 / под ред. Э. Сегре. – Москва : ИЛ, 1955. – 493 с.
20. Широков Ю.М. Ядерная физика : учебное пособие / Ю.М. Широков, Н.П. Юдин. – Москва : Наука, 1972. – 672 с.
21. Evaluated Nuclear Data File (ENDF). – Режим доступа: <http://www.nndc.bnl.gov>

## ЛЕКЦИЯ 23

### ИСТОЧНИКИ НЕЙТРОНОВ

#### 23.1. Основные характеристики нейтронных источников

На Земле свободные нейтроны образуются в ядерных реакциях в атмосфере под действием космических лучей и солнечных протонов, а также при спонтанном делении природного урана. Но свободные нейтроны – это нестабильные частицы (среднее время жизни около 900 с) и как источники излучения должны быть получены искусственно в различных ядерных реакциях. К основным характеристикам источников нейтронов относят следующие:

- 1) тип ядерной реакции, приводящей к образованию нейтронов;
- 2) выход нейтронов;
- 3) энергетическое распределение нейтронов;
- 4) угловое распределение нейтронов;
- 5) интенсивность сопутствующего гамма-излучения.

**Ядерная реакция, приводящая к образованию нейтронов.** В этом отношении нейтронные источники делят на три группы:

- *Радионуклидные источники нейтронов.* Естественный или искусственный радионуклид, испускающий альфа-частицы (например,  $^{226}\text{Ra}$ ,  $^{210}\text{Po}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ) или гамма-кванты (например,  $^{28}\text{Al}$ ,  $^{116}\text{In}$ ,  $^{24}\text{Na}$ ) смешивают с веществом (например,  $^7\text{Li}$ ,  $^9\text{Be}$ ,  $^{11}\text{B}$ ), в котором под действием первичного альфа- или гамма-излучения протекает ядерная реакция, приводящая к образованию нейтронов.
- *Источники на основе ускорителей.* Используют циклотроны, фазотроны и другие ускорители тяжелых частиц, в которых нейтроны возникают при бомбардировке различных мишеней ускоренными ионами водорода, дейтерия, гелия и др.
- *Источники на основе ядерных реакторов.* Для этих целей используются различные исследовательские ядерные реакторы, в которых мощные потоки нейтронов возникают в результате цепной реакции деления ядер урана и плутония.

**Выход нейтронов.** Это количество нейтронов, испускаемых источником за единицу времени. Часто при сравнении радиоизотопных источников используют величину выхода на активность 1 Ки радионуклида или на 1 г радионуклида. Если в источнике в каждой ядерной реакции рождается  $\nu$  нейтронов, то выход ( $B$ ) равен произведению  $\nu$  на число реакций. Например, реакция деления, когда в каждой реакции рождается более двух нейтронов. Если не рассматривать процесс деления ядер, то в большинстве ядерных реакций, приводящих к рождению нейтронов, в каждой реакции появляется один нейтрон.

Для нейтронов с одной энергией и для тонкой мишени, когда можно пренебречь потерями энергии первичных частиц, выход на одну первичную частицу определяется следующим выражением:

$$B = n_0 \sigma \cdot x, \quad (23.1)$$

где  $n_0$  – концентрация ядер ( $\text{см}^{-3}$ );  $\sigma$  – микроскопическое сечение ядерной реакции, в которой образуются нейтроны;  $x$  – толщина мишени.

Для мишени, толщина которой больше среднего пробега первичной частицы  $R$  (пробега в приближении непрерывного замедления [1]), полный выход на одну первичную частицу можно найти следующим образом:

$$B = n_0 \int_0^R \sigma(x) dx, \quad (23.2)$$

где  $\sigma(x)$  – сечение соответствующей ядерной реакции, зависящее от пройденного пути (энергии) первичной частицы. Отметим, что тяжелые частицы, например альфа-частицы, рассеиваются очень слабо [1] и можно считать, что они движутся по прямой. Для заряженных частиц можно в (23.2) перейти от  $x$  к кинетической энергии частицы  $T$  с помощью выражения

$$dx = \frac{dT}{(-dE/dx)},$$

где  $(-dE/dx)$  – тормозная способность вещества (потери на столкновения для тяжелых заряженных частиц). Тогда получаем:

$$B(T_0) = \int_0^{T_0} \frac{\Sigma(T) dT}{(-dE/dx)}, \quad (23.3)$$

где  $T_0$  – первичная энергия частицы;  $\Sigma(T) = n_0 \sigma(T)$  – макроскопическое сечение ядерной реакции. Таким образом, чтобы определить выход реакции, надо знать зависимость сечения от энергии и тормозную способность для первичной частицы. Если сечение слабо зависит от энергии частицы, то  $B(T_0) \approx \Sigma(T_0) \cdot R_0$ , где  $R_0$  – средний пробег частицы в приближении непрерывного замедления [1]. Тормозная способность для большинства заряженных частиц, которые используются для облучения мишеней в источниках нейтронов, хорошо известна в большом диапазоне энергий. Но зависимость сечений ядерных реакций от энергии частицы имеет сложный (резонансный) характер.

Ядерные реакции могут быть как экзоэнергетическими, так и эндоэнергетическими (пороговыми). Реакции  $(n, \gamma)$  всегда эндоэнергетические. Экзоэнергетические ядерные реакции возможны с заряженными частицами и должны протекать при любой кинетической энергии первичной частицы. Но для заряженных частиц препятствием для протекания реакции является кулоновский барьер ядра, и сечение реакции существенно зависит от проницаемости кулоновского барьера. За счет туннельного эффекта она не равна нулю при любой энергии, но очень мала при небольших кинетических энергиях частиц. Следовательно, чем меньше  $T$ , тем меньше сечение реакции и выход нейтронов.

Величина кулоновского барьера определяется выражением

$$B_K = \frac{Z \cdot Z_{\text{я}} e^2}{R_{\text{я}}} \text{ (МэВ)},$$

где  $Z$  – заряд частицы;  $Z_{\text{я}}$ ,  $R_{\text{я}}$  – заряд и радиус ядра, на котором протекает реакция образования нейтронов. Например, для альфа-частиц ( $Z = 2$ ), полагая  $R_{\text{я}} \approx 10^{-12}$  см, получаем для ядра урана ( $Z_{\text{я}} = 92$ )  $B_K \cong 30$  МэВ, а для ядра неона ( $Z_{\text{я}} = 10$ )  $B_K \cong 3$  МэВ. Поэтому в качестве мишеней более выгодны элементы с небольшим зарядом. Выход нейтронов всегда стараются сделать как можно большим.

**Энергетическое распределение нейтронов.** Приблизительно все испускаемые нейтроны можно разделить на «медленные» ( $\lambda \gg R_{\text{я}}$ ) и «быстрые». При такой упрощенной классификации все нейтроны с кинетическими энергиями менее 20...50 кэВ – медленные [2], а с большими энергиями – быстрые.

Спектр подавляющего числа источников нейтронов является непрерывным и в нем присутствуют как быстрые, так и медленные нейтроны. Для получения только медленных нейтронов первичные нейтроны пропускают через специальные замедлители или выделяют, используя методику времени пролета.

Для ряда задач, например изучения энергетических уровней ядер, необходимы моноэнергетические нейтроны, а также возможность менять их энергию. В этом случае спектр нейтронов становится важнейшей характеристикой источника, даже в ущерб выходу.

Если не рассматривать реакцию деления, то энергия нейтронов, испускаемых источником, зависит от энергии налетающей частицы и энергии ядерной реакции –  $Q_R$ . Пусть нерелятивистская частица с массой  $m$ , кинетической энергией  $T$ , и импульсом  $p$  налетает на покоящееся ядро с массой  $M_a$ . В результате реакции рождается нейтрон и образуется ядро с массой  $M_b$ . Чтобы найти кинетическую энергию нейтрона, надо использовать законы сохранения энергии и импульса. Учитывая, что  $Q_R = T_{\text{out}} - T_{\text{in}}$  [1], законы сохранения можно записать следующим образом:

$$\begin{cases} T + Q_R = T_b + T_n; \\ p_b^2 = p^2 + p_n^2 - 2pp_n \cos \vartheta, \end{cases} \quad (23.4)$$

где  $\vartheta$  – угол вылета нейтрона относительно направления первичной частицы.

Используя соотношение  $T_b = p_b^2 / 2M_b$ , и исключая из (23.4)  $T_b$ , получаем [2]

$$Q_R = \left(1 + \frac{m_n}{M_b}\right) T_n - \left(1 - \frac{m}{M_b}\right) T - \frac{2}{M_b} \sqrt{T T_n m m_n} \cos \vartheta. \quad (23.5)$$

Решая это уравнение относительно  $T_n$ , получаем следующее выражение:

$$T_n = T \frac{mm_n}{(M_b + m_n)^2} \left\{ \begin{array}{l} 2 \cos^2 \vartheta + \frac{M_b(M_b + m_n)}{mm_n} \left[ \frac{Q_R}{T} + \left( 1 - \frac{m}{M_b} \right) \right] \pm \\ \pm 2 \cos \vartheta \sqrt{\cos^2 \vartheta + \frac{M_b(M_b + m_n)}{mm_n} \left[ \frac{Q_R}{T} + \left( 1 - \frac{m}{M_b} \right) \right]} \end{array} \right\}. \quad (23.6)$$

Выражение (23.6) получено в ЛСК. Для экзоэнергетических реакций надо всегда выбирать «+». Для эндоэнергетических реакций возможны два значения энергии нейтронов.

Исследуем зависимость энергии нейтронов  $T_n$  от энергии первичной частицы  $T$ , угла вылета нейтронов  $\vartheta$  и энергии реакции  $Q_R$  на примере реакции  ${}^3\text{H}(d, n){}^4\text{He}$ . Эта реакция экзоэнергетическая,  $Q_R \approx 17,6$  МэВ. Реакция идет при маленьких кинетических энергиях дейтронов, заметный выход нейтронов имеет место при энергиях несколько кэВ. Для анализа удобно воспользоваться более простым выражением (23.5). Полагая в нем  $T \approx 0$ , получим

$$T_n \approx \frac{M_b}{M_b + m_n} Q_R \approx 14,1 \text{ МэВ}. \quad (23.7)$$

Из (23.7) следует, что при маленьких кинетических энергиях налетающих дейтронов при любом угле вылета имеем источник моноэнергетических нейтронов с энергией 14,1 МэВ.

Если кинетическая энергия дейтрона равна 0,5 МэВ, то из выражения (23.6) для угла вылета  $\vartheta = 0^\circ$  получаем  $T_n = 15,79$  МэВ, а для угла вылета  $180^\circ$   $T_n = 12,77$  МэВ. Отсюда следует, что, регистрируя нейтроны под различными углами вылета, можно получить нейтроны с энергиями от 12,77 до 15,79 МэВ.

Зависимость  $T_n$  от энергии реакции  $Q_R$  и от энергии налетающей частицы  $T$  исследуем, полагая  $\vartheta = 90^\circ$  ( $\cos \vartheta = 0$ ). Из (23.6) получаем

$$T_n = \frac{M_b - m}{M_b + m_n} T + \frac{M_b}{M_b + m_n} Q_R, \quad (23.8)$$

где  $M_b - m = M_a - m_n > 0$ , т. к.  $M_b = M_a + m - m_n$ . Из выражения (23.8) следует, что с ростом кинетической энергии налетающей частицы  $T$  энергия нейтронов возрастает. Монотонный рост  $T_n$  с увеличением  $T$  наблюдается для всех углов вылета нейтронов  $\vartheta < 90^\circ$ , но для углов  $\vartheta > 90^\circ$  зависимость  $T_n(T)$  сложнее. В некоторых случаях, например для  $\vartheta = 180^\circ$ , может иметь место уменьшение  $T_n$  с увеличением  $T$  [2].

Зависимость  $T_n$  от  $Q_R$  следует из (23.8). Энергия нейтронов возрастает с увеличением энергии реакции и это справедливо для любых углов вылета

нейтронов. Но если результирующее ядро может образовываться не только в основном, но и в возбужденных состояниях, то  $Q_R$  для одной и той же реакции может принимать различные значения. В этом случае каждому значению  $T$  и  $\mathcal{Q}$  соответствуют несколько значений энергий нейтрона, и для таких реакций нельзя получить монохроматичный источник нейтронов. Число возможных значений энергии реакции возрастает с увеличением энергии налетающей частицы, поэтому возможности получения моноэнергетических нейтронов большой энергии сильно ограничены.

**Угловое распределение нейтронов.** Угловое распределение нейтронов – это зависимость числа нейтронов от угла вылета, который отсчитывается от направления падающей частицы. Если это направление не определено, то нет смысла говорить об угловом распределении нейтронов. Если угловое распределение первичных частиц изотропное, то изотропное и угловое распределение нейтронов.

Если ядерная реакция идет через составное ядро, то в СЦИ угловое распределение образующихся нейтронов является изотропным. Но центр инерции в ЛСК движется, и угловое распределение нейтронов в ЛСК является анизотропным, вытянутым вперед, вдоль направления падающей частицы (считаем, что материнское ядро покоится). Для прямых ядерных реакций угловое распределение нейтронов всегда анизотропное, и с ростом кинетической энергии падающей частицы анизотропия увеличивается.

Рассмотрим особенность эндоэнергетических реакций. Если предположить, что кинетическая энергия налетающей частицы равна пороговой энергии ( $T = T_{\text{пор}}$ ), то скорость и энергия нейтрона в СЦИ равны нулю [1]. Но в ЛСК скорость нейтрона по величине и направлению совпадает со скоростью центра инерции ( $\vec{v}_{\text{ЛСК}} = \vec{v}_{\text{СЦИ}} + \vec{V}_{\text{ЦИ}}$ ), т. е. нейтрон имеет кинетическую энергию

$$T_n = \frac{M_a \cdot m_n}{(M_a + m_n)^2} T_{\text{пор}} \quad (23.9)$$

и летит вдоль направления налетающей частицы.

При  $T > T_{\text{пор}}$  появляются нейтроны, вылетающие в других направлениях, но все углы вылета лежат внутри конуса с определенным углом раствора (половина угла при вершине конуса), т. е. имеется некий предельный угол вылета нейтронов. С увеличением  $T$  этот угол возрастает и достигает величины  $90^\circ$  при некотором значении  $T = T_k$ , где [2]

$$\begin{aligned} T_k &= \frac{M_a + m - m_n}{M_a - m_n} |Q_R| = \frac{M_b}{M_b - m} |Q_R| = \\ &= \frac{M_a (M_a + m - m_n)}{(M_a - m_n)(M_a + m)} T_{\text{пор}} = \frac{M_b (M_b - m + m_n)}{(M_b - m)(M_b + m_n)} T_{\text{пор}}. \end{aligned} \quad (23.10)$$

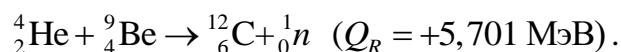
Таким образом, при  $T_{\text{пор}} \leq T \leq T_k$  угол вылета нейтронов  $0^\circ \leq \mathcal{Q} \leq 90^\circ$ . При

этом в соответствии с выражением (23.6) каждому направлению вылета  $\vartheta$  соответствуют два значения энергии нейтронов.

При дальнейшем увеличении энергии налетающей частицы ( $T > T_k$ ) нейтроны могут вылетать под углами более  $90^\circ$ . Для углов вылета  $\vartheta > 90^\circ$  имеет место однозначная зависимость  $T_n(\vartheta)$ , испускается одна моноэнергетическая группа нейтронов, а для  $\vartheta < 90^\circ$  испускаются две энергетические группы нейтронов [2].

## 23.2. Радионуклидные источники нейтронов

**Источники нейтронов по реакции  $(\alpha, n)$ .** Это исторически первые источники нейтронов. Открытие нейтронов связано с реакцией



Все эти источники представляют собой однородную спрессованную смесь альфа-излучающего радионуклида ( ${}^{226}\text{Ra}$ ,  ${}^{238}\text{Pu}$ ,  ${}^{239}\text{Pu}$ ,  ${}^{210}\text{Po}$ ,  ${}^{241}\text{Am}$ ) с порошком металлического бериллия, которую помещают в герметичную ампулу. Применяют также бор, фтор, литий, но наибольший выход нейтронов наблюдается с  ${}^9\text{Be}$ . Форма источников в основном цилиндрическая. Иногда для получения хорошей изотропности углового распределения нейтронов изготавливают сферические источники. Достоинством  $(\alpha, n)$  источников являются их небольшие размеры. Часто эти источники нейтронов можно считать точечными.

Источники по реакции  $(\alpha, n)$  являются источниками быстрых нейтронов. Спектры нейтронов сплошные, несмотря на то, что спектры альфа-частиц линейчатые. Альфа-частицы теряют часть энергии в веществе источника и вступают в реакцию уже с непрерывным спектром. Периоды полураспада источников совпадают с периодами полураспада радионуклидов. Рассмотрим кратко характеристики лишь трех источников, дополнительную информацию об  $(\alpha, n)$  источниках можно найти в [2, 3, 6, 8].

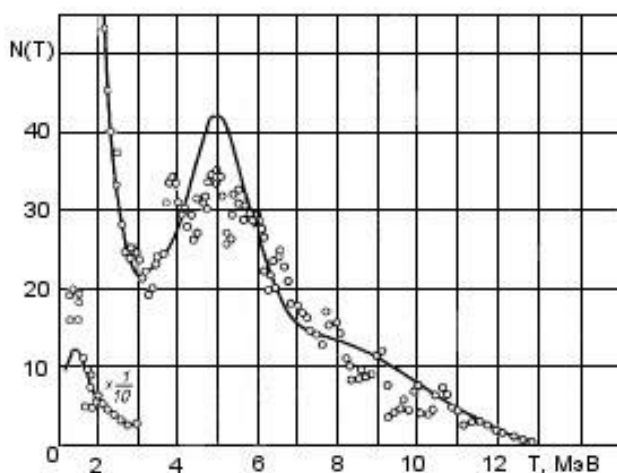


Рис. 23.1. Спектр нейтронов источника Ra-Be

**${}^{226}\text{Ra-Be}$ .** В этих источниках альфа-частицы испускает как сам радий, так и его дочерние продукты распада, поэтому выход нейтронов после изготовления источника возрастает за счет накопления дочерних продуктов распада радия. В первые 25 суток выход быстро возрастает примерно до 91 %, а затем растет более медленно в течение 25 лет до макси-

мального значения [2]. Таким образом, недостатком данного источника является его нестабильность.

Спектр нейтронов источника приведен на рис. 23.1 [3]. Максимальная энергия в спектре нейтронов равна  $\sim 13,2$  МэВ, средняя энергия 3,9 МэВ. Период полураспада – 1608 лет. Выход нейтронов в телесный угол  $4\pi$  составляет примерно  $10^7$  нейтр/с на 1 г радия или  $(1\dots 1,5)\cdot 10^7$  нейтр/с на 1 Ки радия [12] (500 нейтронов на  $10^6$  альфа-частиц). Еще одним недостатком источника является большой выход сопутствующего гамма-излучения  $\sim 10^4$  фотонов/нейтр.

**$^{238}\text{Pu}$ ( $^{239}\text{Pu}$ )-Ве.** Максимальная энергия в спектре нейтронов равна  $\sim 11$  МэВ, средняя энергия 4,5 МэВ – для источника с  $^{238}\text{Pu}$  и 4,6 МэВ – для источника с  $^{239}\text{Pu}$ . Период полураспада для  $^{238}\text{Pu}$  равен 87,8 лет, для  $^{239}\text{Pu}$  – 24113 лет. Выход нейтронов в телесный угол  $4\pi$  на 1 г радионуклида составляет  $2\cdot 10^7$  нейтр/с для  $^{238}\text{Pu}$  (80 нейтронов на  $10^6$  альфа-частиц) и  $1,8\cdot 10^5$  нейтр/с – для  $^{239}\text{Pu}$  (60 нейтронов на  $10^6$  альфа-частиц). Выход сопутствующего гамма-излучения  $\sim 1$  фотон/нейтр. с энергией 4,44 МэВ. Активная часть источника представляет собой таблетку из химического соединения диоксида  $^{238}\text{Pu}$ ( $^{239}\text{Pu}$ ) с порошком бериллия (интерметаллическое соединение), которая помещается в капсулу из коррозионно-стойкой стали.

**$^{210}\text{Po}$ -Ве.** Спектр нейтронов источника приведен на рис. 23.2 [3]. Максимальная энергия в спектре нейтронов равна 10,9 МэВ, средняя энергия – 4,5 МэВ. Период полураспада равен 138,4 суток, что является недостатком источника.

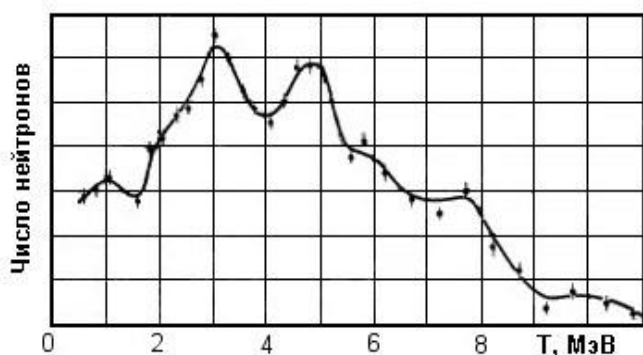


Рис. 23.2. Спектр нейтронов Po-Ве источника

Но, имея небольшой период полураспада, этот источник обладает самым большим выходом нейтронов  $\sim 10^{10}$  нейтр/с на 1 г радионуклида (70 нейтронов на  $10^6$  альфа-частиц). Такие источники применяют в тех случаях, когда необходимо получить нейтронные поля высокой интенсивности. Достоинством источника является также небольшой выход сопутствующего гамма-излучения  $\sim 1$  фотон/нейтрон. Сам  $^{210}\text{Po}$  испускает фотоны с энергией 0,803 МэВ и относительным выходом  $1,2\cdot 10^{-5}$  фотонов/распад, а возбужденное ядро  $^{12}\text{C}$  испускает примерно 1 фотон/нейтр. с энергией 4,44 МэВ.

Самым большим недостатком источника является также небольшой выход сопутствующего гамма-излучения  $\sim 1$  фотон/нейтрон. Сам  $^{210}\text{Po}$  испускает фотоны с энергией 0,803 МэВ и относительным выходом  $1,2\cdot 10^{-5}$  фотонов/распад, а возбужденное ядро  $^{12}\text{C}$  испускает примерно 1 фотон/нейтр. с энергией 4,44 МэВ.

**$^{241}\text{Am}$ -Ве.** Максимальная энергия в спектре нейтронов равна 11 МэВ, средняя энергия – 4,4 МэВ. Период полураспада равен 432,2 года, выход нейтронов  $\sim 2,6\cdot 10^6$  нейтр/с на 1 Ки активности америция или  $\sim 7,5\cdot 10^6$  нейтр/с на 1 г радионуклида (75 нейтронов на  $10^6$  альфа-частиц). Выход сопутствующего гамма-излучения  $\sim 0,75$  фотонов/нейтр. с энергией



4,44 МэВ. Эти источники используются в основном для каротажа нефтяных скважин, а также для научных исследований.

**Фотонейтронные источники.** В этих источниках используется фото-ядерная ( $\gamma, n$ ) реакция, которая является эндоэнергетической и происходит, если энергия фотонов превышает энергию связи нейтрона в ядре мишени. По этому признаку все мишени можно разделить на две группы:

- мишени с небольшой энергией отделения нейтрона (энергией связи нейтрона) – бериллий ( ${}^9_4\text{Be}$ ) и дейтерий;
- мишени из тяжелых элементов, для которых энергия связи нейтрона больше 6 МэВ.

Энергия отделения нейтрона [7]

$$\varepsilon_n = W_{A+n} - W_A,$$

где  $W_{A+n}, W_A$  – энергии связи ядер до и после отделения нейтрона. Для  ${}^9_4\text{Be}$   $\varepsilon_n = 1,665$  МэВ, а для дейтерия  $\varepsilon_n = 2,225$  МэВ. Вычислять энергии связи ядер, энергии отделения частиц и др. удобно с помощью программы «Калькулятор и графическая система для параметров атомных ядер и характеристик ядерных реакций и радиоактивных распадов» (режим доступа: [http://cdfе.sinp.msu.ru/services/calc\\_thr/calc\\_thr\\_ru.html](http://cdfе.sinp.msu.ru/services/calc_thr/calc_thr_ru.html)).

Реакция ( $\gamma, n$ ) – это простейшая реакция фоторасщепления ядра. При небольших энергиях фотонов ( $E_\gamma$ ) она наиболее вероятна, т. к. вылету заряженных частиц (например, реакции ( $\gamma, p$ ), ( $\gamma, \alpha$ )) препятствует кулоновский барьер. По мере увеличения  $E_\gamma$  сечения реакций с вылетом заряженных частиц возрастают и при  $E_\gamma \approx 10 \dots 20$  МэВ сравниваются с сечением ( $\gamma, n$ ) реакции. Пороговая энергия реакции связана с энергией реакции ( $Q_R$ ) выражением [1]

$$E_{\text{пор}} = |Q_R| \left( 1 + \frac{|Q_R|}{2M_A c^2} \right),$$

где  $M_A$  – масса ядра. Так как  $M_A c^2 \gg |Q_R|$ , то  $E_{\text{пор}} \approx |Q_R|$ . Энергия реакции по абсолютному значению равна энергии связи нейтрона в ядре, поэтому практически всегда можно считать, что пороговая энергия реакции фоторасщепления равна энергии связи нейтрона в ядре.

Энергии гамма-квантов радионуклидных источников в основном меньше 3 МэВ, поэтому для радионуклидных фотонейтронных источников используют только бериллиевые или дейтериевые мишени. Но т. к. сечение ( $\gamma, n$ ) реакции мало и длина свободного пробега гамма-квантов велика, то мишени (а следовательно и сами источники) должны быть большими. Например, чтобы ослабить гамма-кванты с  $E_\gamma = 3$  МэВ в  $e$  раз необходимо 15 см металлического бериллия. Для лучшего использования гамма-

квантов и увеличения выхода используют многие сантиметры Вe и тяжелой воды (D<sub>2</sub>O).

Для сферического источника радиусом  $R$  выход можно оценить следующим образом:

$$B = q \frac{\Sigma_{\gamma n}}{\Sigma} (1 - \exp(-\Sigma R)), \quad (23.11)$$

где  $q$  (фотонов/с) – мощность источника;  $\Sigma_{\gamma n}$  (1/см) – макроскопическое сечение  $(\gamma, n)$  реакции;  $\Sigma$  – полное макроскопическое сечение фотонов. Так как сечение  $(\gamma, n)$  реакции много меньше, чем сечение  $(\alpha, n)$  реакции, то и выход нейтронов у фотонейтронных источников много меньше (на 3–4 порядка), чем у  $(\alpha, n)$  источников.

Итак, недостатком фотонейтронных источников являются большие размеры, небольшой выход нейтронов и большой фон гамма-излучения. Достоинством же этих источников является небольшой энергетический разброс рождающихся нейтронов и для многих практических задач их можно считать источниками моноэнергетических нейтронов.

Связь между  $E_\gamma$  и кинетической энергией нейтрона  $T_n$  можно получить из законов сохранения энергии и импульса:

$$\begin{cases} E_\gamma = T_n + T_b + |Q_R|; \\ p_b^2 = (E_\gamma / c)^2 + p_n^2 - 2p_n(E_\gamma / c) \cos \vartheta, \end{cases} \quad (23.12)$$

где  $T_b$ ,  $p_b$  – кинетическая энергия и импульс конечного ядра;  $\vartheta$  – угол вылета нейтрона относительно направления фотона. Исключая в (23.12)  $T_b$ , получим

$$T_n = E_\gamma \frac{M_b}{M_b + m_n} \left( 1 - \frac{E_\gamma}{2M_b c^2} - \frac{|Q_R|}{E_\gamma} \right) + \frac{E_\gamma}{(M_b + m_n)c^2} \sqrt{2T_n m_n c^2} \cdot \cos \vartheta. \quad (23.13)$$

Последний член в (23.13) определяет зависимость  $T_n$  от угла вылета нейтрона. Этот член мал, т. к. мало отношение  $E_\gamma / (M_b + m_n)c^2$  (даже для нейтрона  $m_n c^2 \approx 938$  МэВ). Пренебрегая этим членом, а также отношением  $E_\gamma / 2M_b c^2$ , получаем приближенную формулу для вычисления энергии нейтрона (средней энергии нейтрона):

$$T_n \approx \frac{M_b}{M_b + m_n} (E_\gamma - |Q_R|). \quad (23.14)$$

Для многих случаев выражение (23.14) обладает достаточной точностью. Если теперь подставить (23.14) в правую часть формулы (23.13), то получим более точное выражение для энергии нейтрона [2]:

$$T_n = \frac{E_\gamma M_b}{M_b + m_n} \left( 1 - \frac{E_\gamma}{2M_b c^2} - \frac{|Q_R|}{E_\gamma} \right) + \frac{E_\gamma}{(M_b + m_n)c^2} \sqrt{\frac{2M_b (E_\gamma - |Q_R|) m_n c^2}{M_b + m_n}} \cos \vartheta. \quad (23.15)$$

Расчеты по формуле (23.15) показывают, что разброс нейтронов по энергиям все же существует даже для моноэнергетических гамма-квантов, если не выделено направление нейтронов (относительно направления квантов).

Таблица 23.1

*Характеристики фотонейтронных источников*

Источник	$T_{1/2}$	$\bar{T}_n$ , МэВ	$V$ , нейтр/с
$^{24}\text{Na} + \text{Be}$	14,96 ч	0,83	$13 \cdot 10^4$
$^{24}\text{Na} + \text{D}_2\text{O}$	14,96 ч	0,22	$27 \cdot 10^4$
$^{88}\text{Y} + \text{D}_2\text{O}$	106 сут	0,31	$0,3 \cdot 10^4$
$^{88}\text{Y} + \text{Be}$	106 сут	0,16	$10 \cdot 10^4$
$^{140}\text{La} + \text{Be}$	1,68 сут	0,62	$0,3 \cdot 10^4$
$^{140}\text{La} + \text{D}_2\text{O}$	1,68 сут	0,15	$0,8 \cdot 10^4$
$^{226}\text{Ra} + \text{Be}$	1600 лет	0,60	$3 \cdot 10^4$
$^{226}\text{Ra} + \text{D}_2\text{O}$	1600 лет	0,12	$0,1 \cdot 10^4$

Характеристики некоторых фотонейтронных источников приведены в табл. 23.1 [2, 3, 6, 8]. Выход дается в расчете на 1 г мишени на расстоянии 1 см при активности источника гамма-квантов 1 Ки. Радий находится в равновесии с основными дочерними продуктами распада. Как следует из табл. 23.1, энергия нейтронов у всех фотонейтронных радионуклидных источников менее 1 МэВ, выход небольшой.

**Источники нейтронов спонтанного деления.** Получение в заметных количествах таких трансурановых элементов, как Pu, Cm (Кюрий), Cf (Калифорний), позволяет изготавливать на их основе источники нейтронов на основе спонтанного деления этих элементов.

Особенно перспективными являются источники на основе  $^{252}\text{Cf}$ . Калифорний

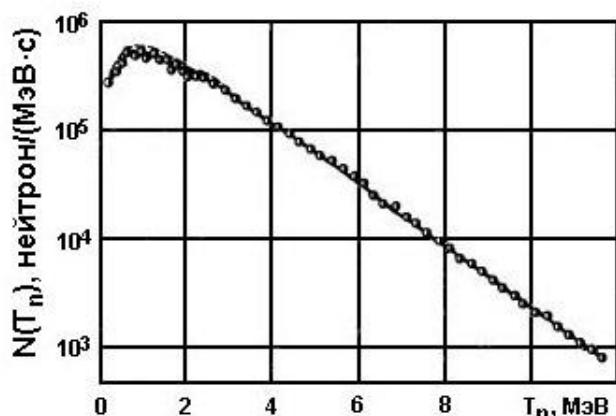


Рис. 23.3. Спектр нейтронов источника на основе  $^{252}\text{Cf}$

получают в ядерном реакторе, подвергая длительному (многие месяцы) нейтронному облучению плутоний или кюрий. Получение  $^{252}\text{Cf}$  из плутония связано с большими потерями последнего. На пути от плутония до калифорния распадаются 99,7 % всех ядер и лишь 0,3 % проходят всю цепочку превращений. Из получившихся продуктов облучения  $^{252}\text{Cf}$  выделяют химическим путем.

Период полураспада  $^{252}\text{Cf}$  относительно альфа-распада равен 2,73 года, а относительно спонтанного деления – 85,5 года. Общий период полураспада равен 2,64 года. Такой источник дает большой выход нейтронов –  $2,31 \cdot 10^9$  нейтр/с на 1 мг нуклида ( $4,32 \cdot 10^9$  нейтр/с, для активности 1 Ки), что позволяет изготавливать очень маленькие (точечные) источники и проводить эксперименты с малым возмущением исследуемой среды. При делении в среднем рождаются 3,78 мгновенных нейтрона. Спектр нейтронов  $^{252}\text{Cf}$  приведен на рис. 23.3 [6], он близок к спектру деления. Средняя энергия нейтронов равна 2,13 МэВ. Выход сопутствующего гамма-излучения равен 8,3 фотонов/деление (примерно 2,2 фотона на 1 нейтрон) со средней энергией 0,8 МэВ. Плотность потока нейтронов источника  $^{252}\text{Cf}$   $1 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  соответствуют мощности эквивалентной дозы 1,26 мкЗв/ч.

### 23.3. Источники нейтронов на основе ускорителей заряженных частиц

Недостатками радионуклидных источников являются:

- малый выход нейтронов;
- сплошной спектр;
- непрерывное излучение, представляющее постоянную опасность.

Источники нейтронов на основе ускорителей заряженных частиц имеют определенные преимущества перед радионуклидными источниками:

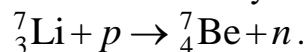
- выход нейтронов может быть больше на несколько порядков;
- имеется возможность получать моноэнергетические нейтроны в широком диапазоне энергий и с хорошим разрешением по энергии, т. к. при фиксированной энергии налетающей частицы энергия нейтрона однозначно определяется углом его вылета и энергией реакции;
- источник может быть непрерывным, импульсным, пульсирующим.

Но стоимость таких источников много выше, чем стоимость радионуклидных источников.

На ускорителях нейтроны получают с помощью ядерных реакций, облучая различные мишени в основном протонами и дейтронами – реакции ( $p, n$ ) и ( $d, n$ ). Для этих целей используются циклотроны, генераторы Ван де Граафа. На электронных ускорителях, генерирующих тормозное излучение, для получения нейтронов используют фотоядерную реакцию ( $\gamma, n$ ). Нейтроны можно получать, используя любые мишени, если источником являются заряженные частицы или фотоны с достаточной энергией и если рождение нейтронов не запрещено законами сохранения. Для энергий до 30 МэВ лучшими являются мишени из легких элементов. Выход нейтронов для всех реакций на ускорителях определяется величиной тока ускоряемых частиц.

**Реакция ( $p, n$ ).** Эти реакции являются эндонергетическими, следовательно пороговыми, и позволяют получать моноэнергетические нейтроны, энергию которых можно изменять.

Для получения нейтронов часто используется следующая реакция:



Энергия реакции  $Q_R = -1,645$  МэВ, а пороговая энергия равна 1,882 МэВ. При такой энергии протонов нейтроны вылетают под углом  $0^\circ$  с энергией  $T_n = 30$  кэВ. Если энергию протонов изменять от 1,92 до примерно 3 МэВ, то можно получать летящие под углом  $0^\circ$  нейтроны в интервале энергий 120...670 кэВ. Под другими углами вылета вперед ( $0^\circ < \vartheta < 90^\circ$ ) рождаются нейтроны с меньшими энергиями [3]. Разброс нейтронов по энергии определяется энергетическим разбросом первичных протонов. Для уменьшения потерь энергии протонов используют литиевые мишени небольшой толщины до 10 мг/см<sup>2</sup>. Такие мишени изготавливают, испаряя литий в вакууме на основу из тантала.

Для получения нейтронов используется также реакция с тритием  ${}^3\text{H}(p, n){}^3\text{He}$ . Энергия реакции  $Q_R = -0,764$  МэВ, пороговая энергия реакции равна 1,019 МэВ. Для пороговой энергии протонов нейтроны вылетают в направлении  $\vartheta = 0^\circ$  с энергией  $T_n = 63,7$  кэВ. Для энергий протонов более 1,148 МэВ зависимость  $T_n(\vartheta)$  становится однозначной. У  ${}^3\text{He}$  нет возбужденных состояний, что позволяет получать моноэнергетические нейтроны с энергиями от 286,5 кэВ до примерно 4 МэВ, изменяя энергию протонов от 1,148 МэВ до примерно 5 МэВ [2]. Эта реакция идет и при больших энергиях протонов, но появляются другие каналы реакции. Реакция с тритием дает большой выход моноэнергетических нейтронов вперед и в большом диапазоне энергий (до примерно 10 МэВ). Назад летят нейтроны с меньшими энергиями и выход туда много меньше. Тритиевые мишени изготавливают так же, как и мишени из лития, но иногда используют газовые мишени. Недостатком этой реакции является фон жесткого гамма-излучения за счет параллельной реакции  $p + {}^3\text{H} \rightarrow \alpha + \gamma$  [10].

Если необходимы нейтроны с небольшими энергиями и с выходом вперед, то используют мишени из тяжелых элементов, например из скандия ( ${}^{45}_{21}\text{Sc}$ ) или ванадия ( ${}^{51}_{23}\text{V}$ ). В реакции  ${}^{45}\text{Sc}(p, n){}^{45}\text{Ti}$  при энергии протонов 2,904 МэВ получают нейтроны с энергией 5,49 кэВ, летящие в направлении  $\vartheta = 0^\circ$ , а с помощью реакции  ${}^{51}\text{V}(p, n){}^{51}\text{Cr}$  при энергии протонов 1,567 МэВ получают нейтроны в том же направлении, но с энергией 2,3 кэВ.

**Реакция ( $d, n$ ).** В этой реакции протон из налетающего дейтрона переходит в ядро элемента мишени и нейтрон становится свободным (реакция срыва [1]). Эти реакции являются экзоэнергетическими, например для реакции  ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$   $Q_R = +3,265$  МэВ (реакция синтеза). Энергия налетающего дейтрона должна быть достаточной лишь для преодоления кулоновского барьера, величина которого мала для легких ядер, т. к. мал заряд дейтрона.

Эта реакция имеет следующие положительные свойства:

- большой выход нейтронов даже для небольших энергий дейтронов (~ 50 кэВ);
- возможность получать нейтроны с большими энергиями (2–13 МэВ);

- однозначная связь энергии нейтрона с углом вылета для экзоэнергетических реакций, которых большинство.

По этим причинам реакция  $(d, n)$  в течение длительного времени была почти единственной реакцией на ускорителях, которая давала моноэнергетические нейтроны с переменной энергией. Дейтроны ускорялись до энергий 200–300 кэВ. Выход нейтронов в этой реакции зависит в основном от тока дейтронов и может достигать значений  $\sim 5 \cdot 10^8$  нейтр./мкА. Для хорошей моноэнергетичности нейтронов толщина мишени (например, дейтерия) должна быть порядка 1–2 атомных слоя. Такие мишени изготавливают путем осаждения в вакууме на специальную подложку. Используют также и газовые мишени. Недостатком газовых мишеней является необходимость входного окна, что приводит к уширению спектра падающих дейтронов, следовательно и нейтронов.

С помощью реакции  ${}^3\text{H}(d, n){}^4\text{He}$   $Q_R = +17,588$  МэВ (реакция синтеза) можно получать нейтроны с энергиями от 12 до 20 МэВ. Эта реакция дает еще больший выход нейтронов при небольших энергия дейтронов, чем реакция с мишенью из дейтерия.

На циклотронах часто используется реакция  ${}^9\text{Be}(d, n){}^{10}\text{B}$ . Мишени изготавливают из чистого металлического бериллия или из порошка бериллия, напессованного на подложку. При больших токах мишень необходимо охлаждать. Нейтроны, рождающиеся в этой реакции, имеют заметный разброс по энергии, т. к.  ${}^{10}\text{B}$  может образовываться как в основном, так и в возбужденном состояниях. Выход нейтронов возрастает с увеличением энергии дейтронов. Обычно используют пучки дейтронов с энергиями несколько МэВ.

Иногда используют реакцию с литием, которая имеет два выходных канала:  ${}^7\text{Li}(d, n){}^4\text{He}$  ( $Q_R = +15,05$  МэВ) и  ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$  ( $Q_R = +14,91$  МэВ) [2]. Большая энергия реакции позволяет получать нейтроны с большими энергиями (см. выражение (23.8)). Спектр нейтронов сплошной, выход достаточно высокий. Реакция не находит широкого применения из-за трудностей изготовления мишени.

Для получения нейтронов очень больших энергий (сотни МэВ) используют реакцию срыва  $(d, n)$  на средних и тяжелых ядрах. Эта реакция дает большой выход нейтронов, пучок нейтронов хорошо коллимирован (примерно 90 % нейтронов летит вперед). Энергия нейтронов равна примерно половине энергии дейтронов. Энергетический разброс нейтронов небольшой [10].

**Реакция  $(\gamma, n)$ .** Ускоряя электроны в ускорителях (линейных, бетатронах) и получая затем тормозное излучение, можно генерировать нейтроны с помощью фотоядерной реакции  $(\gamma, n)$ . Зависимость сечения реакции  $(\gamma, n)$  от энергии фотонов имеет вид резонанса с большой полушириной, поэтому его часто называют «гигантским резонансом» (см. лекцию б).

Зависимость выхода нейтронов от энергии ускоренных электронов и вещества мишени приведена на рис. 20.19. Наибольший выход фотонейтронов дают тяжелые мишени, особенно мишени из обедненного урана, т. к.

кроме фотоядерной реакции нейтроны появляются и в реакции фотоделения урана. Для большинства мишеней максимум сечения ( $\gamma, n$ ) реакции приходится на интервал энергий фотонов 16–20 МэВ. Так как спектр тормозного излучения является сплошным, то и спектр нейтронов также сплошной и имеет широкое угловое распределение, несмотря на сильную анизотропию тормозного излучения при таких энергиях.

Сечение ( $\gamma, n$ ) реакции много меньше, чем у реакций на основе заряженных частиц, но на линейных ускорителях с токами несколько мА выход фотонейтронов может быть большим. Например, для толстой урановой мишени, которая облучается электронами с энергией 40 МэВ и током 1 мА выход нейтронов в  $4\pi$  геометрии может составлять  $\sim 10^{14}$  нейтр./с [13].

### 23.4. Ядерный реактор как источник нейтронов

Ядерный реактор является самым мощным источником нейтронов. Нейтроны в реакторе имеют широкое энергетическое распределение – от 0,001 эВ до  $\sim 18$  МэВ. Средняя энергия определяется типом реактора: реактор на тепловых нейтронах, промежуточных или быстрых нейтронах. Все нейтроны делятся на мгновенные (более 99 %) и запаздывающие. Энергетический спектр мгновенных нейтронов деления  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами приведен на рис. 22.27, выражение (22.22) хорошо описывает форму этого спектра. Спектр нейтронов, рождающихся при делении  $^{239}\text{Pu}$ , более жесткий, чем у  $^{235}\text{U}$ . Так как нейтроны в реакторе замедляются, то их спектр в реакторе значительно мягче, чем спектр деления, и зависит также от типа реактора.

В качестве источников нейтронов используются не промышленные, а исследовательские реакторы. Главное назначение этих реакторов – получение как можно больших потоков нейтронов. Ввиду различных научных и прикладных задач, которые решаются на исследовательских реакторах, большинство из них являются узкоспециализированными. Топливом в исследовательских реакторах преимущественно является высокообогащенный уран (10...90 % в зависимости от назначения реактора). Замедлителем чаще всего является обыкновенная вода, что позволяет уменьшить размер активной зоны.

Исследовательские реакторы имеют горизонтальные каналы, через которые пучки нейтронов выводятся в экспериментальные залы и вертикальные каналы для облучения различных образцов нейтронами и гамма-квантами в объеме активной зоны. Плотности потока нейтронов в большинстве исследовательских реакторов достигают значений  $10^{12}\dots 10^{14}$  нейтр/(см<sup>2</sup>·с). Плотности потока в реакторах на быстрых нейтронах выше, чем в реакторах на тепловых нейтронах.

На рис. 23.4 приведен снимок исследовательского ядерного реактора ИРТ-Т Томского политехнического университета, а на рис. 25.5 показано черенковское излучение работающего реактора. Реактор введен в эксплуатацию в июле 1967 г., срок эксплуатации продлен до 2035 г. Мощность реактора 6 МВт. Это единственный работающий ядерный реактор в системе Министерства образования и науки Российской Федерации.



Рис. 23.4. Исследовательский ядерный реактор ИРТ-Т ТПУ

Реактор имеет 14 вертикальных и 10 горизонтальных экспериментальных каналов и позволяет получать плотность потока тепловых нейтронов до  $1,7 \cdot 10^{14}$  нейтр/(см<sup>2</sup>·с), плотность потока быстрых нейтронов до  $2 \cdot 10^{14}$  нейтр/(см<sup>2</sup>·с) (более подробно см. сайт ИРТ-Т ТПУ: <http://portal.tpu.ru:7777/portal/page/portal/reactor>).

Основной недостаток при выводе нейтронов из реактора заключается в том, что выводятся все компоненты спектра вместе с сопутствующим гамма-

излучением. Для подавления той или иной компоненты выводимого излучения используются различные фильтры:

- кадмиевые, борные слои – для подавления тепловых нейтронов;
- замедляющие слои – для подавления промежуточных и быстрых нейтронов;
- свинцовые, висмутовые слои – для поглощения гамма-излучения.

Один из способов получения тепловых нейтронов – тепловая колонна ( $\Sigma$  призма Ферми). Это призма из графита высокой чистоты с поперечным сечением  $\sim 2 \times 2$  м<sup>2</sup>. Призма простирается от активной зоны реактора до внешнего края защиты реактора (рис. 23.6). Нейтроны попадают в призму из актив-

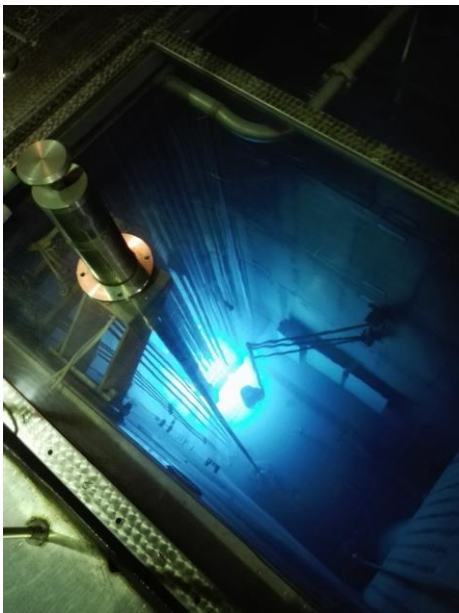


Рис. 23.5. Черенковское излучение работающего ИРТ-Т ТПУ



ной зоны, в результате их замедления в призме формируется поток тепловых нейтронов. За счет геометрического ослабления происходит значительная потеря в плотности потока нейтронов.

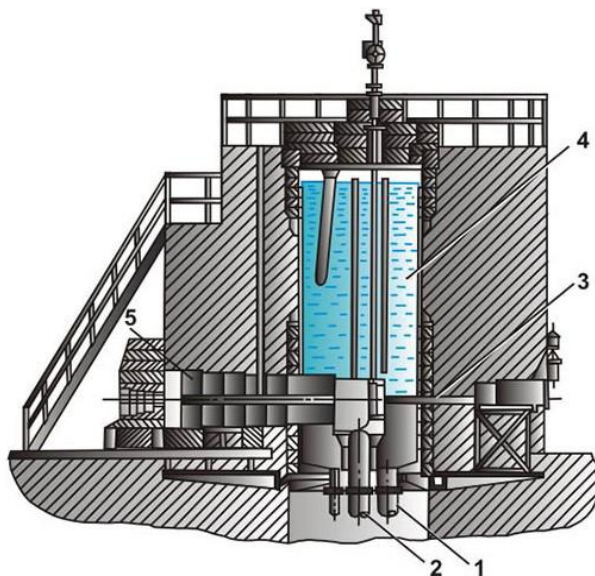


Рис. 23.6. Схематический разрез реактора ВВР-М:  
 1 – ввод воды; 2 – отвод воды; 3 – экспериментальный канал;  
 4 – бак активной зоны; 5 – тепловая колонна (<http://megabook.ru/>)

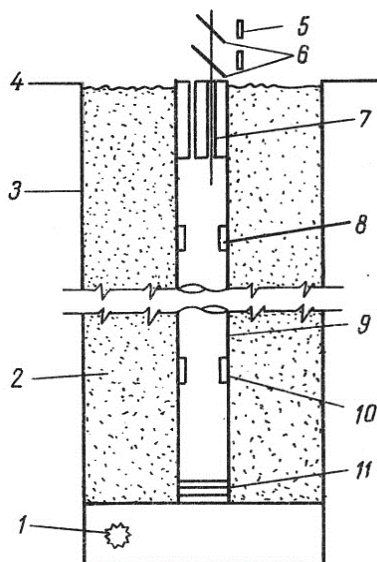
Большую плотность потока нейтронов позволяет получать импульсный реактор (например, реактор ИГР), который дает кратковременные, но интенсивные потоки нейтронов и гамма-квантов. Реактор работает в режиме самогасящейся вспышки, которая длится несколько секунд. Реактор развивает мгновенную мощность  $10^5$  МВт и плотность потока нейтронов  $\sim 10^{22}$  нейтр/( $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ ). В стационарном режиме такую мощность отвести нельзя. Реактор такого типа может обеспечить проведение нейтринных экспериментов [5].

### 23.5. Ядерный взрыв как источник нейтронов

Еще большие потоки нейтронов получают в подземных ядерных взрывах в мирных (научных) целях. При взрыве мощностью несколько килотонн тринитротолуола освобождается  $\sim 10^{24}$  нейтронов за 0,1 мкс. Плотность потока нейтронов достигает значений  $10^{28}$  нейтр/( $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ ), а интегральный флюенс – до  $10^{25}$  нейтр/с. Чтобы набрать такой же флюенс в обычном реакторе, необходимо облучать образец более 100 лет. Подземный ядерный взрыв использовался для измерения по времени пролета нейтронных сечений: деления, радиационного захвата, рассеяния [11]. В 1969 г. одновременно провели измерения сечений деления для 18 изотопов в энергетическом диапазоне 6 порядков [4]. На рис. 23.7 схематически показано устройство, которое использовалось для измерения сечений деления. Нейтроны проходят в вакууме до коллимирующих диафрагм у поверхности земли и делятся на отдельные параллельные пучки. Затем эти пучки проходят через различные образцы из делящихся ве-

ществ. Ядерный (термоядерный) подземный взрыв подавляет фон даже от высокорadioактивных веществ, которые используются в качестве образцов, например от  $^{252}\text{Cf}$ ,  $^{237}\text{U}$ .

Подготовка такой глубокой скважины является наиболее дорогостоящей операцией при проведении подземного ядерного взрыва, т. к. все радиоактивные материалы должны остаться под землей.



*Рис. 23.7. Схема измерения сечений деления по времени пролета:  
 1 – ядерный заряд; 2 – песок; 3 – стальная оболочка; 4 – поверхность земли; 5 – полупроводниковый детектор; 6 – делящиеся образцы;  
 7 – коллимирующая диафрагма; 8 – отражатель рассеянных нейтронов;  
 9 – стальная вакуумированная труба длиной 250 м; 10 – внутренний диаметр трубы 30 см; 11 – замедлитель нейтронов*

При подземном ядерном взрыве в результате накачки тяжелых ядер большим числом нейтронов и последующей серии бета-распадов возможно образование новых элементов. Так впервые были получены химические элементы эйнштейний ( $Z = 99$ ) и фермий ( $Z = 100$ ).

### Задание 23

#### Контрольные вопросы

1. Что относят к основным характеристикам нейтронных источников?
2. Какие ядерные реакции используются для генерации нейтронов в различных источниках?
3. Как устроены источники  $(\alpha, n)$  нейтронов? Какие радионуклиды используются в этих источниках? Каков спектр нейтронов у источников  $(\alpha, n)$ ?
4. В чем заключаются недостатки и достоинства источников  $(\gamma, n)$  нейтронов?
5. В чем достоинства и недостатки источников нейтронов на основе ускорителей заряженных частиц?

- Какие ядерные реакторы используются в качестве источников нейтронов? Какой спектр у нейтронов реактора и как получают нейтроны разных энергий в этом случае?
- Как получают самые большие плотности потока и флюенса нейтронов? Какие исследования возможно проводить на таком источнике нейтронов?

### Задачи

- Определить среднюю, минимальную и максимальную энергию нейтронов, рождающихся в фотоядерной реакции  ${}^9_4\text{Be}(\gamma, n){}^8_4\text{Be}$  ( $Q_R = -1,665$  МэВ), если энергия фотонов  $E_\gamma = 2,6$  МэВ. Найти относительное изменение энергии с изменением угла вылета.
- Определить среднюю, минимальную и максимальную энергию нейтронов, рождающихся в фотоядерной реакции  ${}^2_1\text{H}(\gamma, n){}^1_1\text{H}$  ( $Q_R = -2,225$  МэВ), если энергия фотонов  $E_\gamma = 2,6$  МэВ. Найти относительное изменение энергии с изменением угла вылета.
- Для реакции  ${}^9_4\text{Be}(\alpha, n){}^{12}_6\text{C}$  определить энергию нейтронов, вылетающих под углом  $90^\circ$  к направлению падения альфа-частиц  ${}^{210}\text{Po}$  с энергией  $5,3$  МэВ [9].
- Для реакции  ${}^9_4\text{Be}(\alpha, n){}^{12}_6\text{C}$  определить минимальную и максимальную энергию нейтронов, если энергия альфа-частиц равна  $5,3$  МэВ [9].
- Для реакции  ${}^3_1\text{H}(d, n){}^4_2\text{He}$  рассчитать и нарисовать угловое распределение энергии вылетающих нейтронов относительно направления падающих дейтронов. Значения энергий дейтронов приведены в табл. 23.2.

Таблица 23.2

#### Данные для задачи 5

Вариант	1	2	3	4	5	6	7	8
$T$ , МэВ	0,1	1,0	0,25	1,5	0,8	0,5	0,05	0,7

Вариант	9	10	11	12	13	14	15	16
$T$ , МэВ	2,0	1,25	0,6	0,2	0,3	1,7	0,4	0,02

### Список литературы

- Беспалов В.И. Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом : учебное пособие / В.И. Беспалов. – 5-е изд., доп. – Томск : Изд-во Томского политехнического университета, 2014. – 427 с.
- Власов Н.А. Нейтроны / Н.А. Власов. – Москва : Наука, 1971. – 551 с.
- Гусев Н.Г. Защита от ионизирующих излучений. В 2 томах. Том 1. Физические основы защиты от излучений : учебник для вузов / Н.Г. Гусев, В.А. Климанов, В.П. Машкович и др. – 3-е изд. – Москва : Энергоатомиздат, 1989. – 512 с.

4. Дайвин Б.К. Ядерные взрывы как инструмент ядерной физики / Б.К. Дайвин. – Москва : ЦНИИАтоминформ, АИНФ, 1972. – 36 с.
5. Климов А.Н. Ядерная физика и ядерные реакторы : учебник / А.Н. Климов. – 3-е изд. – Москва : Энергоатомиздат, 2002. – 464 с.
6. Машкович В.П. Защита от ионизирующих излучений : справочник / В.П. Машкович, А.В. Кудрявцева. – 4-е изд., перераб. и доп. – Москва : Энергоатомиздат, 1995. – 496 с.
7. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика : учебник. В 3 томах. Том 1. Физика атомного ядра / К.Н. Мухин. – 6-е изд., испр. и доп. – Санкт-Петербург : Издательство «Лань», 2008. – 384 с.
8. Нейтронные источники. – Режим доступа: [http://nuclphys.sinp.msu.ru/experiment/neutr\\_gen/index.html](http://nuclphys.sinp.msu.ru/experiment/neutr_gen/index.html)
9. Скачков С.В. Сборник задач по ядерной физике / С.В. Скачков, Л.В. Константинов, Р.П. Строганова и др. – Москва : ГИФМЛ, 1963. – 222 с.
10. Широков Ю.М. Ядерная физика : учебное пособие. / Ю.М. Широков, Н.П. Юдин. – Москва : Наука, 1972. – 672 с.
11. Ядерные испытания СССР. Том 4. Использование ядерных взрывов для решения народнохозяйственных задач и научных исследований. – Саров : РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2000. – 200 с.
12. Engineering Compendium on Radiation Shielding. Vol. 1 Shielding Fundamentals and Methods / Edited by R.G. Jaeger. – Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH, 1968. – 537 p. – Режим доступа: <http://www.twirpx.com/file/1708936/>
13. Radiation Protection Design Guidelines for 0.1–100 MeV Particle Accelerator Facilities // NCRP. Report No. 51. – Washington, 1977. – V. 9. – Iss. 12. – 159 p.
14. Table of RADIONUCLIDES. – Режим доступа: [http://www.nucleide.org/DDEP\\_WG/DDEPdata.htm](http://www.nucleide.org/DDEP_WG/DDEPdata.htm)

## ЛЕКЦИЯ 24

### ИНЖЕНЕРНЫЕ МЕТОДЫ РАСЧЕТА ЗАЩИТЫ ОТ НЕЙТРОНОВ

Сечения взаимодействия нейтронов являются сложными функциями от энергии нейтронов и вещества защиты, а перенос нейтронов в веществе всегда сопровождается возникновением вторичного гамма-излучения, поэтому расчет защиты от нейтронов является более сложным, чем от фотонного излучения. Для точных расчетов поля излучения нейтронов от различных источников с учетом условий облучения лучше использовать специальные программы.

При инженерных расчетах защиты от нейтронов следует иметь в виду особенности процессов взаимодействия нейтронов с веществом защиты и учитывать следующее:

- быстрые нейтроны сначала необходимо замедлить до тепловых энергий. Ослабление нейтронов с энергиями более нескольких МэВ происходит за счет процессов упруго и неупругого рассеяния. При неупругом рассеянии быстрые нейтроны очень быстро теряют энергию и для их ослабления лучше использовать тяжелые вещества;
- при неупругом рассеянии рождается вторичное гамма-излучение, влияющее на толщину защиты;
- нейтроны меньших энергий ослабляются в основном за счет процессов упругого рассеяния и для их ослабления более эффективны водородсодержащие вещества;
- в результате неупругого и упругого рассеяния нейтроны замедляются и переходят в тепловое равновесие с атомами вещества защиты. Тепловые нейтроны диффундируют в защите и могут либо выйти из нее, либо поглотиться в результате радиационного захвата. При поглощении тепловых нейтронов возникает захватное гамма-излучение, которое необходимо учитывать при расчете защиты;
- под действием нейтронного излучения практически все материалы становятся радиоактивными – возникает наведенная активность;
- защитные материалы от нейтронов и гамма-излучения различные. Водородсодержащие вещества, являющиеся хорошими защитными материалами от нейтронов, плохо ослабляют вторичное гамма-излучение, но по мере увеличения толщины защиты вклад в дозу от вторичного излучения может стать определяющим.

В связи с этими особенностями прохождения нейтронов через защиту инженерные методы расчета защиты от нейтронов являются менее универсальными и точными, чем для фотонного излучения.

#### 24.1. Доза от нейтронов в биологической ткани

Нейтроны относятся к косвенно ионизирующему излучению, и передача энергии от нейтронов веществу определяется в основном вторичными заряженными частицами, возникающими в ядерных реакциях, ядрами атомов и их

осколками. Эквивалентная доза связана с поглощенной дозой выражением (2.19) (лекция 2), а взвешивающие коэффициенты излучения для нейтронов в соответствии с НРБ-99/2009 приведены в табл. 2.1.

Поглощенная доза от нейтронов в биологической ткани определяется энергией нейтронов и составом биологической ткани. Живая ткань в основном состоит из легких элементов. Приблизительно химический состав мягкой живой ткани с плотностью  $1 \text{ г/см}^3$  можно представить в виде формулы некой «воображаемой» молекулы из четырех элементов  $(\text{C}_5\text{H}_{40}\text{O}_{18}\text{N})_n$ . Более точный массовый состав и концентрация ( $n$ ) элементов мягкой живой ткани приведены в табл. 24.1 [14]. Как следует из этой таблицы, самый легкий элемент водород по числу атомов в  $\text{см}^3$  занимает первое место.

Таблица 24.1

Состав биологической ткани

Элемент	Масса, %	$n$ , атом/ $\text{см}^3$ (атом/г)
Водород	10,34	$5,98 \cdot 10^{22}$
Углерод	18,69	$9,03 \cdot 10^{21}$
Азот	3,12	$1,29 \cdot 10^{21}$
Кислород	67,59	$2,45 \cdot 10^{22}$
Натрий	0,16	$3,93 \cdot 10^{19}$
Хлор	0,10	$1,70 \cdot 10^{19}$

Рассматривая процессы формирования дозы в теле человека, разделим условно все нейтроны по энергии на две группы: тепловые нейтроны с  $T < 0,5 \text{ эВ}$  и нейтроны с большими энергиями.

**Тепловые нейтроны.** Тепловые нейтроны передают энергию веществу только в результате поглощения. Формирование дозы в теле человека от тепловых нейтронов происходит в результате двух основных процессов:

- ионизации протонами, рождающимися при захвате тепловых нейтронов ядрами азота в результате реакции  ${}^{14}_7\text{N}(n, p){}^{14}_6\text{C}$ ;
- ионизации вторичными электронами, образованными гамма-квантами, которые возникают в результате реакции радиационного захвата на ядрах водорода  ${}^1_1\text{H}(n, \gamma){}^2_1\text{H}$ .

В реакции с азотом образуются протоны с энергией  $0,626 \text{ МэВ}$ , которую они передают биологической ткани. Их пробег небольшой (около  $10 \text{ мкм}$ ) и они поглощаются практически в месте образования. Максимальная доза от тепловых нейтронов формируется на глубине примерно  $2,5 \text{ мм}$  ткани. Мощность поглощенной дозы от этой реакции можно определить следующим образом [3]:

$$\dot{D}_N \approx 0,58 \phi n_N \sigma_N T_p / \rho \quad (\text{мкГр/ч}), \quad (24.1)$$

где  $\phi$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup> – плотность потока нейтронов;  $\sigma_N = 1,83$  б – сечение ядерной реакции поглощения нейтронов азотом [10];  $n_N = 1,29 \cdot 10^{21}$  см<sup>-3</sup> – концентрация ядер азота в биологической ткани (см. табл. 24.1);  $T_p = 0,626$  МэВ – кинетическая энергия протонов;  $\rho = 1$  г·см<sup>-3</sup> – плотность биологической ткани. Перемножив в (24.1) известные величины, получаем

$$\dot{D}_N \approx 8,6 \cdot 10^{-4} \cdot \phi \text{ (мкГр/ч)}. \quad (24.2)$$

Углерод <sup>14</sup>С, который образуется в этой реакции, является радиоактивным и испытывает бета-распад, но т. к. период полураспада <sup>14</sup>С большой (5730 лет), а средняя энергия бета-частиц мала (примерно 50 кэВ), то их вклад в дозу можно не учитывать.

Сечение реакции радиационного захвата нейтронов ядрами водорода равно 0,333 б. В этой реакции образуются гамма-кванты с энергией  $E_\gamma = 2,225$  МэВ. Оценка мощности поглощенной дозы захватного гамма-излучения этой реакции [14] дает величину

$$\dot{D}_H \approx 7,1 \cdot 10^{-3} \cdot \phi \text{ (мкГр/ч)}, \quad (24.3)$$

где плотность потока нейтронов имеет размерность см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>. В результате обеих реакций мощность дозы в биологической ткани

$$\dot{D}_N + \dot{D}_H \approx 8 \cdot 10^{-3} \cdot \phi \text{ (мкГр/ч)}. \quad (24.4)$$

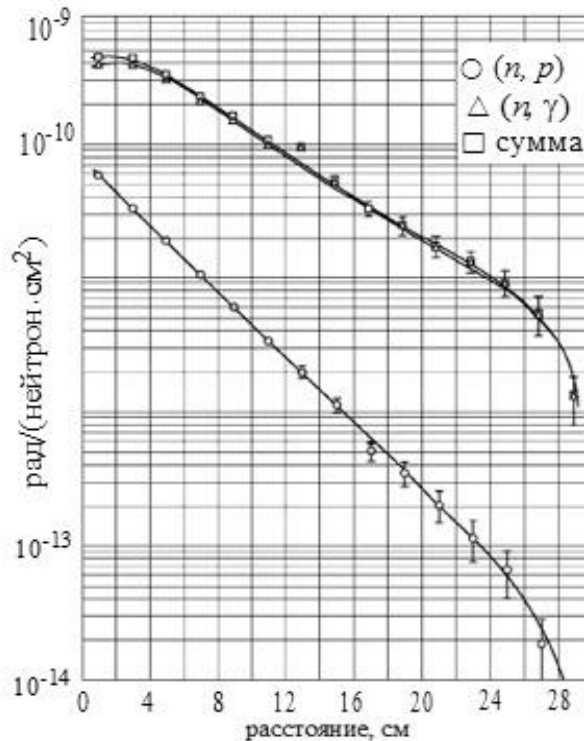


Рис. 24.1. Эквивалентная доза тепловых нейтронов в биологической ткани [14]

Для тепловых нейтронов взвешивающий коэффициент излучения  $\bar{w} = 5$  (см. лекцию 2, табл. 2.1) и мощность эквивалентной дозы этих нейтронов можно приближенно оценить через плотность потока с помощью выражения

$$\dot{H} = \bar{w} \cdot \dot{D} \approx 4 \cdot 10^{-2} \cdot \phi \text{ (мкЗв/ч)}. \quad (24.5)$$

В соответствии с выражением (24.5) для допустимой мощности дозы персонала гр. А 12 мкЗв/ч допустимая плотность потока тепловых нейтронов равна  $\sim 300$  нейт/(см<sup>2</sup>·с).

На рис. 24.1 приведены результаты расчета методом Монте-Карло распределения эквивалентной дозы тепловых нейтронов с энергией 0,025 МэВ в биологической ткани. На этом рисунке и на рис. 24.5 ( $n, p$ ) – это доза от протонов отдачи в результате упругих столкновений с водородом. Из рис. 24.1 хорошо видно, что эквивалентная доза от тепловых нейтронов определяется реакцией  ${}^1_0\text{n}(n, \gamma){}^2_1\text{H}$ .

**Быстрые и промежуточные нейтроны.** По мере увеличения энергии нейтронов все более заметную роль в передаче энергии начинают играть упругие столкновения с ядрами водорода, кислорода, углерода и азота. Быстрые нейтроны передают свою энергию биологической ткани, в основном за счет упругих столкновений. В области энергий быстрых нейтронов упругое рассеяние определяет примерно 90 % поглощенной дозы от нейтронов. При этом до 80 % поглощенной энергии биологическая ткань получает от ядер отдачи водорода – протонов.

Преимущественная роль водорода в передаче энергии обусловлена следующими причинами:

- водород имеет самую большую концентрацию;
- при столкновении нейтронов с водородом они теряют наибольшую энергию (см. лекцию 22, выражение (22.2)). В среднем при упругом столкновении с водородом нейтрон теряет половину энергии;
- сечение упругого рассеяния на ядрах водорода в среднем больше, чем на ядрах других элементов, входящих в состав биологической ткани см. рис. 24.2–24.4 ([10] ENDF/B-VII.1, CENDL-3.1).

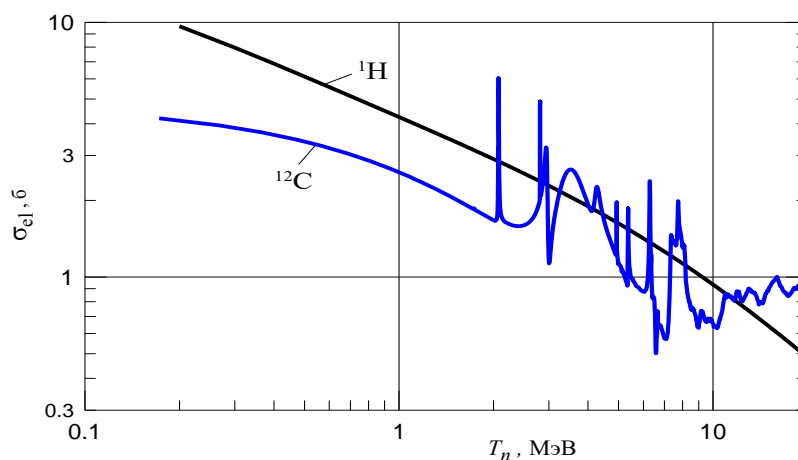


Рис. 24.2. Сечения упругого рассеяния быстрых нейтронов: в  ${}^1\text{H}$  и  ${}^{12}\text{C}$



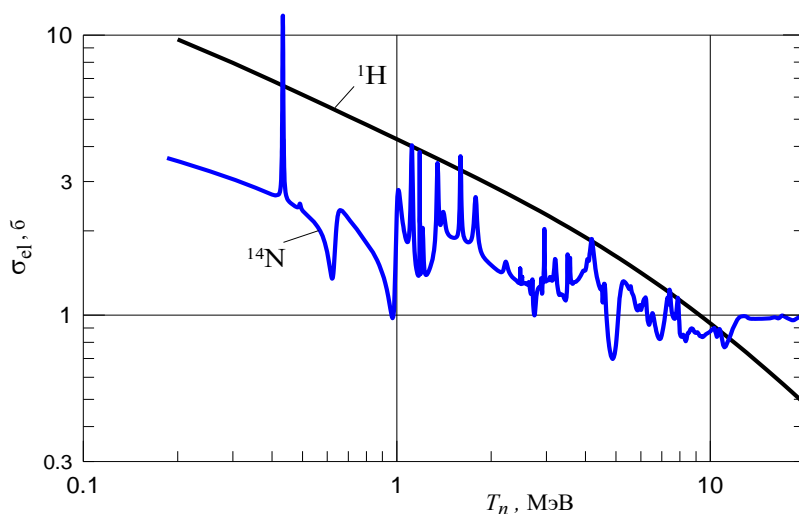


Рис. 24.3. Сечения упругого рассеяния быстрых нейтронов: в  $^1\text{H}$  и  $^{14}\text{N}$

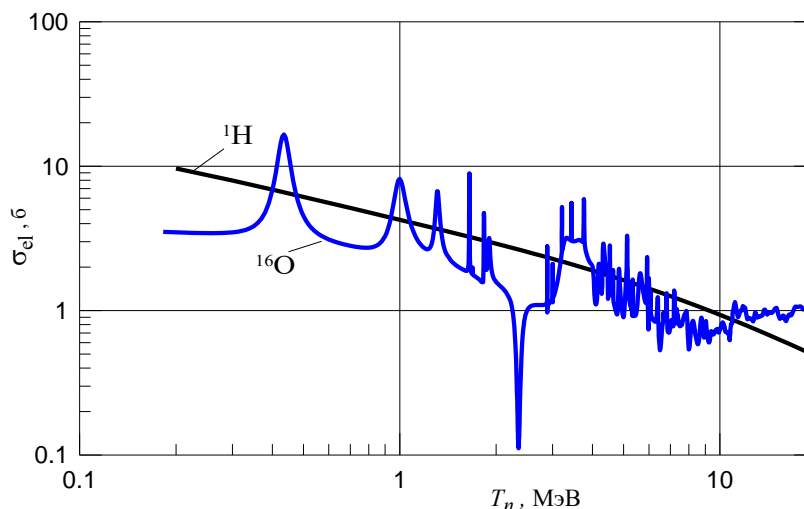


Рис. 24.4. Сечения упругого рассеяния быстрых нейтронов: в  $^1\text{H}$  и  $^{16}\text{O}$

У быстрых нейтронов большой свободный пробег. Например, полное макроскопическое сечение нейтронов с энергией 5 МэВ в биологической ткани равно примерно 0,051 1/см [14]. Следовательно, длина свободного пробега около 20 см. Поэтому большая часть быстрых нейтронов, проходя через тело человека, успевают испытать только одно столкновение. Для быстрых нейтронов мощность дозы от ядер отдачи основных элементов биологической ткани можно оценить, учитывая только первое упругое столкновение (**доза первого столкновения**). Величину дозы первого столкновения можно рассчитать с помощью выражения

$$\dot{D}(H, C, N, O) \approx 0,58 \phi T_n \sum_i n_i \sigma_i f_i / \rho \quad (\text{мкГр/ч}), \quad (24.6)$$

где индекс  $i$  относится к химическому элементу (водород, углерод, азот, кислород);  $\phi \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  – плотность потока нейтронов;  $T_n \text{ МэВ}$  – энергия нейтро-

нов;  $n_i \text{ см}^{-3}$  – концентрация соответствующего элемента в биологической ткани (см. табл. 24.1);  $\sigma_i \text{ см}^2$  – сечение упругого рассеяния нейтронов;  $\rho = 1 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$  – плотность биологической ткани;  $f_i$  – доля энергии, переданная в упругих столкновениях от нейтронов соответствующим ядрам отдачи. Эта величина вычисляется через массу нейтрона ( $m_n = 1$ ) и массу соответствующего ядра ( $A_i$ ):

$$f_i = 2A_i / (A_i + 1)^2. \quad (24.7)$$

Таблица 24.2

*Значения эффективной дозы и среднегодовые допустимые плотности потока моноэнергетических нейтронов для лиц из персонала при внешнем облучении всего тела*

Энергия нейтронов, МэВ	Эффективная доза на единичный флюенс, $10^{-12} \text{ Зв} \cdot \text{см}^2$		Среднегодовая допустимая плотность потока, ДПП <sub>перс</sub> , $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	
	ИЗО	ПЗ	ИЗО	ПЗ
тепловые	3,30	7,60	990	430
1,0-7	4,13	9,95	791	328
1,0-6	5,63	13,8	580	237
1,0-5	6,44	15,1	507	216
1,0-4	6,45	14,6	507	224
1,0-3	6,04	14,2	541	230
0,01	7,70	18,3	424	179
0,02	10,2	23,8	320	137
0,05	17,3	38,5	189	84,9
0,10	27,2	59,8	120	54,6
0,20	42,4	99,0	77,1	33,0
0,50	75,0	188	43,6	17,4
1,0	116	282	28,2	11,6
1,2	139	310	25,1	10,5
2,0	178	383	18,4	8,53
3,0	220	432	14,9	7,56
4,0	250	458	13,1	7,13
5,0	272	474	12,0	6,89
6,0	282	483	11,6	6,76
7,0	290	490	11,3	6,67
8,0	297	494	11,0	6,61
10	309	499	10,6	6,55
14	333	496	9,81	6,59
20	343	480	9,52	6,81

*Примечание:* ИЗО – изотропное (4 $\pi$ ) поле излучения, ПЗ – облучение параллельным пучком в передне-задней геометрии.

Часть быстрых нейтронов, попадающих в биологический объект, замедляется до тепловых энергий, и результирующая доза равна сумме дозы от

упругих столкновений нейтронов с ядрами элементов биологической ткани и дозы от тепловых нейтронов. Вклад в дозу от тепловых нейтронов уменьшается с увеличением энергии нейтронов. Например, для нейтронов с энергией 1 МэВ он составляет примерно 11 %.

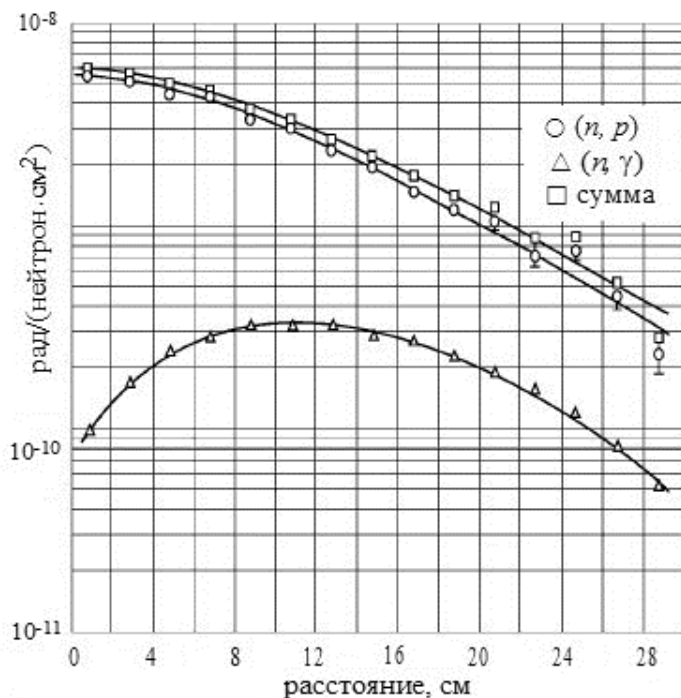


Рис. 24.5. Эквивалентная доза от быстрых нейтронов в биологической ткани [14]

На рис. 24.5 приведены результаты расчета методом Монте-Карло распределения эквивалентной дозы нейтронов с энергией 5 МэВ в биологической ткани. Хорошо видно, что у быстрых нейтронов основная передача энергии биологической ткани происходит в результате упругих столкновений нейтронов с ядрами водорода.

В табл. 24.2 приведены значения ДПП и эффективной дозы на единичный флюенс (переводные коэффициенты) для моноэнергетических нейтронов из НРБ-99/2009. В табл. 4.6 (лекция 4) приведены по-

добные коэффициенты перехода из Публикации 116 МКРЗ, которые рассчитаны методом Монте-Карло по нескольким программам для стандартного фантома взрослого человека в различных геометриях облучения уже после утверждения НРБ-99/2009.

## 24.2. Ослабление моноэнергетических нейтронов

Ослабление узкого пучка (пучка с хорошей геометрией) моноэнергетических нейтронов, так же как и пучка фотонов, происходит по экспоненциальному закону, например:

$$\phi(x) = \phi_0(x) \exp(-\Sigma d) = \phi_0(x) \exp(-d / \lambda), \quad (24.8)$$

где  $\phi_0(x) = q/4\pi x^2$  — плотность потока нерассеянных нейтронов с учетом геометрического ослабления;  $d$  — толщина защиты;  $\Sigma$  (или  $\Sigma_t$ ) — полное макроскопическое сечение взаимодействия нейтронов в данном защитном материале.  $\Sigma = n\sigma$ , где  $n = N_A \cdot \rho/A$  — плотность атомов (ядер);  $\sigma$  — микроскопическое полное сечение взаимодействия нейтронов;  $\lambda = 1/\Sigma$  — длина свободного пробега. Для плоского мононаправленного пучка геометрическое ослабление отсутствует. Если задана кратность ослабления плотности потока нейтронов (интенсивности излучения или дозы):

$$k = \phi_0 / \phi(x) = \exp(\Sigma d), \quad (24.9)$$

то толщину защиты  $d$  можно найти из выражения

$$d = \ln(k) / \Sigma. \quad (24.10)$$

Ослабление широкого пучка тепловых нейтронов можно представить в виде

$$\phi(x) = \phi_0(x) \exp(-d / L), \quad (24.11)$$

где  $L = 1 / \Sigma_a$  – длина релаксации;  $\Sigma_a$  – макроскопическое сечение поглощения нейтронов. На расстоянии  $L$  поле излучения тепловых нейтронов за счет поглощения убывает в  $e$  раз.

Для поглощения тепловых нейтронов следует использовать материалы с большим сечением поглощения, например кадмий, бор.

В табл. 24.3 приведены сечения рассеяния ( $\sigma_s$ ) и поглощения ( $\sigma_a$ ) тепловых нейтронов для элементов (Varley F. Sears Neutron scattering lengths and cross section. Neutron News, Vol. 3, No. 3, 1992, p. 26–37; см. также [6] и NIST Center for Neutron Research: <https://www.ncnr.nist.gov/resources/n-lengths/>). Сечения получены суммированием сечений изотопов элементов в соответствии с их распространенностью и приведены для средней энергии тепловых нейтронов 0,0253 эВ. Для элементов в табл. 24.3 сечение рассеяния определяется сечением упругого рассеяния, а сечение поглощения (за исключением бора) – сечением радиационного захвата. У бора в тепловой области сечение поглощения определяется сечением реакции ( $n, \alpha$ ) на изотопе  $^{10}\text{B}$ .

Таблица 24.3

Сечения тепловых нейтронов для элементов (барн)

Z	Элемент	$\sigma_s$	$\sigma_a$	Z	Элемент	$\sigma_s$	$\sigma_a$
5	Бор	5,24	767	47	Серебро	4,99	63,3
14	Кремний	2,167	0,171	48	Кадмий	6,50	2520
22	Титан	4,35	6,09	50	Олово	4,89	0,63
26	Железо	11,62	2,56	74	Вольфрам	4,60	18,3
29	Медь	8,03	3,78	78	Платина	11,71	10,3
42	Молибден	5,71	2,48	82	Свинец	11,12	0,171

**Пример 1.** Найти толщину защиты из Cd (Pb) для ослабления тепловых нейтронов с плотностью потока  $\phi_0 = 10^{12}$  нейтр/(см<sup>2</sup>·с) от плоского мононаправленного источника до ДПП персонала.

**Решение.** В соответствии с табл. 24.2 ДПП<sub>перс</sub> = 430 нейтр. см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>; кратность ослабления  $k \approx 2,3 \cdot 10^9$ . Для расчета используем выражение (24.11), сечение поглощения берем в табл. 24.3. Плотность Cd равна 8,65 г·см<sup>-3</sup>, а плотность Pb – 11,35 г·см<sup>-3</sup> (см. прил. 2, табл. П2.1). Для кадмия

$\Sigma_a = 116,7 \text{ см}^{-1}$ ,  $L = 0,00857 \text{ см}$ ; для свинца  $\Sigma_a = 5,64 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ ,  $L = 177 \text{ см}$ . Подставив кратность ослабления в (24.11), находим: толщина слоя Cd  $d_{Cd} \approx 1,85 \text{ мм}$ , а слоя Pb  $d_{Pb} \approx 3815 \text{ мм}$ .

**Пример 2.** Найти толщину защиты из воды, чтобы ослабить в  $10^9$  раз плотность потока нейтронов с энергией 14,1 МэВ, падающих на защиту от точечного изотропного источника нейтронов. Источник находится на расстоянии 1 м от защиты.

**Решение.** Для решения воспользуемся выражением (24.9), заменив  $x$  на  $x = R_3 + d$ , где  $R_3$  – расстояние от источника до защиты. Тогда с учетом геометрического ослабления и метода итераций получаем

$$d_n = \frac{1}{\Sigma} \ln \left[ k \left( \frac{R_3}{R_3 + d_{n-1}} \right)^2 \right]; d_0 = 0. \quad (24.12)$$

Полное макроскопическое сечение для воды вычисляем в соответствии с выражением (22.25) (лекция 22), полагая, что оно определяется изотопами  $^1\text{H}$  и  $^{16}\text{O}$ . Полные микроскопические сечения этих изотопов находим в базе данных [10]:  $\sigma_H = 0,68 \text{ б}$ ;  $\sigma_O = 1,59 \text{ б}$ . Концентрация ядер кислорода в воде равна  $3,34 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ , а водорода –  $6,68 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$  (см. табл. 22.4). В результате получаем  $\Sigma_{\text{H}_2\text{O}} \approx 0,1 \text{ см}^{-1}$ . После двух итераций  $d_{\text{H}_2\text{O}} = 185 \text{ см}$ .

### 24.3. Метод длин релаксации

Пространственное распределение плотности потока (мощности дозы) широкого пучка быстрых нейтронов с достаточной для практических целей точностью можно описать простой экспоненциальной зависимостью

$$\phi(x) = \phi_0 \exp(-x / L), \quad (24.13)$$

где  $L$  имеет размерность длины и называется *длиной релаксации*. В данном случае *длина релаксации* – это расстояние, на котором поле излучения нейтронов (*любого спектрального состава*) уменьшается в  $e$  раз. Длина релаксации аналогична длине свободного пробега для узкого пучка (пучка с хорошей геометрией) моноэнергетических нейтронов или фотонов. Выражение (24.13) записано без учета геометрического ослабления пучка.

Длина релаксации зависит от энергии нейтронов, вещества защиты, компоновки и геометрии защиты, толщины защиты, от энергии детектируемых нейтронов (пороговой энергии). По мере движения в веществе энергия нейтронов уменьшается и при этом изменяется сечение взаимодействия и длина релаксации. Длина релаксации сохраняет примерно постоянное значение лишь в слое защиты определенной толщины. Поэтому ее определяют для отдельных слоев защиты, в пределах которых ослабление нейтронов может быть описано экспоненциальной зависимостью с постоянным значением  $L$ . Но тогда всю защиту можно разбить на отдельные смежные слои, для каждого определить значение длины релаксации и выражение переписать в виде

$$\phi(x) = \phi_0 \exp\left(-\sum_{i=1}^m \Delta x_i / L_i\right), \quad (24.14)$$

где  $\Delta x_i$  – толщина слоя защиты, для которого длина релаксации равна  $L_i$ ;  $m$  – число слоев, на которые разбита защита.

В специальной литературе имеется обширная информация о длинах релаксации, которая получена экспериментально и с помощью расчетов ослабления нейтронов различных источников защитными веществами (см., например, [3, 6]). Следует иметь в виду, что данные о длинах релаксации приведены в таблицах для нейтронов с энергиями более некоторой (пороговой) энергии, т. е. для быстрых нейтронов. Следовательно, метод длин релаксации позволяет определить поле излучения быстрых нейтронов.

Исследования ослабления нейтронов показали, что на расстояниях от источника примерно 2...3 длины релаксации кривая ослабления может отличаться от экспоненциальной зависимости. Это отличие учитывают, вводя в выражение (24.14) соответствующий коэффициент  $f$ . Для моноэнергетических нейтронов значения  $f$  имеются в специальной литературе (например, [3, 6]), а для источников нейтронов со спектром деления  $f \approx 1$ . Запишем теперь окончательное выражение с учетом и геометрического ослабления:

$$\phi(x) = \frac{q \cdot f}{4\pi x^2} \exp\left(-\sum_{i=1}^m \Delta x_i / L_i\right), \quad (24.15)$$

где  $q$  – мощность источника нейтронов.

Для защитных сред, которые представляют собой смесь тяжелых и легких веществ, величину  $L$  можно рассчитать следующим образом:

$$1/L = c_{\text{л}}/L_{\text{л}} + c_{\text{т}}/L_{\text{т}}, \quad (24.16)$$

где  $c_{\text{л}}, c_{\text{т}}$  – относительные объемные концентрации легкого и тяжелого компонентов защиты ( $c_{\text{л}} + c_{\text{т}} = 1$ ),  $L_{\text{л}}, L_{\text{т}}$  – длины релаксации соответственно легкого и тяжелого компонентов защиты.

**Пример.** В полиэтиленовой призме больших размеров находится точечный изотропный источник моноэнергетических нейтронов с энергией 14,9 МэВ. Мощность источника  $q = 7 \cdot 10^7$  нейтр/с. Определить плотность потока нейтронов с энергией более 2 МэВ на расстоянии 50 см от источника [5].

**Решение.** Из табл. 6.9 справочника [6] для  $T_n = 14,9$  МэВ и для пороговой энергии 2 МэВ находим длину релаксации в полиэтилене:  $L = 12,8$  г/см<sup>2</sup>, которую можно использовать для толщины полиэтилена не более 69 г/см<sup>2</sup>. Заданная толщина полиэтилена 50 см при плотности 0,93 г/см<sup>3</sup> соответствует массовой толщине 46,5 г/см<sup>2</sup>. Из табл. 6.20 [6] находим коэффициент  $f = 2,5$  и по формуле (24.15) с одним слагаемым в сумме находим плотность потока нейтронов  $\phi = 148$  нейтр/(см<sup>2</sup> · с).

В табл. 24.4 приведены длины релаксации для трех типов источников нейтронов [13]. Фотонейтроны являются дополнительным источником излучения электронных ускорителей на энергии более 10 МэВ, которые используются как источники тормозного излучения.

Таблица 24.4

*Длина релаксации для эквивалентной дозы нейтронов (г/см<sup>2</sup>)*

Материал	Источник нейтронов		
	Фотонейтроны	$\alpha_{32}\text{Cf}$	$^{241}\text{Am-Be}$
Вода	5,7	7,8	9,5
Бетон	37–43	37	39,4–47,6
Железо		265	127
Свинец		227	238

#### 24.4. Метод сечения выведения

Если в спектре нейтронов имеются быстрые нейтроны, то защита должна быть гетерогенной. Процессы взаимодействия быстрых и тепловых нейтронов существенно отличаются. Для ослабления быстрых нейтронов необходимы тяжелые вещества, а тепловых нейтронов – водородсодержащие вещества. Для точного расчета гетерогенной защиты необходимо использовать статистическое моделирование (метод Монте-Карло) и специальные достаточно сложные программы. Например, надежный расчет защиты ядерных реакторов невозможен без использования специального программного обеспечения. Одна из таких программ – это MCNP, которая создана в Лос-Аламосской национальной лаборатории и используется для решения задач в области физики ядерных реакторов, радиационной защиты, радиационной медицины (<https://mcnp.lanl.gov/>).

Для приближенного (инженерного) расчета гетерогенной защиты, состоящей из водородсодержащих веществ (например, вода, полиэтилен, парафин) и тяжелых не содержащих водород веществ, предложен метод сечения выведения (Removal Cross Section).

В водородсодержащей среде у быстрых нейтронов большая длина релаксации (например, в воде у нейтронов с энергией 14 МэВ она равна 14,2 см) и быстрые нейтроны являются сильно проникающей компонентой нейтронного потока. Но если перед водородсодержащей средой поставить слой из тяжелого вещества, то в нем быстрые нейтроны потеряют большую часть энергии за счет неупругого рассеяния. Попадая затем в водородсодержащую среду с небольшой энергией, нейтроны будут интенсивно замедляться в результате упругого рассеяния на ядрах водорода, испытывая при этом значительное рассеяние. Нейтронный поток быстро станет изотропным с большой вероятностью поглощения за счет увеличения сечения радиационного захвата, и вероятность вылета нейтронов за пределы защиты значительно уменьшится (см. рис. 24.6).

<p><b>Тяжелое вещество:</b></p> <p>неупругое рассеяние быстрых нейтронов на тяжелых ядрах</p> <p>большой сброс энергии</p> <p>увеличение вероятности упругого рассеяния</p>	<p><b>Водородсодержащее вещество:</b></p> <p>большое сечение упруго рассеяния</p> <p>малый свободный пробег</p> <p>изотропное угловое распределение</p> <p>большая вероятность радиационного захвата</p> <p><i>небольшая вероятность выйти из защиты</i></p>
---	--

Рис. 24.6. К обоснованию метода сечения выведения

Физической основой метода сечения выведения является то, что процессы неупругого рассеяния нейтронов на ядрах тяжелых элементов в водородсодержащей среде, количество которой должно быть больше некоторого минимума, можно рассматривать как фиктивное поглощение нейтронов (*выведение* нейтронов из потока нейтронов, которые могут выйти из защиты). Нейтроны реально существуют, но вероятность их выхода за пределы защиты очень мала. Введение тяжелых элементов в водородсодержащую среду можно учесть простым экспоненциальным множителем

$$\exp(-\Sigma_{rem} \cdot d),$$

где  $\Sigma_{rem}$  (1/см) – макроскопическое сечение выведения;  $d$  – толщина слоя введенного тяжелого вещества.

Если бы упругое рассеяние быстрых нейтронов на тяжелых ядрах было изотропным, то сечение выведения равнялось бы полному сечению взаимодействия. Но угловое распределение нейтронов, рассеянных даже на тяжелых ядрах, является анизотропным, вытянутым в направлении первоначального движения нейтрона, поэтому сечение выведения меньше полного сечения. Для оценок  $\Sigma_{rem}$  можно использовать транспортное сечение [2]:

$$\Sigma_{rem} \approx \Sigma_{tr} = \Sigma - \Sigma_{el} \langle \cos \mathcal{G} \rangle. \quad (24.17)$$

На самом деле нет никаких теоретических оснований для вычисления сечения выведения и связь  $\Sigma_{rem}$  с элементарными сечениями взаимодействия нейтронов более сложная. Сечение выведения зависит от энергии нейтронов, состава тяжелого вещества, способа его введения в водородсодержащую среду, углового распределения нейтронов, геометрии эксперимента и др. Поэтому  $\Sigma_{rem}$  в основном определяют экспериментально. В табл. 24.5 приведены экспериментальные значения микроскопических сечений выведения некоторых элементов для нейтронов со спектром деления [6]. В табл. 24.6 приведены се-



чения выведения для химических соединений [6]. Как и для других сечений,

$$\Sigma_{rem} = n_0 \sigma_{rem} = \frac{N_A}{A} \rho \cdot \sigma_{rem}.$$

Таблица 24.5

*Микроскопические сечения выведения элементов  
для нейтронов спектра деления (барн)*

Элемент	$\sigma_{rem}$	Элемент	$\sigma_{rem}$	Элемент	$\sigma_{rem}$
Бериллий	1,07	Хром	1,77	Молибден	2,35
Бор	0,97	Железо	2,01	Кадмий	3,04
Алюминий	1,445	Никель	1,89	Вольфрам	2,51
Кремний	1,37	Медь	2,04	Свинец	3,53
Титан	1,75	Цирконий	2,36	Уран	3,60

Таблица 24.6

*Сечения выведения нейтронов деления для химических соединений (1/см)*

Соединение	Плотность г/см <sup>3</sup>	$\Sigma_{rem}$	Соединение	Плотность г/см <sup>3</sup>	$\Sigma_{rem}$
Бетон (блоки)	2,4	0,08	Парафин (C <sub>30</sub> H <sub>62</sub> )	0,952	0,109
H <sub>2</sub> O	1,0	0,097	Песок	2,2	0,082
D <sub>2</sub> O	1,10	0,0913	Полиэтилен (CH <sub>2</sub> ) <sub>n</sub>	0,93	0,124
Гидрид Li (LiH)	0,82	0,083	Резина	0,92	0,098
SiO <sub>2</sub>	2,32	0,076	Сталь (1% C)	7,83	0,163
Бористое железо	6,0	0,160	Сталь бористая	7,7	0,205
Кирпич обычный	2,21	0,071	Полиэтилен с бором	1,01	0,130

Сечение выведения составляет большую долю от полного сечения взаимодействия нейтронов. Для быстрых нейтронов и тяжелых веществ  $\Sigma_{rem} \approx (2/3)\Sigma$ . Впервые метод сечения выведения был применен для источников нейтронов деления, а затем распространен на источники нейтронов с произвольным спектром.

Различают сечение выведения для гетерогенных сред, когда тяжелое вещество вводится в водородсодержащую среду вблизи источника, и для гомогенных сред. В гомогенной среде тяжелое вещество должно быть равномерно распределено в водородсодержащей среде, например, в виде тонких слоев.

#### **24.4.1. Сечение выведения гетерогенных сред**

При использовании метода сечения выведения для гетерогенной среды необходимо, чтобы между тяжелым веществом (пластиной), которое вводится вблизи источника (рис. 24.7), и детектором (*D*) находилось некоторое минимальное количество водородсодержащего вещества ( $R_{мин}$ ). Тогда ослабление, например, мощности поглощенной дозы быстрых нейтронов можно представить в виде [3]

$$\dot{D}(z, d) = \dot{D}_H(z-d) \exp(-\Sigma_{rem} \cdot d), \quad (24.18)$$

где  $\dot{D}(z, d)$  – мощность дозы на расстоянии  $z$  от источника с учетом пластины из тяжелого вещества толщиной  $d$  (рис. 24.7, а);  $\dot{D}_H(z-d)$  – мощность дозы на расстоянии  $z$  от источника только в водородсодержащей среде без учета пластины (рис. 24.7, б), которую можно рассчитать, например, с помощью метода длин релаксации.

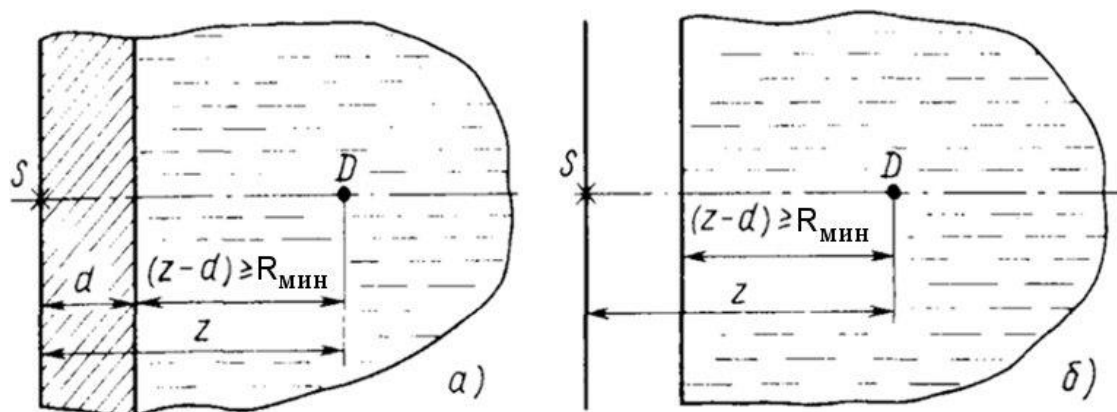


Рис. 24.7. Геометрия эксперимента по определению  $\Sigma_{rem}$  для гетерогенных сред [3]

С увеличением расстояния  $(z-d)$  величина сечения выведения возрастает и  $R_{мин}$  соответствует такой толщине  $(z-d)$ , начиная с которой величина  $\Sigma_{rem}$  становится постоянной ( $R_{мин}$  больше длины релаксации в водородсодержащей среде). В большинстве случаев для источников нейтронов деления величине  $R_{мин}$  соответствует слой примерно 4,5...6,5 г/см<sup>2</sup> водорода, что эквивалентно слою воды 40...60 см или слою полиэтилена толщиной 35...50 см. Величина  $R_{мин}$  зависит от энергии нейтронов, материала тяжелой пластины и порога детектирования нейтронов. Величина  $R_{мин}$  слабо зависит от толщины пластины до пяти длин релаксации [3].

Для экспериментального определения  $\Sigma_{rem}$  в этой геометрии проводят две серии измерений в соответствии с рис. 24.7, тогда из выражения (24.18) получаем

$$\Sigma_{rem} = \frac{1}{d} \ln \frac{\dot{D}_H(z-d)}{\dot{D}(z, d)}. \quad (24.19)$$

Обычно при экспериментальном определении  $\Sigma_{rem}$  регистрируют плотность потока тепловых нейтронов  $\phi_H(z-d)$  и  $\phi(z, d)$ .

Для ослабления плотности потока ( $\phi_0$ ) плоского мононаправленного источника нейтронов в геометрии на рис. 24.7, а можно использовать следующее выражение [2] (водородсодержащей средой является вода):

$$\phi(z, d) = \phi_0 \exp\left[-\Sigma_{\text{H}_2\text{O}}(z - d)\right] \exp(-\Sigma_{rem} \cdot d), \quad (24.20)$$

где  $\Sigma_{\text{H}_2\text{O}}$  – полное макроскопическое сечение нейтронов в воде. Если известна длина релаксации, то  $\Sigma_{\text{H}_2\text{O}}(z - d) \equiv (z - d) / L_{\text{H}_2\text{O}}$ . Для точечного и изотропного источника необходимо дополнительно учитывать геометрическое ослабление.

**Пример 1.** Определить кратность ослабления плотности потока быстрых нейтронов деления точечного изотропного источника защитой, состоящей из свинца  $d_1 = 20$  см и воды  $d_2 = 120$  см ( $L_{\text{H}_2\text{O}} = 10$  см). Источник с мощностью  $q$  нейтр/с находится на расстоянии  $r = 1$  м от защиты.

**Решение.** Кратность ослабления плотности потока нейтронов определяется геометрическим ослаблением, ослаблением слоем свинца и слоем воды и равна:

$$k = \left(\frac{z}{r}\right)^2 \exp(\Sigma_{rem} \cdot d_1) \cdot \exp\left[d_2 / L_{\text{H}_2\text{O}}\right],$$

где  $z = r + d_1 + d_2$ ;  $\Sigma_{rem}^{\text{Pb}} = \frac{N_A}{A} \rho \cdot \sigma_{rem}^{\text{Pb}} = 0,116$  1/см ( $\sigma_{rem}^{\text{Pb}} = 3,53$  б см. таб. 24.5).

Подставляя соответствующие значения в выражение для кратности ослабления, получаем  $k \approx 9,5 \cdot 10^6$ .

Если тяжелое вещество представляет собой набор из  $m$  пластин различных материалов, тогда закон ослабления мощности поглощенной дозы (24.18) будет иметь следующий вид:

$$\dot{D}(z, \sum_{i=1}^m d_i) = \dot{D}_H(z - \sum_{i=1}^m d_i) \exp\left[-\sum_{i=1}^m (\Sigma_{rem, i} \cdot d_i)\right]. \quad (24.21)$$

Макроскопическое массовое сечение выведения  $\mu_{rem}$  (см<sup>2</sup>/г) для сложных по химическому составу сред можно рассчитать по формуле

$$\mu_{rem} = \sum_{i=1}^m w_i \cdot \mu_{rem, i}, \quad (24.22)$$

где  $\mu_{rem, i}$  – массовое сечение выведения  $i$ -го элемента;  $w_i$  – массовая доля этого элемента.

Массовое сечение выведения (см<sup>2</sup>/г) определенного элемента для источника нейтронов деления можно рассчитать по следующей эмпирической формуле [6, 14]:

$$\mu_{rem} = 0,206 A^{-1/3} Z^{-0,294}. \quad (24.23)$$

#### 24.4.2. Сечение выведения гомогенных сред

Для гомогенной смеси водорода с более тяжелыми компонентами (отличными от водорода) при массовой доле водорода в смеси не менее 0,3 %

(для воды 15...18 %) [7] закон ослабления мощности поглощенной дозы можно записать в следующем виде:

$$\dot{D}(z) = \dot{D}_H(z) \exp \left[ - \sum_{i=1}^m \left( \sigma_{rem,i} \frac{N_A}{A_i} \rho_i \cdot z \right) \right], \quad (24.24)$$

где  $\dot{D}(z)$  – мощность дозы нейтронов на расстоянии  $z$  от источника в гомогенной среде;  $\dot{D}_H(z)$  – мощность дозы нейтронов на расстоянии  $z$  от источника в чистом водороде с эквивалентной объемной плотностью;  $\sigma_{rem,i}$  – микроскопическое сечение выведения  $i$ -го компонента;  $A_i$ ,  $\rho_i$  – атомная масса и объемная плотность  $i$ -го компонента.

**Пример 2.** В эксперименте определяли микроскопическое сечение выведения углерода для гомогенной смеси. Для этого к воде, находящейся в баке, добавляли углерод в таком количестве, что его парциальная плотность в среде составила 0,354 г/см<sup>3</sup>. Мощность дозы быстрых нейтронов, измеренная на расстоянии  $z = 50$  см от точечного изотропного источника нейтронов деления, составляла 0,53 от измеренной в той же точке мощности дозы в «чистой» воде с эквивалентной для данной смеси объемной плотностью (плотность среды после удаления из нее водорода). Определить сечение выведения углерода для гомогенной среды [5].

**Решение.** В соответствии с выражением (24.24)

$$\frac{\dot{D}}{\dot{D}_H} = 0,53 = \exp \left( - \sigma_{rem} \frac{N_A}{A} \rho z \right),$$

где  $\sigma_{rem}$  – микроскопическое сечение выведения углерода;  $\rho = 0,354$  г/см<sup>3</sup> – его плотность,  $A = 12$ . Логарифмируя это выражение, получаем

$$\sigma_{rem} = \frac{\ln(1/0,53) \cdot 12}{6,02 \cdot 10^{23} \cdot 0,354 \cdot 50} = 0,715 \cdot 10^{24} \text{ см}^2.$$

Для расчета ослабления плотности потока нейтронов в гомогенной среде, состоящей из воды и тяжелого компонента, вместо выражения (24.20) необходимо использовать следующее выражение [2]:

$$f(z) = f_0 \exp \left[ - (n_{\text{H}_2\text{O}} \cdot \sigma_{\text{H}_2\text{O}} + n \cdot \sigma_{rem}) z \right], \quad (24.25)$$

где  $n_{\text{H}_2\text{O}}$  и  $n$  – это соответственно количество атомов воды и тяжелого компонента в 1 см<sup>3</sup> смеси;  $\sigma_{\text{H}_2\text{O}}$  и  $\sigma_{rem}$  – полное микроскопическое сечение воды и микроскопическое сечение выведения тяжелого компонента.

Сечения выведения для гомогенных сред, так же как и для гетерогенных сред, измерены экспериментально. Различие в сечениях для этих сред небольшое и практически лежит в пределах экспериментальных погрешностей 5...10 %.

В работах [2, 3, 6, 7, 15] имеются данные о сечениях выведения гетерогенных и гомогенных сред, а также дополнительная информация об использовании метода сечения выведения при расчетах защиты от нейтронов.

Для источников нейтронов деления длина релаксации, измеренная детектором с эффективным энергетическим порогом около 3 МэВ в среде, не содержащей водорода, с точностью  $\sim 10\%$  совпадает с длиной релаксации, рассчитанной для данной среды на основании сечения выведения [3, 6], т. е.  $L \approx 1/\Sigma_{rem}$ . Следовательно, в таких средах  $\Sigma_{rem}$  можно использовать для расчета ослабления нейтронов с энергиями более 3 МэВ от источника нейтронов деления.

#### 24.5. Коэффициенты накопления подпороговых нейтронов<sup>1</sup>

Мощность поглощенной или эквивалентной дозы быстрых нейтронов с энергией, большей некоторой пороговой энергии  $T_{пор}$  за защитой толщиной  $d$ , можно рассчитать с помощью методов длин релаксации или сечения выведения. Вклад в мощность дозы от нейтронов с энергиями  $T < T_{пор}$  можно учесть с помощью *коэффициента накопления подпороговых нейтронов* (КНПН). Дозовый КНПН по эквивалентной дозе ( $k_d$ ) для толщины защиты  $d$  представляет собой отношение показания детектора, регистрирующего вклад в дозу от нейтронов всех энергий, к показанию детектора, регистрирующего вклад только от быстрых нейтронов с энергиями  $T > T_{пор}$ :

$$k_d(d, T_{пор}) = \frac{\dot{H}_6(d, T_{пор}) + \dot{H}_{т.м.п.}(d, T_{пор})}{\dot{H}_6(d, T_{пор})} = 1 + \frac{\dot{H}_{т.м.п.}(d, T_{пор})}{\dot{H}_6(d, T_{пор})}, \quad (24.26)$$

где  $\dot{H}_6(d, T_{пор})$  – мощность эквивалентной дозы быстрых нейтронов с  $T > T_{пор}$ ;  $\dot{H}_{т.м.п.}(d, T_{пор})$  – суммарная мощность эквивалентной дозы тепловых, медленных и промежуточных нейтронов с  $T < T_{пор}$  (подпороговых нейтронов). Аналогично можно ввести понятие коэффициента накопления для числа или энергии подпороговых нейтронов.

Если КНПН известен, то полная мощность эквивалентной дозы нейтронов  $\dot{H}(d)$  по известной мощности дозы быстрых нейтронов  $\dot{H}_6(d, T_{пор})$  определяется по формуле

$$\dot{H}(d) = \dot{H}_6(d, T_{пор}) \cdot k_d(d, T_{пор}). \quad (24.27)$$

По аналогии с формулой (24.26) можно ввести понятия дозового коэффициента накопления промежуточных нейтронов и дозового коэффициента накопления тепловых нейтронов:

$$k_d^п(d) = 1 + \frac{\dot{H}_п(d)}{\dot{H}_6(d)}; \quad k_d^т(d) = 1 + \frac{\dot{H}_т(d)}{\dot{H}_6(d)}. \quad (24.28)$$

Коэффициенты накопления имеются в [3, 6]. Эти значения определяют экспериментально или рассчитывают, исходя из данных о дозовом распреде-

<sup>1</sup> На основе работ [3, 6].

лении нейтронного излучения в различных средах. Величина КНПН зависит от вещества, которое используется для защиты от нейтронов.

**Водородсодержащие среды.** Наиболее проникающая группа нейтронов для таких сред – это быстрые нейтроны, которые и определяют вклад в полную мощность эквивалентной дозы. На расстоянии от источника больше 2...4 длины релаксации нейтронов источника в таких средах устанавливается равновесный спектр нейтронов, т. е. спектр, слабо меняющийся с дальнейшим увеличением толщины защиты. В результате значение КНПН почти не меняется (очень слабо возрастает) с увеличением толщины защиты. Для источника нейтронов деления в воде и полиэтилене  $k_d(d, T_{\text{пор}} = 2 \text{ МэВ}) \approx 2$  [6], т. е. половина полной мощности дозы нейтронов приходится на быстрые нейтроны, а половина – на подпороговые. В обычном бетоне ( $\rho = 2,35 \text{ г/см}^3$ )  $k_d(d, T_{\text{пор}} = 1,4 \text{ МэВ}) = 4,2$  [6]. Для источников (Po- $\alpha$ -Be), (Ra- $\alpha$ -Be), (Pu- $\alpha$ -Be) в воде толщиной  $d = 30 \dots 120 \text{ см}$   $k_d(d, T_{\text{пор}} = 2 \text{ МэВ}) = 1,6$  [3].

**Материалы, не содержащие водород.** Для таких сред не устанавливается равновесный спектр. Наиболее проникающей компонентой являются нейтроны с энергиями менее 0,5...1,0 МэВ. В тяжелых веществах (свинец, железо, титан, вольфрам, молибден) КНПН постоянно возрастает с увеличением толщины слоя вещества  $d$  и может принимать большие значения: 10...100 (см. рис. 24.8).

**Многослойная защита.** Защита реальных ядерно-технических установок обычно бывает гетерогенной. Для двухслойных защит из тяжелого (вблизи источника) и легкого

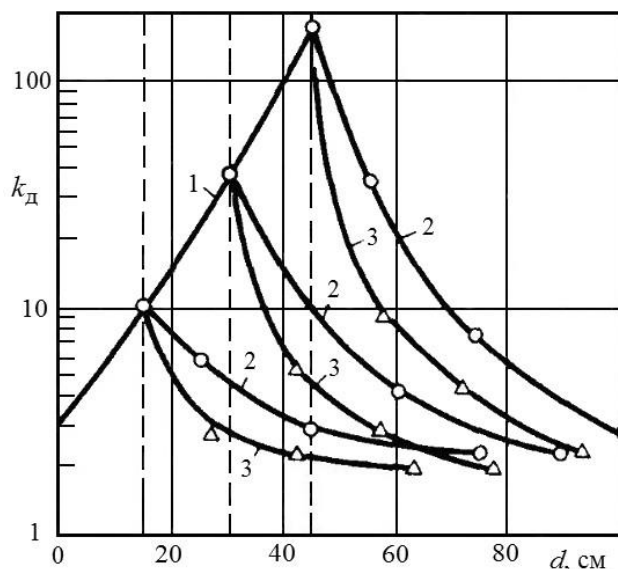


Рис. 24.8. Зависимость КНПН с  $T_{\text{пор}} = 2 \text{ МэВ}$  от толщины среды из Fe (1), Fe и серпентинитового бетона (2), Fe и полиэтилена с бором (3). Вертикальные пунктирные линии показывают границы раздела сред [3]

и легкого веществ эффект накопления замедляющихся нейтронов в первом слое полностью компенсируется вторым, если толщина легкого материала составляет примерно 4...5 длин релаксации быстрых нейтронов (рис. 24.8). При такой толщине второго слоя КНПН принимает значение, характерное для бесконечной среды из материала второго слоя, и с увеличением толщины этого слоя остается практически постоянным.

**Пример.** Слева в плотную у железной пластины толщиной  $d = 40 \text{ см}$  нахо-

дится точечный изотропный источник нейтронов с энергией  $T = 14,9$  МэВ и мощностью  $q = 10^6$  нейтр/с. Найти сразу за пластиной: мощность эффективной дозы быстрых нейтронов  $\dot{E}_6(d, T_{\text{пор}})$  с  $T_{\text{пор}} = 2$  МэВ и полную мощность эффективной дозы  $\dot{E}(d)$ . Использовать передне-заднюю геометрию облучения [2].

**Решение.** Мощность эффективной дозы быстрых нейтронов найдем с помощью метода длин релаксации через плотность потока (выражение (24.13)):

$$\dot{E}_6(d, T_{\text{пор}}) = \frac{q \cdot f}{4\pi d^2} \cdot \exp(-d/L) \delta_E, \quad (24.29)$$

где коэффициент  $f = 2,7$  (табл. 6.20 в [6]); длина релаксации  $L = 64,2$  г/см<sup>2</sup> (табл. 6.9 в [6]), при плотности железа  $7,78$  г/см<sup>3</sup>  $L = 8,2$  см;  $\delta_E$  – переводной коэффициент, который берем из табл. 24.2. Для энергетического интервала  $2 \dots 14,9$  МэВ в передне-задней геометрии  $\delta_E \approx 450 \cdot 10^{-12}$  Зв·см<sup>2</sup>. Подставляя все значения в формулу (24.29) и проведя вычисления, получаем

$$\dot{E}_6(d, T_{\text{пор}}) = 4,6 \cdot 10^{-10} \text{ Зв/с} = 1,66 \text{ мкЗв/ч.}$$

Если учитывать только вклад быстрых нейтронов, то за такой защитой может находиться даже персонал гр. Б. Но из пластины выходят и нейтроны с энергиями менее 2 МэВ, которые в железе интенсивно накапливаются. Найдем полную мощность эффективной дозы:

$$\dot{E}(d) = \dot{E}_6(d, T_{\text{пор}}) \cdot k_d(d, T_{\text{пор}} = 2 \text{ МэВ}).$$

Значение  $k_d(d, T_{\text{пор}} = 2 \text{ МэВ}) = 100$  (рис. 24.8). В результате получаем  $\dot{E}(d) = 166$  мкЗв/ч, что много больше, чем ДМД для персонала гр. А.

Вклад нейтронов различных энергетических групп в полную дозу зависит от спектра нейтронов источника, от вещества и толщины защиты. Например, в воде толщиной 30–120 см для спектра нейтронов деления вклад в полную мощность эквивалентной дозы следующий [6]:

- тепловые нейтроны ( $T < 1$  эВ) – 6,5 %;
- медленные нейтроны ( $1 \text{ эВ} < T \leq 100 \text{ эВ}$ ) – 0,5 %;
- промежуточные нейтроны ( $100 \text{ эВ} < T \leq 0,5 \text{ МэВ}$ ) – 7,5 %;
- быстрые нейтроны ( $T > 0,5 \text{ МэВ}$ ) – 85,5 %.

В железе толщиной более 90 г/см<sup>2</sup>:

- медленные нейтроны – 7 %;
- промежуточные нейтроны – 93 %.

Анализ дозовых распределений нейтронов в различных средах показывает следующие закономерности:

- при расчете защиты от нейтронного излучения необходимо учитывать возможный вклад в дозу от нейтронов всех энергетических групп (тепло-

вых, промежуточных, быстрых), причем в различных защитных средах разные энергетические группы нейтронов определяют основной вклад в дозу;

- изменение граничных энергий между группами может существенно повлиять на распределение нейтронов по этим группам;
- расчетные данные могут отличаться от результатов измерений за защитой ядерно-технических установок. Причиной этого обычно является увеличение в реальных условиях вклада низкоэнергетических нейтронов за счет отражения окружающих рассеивателей: оборудования, стен и пола помещений.

#### 24.6. Защита из воды от нейтронов ( $\alpha, n$ ) источников

Источники нейтронов, образующиеся по реакции ( $\alpha, n$ ) нашли широкое практическое применение в лабораторных условиях. Для расчета защиты от этих источников используют несколько типов номограмм, которые построены по рассчитанным данным пространственно-энергетического распределения нейтронов в бесконечной водной среде. Для барьерных защит полная доза на границе может быть меньше по сравнению с расчетами по номограммам примерно на 25...50 % [6].

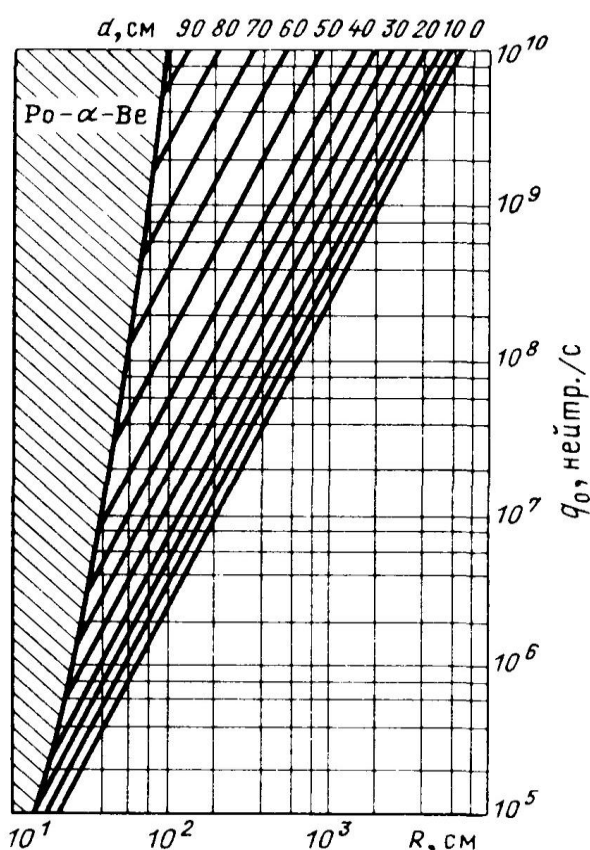


Рис. 24.9. Номограмма первого типа для расчета защиты от нейтронов источника ( $Po-\alpha-Be$ )

**Номограммы первого типа.** Эти номограммы (рис. 24.9 и 24.10 [3]) связывают мощность источника  $q_0$  нейтр/с, расстояние от источника до точки детектирования  $R$  и толщину защиты из воды  $d$ .

Номограммы построены для профессионального облучения со временем работы 36 ч в неделю и ПДД = 1 мЗв в неделю (в соответствии с НРБ-87). По НРБ-99/2009 для персонала гр. А ПДД = 0,432 мЗв в неделю, поэтому для расчета по этим номограммам необходимо вводить фиктивную мощность источника, умножив  $q_0$  на коэффициент, равный отношению старой и новой ПДД:  $\tilde{q} = 2,3 \cdot q_0$ .



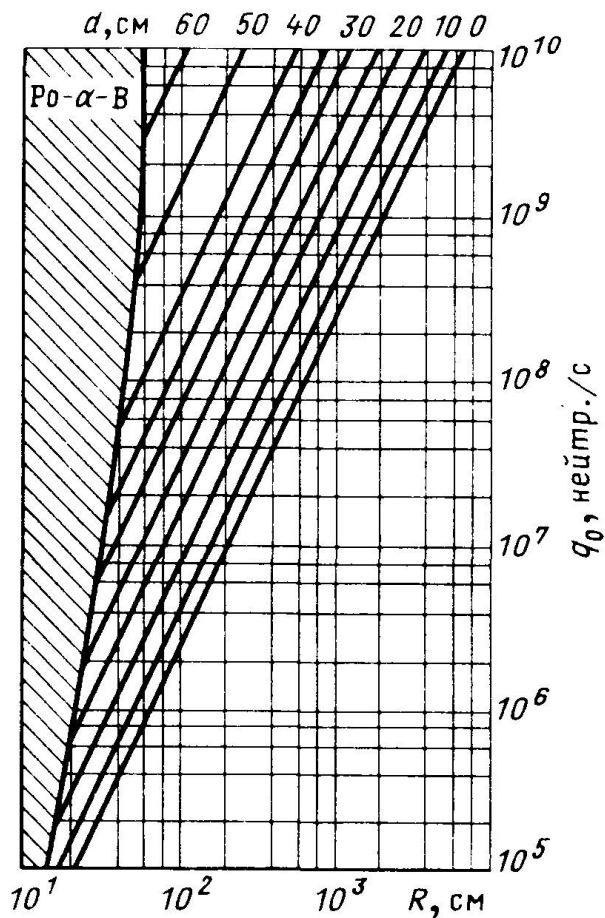


Рис. 24.10. Номограмма первого типа для расчета защиты от нейтронов источника (Po-α-B)

**Пример 1.** Рассчитать толщину защиты из воды от нейтронов точечного изотропного источника (Po-α-Be) с мощностью  $q_0 = 5 \cdot 10^7$  нейтр/с, которая обеспечит допустимые условия работы для персонала гр. А при работе 36 ч в неделю. Расстояние от источника до рабочего места равно 2 м.

**Решение.** Находим фиктивную мощность источника нейтронов:  $\tilde{q} = 2,3 \cdot q_0 = 1,15 \cdot 10^8$  нейтр/с. По номограмме на рис. 24.9 для  $R = 200$  см находим толщину защиты из воды:  $d \approx 35$  см. Как отмечено выше, для барьерной геометрии толщину защиты можно сделать меньше.

Номограммы можно использовать и для других ПДД, но при этом необходимо вводить фиктивную мощность источника, умножая имеющуюся мощность на отношение 1 мЗв к заданной ПДД.

**Номограмма второго типа.** Эта номограмма (рис. 24.11 [3]) показывает зависимость кратности ослабления  $k$  от толщины защиты из воды для четырех источников нейтронов: (Po-α-Be), (Ra-α-Be), (Po-α-B), (Pu-α-Be).

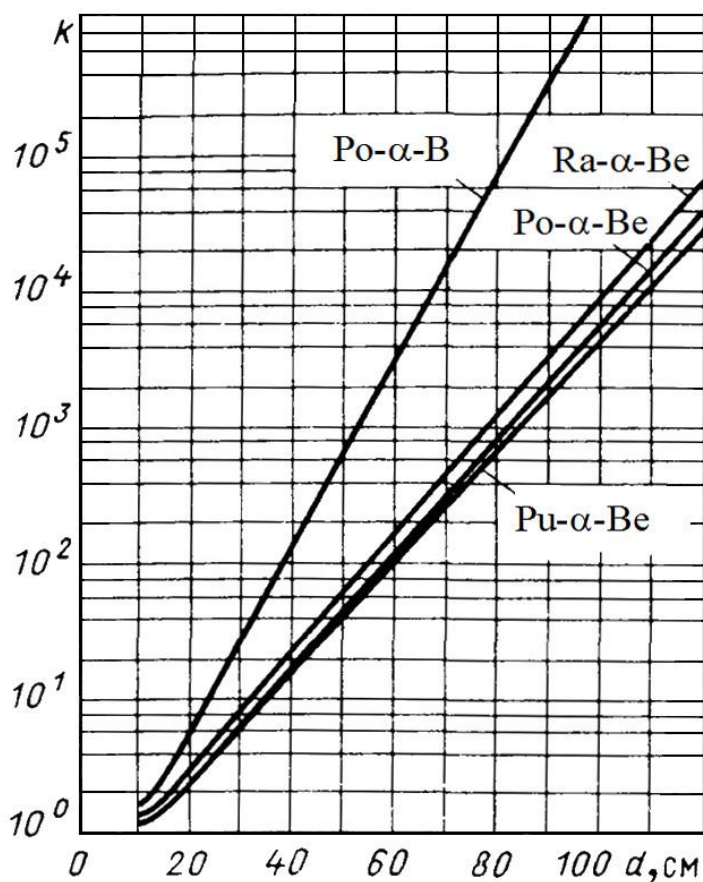


Рис. 24.11. Номограмма второго типа для расчета защиты от нейтронов по кратности ослабления водой

**Пример 2.** Точечный изотропный источник (Po- $\alpha$ -B) мощностью  $q = 5 \cdot 10^6$  нейтр/с помещен в центре сферической емкости диаметром 1 м наполненной водой. Определить плотность потока нейтронов на границе емкости.

**Решение.** Находим плотность потока нейтронов на границе емкости с учетом только геометрического ослабления:

$$\phi_1 = \frac{q}{4\pi R^2} = \frac{5 \cdot 10^7}{4\pi 50^2} = 1,6 \cdot 10^3 \frac{\text{нейтр.}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}$$

В емкости находится вода, которая дополнительно ослабляет плотность потока нейтронов. По номограмме на рис. 24.11 находим кратность ослабления  $k = 6 \cdot 10^2$ . В результате  $\phi = \phi_1 / k \approx 3$  нейтр/(см<sup>2</sup> · с).

**Номограммы третьего типа.** Номограммы (рис. 24.12 и 24.13) построены для профессионального облучения и связывают между собой измеренную или рассчитанную мощность эквивалентной дозы  $\dot{H}$ , время облучения  $t$  ч в сутки и толщину защиты  $d$ . Они рассчитаны для ПДД = 0,167 мЗв в день [2] (1 мЗв в неделю).

В соответствии с НРБ-99/2009 для персонала гр. А ПДД = 0,072 мЗв в день (0,432 мЗв в неделю), поэтому для расчета по этим номограммам необходимо вводить фиктивную мощность эквивалентной дозы, умножив  $\dot{H}$  на коэффициент, равный отношению старой и новой ПДД:  $\tilde{H} = 2,3 \cdot \dot{H}$ .

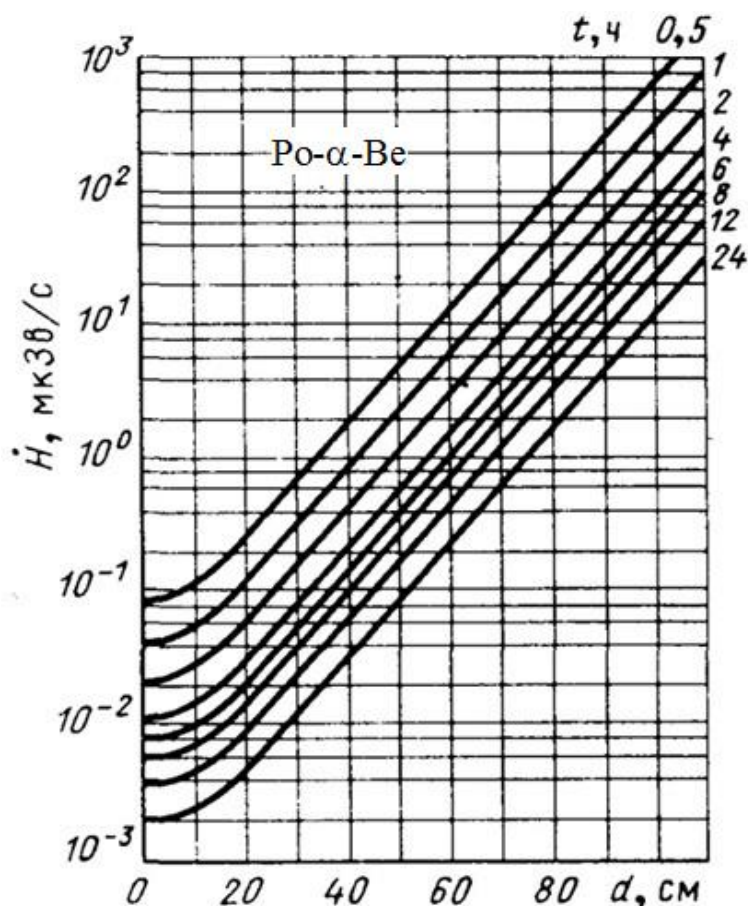


Рис. 24.12. Номограмма третьего типа для расчета защиты от нейтронов источника (Po-α-Be) [3]

Номограммы третьего типа можно использовать и для других ПДД, но при этом необходимо вводить фиктивную мощность эквивалентной дозы, умножая имеющуюся мощность дозы на отношение 1 мЗв к заданной ПДД за неделю.

Номограммы первого и третьего типов для источника (Po-α-Be) можно использовать с хорошей точностью и для источников нейтронов (Pu-α-Be) и с несколько меньшей точностью для источников (Ra-α-Be). Неточность при использовании этих номограмм для других источников (α, n) можно оценить, исходя из номограммы третьего типа для (Po-α-Be), по которой можно определить длину релаксации нейтронов  $L$  по полной эквивалентной дозе [3].

Длины релаксации в воде для источников (α, n) имеют следующие значения:

- источник (Po-α-B) –  $L = 6,3$  см;

- источник (Ra- $\alpha$ -Be) –  $L = 9,8$  см;
- источник (Po- $\alpha$ -Be) –  $L = 10,3$  см;
- источник (Pu- $\alpha$ -Be) –  $L = 10,5$  см.

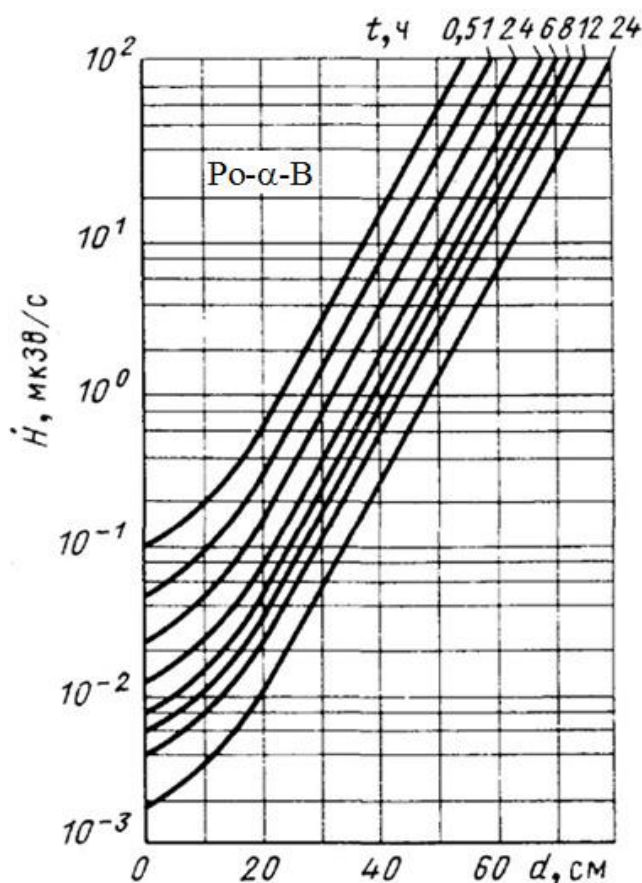


Рис. 24.13. Номограмма третьего типа для расчета защиты от нейтронов источника (Po- $\alpha$ -B) [4]

Если в качестве защиты используется парафин, то следует учитывать, что для источника (Po- $\alpha$ -B) длина релаксации в парафине в 1,2 раза меньше, чем в воде, а для источника (Po- $\alpha$ -Be) в 1,16 раза [3].

Еще раз отметим, что приведенные номограммы рассчитаны для бесконечной водной среды, и при их использовании для барьерной геометрии толщина защиты будет несколько завышена.

### 24.7. Защита от смешанного нейтронного и гамма-излучения

Сложность защиты от нейтронов заключается в том, что всегда необходимо проводить расчет защиты от сопутствующего гамма-излучения источника, а также анализ рождения и ослабления вторичного гамма-излучения, возникающего в защите. Часто доза за защитой определяется не прошедшим нейтронным излучением, а вторичным гамма-излучением.

На рис. 24.14 приведена зависимость мощности эквивалентной дозы различных компонент излучения от толщины защиты из воды и бетона для

точечного изотропного источника  $^{252}\text{Cf}$  с мощностью  $q = 1$  нейтр/с. Как следует из рис. 24.14, чем легче защитная среда, тем больше вклад в дозу за защитой от гамма-излучения.

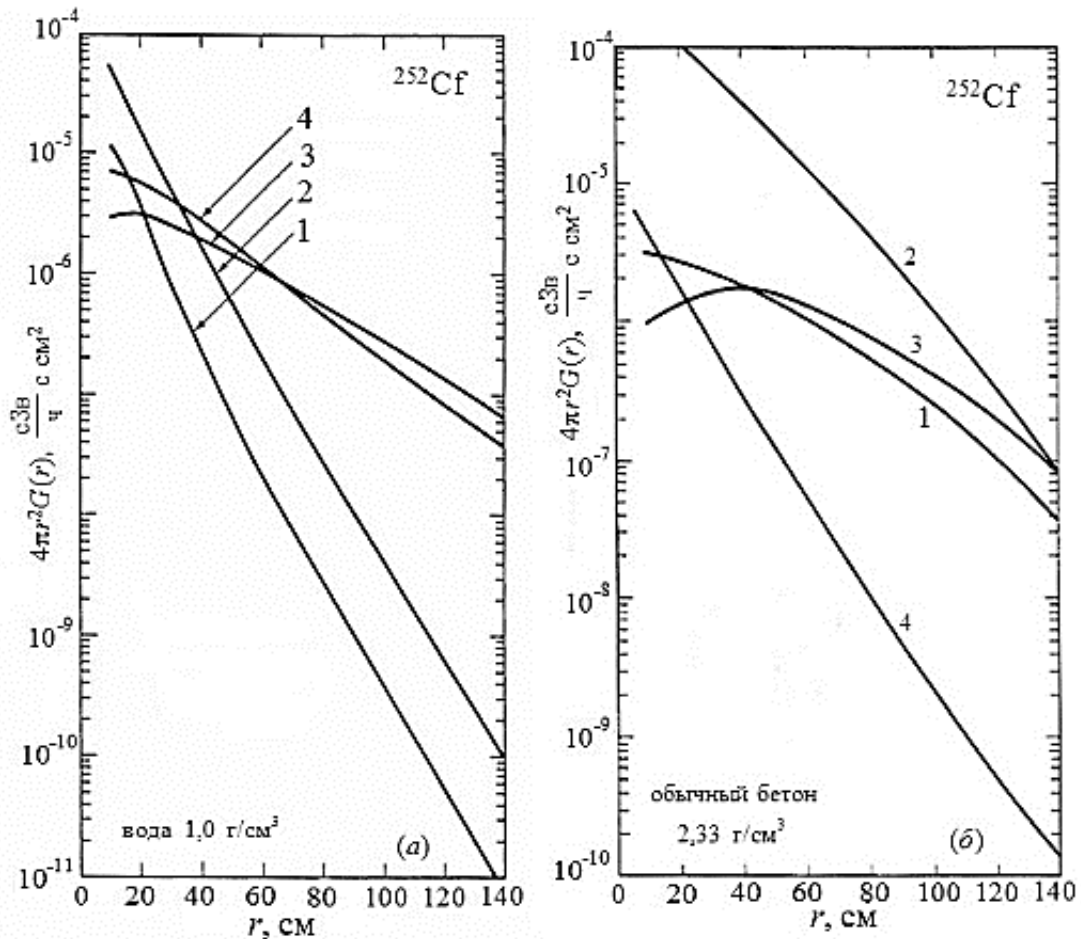


Рис. 24.14. Мощность эквивалентной дозы в зависимости от толщины защиты из воды (а) и бетона (б) [8]:

1 – тепловые нейтроны; 2 – быстрые нейтроны; 3 – гамма-излучение радиационного захвата; 4 – гамма-излучение источника

Кроме непосредственного гамма-излучения источников нейтронов, которое возникает в результате ядерных реакций, приводящих к рождению нейтронов, гамма-излучение рождается при взаимодействии распространяющихся нейтронов с ядрами конструкционных материалов и защитой. Для быстрых нейтронов – это гамма-кванты, рождающиеся при неупругом рассеянии, а медленные и промежуточные нейтроны образуют вторичное гамма-излучение главным образом в результате радиационного захвата. Как правило, тяжелая компонента защиты располагается вблизи источника нейтронов (активной зоны), где велика плотность нейтронов, что способствует возникновению мощного гамма-излучения.

Следует иметь в виду, что энергии гамма-квантов, возникающих при неупругом рассеянии нейтронов, в основном много меньше, чем при радиацион-

ном захвате, и часто именно гамма-излучение радиационного захвата вносит основной вклад в дозу за защитой.

Трудности определения поля вторичного гамма-излучения в защите заключаются в том, что источник этого излучения распределен (и распределен неравномерно) во всей защите. Кроме этого, для большинства средних и тяжелых элементов спектры захватного излучения содержат очень большое число гамма-линий, исключающее их непосредственное использование в расчетах при решении прикладных задач [1].

Отметим некоторые закономерности формирования вторичного гамма-излучения в различных средах [1, 3, 6]:

- в легких средах отношение  $\dot{H}_\gamma / \dot{H}_n$  растет с ростом толщины среды  $d$ , проходит при некотором  $d_0$  через 1 и с дальнейшим ростом  $d$  становится больше 1. В воде для нейтронов спектра деления величина  $d_0$  равна примерно 36 см;
- для тяжелых веществ отношение  $\dot{H}_\gamma / \dot{H}_n$  с толщиной защиты  $d$  изменяется значительно слабее, чем в легких средах;
- в большинстве случаев основной вклад в характеристики поля гамма-излучения вносит захватное гамма-излучение. Гамма-излучение, сопровождающее неупругое рассеяние нейтронов на ядрах, может вносить значительный вклад в характеристики поля вторичного гамма-излучения, если на входе в среду имеется жесткий спектр нейтронов;
- энергетический спектр и угловое распределение плотности потока захватного гамма-излучения практически не зависят от углового распределения нейтронов на входе в защиту;
- для снижения выхода захватного гамма-излучения можно использовать гомогенное или гетерогенное борирование среды. Сечение реакции  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$  велико в области энергий тепловых и промежуточных нейтронов (см. лекцию 22, рис. 22.18), что приводит к их интенсивному поглощению и при этом возникает гамма-излучение с небольшой энергией – 0,478 МэВ. Эффективность борирования очень высока для легких и тяжелых водородсодержащих материалов для любых спектров нейтронов на входе в защиту. Эффективность борирования тяжелых материалов, не содержащих водород, зависит от вида материала, спектра нейтронов источника и может быть низкой;
- все способы, применяемые для уменьшения выхода захватного гамма-излучения, не пригодны для уменьшения потока гамма-излучения, возникающего при неупругих рассеяниях нейтронов, т. к. это излучение определяется быстрыми нейтронами, а веществ с большим поглощением быстрых нейтронов нет;
- наилучшими для минимального выхода вторичного гамма-излучения являются среды, состоящие из смеси легких и тяжелых веществ.

Расчет защиты от совместного нейтронного и гамма-излучения сводится к определению такой толщины защиты, за которой мощность эквивалентной дозы от обоих видов излучения не превышает заданную ДМД:

$$\text{ДМД} \leq \frac{\dot{H}_n}{k_n} + \frac{\dot{H}_\gamma}{k_\gamma}, \quad (24.30)$$

где  $\dot{H}_n$  и  $\dot{H}_\gamma$  – соответственно мощность эквивалентной дозы нейтронного и фотонного излучения;  $k_n$  и  $k_\gamma$  – необходимые кратности ослабления нейтронного и фотонного излучения защитой.

**Пример 1.** Рассчитать отношение мощности эффективной дозы нейтронного и гамма-излучения ( $\dot{E}_\gamma / \dot{E}_n$ ) для точечного изотропного источника (Po- $\alpha$ -Be) с мощностью  $q = 10^9$  нейтр/с, который находится в центре цилиндрического бака с водой диаметром 80 см (160 см). Считать, что на 1 нейтрон испускается 1 гамма-квант с энергией 4,44 МэВ. Использовать передне-заднюю геометрию облучения.

### Решение

**I.** Находим мощность эффективной дозы от нейтронов.

1. Определяем плотность потока нейтронов на выходе из защиты с учетом только геометрического ослабления:

$$\tilde{\phi}_n = \frac{q}{4\pi r^2} = \frac{10^9}{4\pi \cdot 40^2} = 5 \cdot 10^4 \frac{1}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}.$$

2. Дополнительное ослабление нейтронов водой найдем по номограмме 2-го типа на рис. 24.11, получаем  $k = 18$ . С учетом ослабления плотность потока нейтронов водой

$$\phi_n = \frac{\tilde{\phi}_n}{k} = 2,8 \cdot 10^3 \frac{1}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}.$$

3. Мощность эффективной дозы найдем с помощью переводного коэффициента из табл. 24.2. Для средней энергии нейтронов источника (Po- $\alpha$ -Be), равной 4,5 МэВ, и передне-задней геометрии облучения  $\delta_E^n = 465 \cdot 10^{-12}$  Зв·см<sup>2</sup>. Следовательно, мощность эффективной дозы быстрых нейтронов

$$\dot{E}_{n,\delta} = \phi_n \cdot \delta_E^n = 2,8 \cdot 10^3 \cdot 465 \cdot 10^{-12} = 1,3 \cdot 10^{-6} \text{ Зв/с} = 4,7 \cdot 10^3 \text{ мкЗв/ч}.$$

4. Учтем приближенно с помощью КНПН вклад в мощность дозы от нейтронов низких энергий, полагая  $k_d = 1,6$ . В результате мощность эффективной дозы от нейтронов на выходе из защиты

$$\dot{E}_n = \dot{E}_{n,\delta} \cdot k_d = 7,5 \cdot 10^3 \text{ мкЗв/ч}.$$

5. Проводя аналогичные расчеты для бака диаметром 160 см, получаем:  $\tilde{\phi}_n = 1,25 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ;  $k = 800$ ;  $\phi_n = 16 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ;  $\dot{E}_{n,\sigma} = 26 \text{ мкЗв/ч}$ ;  $k_d = 1,6$ ;  $\dot{E}_n = 42 \text{ мкЗв/ч}$ .

**II.** Находим мощность эффективной дозы от гамма-излучения источника (без учета вторичного гамма-излучения, которое рождается в защите от нейтронов).

1. Определяем плотность потока нерассеянного гамма-излучения на выходе из защиты с учетом только геометрического ослабления:  $\tilde{\phi}_\gamma = 5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ .

2. Кратность ослабления нерассеянного гамма-излучения водой находим с помощью выражения  $k_\gamma = \exp(\Sigma(E_\gamma) \cdot d)$ , где  $d = 40 \text{ см}$ ,  $E_\gamma = 4,44 \text{ МэВ}$ ,  $\Sigma(E_\gamma) = 0,032 \text{ см}^{-1}$  (табл. П2.4, прил. 2). В результате получаем  $k_\gamma = 3,6$ . С учетом ослабления водой плотность потока нерассеянного гамма-излучения равна

$$\phi_\gamma = \tilde{\phi}_\gamma / k = 1,4 \cdot 10^4 \text{ 1/(см}^2 \cdot \text{с)}.$$

3. Мощность эффективной дозы найдем с помощью переводного коэффициента (лекция 8, табл. 8.1). Для энергии гамма-излучения источника (Ро- $\alpha$ -Ве), равной 4,44 МэВ, и передне-задней геометрии облучения  $\delta_E^\gamma = 14 \cdot 10^{-12} \text{ Зв} \cdot \text{см}^2$ . Следовательно, мощность эффективной дозы от нерассеянного гамма-излучения

$$\dot{E}_{\gamma,\text{нер}} = \phi_\gamma \cdot \delta_E^\gamma = 1,4 \cdot 10^4 \cdot 14 \cdot 10^{-12} = 2 \cdot 10^{-7} \text{ Зв/с} = 720 \text{ мкЗв/ч}.$$

4. Учтем с помощью фактора накопления (табл. П2.5, прил. 2) вклад в мощность дозы от вторичного и рассеянного излучения, образующегося в защите от первичного гамма-излучения:  $\Sigma d = 1,28$ ,  $B_D = 1,7$ . В результате мощность эффективной дозы от гамма-излучения на выходе из защиты равна:

$$\dot{E}_\gamma = \dot{E}_{\gamma,\text{нер}} \cdot B_D = 720 \cdot 1,7 = 1,2 \cdot 10^3 \text{ мкЗв/ч}.$$

5. Проводя аналогичные расчеты для бака диаметром 160 см, получаем:  $\tilde{\phi}_\gamma = 1,25 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ;  $k_\gamma = 13$ ;  $\phi_\gamma = 962 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ;  $\dot{E}_{\gamma,\text{нер}} = 49 \text{ мкЗв/ч}$ ;  $\Sigma d = 2,56$ ;  $B_D = 2,4$ ;  $\dot{E}_\gamma = 118 \text{ мкЗв/ч}$ .

**III.** Для слоя защиты из воды толщиной 40 см имеем  $\dot{E}_\gamma / \dot{E}_n = 0,16$ , а для слоя толщиной 80 см  $\dot{E}_\gamma / \dot{E}_n = 2,8$ . С увеличением толщины защиты из легкого вещества отношение  $\dot{E}_\gamma / \dot{E}_n$  быстро возрастает.

В табл. 24.7 и 24.8 приведены результаты расчетов коэффициентов ослабления мощности амбиентного эквивалента дозы нейтронов ( $k_n$ ) и рождающегося в защите вторичного гамма-излучения ( $k_\gamma$ ) в зависимости от толщины защиты ( $r$ ) из воды, полиэтилена и обычного бетона ( $\rho = 2,35 \text{ г/см}^3$ ) для двух источников:  $^{252}\text{Cf}$  и (Am-Be) [12].



Таблица 24.7

Коэффициент ослабления мощности амбиентного эквивалента дозы нейтронов и вторичного гамма-излучения для  $^{252}\text{Cf}$  ( $9,31\cdot 10^{-1} = 9,31\cdot 10^{-1}$ )

$r$ , см	Вода		Полиэтилен		Обычный бетон	
	$k_n$	$k_\gamma$	$k_n$	$k_\gamma$	$k_n$	$k_\gamma$
5,0	9,31-01	7,95-03	8,73-01	9,40-03	1,56+00	4,82-03
10	5,67-01	1,81-02	4,62-01	2,01-02	1,47+00	1,07-02
15	3,28-01	2,26-02	2,26-01	2,30-02	1,24+00	1,66-02
20	1,83-01	2,26-02	1,07-01	2,18-02	9,82-01	2,13-02
25	1,00-01	2,06-02	5,05-02	1,94-02	7,50-01	2,40-02
30	5,48-02	1,80-02	2,40-02	1,69-02	5,61-01	2,47-02
35	3,00-02	1,54-02	1,16-02	1,46-02	4,13-01	2,38-02
40	1,65-02	1,30-02	5,74-03	1,26-02	3,01-01	2,18-02
45	9,19-02	1,09-02	2,91-03	1,09-02	2,17-01	1,91-02
50	5,17-02	9,18-03	1,51-03	9,37-03	1,56-01	1,63-02
55	2,95-03	7,67-03	8,02-04	8,04-03	1,11-01	1,36-02
60	1,70-03	6,41-03	4,33-04	6,86-03	7,87-02	1,11-02
65	9,93-04	5,34-03	2,37-04	5,84-03	5,55-02	8,87-03
70	5,85-04	4,44-03	1,31-04	4,95-03	3,90-02	7,03-03
75	3,47-04	3,69-03	7,37-05	4,19-03	2,74-02	5,51-03
80	2,07-04	3,05-03	4,17-05	3,53-03	1,91-02	4,28-03
85	1,25-04	2,53-03	2,38-05	2,97-03	1,33-02	3,30-03
90	7,53-05	2,09-03	1,36-05	2,49-03	9,26-03	2,53-03
95	4,57-05	1,72-03	7,88-06	2,09-03	6,42-03	1,93-03
100	2,78-05	1,42-03	4,57-06	1,75-03	4,45-03	1,46-03
105	1,70-05	1,17-03	2,67-06	1,46-03	3,07-03	1,11-03
110	1,07-05	9,60-04	1,57-06	1,22-03	2,12-03	8,35-04
115	6,40-06	7,88-04	9,22-07	1,01-03	1,46-03	6,28-04
120	3,94-06	6,46-04	5,45-07	8,41-04	1,01-03	4,72-04
125	2,43-06	5,30-04	3,24-07	6,98-04	6,92-04	3,54-04
130	1,50-06	4,34-04	1,93-07	5,79-04	4,75-04	2,65-04
135	9,29-07	3,55-04	1,15-07	4,79-04	3,26-04	1,99-04
140	5,76-07	2,90-04	6,90-08	3,97-04	2,23-04	1,49-04
145	3,58-07	2,37-04	4,14-08	3,28-04	1,53-04	1,11-04
150	2,23-07	1,93-04	2,50-08	2,71-04	1,05-04	8,34-05
155	1,39-07	1,58-04	1,51-08	2,24-04	7,15-05	6,25-05
160	8,67-08	1,29-04	9,12-09	1,85-04	4,89-05	4,68-05
165	5,42-08	1,05-04	5,53-09	1,52-04	3,34-05	3,51-05
170	3,39-08	8,55-05	3,36-09	1,26-04	2,28-05	2,63-05
175	2,13-08	6,97-05	2,04-09	1,04-04	1,55-05	1,98-05
180	1,34-08	5,68-05	1,25-09	8,54-05	1,06-05	1,49-05
185	8,40-09	4,62-05	7,61-10	7,03-05	7,21-06	1,12-05
190	5,29-09	3,77-05	4,65-10	5,79-05	4,91-06	8,42-06
200	2,10-09	2,50-05	1,75-10	3,93-05	2,28-06	4,79-06
210	8,41-10	1,66-05	6,58-11	2,66-05	1,05-06	2,73-06
220	3,38-10	1,10-05	2,49-11	1,80-05	4,85-07	1,57-06

Таблица 24.8

Коэффициент ослабления мощности амбиентного эквивалента дозы нейтронов и вторичного гамма-излучения для  $^{241}\text{Am-Be}$  ( $6,01\cdot 10^{-3}$ )

$r$ , см	Вода		Полиэтилен		Обычный бетон	
	$k_n$	$k_\gamma$	$k_n$	$k_\gamma$	$k_n$	$k_\gamma$
5,0	1,08+00	6,01-03	1,05+00	8,02-03	1,52+00	5,48-03
10	7,94-01	1,45-02	6,90-01	1,79-02	1,56+001	1,09-02
15	5,42-01	1,95-02	4,11-01	2,21-02	1,44+00	1,59-02
20	3,50-01	2,07-02	2,31-01	2,21-02	1,24+00	1,99-02
25	2,20-01	1,97-02	1,27-01	2,03-02	1,02+00	2,23-02
30	1,35-01	1,78-02	6,88-02	1,80-02	8,17-01	2,32-02
35	8,24-02	1,55-02	3,73-02	1,57-02	6,37-01	2,27-02
40	5,00-02	1,34-02	2,02-02	1,36-02	4,87-01	2,12-02
45	3,02-02	1,14-02	1,10-02	1,17-02	3,67-01	1,90-02
50	1,83-02	9,60-03	6,01-03	1,00-02	2,74-01	1,66-02
55	1,11-02	8,08-03	3,30-03	8,60-03	2,02-01	1,42-02
60	6,70-03	6,79-03	1,82-03	7,34-03	1,48-01	1,18-02
65	4,06-03	5,68-03	1,00-03	6,25-03	1,08-01	7,72-03
70	2,47-03	4,75-03	5,57-04	5,31-03	7,82-02	7,87-03
75	1,50-03	3,96-03	3,09-04	4,50-03	5,63-02	6,30-03
80	9,10-04	3,30-03	1,72-04	3,80-03	4,04-02	4,99-03
85	5,53-04	2,75-03	9,62-05	3,20-03	2,88-02	3,92-03
90	3,36-04	2,28-03	5,38-05	2,70-03	2,05-02	3,06-03
95	2,05-04	1,89-03	3,01-05	2,27-03	1,46-02	2,37-03
100	1,24-04	1,57-03	1,69-05	1,90-03	1,03-02	1,83-03
105	7,57-05	1,30-03	9,49-06	1,59-03	7,28-03	1,40-03
110	4,61-05	1,08-03	5,34-06	1,33-03	5,13-03	1,07-03
115	2,81-05	8,91-04	3,00-06	1,11-03	3,61-03	8,13-04
120	1,71-05	7,37-04	1,69-06	9,30-04	2,53-03	6,17-04
125	1,04-05	6,09-04	9,55-07	7,76-04	1,77-03	4,67-04
130	6,32-06	5,03-04	5,39-07	6,47-04	1,24-03	3,53-04
135	3,85-06	4,16-04	3,05-07	5,39-04	8,66-04	2,66-04
140	2,34-06	3,44-04	1,72-07	4,49-04	6,04-04	2,00-04
145	1,43-06	2,84-04	9,74-08	3,73-04	4,20-04	1,51-04
150	8,68-07	2,35-04	5,51-08	3,10-04	2,92-04	1,13-04
155	5,28-07	1,94-04	3,12-08	2,58-04	2,03-04	8,50-05
160	3,21-07	1,60-04	1,77-08	2,15-04	1,41-04	6,38-05
165	1,96-07	1,33-04	1,00-08	1,78-04	9,77-05	4,79-05
170	1,19-07	1,10-04	5,69-09	1,48-04	6,77-05	3,59-05
175	7,24-08	9,11-05	3,23-09	1,23-04	4,68-05	2,70-05
180	4,41-08	7,56-05	1,83-09	1,02-04	3,24-05	2,02-05
185	2,68-08	6,28-05	1,04-09	8,52-05	2,24-05	1,52-05
190	1,63-08	5,22-05	5,90-10	7,08-05	1,06-05	1,14-05
200	6,05-09	3,62-05	1,90-10	4,90-05	7,34-06	6,47-06
210	2,24-09	2,53-05	6,14-11	3,39-05	3,48-06	3,67-06
220	8,29-10	1,78-05	1,98-11	2,35-05	1,64-06	2,09-06

В табл. 24.7 и 24.8  $k_n = \dot{H}_n^*(r) / \dot{H}_0^*(r)$ ,  $k_\gamma = \dot{H}_\gamma^*(r) / \dot{H}_0^*(r)$ , где  $\dot{H}_0^*(r)$  – мощность амбиентного эквивалента дозы на расстоянии  $r$  от источника без защиты,  $\dot{H}_n^*(r)$ ,  $\dot{H}_\gamma^*(r)$  – мощность амбиентного эквивалента дозы соответственно нейтронов и гамма-квантов на расстоянии  $r$  от источника с учетом защиты. Результаты получены для мощности источников  $q = 1$  нейтр/с без учета их первичного гамма-излучения. Для  $q = 1$  нейтр/с мощность амбиентного эквивалента дозы или эффективной дозы (без защиты) на расстоянии 1 м от источника обозначим через  $\Gamma$ . Для  $^{252}\text{Cf}$   $\Gamma = 1,11 \cdot 10^{-5}$  мкЗв  $\cdot$  ч $^{-1} \cdot$  м $^2 \cdot$  с, а для (Am-Be)  $\Gamma = 1,13 \cdot 10^{-5}$  мкЗв  $\cdot$  ч $^{-1} \cdot$  м $^2 \cdot$  с [12].

**Пример 2.** Точечный изотропный источник нейтронов  $^{252}\text{Cf}$  с мощностью  $q = 10^8$  нейтр/с находится на расстоянии  $r = 150$  см от защитной стены из обычного бетона ( $\rho = 2,35$  г/см $^3$ ) толщиной  $d = 50$  см. Найти сразу за защитой: мощность эффективной дозы от нейтронов; мощность эффективной дозы от гамма-излучения; полную мощность эффективной дозы.

**Решение.** Так как значения операционных величин принимаются в виде достаточно точной оценки эффективной дозы, то мощность эффективной дозы от нейтронов и вторичного гамма-излучения за защитой вычислим через коэффициент ослабления мощности амбиентного эквивалента дозы (табл. 24.7).

**I.** Мощность амбиентного эквивалента дозы за защитой от нейтронов находим следующим образом:

$$\dot{H}_n^*(10) = \frac{q \cdot \Gamma \cdot k_n}{R^2} = \frac{10^8 \cdot 1,11 \cdot 10^{-5} \cdot 1,56 \cdot 10^{-1}}{2^2} = 43 \frac{\text{мкЗв}}{\text{ч}},$$

где  $R = r + d$ . Принимаем  $\dot{E}_n(R) = \dot{H}_n^*(10) = 43$  мкЗв/ч.

**II.** Находим мощность эффективной дозы гамма-излучения.

1. Определяем мощность амбиентного эквивалента дозы за защитой от вторичного гамма-излучения, возникающего в защите в результате взаимодействия нейтронов:

$$\dot{H}_\gamma^*(10) = \frac{q \cdot \Gamma \cdot k_\gamma}{R^2} = \frac{10^8 \cdot 1,11 \cdot 10^{-5} \cdot 1,63 \cdot 10^{-2}}{R^2} = 4,5 \frac{\text{мкЗв}}{\text{ч}}.$$

Принимаем  $\dot{E}_{\gamma,1}(10) = \dot{H}_\gamma^*(R) = 4,5$  мкЗв/ч.

2. Найдем теперь вклад в эффективную дозу от собственного гамма-излучения  $^{252}\text{Cf}$ , который не учитывает коэффициент  $k_\gamma$ , используя характеристики гамма-излучения источника (лекция 23). Расчет проводим по формуле

$$\dot{E}_{\gamma,2}(R) = \frac{3,6 \cdot 10^3 q \cdot 2,2}{4\pi R^2} \exp[-\Sigma(E_\gamma)d] \delta_E^\gamma(E_\gamma) B_D(\Sigma d) \left( \frac{\text{мкЗв}}{\text{ч}} \right), \quad (24.31)$$

где  $E_\gamma = 0,8$  МэВ; переводной коэффициент  $\delta_E^\gamma = 3,73 \cdot 10^{-6}$  мкЗв  $\cdot$  см $^2$  (лекция 4, табл. 4.7); в бетоне  $\Sigma(E_\gamma) = 0,166$  см $^{-1}$ ;  $\Sigma d = 8,3$ ;  $B_D(\Sigma d) = 18,5$

(табл. П2.5, прил. 2). Подставляя все значения в формулу (24.31), получаем:  $\dot{E}_{\gamma,2}(R) = 0,11$  мкЗв/ч, а  $\dot{E}_{\gamma}(R) = \dot{E}_{\gamma,1}(R) + \dot{E}_{\gamma,2}(R) = 4,6$  мкЗв/ч.

III. Находим полную мощность эффективной дозы:

$$\dot{E}(R) = \dot{E}_n(R) + \dot{E}_{\gamma}(R) = 47,6 \text{ мкЗв/ч.}$$

Для толщины бетона 50 см мощность эффективной дозы определяется выходящими из защиты нейтронами. Вклад в дозу от собственного гамма-излучения источника очень мал.

### 24.8. Активация материалов в поле нейтронов

В конструкционных материалах и в самой защите под действием интенсивных потоков нейтронов может возникать высокая наведенная активность. Наведенная активность является одним из основных источников излучений остановленной ядерно-технической установки и определяет значительные дозовые нагрузки при выполнении работ по снятию установки с эксплуатации и при выполнении ремонтных работ (например, на больших ускорителях, см. лекцию 20). В результате отдельные узлы реактора, арматура, материалы, извлекаемые из реактора, должны быть обеспечены надежной защитой.

С учетом непрерывного спектра нейтронов для расчета наведенной активности удобно ввести понятие *активационного интеграла*  $q$ , характеризующего скорость протекания реакции [6]. Отнесенный к одному ядру изотопа мишени активационный интеграл

$$q = \int_0^{\infty} \sigma(T) \phi(T) dT, \quad (24.32)$$

где  $\sigma(T)$  – сечение активации для нейтронов с энергией  $T$ ;  $\phi(T)$  – дифференциальная по энергии плотность потока нейтронов.

Без учета процессов выгорания материнских изотопов и изотопов, появившихся в результате ядерной реакции, которыми в большинстве практических задач можно пренебречь, наведенная объемная активность

$$A_V = n_0 q (1 - e^{-\lambda t}) e^{-\lambda \tau}, \quad (24.33)$$

где  $n_0$  ( $1/\text{см}^3$ ) – концентрация ядер материнского нуклида;  $\lambda$  – постоянная распада радионуклида продукта реакции;  $t$  – время облучения;  $\tau$  – время, прошедшее после окончания облучения. Если выразить  $\sigma$  в  $\text{см}^2$ ,  $\phi(T)$  в  $1/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{МэВ})$ , то размерность  $A_V$  получим в Бк/см<sup>3</sup>.

Если расчет проводится для нейтронов с определенной энергией  $T$ , то  $q = \sigma(T) \phi(T)$  и вместо выражения (24.33) имеем

$$A_V = n_0 \sigma(T) \phi(T) (1 - e^{-\lambda t}) e^{-\lambda \tau}, \quad (24.34)$$

где  $n_0 \sigma(T)$  – макроскопическое сечение соответствующей ядерной реакции (сечение активации).

Для расчета удельной активности  $A_m$  с размерностью Бк/г используем выражение

$$A_m = n \sigma(T) \phi(T) (1 - e^{-\lambda t}) e^{-\lambda t}, \quad (24.35)$$

где  $n = N_A / A$  (1/г) – количество ядер материнского нуклида в 1 г вещества.

Если необходима полная активность  $A$ , то выражение (24.35) необходимо умножить на величину  $M \cdot p$ , где  $M$  – масса облучаемого вещества,  $p$  – содержание (доля) материнского изотопа в веществе.

**Пример.** Небольшой образец фосфора массой 5 г активируется в поле тепловых нейтронов с плотностью потока  $10^8$  нейтр/(см<sup>2</sup>·с) в течение 60 суток. В результате захвата тепловых нейтронов ядрами <sup>31</sup>P образуется радиоактивный <sup>32</sup>P. Сечение радиационного захвата для тепловых нейтронов с энергией 0,0253 эВ равно 0,166 б. <sup>32</sup>P испытывает  $\beta^-$ -распад с периодом полураспада  $T_{1/2} = 14,28$  суток, превращаясь в стабильный нуклид <sup>32</sup>S. Определить активность образца фосфора через 60 суток после облучения. Распространенность <sup>31</sup>P равна 100 %.

**Решение.** Расчет проводим по формуле

$$A = n \sigma(T) \phi(T) M p (1 - e^{-\lambda t}) e^{-\lambda t} \text{ (Бк)},$$

где  $M = 5$  г;  $p = 1$ . Подставляя численные данные, получаем

$$\begin{aligned} A &= \frac{6,02 \cdot 10^{23} \cdot 0,166 \cdot 10^{-24} \cdot 10^8 \cdot 5 \cdot 1}{31} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\ln 2}{14,28} 60\right) \right] \exp\left(-\frac{\ln 2}{14,28} 60\right) = \\ &= 8,3 \cdot 10^4 \text{ Бк}. \end{aligned}$$

## 24.9. Альbedo нейтронов

Спектральное распределение отраженных нейтронов, как и у фотонов, содержит две компоненты, соответствующие однократному и многократному рассеянию нейтронов в данный телесный угол. В тяжелых веществах энергии первого возбужденного уровня невелики и большое влияние на спектр отраженных нейтронов оказывает неупругое рассеяние. Спектр приобретает форму  $\sim 1/T$ . Для меньших энергий, когда неупругое рассеяние отсутствует, форма спектра определяется зависимостью от энергии нейтронов сечений упругого рассеяния и радиационного захвата.

**Зависимость от угла падения  $\theta_0$ .** Во всем диапазоне энергий источников нейтронов интегральное токовое альbedo тепловых, промежуточных и быстрых нейтронов возрастает с увеличением угла падения  $\theta_0$  (как и для всех других частиц).

**Зависимость от толщины отражателя.** Как и для фотонов, альbedo тепловых, промежуточных и быстрых нейтронов увеличивается с ростом толщины отражателя (по направлению падающего пучка) примерно до двух длин свободного пробега. Затем альbedo остается постоянным.

Для оценочных расчетов усредненного по азимутальному углу дифференциального дозового токового альbedo быстрых нейтронов от бетона, железа и грунта удобна формула [6]

$$a_d(T_0, \theta_0; \theta) = a_d(T_0, \theta_0 = \theta = 0^\circ) \cos^{-1/3} \theta_0 \cos \theta, \quad (24.36)$$

где  $\theta_0$  и  $\theta$  – соответственно полярные углы падения и отражения (см. лекцию 10, рис. 10.6), а значения  $a_d(T_0, \theta_0 = \theta = 0^\circ)$  соответствуют дифференциальному альbedo при  $\theta_0 = \theta = 0^\circ$  для энергии детектирования больше 10 эВ. Эти значения для бетона и железа приведены в табл. 24.9.

Таблица 24.9

Дифференциальное дозовое альbedo  $a_d(T_0, \theta_0 = \theta = 0^\circ)$  [6]

Вещество	$T_0$ , МэВ								Спектр деления
	0,1	0,25	0,5	1,0	2,0	3,0	5,0	14,0	
Бетон	0,0948	0,1027	0,1062	0,1323	0,1164	0,1030	0,0834	0,0552	0,1110
Железо	0,1750	0,1752	0,1801	0,1182	0,1477	0,1508	0,1158	0,0802	0,1366

Интегральное дозовое альbedo тепловых нейтронов в зависимости от угла падения можно рассчитать по формуле Ферми (W.E. Selph Neutron and gamma-ray albedo. Oak Ridge National Laboratory, ORNL-RSIC-21, 1968. Режим доступа: <http://web.ornl.gov/info/reports/1968/3445600235127.pdf>):

$$a_d(\theta_0) = \frac{\sqrt{\Sigma/\Sigma_a} - 1}{\sqrt{\Sigma/\Sigma_a} + \sqrt{3} \cdot \cos \theta_0}, \quad (24.37)$$

где  $\Sigma$  и  $\Sigma_a$  – соответственно полное сечение и сечение поглощения нейтронов;  $\theta_0$  – полярный угол падения. Формула (24.37) справедлива для материалов, которые слабо поглощают тепловые нейтроны.

Альbedo тепловых нейтронов является диффузным. Оно тем выше, чем больше сечение рассеяния и чем меньше сечение поглощения нейтронов в среде. Хорошими отражателями являются бериллий и графит, которые применяются в ядерных реакторах и могут отражать до 90 % падающих на них нейтронов.

## Задание 24

### Контрольные вопросы

1. В чем заключаются особенности (этапы) расчета защиты от нейтронов?
2. Как передается энергия биологической ткани от тепловых нейтронов?
3. Как меняется процесс передачи энергии биологической ткани при переходе от тепловых нейтронов к быстрым?
4. Что называют дозой первого столкновения?
5. Как можно рассчитать ослабление моноэнергетического пучка нейтронов?

6. Что называют длиной релаксации нейтронов? Как она используется для расчета защиты от нейтронов?
7. В чем заключается идея метода сечения выведения? Как он используется в расчетах защиты от нейтронов?
8. Что называют коэффициентами накопления подпороговых нейтронов, как они зависят от характеристик вещества, что позволяют учесть?
9. Как проводится расчет защиты от смешанного нейтронного и фотонного излучения?
10. Что необходимо знать, чтобы рассчитать наведенную активность от нейтронного излучения? Запишите выражения для определения объемной и удельной активности.

### Задачи

1. Плотность потока быстрых нейтронов с энергией 14 МэВ от точечного изотропного источника составляет  $2 \cdot 10^6$  нейтр/(см<sup>2</sup>·с). Следует ослабить эту плотность потока экраном из воды до ДПП. Для данной энергии нейтронов  $\sigma_n = 0,69$  б,  $\sigma_o = 1,5$  б [2].
2. За защитой из воды толщиной 75 см в бесконечной геометрии от нейтронов плоского мононаправленного источника спектра деления обеспечивается ДМД. Определить, какую толщину защиты из воды надо добавить, чтобы сохранить прежнюю мощность дозы за защитой, если мощность источника возросла на порядок? Считать, что нейтроны с энергиями  $T > 0,33$  МэВ определяют дозу за защитой [5].
3. В эксперименте измеряли сечение выведения нейтронов для железной пластины и точечного изотропного источника нейтронов с энергией 15 МэВ. Для этого провели 2 серии измерений:
  - определили плотность потока тепловых нейтронов в воде:  $\phi_1 = 165$  нейтр/(см<sup>2</sup>·с). При этом источник располагался на расстоянии 10 см от бака с водой, а детектор в воде – на расстоянии 1 м от источника;
  - определили плотность потока тепловых нейтронов в воде в той же точке:  $\phi_2 = 43$  нейтр/(см<sup>2</sup>·с), но в воздушный зазор между источником и водой была вставлена железная пластина толщиной 10 см.
 Найти микроскопическое сечение  $\sigma_{rem}$  для железа [5].
4. Точечный изотропный источник нейтронов спектра деления помещен в бак с водой. Во сколько раз уменьшится мощность дозы быстрых нейтронов, измеренная в воде на расстоянии 1,5 м от источника, если между источником и детектором (вблизи источника) ввести пластину из железа толщиной 14 см. Длина релаксации для нейтронов спектра деления  $L = 10$  см [5].
5. В центре бака с водой размером  $2 \times 2 \times 2$  м<sup>3</sup> помещен точечный изотропный источник моноэнергетических нейтронов с энергией 14 МэВ и мощностью  $q = 10^8$  нейтр./с. Определить мощность эффективной дозы от нейтронов с  $T_{пор} = 0,33$  МэВ на расстоянии 45 см от источника в ПЗ геометрии [5].

6. Сферическая защита от нейтронов точечного изотропного моноэнергетического источника с энергией 14,9 МэВ выполнена из железа толщиной 30 см. Во сколько раз легче будет сферическая защита из полиэтилена ( $\rho = 0,93 \text{ г/см}^3$ ), за которой создается такая же плотность потока нейтронов с  $T > 2 \text{ МэВ}$ , как и за железной защитой [5]?
7. Рассчитать расстояние от точечного изотропного источника  $\text{Po-}\alpha\text{-Be}$  мощностью  $2 \cdot 10^7 \text{ 1/с}$  до точки детектирования, на которое необходимо удалить источник, чтобы в точке детектирования плотность потока нейтронов при 36-часовой рабочей неделе не превышала  $1/5$  предельно допустимой плотности потока для персонала. Учесть, что между источником и детектором установлена защита из парафина толщиной 28,5 см [5].
8. Точечный изотропный источник нейтронов  $\text{Am-Be}$  с мощностью  $q = 10^9 \text{ нейтр/с}$  находится на расстоянии 150 см от защиты из полиэтилена толщиной 50 см. Рассчитать отношение мощностей эффективных доз от нейтронного и гамма-излучения за защитой.
9. Точечный изотропный моноэнергетический источник нейтронов с энергией  $T$  и мощностью  $q$  находится вплотную слева от барьера из вещества  $X$ . Найти мощность эффективной дозы от нейтронов с энергией больше  $T_{\text{пор}}$  за барьером толщиной  $d$ . Данные для решения задачи взять из табл. 24.10.

Таблица 24.10

Данные для задачи 9

Вариант	1	2	3	4	5	6	7	8
$T, \text{ МэВ}$	4	14,9	3	6	4	4	4	14,9
$q, \text{ 1/с}$	$10^{10}$	$10^8$	$10^9$	$10^{11}$	$10^{10}$	$10^7$	$10^{11}$	$10^9$
$X$	Al	Al	Be	Вода	Графит	Полиэтилен	Fe	Pb
$T_{\text{пор}}, \text{ МэВ}$	2	2	2	0,33	2	2	3	2
$d, \text{ см}$	42	32	15	70	45	50	36	45

Вариант	9	10	11	12	13	14	15	16
$T, \text{ МэВ}$	14,9	14,9	4	14	14,9	8	15	4
$q, \text{ 1/с}$	$10^{12}$	$10^{11}$	$10^{10}$	$10^8$	$10^{11}$	$10^9$	$10^{12}$	$10^9$
$X$	Графит	Fe	Плексиглас	Вода	Плексиглас	Вода	Be	Pb
$T_{\text{пор}}, \text{ МэВ}$	2	3	2	0,33	2	0,33	2	2
$d, \text{ см}$	50	40	43	55	50	80	50	35

10. Небольшой образец ванадия массой 0,5 г активируется в поле тепловых нейтронов с плотностью потока  $10^6 \text{ нейтр/(см}^2 \cdot \text{с)}$  в течение 2 мин. В результате захвата тепловых нейтронов ядрами  $^{51}\text{V}$  образуется радиоактивный  $^{52}\text{V}$ . Сечение радиационного захвата для тепловых нейтронов с энергией 0,0253 эВ равно 4,92 б.  $^{52}\text{V}$  испытывает бета-распад с периодом полураспада  $T_{1/2} = 3,753 \text{ мин}$ , превращаясь в стабильный нуклид  $^{52}\text{Cr}$ . Опре-



делить активность образца ванадия через 3 мин после облучения. Распространенность  $^{51}\text{V}$  равна 99,75 %.

11. Точечный изотропный источник нейтронов спектра деления мощностью  $q$  находится вблизи гетерогенной защиты из вещества  $X$  толщиной  $d$ , за которым находится  $z$  см воды. Найти за всей защитой мощность эффективной дозы от быстрых нейтронов с  $T > 2$  МэВ и полную мощность эффективной дозы. Данные для решения задачи взять из табл. 24.11.

Таблица 24.11

Данные для задачи 11

Вариант	1	2	3	4	5	6	7	8
$q$ , н/с	$10^{10}$	$10^8$	$10^9$	$10^{11}$	$10^{10}$	$10^7$	$10^{11}$	$10^9$
$X$	Al	Ti	Fe	Ni	Cu	W	Pb	U
$d$ , см	20	30	15	10	25	10	25	15
$z$ , см	90	60	50	80	40	50	100	70

Вариант	9	10	11	12	13	14	15	16
$q$ , н/с	$10^{12}$	$10^{11}$	$10^{10}$	$10^8$	$10^{11}$	$10^9$	$10^8$	$10^{10}$
$X$	Al	Ti	Fe2	Ni	Cu	W	Pb	U
$d$ , см	30	40	30	15	15	5	30	10
$z$ , см	70	50	50	60	80	70	60	50

### Список литературы

1. Вторичное гамма-излучение в радиационной защите / А.А. Абагян, Н.К. Гасников, А.А. Дубинин и др.; под ред. А.А. Дубинина. – Москва : Энергоатомиздат, 1984. – 176 с.
2. Голубев Б.П. Дозиметрия и защита от ионизирующих излучений : учебник для вузов / Б.П. Голубев. – 4-е изд., перераб. и доп. – Москва : Энергоатомиздат, 1986. – 464 с.
3. Гусев Н.Г. Защита от ионизирующих излучений. В 2 томах. Том 1. Физические основы защиты от излучений : учебник для вузов / Н.Г. Гусев, В.А. Климанов, В.П. Машкович и др. – 3-е изд. – Москва : Энергоатомиздат, 1989. – 512 с.
4. Гусев Н.Г. Защита от ионизирующих излучений. В 2 томах. Том 2. Защита от излучений ядерно-технических установок : учеб. для вузов / Н.Г. Гусев, В.А. Климанов, В.П. Машкович и др. – 3-е изд. – Москва : Энергоатомиздат, 1990. – 352 с.
5. Иванов В.И. Сборник задач по дозиметрии и защите от ионизирующих излучений / В.И. Иванов, В.А. Климанов, В.П. Машкович. – 4-е изд., перераб. и доп. – Москва : Энергоатомиздат, 1992. – 256 с.
6. Машкович В.П. Защита от ионизирующих излучений : справочник / В.П. Машкович, А.В. Кудрявцева. – 4-е изд., перераб. и доп. – Москва : Энергоатомиздат, 1995. – 496 с.

7. Руководство по радиационной защите для инженеров. В 2 томах. Том 1. : пер. с англ. / под ред. Д.Л. Бродера и др. – Москва : Атомиздат, 1972. – 424 с.
8. Сборник задач по теории переноса, дозиметрии и защите от ионизирующих излучений : учебное пособие / А.А. Званцев, В.А. Климанов, А.И. Ксенофонтов и др. ; под ред. В.А. Климанова. – Москва : НИЯУ МИФИ, 2011. – 196 с.
9. Chilton A.B. Principles of Radiation Shielding / A.B. Chilton, J.K. Shultis, R.E. Faw. – Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey, 1984.
10. Evaluated Nuclear Data File (ENDF). – Режим доступа: <http://www.nndc.bnl.gov>
11. Engineering Compendium on Radiation Shielding. Vol. 1 Shielding Fundamentals and Methods / Edited by R.G. Jaeger. – Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH, 1968. – 537 p. – Режим доступа: <http://www.twirpx.com/file/1708936/>
12. Landolt-Börnstein. Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology. New Series. Radiological Protection. – Springer, 2005. – V. 4. – Режим доступа: <http://www.springer.com/gp/book/9783540202073>
13. Landolt-Börnstein. Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology. New Series. Shielding Against High Energy Radiation. – Springer-Verlag, 1990. – V 11. – Режим доступа: <http://www.springer.com/gp/book/9783540521259>
14. Martin J.E. Physics for Radiation Protection: A Handbook. – Second Edition, 2006. – Режим доступа: <http://www3.interscience.wiley.com/cgi-bin/bookhome/117878013>
15. Radiation Shielding and Radiological Protection. J. Kenneth Shultis, Richard E. Faw P. 1313–1448: in Handbook of Nuclear Engineering V. 2 Reactor Design/ Dan Gabriel Cacuci (Ed.) – Springer, 2010. – 3600 p. – Режим доступа: <http://www.twirpx.com/file/464888/>

## ЛЕКЦИЯ 25

### ЗАЩИТА ОТ ФОТОНЕЙТРОНОВ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Большая часть электронных ускорителей на энергии до нескольких десятков МэВ, которые находят широкое применение в медицине для лучевой терапии и в промышленности, являются источниками сильно проникающего тормозного излучения (ТИ). Методы расчета защиты от ТИ подробно рассмотрены в Лекции 13.

При энергиях электронов более 8...10 МэВ такие ускорители являются также источниками быстрых нейтронов (фотонейтронов), которые возникают в результате фотоядерных реакций, в основном в области энергий фотонов, соответствующих гигантскому резонансу (лекция 6). В соответствии с положением максимума гигантского резонанса в тяжелых веществах наибольшее количество фотонейтронов производят фотоны с энергиями 13...18 МэВ.

Выход фотонейтронов зависит от энергии ускоренных электронов, материала и толщины мишени-конвертера ускорителя (см. лекцию 20, рис. 20.19),

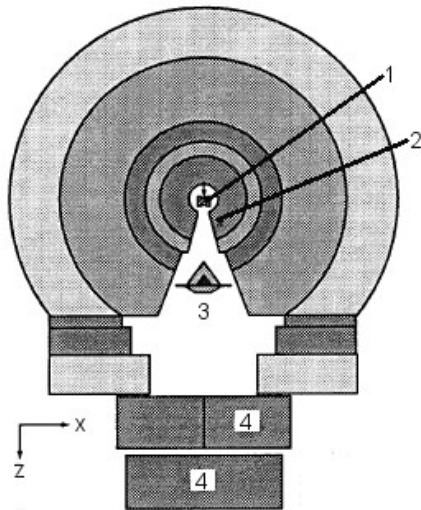


Рис. 25.1. Схема радиационной головки.

- 1 – мишень; 2 – первичный коллиматор;
- 3 – рассеивающий фильтр;
- 4 – диафрагма (вторичный коллиматор)

которая может и не являться основным источником фотонейтронов (особенно для медицинских ускорителей). Нейтроны возникают также при взаимодействии высокоэнергетического ТИ с формирующими пучок ТИ устройствами, элементами конструкции ускорителя, защитой, оборудованием. Большое количество нейтронов генерируют различные элементы радиационной головки современных медицинских ускорителей. На рис. 25.1 изображена упрощенная схема радиационной головки такого ускорителя [7].

Как следует из рис. 20.19 (лекция 20), выход фотонейтронов возрастает с увеличением порядкового номера материала мишени. Мишени-конвертеры электронных ускорителей в основном изготавливают из  ${}_{74}\text{W}$  и  ${}_{73}\text{Ta}$ . Для вольфрамовых мишеней источником фотонейтронов в реакции  $(\gamma, n)$  являются реакции с изотопами:  ${}^{182}\text{W}$  (распространенность 26,5 %, пороговая энергия 8,065 МэВ);  ${}^{184}\text{W}$  (распространенность 30,7 %, пороговая энергия 7,41 МэВ);  ${}^{186}\text{W}$  (распространенность 28,6 %, пороговая энергия 7,19 МэВ). Для танталовых мишеней это реакция с основным изотопом тантала  ${}^{181}\text{Ta}$  (распространенность 99,988 %, пороговая энергия 7,58 МэВ). Для увеличения выхода ТИ мишени изготавливают также

из обедненного урана. В этом случае дополнительным источником нейтронов является реакция фотоделения ( $\gamma, f$ ).

Спектр фотонейтронов имеет примерно максвелловское распределение, максимальная энергия нейтронов не превышает 15...16 МэВ. Фотонейтроны рождаются как в результате прямых реакций, так и в результате реакций, идущих через составное ядро. Вклад прямых реакций в полный выход нейтронов равен ~ 10...20 % для ТИ от электронов с энергиями 15...30 МэВ. Средняя энергия этих нейтронов порядка нескольких МэВ, угловое распределение анизотропное. Средняя энергия фотонейтронов, рождающихся в реакциях через составное ядро, находится в интервале 1...2 МэВ, их угловое распределение – изотропное. Для тяжелых ядер – это основной механизм рождения фотонейтронов. Максимумы фотонейтронных спектров для легких и тяжелых ядер располагаются примерно при одних и тех же энергиях 1...3 МэВ.

При расчете защиты угловое распределение фотонейтронов считается изотропным. Эффективная энергия спектров фотонейтронов вокруг электронных ускорителей изменяется в широком диапазоне. Средняя энергия нейтронов в пучке ТИ равна примерно 1...2 МэВ, средняя энергия нейтронов утечки через радиационную головку ускорителя 0,3...0,8 МэВ, средняя энергия нейтронов, рассеянных в процедурной комнате, около 0,24 МэВ [13, 14].

Для ускорителей на энергии менее 10 МэВ защита определяется ТИ. Для ускорителей на большие энергии защита от фотонейтронов должна рассчитываться так же подробно, как и от ТИ. Следует учитывать, что инженерные методы расчета защиты от фотонейтронов являются менее точными, чем расчеты защиты от фотонного излучения. Это обусловлено следующими причинами:

- большие пространственные размеры источника нейтронов (фактически стены, пол, потолок помещения и находящееся в нем оборудование являются источниками низкоэнергетических нейтронов);
- для точного расчета защиты медицинских ускорителей необходимо учитывать фотонейтроны, рассеянные от пациента;
- для медицинских ускорителей выход фотонейтронов зависит от размеров рабочего поля, создаваемого диафрагмой;
- необходимо оценивать вклад в дозу от гамма-излучения радиационного захвата (особенно для расчета лабиринтов), имеющего среднюю энергию ~ 3 МэВ и обладающего большой проникающей способностью;
- сложная зависимость взвешивающего коэффициента излучения для нейтронов от их энергии;
- защитные материалы от ТИ и нейтронного излучения существенно отличаются.

Наиболее подробно методы расчета защиты медицинских высокоэнергетических электронных ускорителей рассмотрены в зарубежных работах [12–14]. Но даже такое полезное руководство по расчету защиты, как [12], не может гарантировать точных результатов и расчеты защиты необходимо использовать в сочетании с физическими измерениями (John Kildea An

evaluation of NCRP Report No. 151 - radiation shielding design for radiotherapy facilities, and a feasibility study for 6 MV open-door treatments in an existing high-energy radiation therapy bunker., McGill University, 2010). К сожалению, основное руководство по расчету защиты электронных ускорителей в РФ [2] содержит мало информации по расчету защиты от фотонейтронов, а расчет защиты от ТИ предлагает проводить по средней энергии.

### 25.1. Расчет первичной и вторичной защиты

Рассмотрим на примерах методы расчета защиты от фотонейтронов тормозного излучения для двух видов электронных ускорителей.

**Пример 1.** Определить толщину стен из обычного бетона (плотность  $2,35 \text{ г/см}^3$ ) от фотонейтронов линейного ускорителя технологического и научного назначения, работающего в непрерывном режиме (промышленный ускоритель [2]), на энергию  $T_0 = 20 \text{ МэВ}$  и ток  $50 \text{ мкА}$ . Облучение проводится пучком тормозного излучения. Мишень ускорителя изготовлена из W и имеет оптимальную толщину. Мощность тканевой поглощенной дозы ТИ на расстоянии  $1 \text{ м}$  от мишени равна  $50 \text{ Гр}\cdot\text{м}^2/\text{мин}$ . Свинцовый коллиматор формирует конический рабочий пучок с углом расходимости  $30^\circ$ . Защита радиационной головки ускорителя выполнена из свинца. За пределами рабочего пучка мощность дозы ТИ не превышает  $1\%$  от мощности дозы в центре пучка. Ослабление нейтронов в радиационной головке ускорителя не задано. Расстояние до стены в переднем направлении равно  $6 \text{ м}$  (за стеной техническое помещение). В направлении  $90^\circ$  относительно направления электронного пучка, падающего на мишень, расстояние до защиты равно  $4 \text{ м}$  (за стеной помещение постоянного пребывания персонала гр. А). Продолжительность смены  $T_{\text{см}} = 6 \text{ ч}$ , продолжительность облучения за смену  $T_{\text{из}} = 4 \text{ ч}$ . Ускоритель должен работать  $5$  дней в неделю,  $250$  дней в году.

**Решение.** В соответствии с [2, 3] радиационная защита от всех видов ионизирующего излучения, возникающего при работе ускорителя, должна проектироваться таким образом, чтобы суммарные годовые эффективные дозы облучения персонала и населения не превышали пределы доз, регламентируемых в НРБ-99/2009. При этом *следует учитывать максимальное время работы ускорителя в течение года* и вводить коэффициент запаса. Расчет защиты рентгеновских аппаратов и ускорителей необходимо проводить по методикам, утвержденным федеральным органом, уполномоченным осуществлять федеральный государственный санитарно-эпидемиологический надзор, т. е. для ускорителей в соответствии с СанПиН 2.6.1.2573-2010 [2].

Не всегда будем следовать этой рекомендации, давая соответствующие пояснения. Разделим защиту на первичную и вторичную (см. лекцию 13).

**Первичная защита.** Проектную мощность эквивалентной дозы (ДМД) за первичной защитой определяем в соответствии с табл. 1 из [2]. Для технических помещений  $\text{ДМД} = 20 \text{ мкЗв/ч}$ . Необходимая кратность ослабления мощности эквивалентной дозы в данном направлении равна  $1,5 \cdot 10^8$ .

Расчет защиты от ТИ проводим не по средней энергии, как предлагается в [2], а по «новым номограммам» с учетом спектрального состава ТИ (см. лекцию 13). Расчет защиты из обычного бетона, выполненный в программе КЛ (см. прил. 1), дает величину  $d_{\text{ТИ}}(0^\circ) = 290$  см.

Оценим теперь необходимую толщину защиты от фотонейтронов. Для этого определим среднюю за рабочую смену мощность эквивалентной дозы от фотонейтронов в направлении на расчетную точку на расстоянии 1 м от мишени ускорителя ( $\dot{H}_{N,0}$ ) [2]:

$$\dot{H}_{N,0}(\theta) = \frac{6,25 \cdot 10^{15} f i \alpha T_{\text{из}}}{4\pi 10^4 K_N(\theta) T_{\text{см}}} = \frac{5 \cdot 10^{10} f i \alpha T_{\text{из}}}{K_N(\theta) T_{\text{см}}} \left( \frac{\text{МКЗВ}}{\text{ч}} \text{М}^2 \right), \quad (25.1)$$

где  $i$  – ток пучка электронов (мА);  $K_N(\theta)$  – кратность ослабления дозы нейтронов в конструктивной защите ускорителя;  $\alpha$  – коэффициент перевода плотности потока нейтронов в мощность эквивалентной дозы ( $\alpha = 1,7 \frac{\text{МКЗВ}}{\text{ч}} \text{см}^2 \cdot \text{с}$  [2]);  $f$  – коэффициент выхода фотонейтронов на 1 электрон.

Подставляя значение  $\alpha$  в (25.1) получаем

$$\dot{H}_{N,0}(\theta) = \frac{8,5 \cdot 10^{10} f i T_{\text{из}}}{K_N(\theta) T_{\text{см}}} \left( \frac{\text{МКЗВ}}{\text{ч}} \text{М}^2 \right). \quad (25.2)$$

При изотропном угловом распределении фотонейтронов зависимость от угла  $\theta$  определяется величиной  $K_N(\theta)$ , которую необходимо брать из технических характеристик ускорителя. В нашем примере  $\dot{H}_{N,0}$  от угла  $\theta$  не зависит (зависит только мощность дозы ТИ).

Коэффициент  $f$  в [2] предлагается определять по табл. 6 либо вычислять по формуле

$$f = 1,5 \cdot 10^{-4} \cdot T_0 (\text{нейтр.} / \text{эл.}). \quad (25.3)$$

Сделаем замечания к определению коэффициента  $f$ :

1. В табл. 6 в [2] мало данных, нет данных для вольфрама и урана.
2. Формула (25.3) рассчитана для толстых мишеней, в которых происходит полное поглощение энергии первичного электрона (Елпидинский А.В., Фетисов И.Н. Выход фотонейтронов и вопросы защиты циклических электронных ускорителей на большие энергии. Ат. Энергия, Т. 13, вып. 2, 1962). Она не учитывает зависимость выхода нейтронов от материала мишени. По оценке авторов, выражение (25.3) справедливо для энергий  $T_0 > 30$  МэВ с коэффициентом неопределенности 3.
3. Если необходимо учесть материал мишени и ее толщину, то для определения коэффициента  $f$  можно использовать результаты работы [16] (см. лекцию 20, рис. 20.19). В табл. 25.1 приведены данные из работы [16] для энергий электронов  $T_0 \leq 100$  МэВ, где  $X_0$  – радиационная единица длины,

$E_{\text{пор}}$  – пороговая энергия фотоядерной реакции ( $\gamma, n$ ). В этих данных учтены фотоядерные реакции ( $\gamma, n$ ), ( $\gamma, np$ ), ( $\gamma, 2n$ ), а для урана дополнительно ( $\gamma, f$ ) – фотоделение.

Значения выхода нейтронов  $Y$  в табл. 25.1 нормированы на мощность электронного пучка в кВт ( $P(\text{кВт}) = i (\text{мА}) \cdot T_0 (\text{МэВ/эл.})$ ), следовательно,

$$f \left( \frac{\text{нейтр.}}{\text{эл.}} \right) = Y \left( \frac{\text{нейтр.}}{\text{с} \cdot \text{кВт}} \right) \cdot 1,6 \cdot 10^{-16} \cdot T_0. \quad (25.4)$$

Таблица 25.1

*Выход нейтронов  $Y_{\text{нейтр}} / (\text{с} \cdot \text{кВт})$  из полубесконечных мишеней для различных энергий электронов ( $1,29+10 = 1,29 \cdot 10^{10}$ )*

Материал	$X_0$ , см	$E_{\text{пор}}$ , МэВ	$T_0$ , МэВ						
			10	15	20	25	34	50	100
C	18,85	18,72			1,96+07	8,15+09	6,19+10	1,56+11	3,19+11
Al	8,89	13,03		4,59+07	8,52+09	5,07+10	1,61+11	3,13+11	5,14+11
Fe	1,76	11,21		1,13+10	9,65+10	2,42+11	4,31+11	6,02+11	7,62+11
Ni	1,42	11,38		3,89+09	5,87+10	1,57+11	3,09+11	4,77+11	6,50+11
Cu	1,44	9,91		2,00+10	1,56+11	3,54+11	6,35+11	8,76+11	1,09+12
Ag	1,00	9,18		7,77+10	3,95+11	7,63+11	1,17+12	1,43+12	1,62+12
Ba	2,37	6,90	1,29+10	1,84+11	6,51+11	1,08+12	1,49+12	1,74+12	1,90+12
Ta	0,410	7,64	1,06+10	3,07+11	8,80+11	1,32+12	1,68+12	1,90+12	2,04+12
W	0,350	6,20	3,12+10	3,61+11	1,00+12	1,50+12	1,92+12	2,17+12	2,33+12
Au	0,334	8,07	9,49+09	3,40+11	9,08+11	1,31+12	1,64+12	1,85+12	1,99+12
Pb	0,561	6,73	2,01+10	4,09+11	1,02+12	1,43+12	1,77+12	1,97+12	2,10+12
U	0,317	6,04	1,06+11	9,49+11	1,95+12	2,59+12	3,05+12	3,29+12	3,45+12

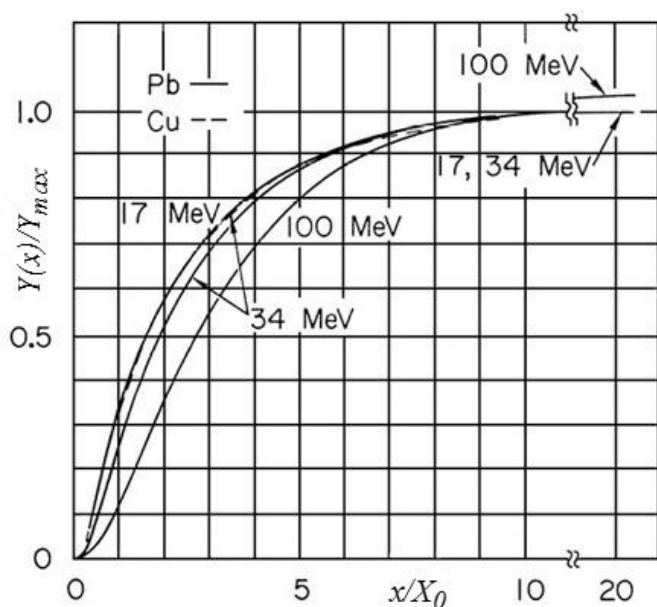


Рис. 25.2. Относительный выход фотонейтронов в зависимости от толщины мишеней

Расчеты выхода фотонейтронов в [16] также выполнены для толстых мишеней, в которых происходит полное поглощение электрон-фотонного ливня. Мишени реальных ускорителей много тоньше и выход нейтронов из них меньше. На рис. 25.2 приведены результаты относительного выхода нейтронов в зависимости от толщины мишеней из Cu и Pb для нескольких энергий электронов (расчеты автора работы [16]). Эти данные

можно использовать для корректировки выхода нейтронов из мишеней ускорителей для любых энергий электронов. Толщина мишеней ( $x$ ) на рис. 25.2 выражена в радиационных единицах ( $X_0$ ), ее значения для различных веществ приведены в табл. 25.1.

Как отмечено выше, мишень ускорителя не единственный источник фотонейтронов. В табл. 25.2 приведены результаты экспериментальных исследований и расчетов методом Монте-Карло вклада различных устройств медицинского ускорителя в выход фотонейтронов [7]. Все результаты выхода нейтронов из диафрагмы в этой таблице получены при закрытой диафрагме. Как следует из этих данных, выход нейтронов из основного коллиматора всегда много больше, чем из мишени ускорителя. Для энергии 20 МэВ выход нейтронов из основного коллиматора в 2 раза превышает выход из мишени.

Таблица 25.2

*Вклад различных устройств медицинских ускорителей Varian Clinac в выход фотонейтронов (%)*

Устройство	$T_0$ , МэВ				
	24	20	18	15	10
Мишень	28 (W, Cu)	17,2 (W, Cu)	15,6 (W, Cu)	9 (W, Cu)	0,013 (Cu)
Основной коллиматор	35 (W)	34,5 (W)	38 (W)	37,5 (W)	42,7 (W)
Выравнивающий фильтр	9 (Fe)	10,3 (Fe, Ta)	9 (Fe, Ta)	22,2 (W)	0,035 (Cu)
Диафрагма	28 (W, Pb)	37,4 (W)	36,3 (W)	30,6 (W)	56,4 (W)
Остальное	–	0,64	0,68	0,68	0,87

В [13] при энергиях более 15 МэВ для простой оценки с запасом предлагается использовать значение  $Y = 2 \cdot 10^{12}$  нейтр/(с·кВт).

Для нашей задачи оптимальная толщина мишени  $x = 2,5$  мм (см. лекцию 13, рис. 13.7);  $x / X_0 = 0,71$ ;  $Y(x) / Y_{\max} = 0,2$ ; мощность электронного пучка равна 1 кВт, следовательно

$$f = 1 \cdot 10^{12} \cdot 1,6 \cdot 10^{-16} \cdot 20 \cdot 0,2 = 6,4 \cdot 10^{-4} \text{ нейтр/эл.}$$

Если учесть вклад основного коллиматора в выход нейтронов, то в соответствии с данными табл. 25.2 значение  $f$  необходимо увеличить в 3 раза. В результате получаем  $f = 1,9 \cdot 10^{-3}$  нейтр/эл.

$$\dot{N}_{N,0} = \frac{8,5 \cdot 10^{10} \cdot 1,9 \cdot 10^{-3} \cdot 50 \cdot 10^{-3}}{1} \cdot \frac{4}{6} = 5,4 \cdot 10^6 \left( \frac{\text{МКЗВ}}{\text{ч}} \text{ м}^2 \right).$$

Толщину первичной защиты от нейтронов  $d_N(0^\circ)$  определяем с учетом геометрического ослабления излучения и метода итераций:

$$d_n = \lambda \ln \frac{\dot{N}_{N,0}}{\text{ДМД}(R_3 + d_{n-1})^2}; \quad d_0 = 0, \quad (25.5)$$



где  $\lambda$  – длина релаксации нейтронов в бетоне (для обычного бетона  $\lambda = 16$  см [2]);  $R_3$  – расстояние от мишени до защиты (м). После двух итераций получаем  $d_N(0^\circ) = 136$  см.

В рекомендациях [12–14] расчет защиты от ТИ и фотонейтронов проводится по слоям десятикратного ослабления ( $\Delta_{1/10}$ ). Для эффективной энергии нейтронов в пучке ТИ 1...2 МэВ [13] первый и асимптотический (см. лекцию 8) слои десятикратного ослабления в обычном бетоне примерно одинаковы и равны  $80 \text{ г/см}^2$  [13] или 34 см (с учетом вклада в эквивалентную дозу от гамма-излучения радиационного захвата). Расчет методом слоев десятикратного ослабления (лекция 11) дает  $d_N(0^\circ) = 132$  см. Результаты обоих расчетов совпадают.

Результирующая толщина защиты должна определяться совместным действием ТИ и фотонейтронов (см. лекцию 24, выражение (24.31)). Оценим мощность эквивалентной дозы от фотонейтронов за бетонной защитой от ТИ толщиной 290 см:

$$\dot{H}_N = \frac{5,4 \cdot 10^6}{8,9^2} \exp(-290/16) \approx 9 \cdot 10^{-4} \left( \frac{\text{мкЗв}}{\text{ч}} \right).$$

Вклад фотонейтронов в мощность дозы за первичной защитой можно не учитывать. Для выхода нейтронов из тяжелых мишеней W и Ta можно использовать оценку с запасом  $Y = 2 \cdot 10^{12}$  нейтр/(с · кВт) [13].

Первичная защита от ТИ является надежной защитой и от фотонейтронов, выходящих из радиационной головки ускорителя в пучке ТИ, и от гамма-излучения радиационного захвата, возникающего в защите от этих нейтронов.

**Вторичная защита.** Толщину вторичной защиты определяют:

- тормозное излучение утечки из радиационной головки ускорителя (выходящее из головки вне рабочего пучка);
- тормозное излучение, рассеянное от стен, пола и потолка помещения;
- вторичное излучение (фотонейтроны и гамма-излучение радиационного захвата), которое рождается в радиационной головке и в помещении ускорителя.

Все эти излучения имеют различные энергии и различное ослабление в защите, поэтому необходимо отдельно рассчитывать защиту от каждого компонента излучения и выбрать наибольшее значение.

Проектная мощность эквивалентной дозы (ДМД) для помещения постоянного пребывания персонала равна 6 мкЗв/ч [2]. В [2] нет способа расчета защиты от рассеянного ТИ. Расчет толщины защиты в направлении  $90^\circ$  от ТИ, рассеянного первичной защитой, выполняем по номограммам для рассеянного ТИ (лекция 13). Расчет в программе КЛ (прил. 1) дает  $d_{\text{ти}}^{\text{рас}}(90^\circ) = 64$  см бетона.

По условию задачи мощность дозы утечки ТИ равна 1 % от мощности дозы в центре пучка. Расчет толщины защиты в этом же направлении от ТИ

утечки (см. лекцию 13, пример 4) дает  $d_{\text{ти}}(90^\circ) = 200$  см бетона. Толщину боковой защиты определяет ТИ утечки из радиационной головки ускорителя.

Расчет толщины защиты от ТИ утечки в направлении  $30^\circ$  относительно центральной оси рабочего пучка дает 185 см. Но это толщина вдоль направления  $30^\circ$  относительно оси пучка, поэтому пересчитываем толщину вдоль нормали к барьеру и получаем  $d_{\text{ти}}(30^\circ) = 185 \cdot \cos 30^\circ = 160$  см.

Таким образом, вкладом рассеянного ТИ можно пренебречь. Толщина вторичной бетонной защиты определяется ТИ утечки, средняя энергия которого много больше, чем у рассеянного излучения (см. лекцию 13, рис. 13.23). В переднем направлении толщина вторичной защиты равна 160 см, а в направлении  $90^\circ$  – 200 см.

Оценим толщину защиты в направлении  $90^\circ$  от фотонейтронов утечки из радиационной головки ускорителя. Мощность источника нейтронов

$$q \left( \frac{\text{нейтр.}}{\text{с}} \right) = f \left( \frac{\text{нейтр.}}{\text{электр.}} \right) \cdot 6,25 \cdot 10^{12} \left( \frac{\text{электр.}}{\text{мкА} \cdot \text{с}} \right) \cdot i (\text{мкА}) = 6 \cdot 10^{11} \left( \frac{\text{нейтр.}}{\text{с}} \right). \quad (25.6)$$

Плотность потока фотонейтронов на расстоянии  $R = 1$  м от мишени ускорителя равна:

$$\phi_N = \frac{q \cdot c}{4\pi R^2} = \frac{6 \cdot 10^{11} \cdot 1}{4\pi \cdot 10^4} = 4,8 \cdot 10^6 \frac{\text{нейтр.}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}},$$

где  $c$  – кратность ослабления нейтронов защитой радиационной головки ускорителя. Для защиты из свинца  $c = 1$ , для защиты из вольфрама  $c = 0,85$  [12, 14].

Исследования нейтронных спектров вокруг электронных ускорителей показали, что максимумы спектров рождающихся нейтронов соответствуют энергии  $\sim 1$  МэВ, средняя энергия несколько выше, а эффективные энергии фотонейтронов находятся в диапазоне 1...2 МэВ [13]. После прохождения нейтронов через защиту радиационной головки их средняя энергия уменьшается до значений 0,3...0,8 МэВ [11] (в основном за счет неупругого рассеяния в защите радиационной головки). Если принять за среднюю энергию нейтронов величину 0,5 МэВ, то можно найти максимальную мощность эквивалентной дозы нейтронов с помощью фантомного коэффициента перехода  $\delta_{H,\text{max}} \approx 1,5 \cdot 10^{-4}$  мкЗв  $\cdot$  см<sup>2</sup> (см. лекцию 2, рис. 2.4). В [13] для вычисления мощности эквивалентной дозы нейтронов через их плотность потока без учета спектрального распределения нейтронов предлагается следующее выражение:

$$\dot{H}_N \left( \frac{\text{мкЗв}}{\text{ч}} \right) = 1,4 \cdot \phi_N \left( \frac{\text{нейтр.}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}} \right), \quad (25.7)$$

которое соответствует коэффициенту перехода  $\delta_{H,\text{max}} = 3,4 \cdot 10^{-4}$  мкЗв  $\cdot$  см<sup>2</sup> для нейтронов с энергией примерно 2 МэВ. Выражение (25.7) основано на реальных измерениях и является *консервативной оценкой* (оценкой с запасом) мощности эквивалентной дозы фотонейтронов. Воспользуемся выражением

(25.7) и найдем мощность эквивалентной дозы фотонейтронов на расстоянии 1 м от мишени вне рабочего пучка  $\dot{H}_{N,1} = 6,7 \cdot 10^6$  мкЗв  $\cdot$  м<sup>2</sup>/ч.

Толщину защиты рассчитаем с помощью слоев  $\Delta_{1/10}$ . Для нейтронов, выходящих через защиту радиационной головки ускорителя, величина этого слоя должна быть 21 см, но в [12] в качестве величины с запасом предлагается использовать  $\Delta_{1/10} = 25$  см. Расчет проводим с учетом геометрического ослабления поля нейтронов в слое защиты:

$$d_n = \frac{\Delta_{1/10}}{\ln 10} \ln \frac{\dot{H}_{N,1}}{\text{ДМД}(R_3 + d_{n-1})^2}, \quad d_0 = 0. \quad (25.8)$$

После двух итераций имеем  $d_N(90^\circ) = 115$  см. За защитой в этом направлении от ТИ толщиной 200 см мощность эквивалентной дозы от нейтронов равна примерно  $2,6 \cdot 10^{-3}$  мкЗв/ч, что много меньше 6 мкЗв/ч.

Аналогичный расчет в направлении  $30^\circ$  дает от нейтронов  $d_N(30^\circ) = 83$  см. Мощность эквивалентной дозы от фотонейтронов за защитой 160 см будет примерно 0,02 мкЗв/ч, что также много меньше 20 мкЗв/ч.

Вторичная защита для заданных условий полностью определяется ТИ утечки. Таким образом, надежная бетонная защита от ТИ обеспечивает хорошую защиту и от фотонейтронов во всех направлениях (если невелико число нейтронов с энергиями более 50 МэВ [13]). Причина в том, что слои десятикратного ослабления ТИ примерно в два раза больше, чем аналогичные слои для нейтронов.

**Пример 2.** Определить толщину стен из обычного бетона от ТИ и фотонейтронов линейного ротационного медицинского ускорителя фирмы Elekta, на энергию  $T_0 = 20$  МэВ в режиме облучения электронами и 18 МэВ в режиме облучения фотонами. Основной коллиматор изготовлен из вольфрама и формирует конический рабочий пучок. Половина угла коллиматора равна  $14^\circ$ . Диафрагма и многолепестковый коллиматор также изготовлены из вольфрама. За пределами рабочего пучка мощность дозы ТИ не превышает 0,1 % от мощности дозы в центре пучка. Гентри вращается вокруг изоцентра, который находится на высоте 1,5 м от пола. Угол вращения гентри равен  $90^\circ$  в обоих направлениях относительно вертикальной оси пучка. Расстояние от мишени до изоцентра равно 1 м. Расстояние от изоцентра до стен в направлении первичного пучка равно 3 м (стены 1 и 2 на рис 25.3), за стенами технические помещения. Расстояние от изоцентра до стены 3 (рис. 25.3) равно 4 м, за стеной население. Ускоритель работает в 1 смену по 6 ч в день, 5 дней в неделю, 250 дней в год. По согласованию с пользователем среднее значение поглощенной дозы ТИ за смену 150 Гр. Максимальная мощность дозы ТИ в изоцентре равна 6 Гр/мин.

### **Решение**

**Первичная защита.** За стенами с первичной защитой находятся технические помещения. Проектную мощность эквивалентной дозы (ДМД) за защитой выбираем равной 20 мкЗв/ч в соответствии с табл. 1 из [2].

Для расчета защиты технических помещений в соответствии с рекомендациями [2] используем среднюю за смену мощность эквивалентной дозы ТИ на расстоянии 1 м от мишени (в изоцентре):

$$\dot{H}_0^{\text{ТИ}} = \frac{150 \cdot 10^6 \cdot \bar{w}}{6} = 2,5 \cdot 10^7 \frac{\text{МКЗВ}}{\text{ч}} \text{М}^2.$$

Расчет защиты от ТИ из бетона проводим с помощью слоев десятикратного ослабления  $\Delta_{1/10}$ :

$$d_n = \Delta_{1/10}^{ac} + \frac{\Delta_{1/10}^{ac}}{\ln 10} \ln \frac{\dot{H}_0^{\text{ТИ}}}{10 \cdot \text{ДМД} (R_3 + d_{n-1})^2}; d_0 = 0. \quad (25.9)$$

Значения слоев  $\Delta_{1/10}$  для ТИ имеются в лекции 13 (рис. 13.2 и табл. 13.2), а также в [12] (табл. В.2). Используем данные [12]: первый слой  $\Delta_{1/10} = 45$  см, асимптотический  $\Delta_{1/10}^{ac} = 43$  см. После двух итераций имеем  $d_{\text{ТИ}}(0^\circ) = 196$  см.

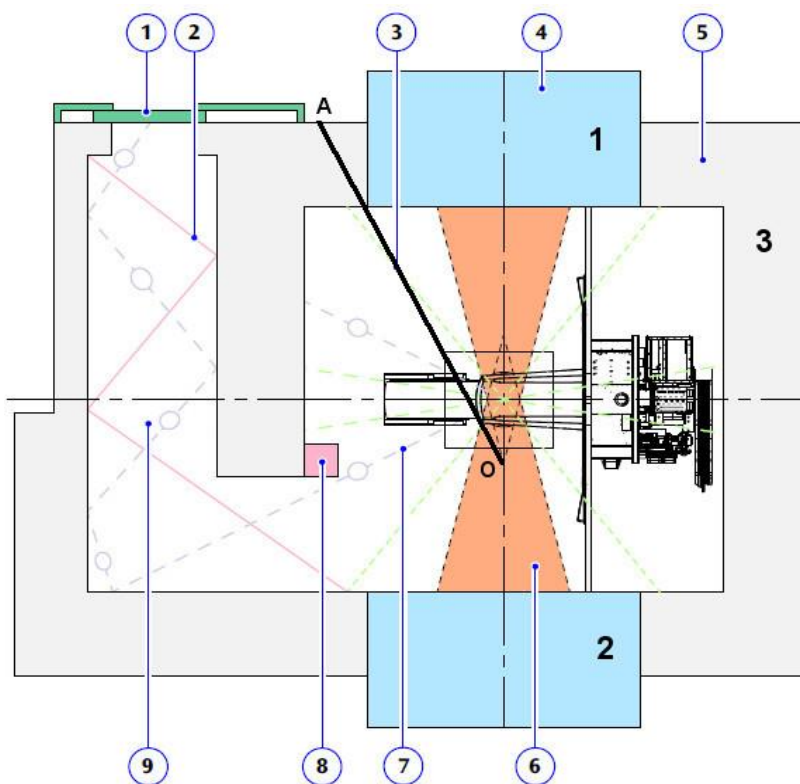


Рис. 25.3. Типичная схема помещения с ускорителем Elekta [4]:  
 1 – дверь; 2 – рассеянное излучение; 3 – излучение утечки; 4 – первичная защита;  
 5 – вторичная защита; 6 – первичное излучение; 7 – фотонейтроны;  
 8 – бетонный выступ; 9 – лабиринт

Выполним расчет защиты от ТИ с помощью метода номограмм (лекция 13). Для вычисления коэффициента номограмм  $K$  необходимо знать средний ток ускорителя (см. лекцию 13, выражение (13.17)). Если ток не известен, то необходимо использовать для величины тока значение 1 мА и задавать не

мощность показателя тканевой поглощенной дозы ТИ, а реальную мощность поглощенной дозы ТИ ускорителя на расстоянии 1 м от мишени. Расчет защиты по номограммам (в программе «Компьютерная лаборатория») для энергии 18 МэВ дает  $d_{\text{ти}}(0^\circ) = 207$  см бетона. Результаты обоих расчетов совпадают с точностью 5 %.

Пусть за первичной защитой находится помещение постоянного пребывания персонала гр. А. Мощность эквивалентной дозы в этом помещении, измеренная контролирующей организацией в любое время, не должна превышать 12 мкЗв/ч (иначе работы могут быть запрещены). В этом случае расчет защиты необходимо проводить исходя из максимальной мощности дозы ускорителя 6 Гр/мин. Тогда  $\dot{H}_0^{\text{ти}} = 3,6 \cdot 10^8$  мкЗв·м<sup>2</sup>/ч и расчет по формуле (25.9) с ДМД = 6 мкЗв/ч [2] дает  $d_{\text{ти}}(0^\circ) = 265$  см.

*Во время работы ускорителя с максимальной мощностью дозы 6 Гр/мин мощность эквивалентной дозы ТИ за защитой 196 см бетона равна 275 мкЗв/ч!*

Для медицинских ускорителей мощность дозы ТИ в изоцентре зависит от наличия выравнивающего фильтра, значительно возрастая при его отсутствии. Например, для ускорителей Elekta при штатной максимальной мощности дозы 600 МЕ/мин планирование помещения ускорителя рекомендуется проводить с максимальной мощностью дозы 850 МЕ/мин при наличии фильтра и 2500 МЕ/мин – без фильтра [4]. МЕ – это мониторная единица. Обычно ускоритель калибруется таким образом, чтобы 1 МЕ/мин равнялась 0,01 Гр/мин. Таким образом, без выравнивающего фильтра мощность дозы возрастает примерно в 3 раза.

Определим теперь мощность эквивалентной дозы от фотонейтронов на расстоянии 1 м от мишени в изоцентре  $\dot{H}_{N,0}$  (в области рабочего пучка). Эта величина может быть указана в паспорте ускорителя. В противном случае, согласно [1], для получения подобной информации необходимо проводить соответствующие измерения.

Мы же воспользуемся работами [8–10], где приведены результаты многих экспериментов и расчетов методом Монте-Карло, в которых определяли величину отношения эквивалентной дозы фотонейтронов к поглощенной дозе ТИ ( $\delta$ , мЗв/Гр) для различных типов ускорителей и размеров поля облучения. Это отношение в изоцентре обозначим через  $\delta_0$ . Значения  $\delta_0$  приведены на рис. 25.4. Величина  $\delta_0$  зависит от модели ускорителя, но для всех ускорителей возрастает с увеличением энергии ТИ и площади поля облучения. Экспериментальное определение мощности эквивалентной дозы нейтронов в изоцентре необходимо проводить для наибольшего поля облучения 40×40 см<sup>2</sup>. Величина  $\delta$  быстро убывает с увеличением расстояния от центральной оси пучка ТИ (Seyed M. Hashemi et. al. A study of the photon neutron dose equivalent resulting from a Saturne 20 medical linac using Monte Carlo method. Nucleonica, 2007, 52(1), p. 39–43).

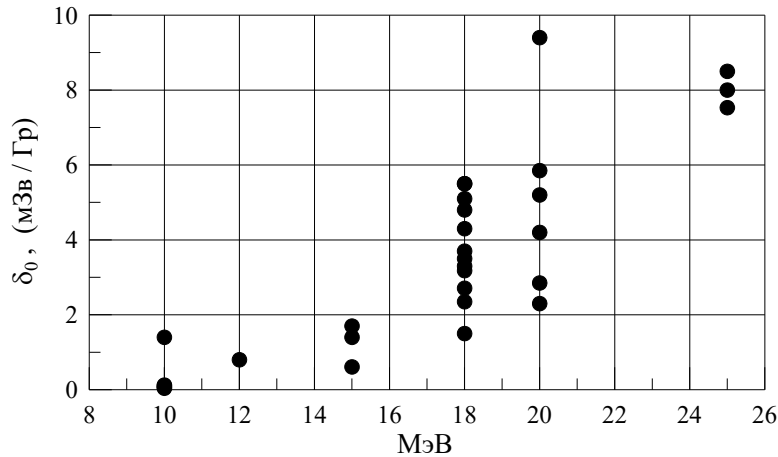


Рис. 25.4. Отношение эквивалентной дозы нейтронов к поглощенной дозе ТИ в изоцентре

Для ускорителя с энергией ТИ 18 МэВ принимаем значение  $\delta_0 = 4,0$  мЗв/Гр. При средней дозе ТИ за смену 150 Гр получаем

$$\dot{H}_{N,0} = \dot{D}_1^\gamma \cdot \delta_0 = \frac{150}{6} \cdot 4,0 \cdot 10^3 = 1 \cdot 10^5 \frac{\text{мкЗв}}{\text{ч}} \cdot \text{м}^2.$$

Во время работы ускорителя с максимальной мощностью дозы ТИ 6 Гр/мин эта величина будет много больше:  $\dot{H}_{N,0} = 1,44 \cdot 10^6$  мкЗв  $\cdot$  м<sup>2</sup>/ч.

Толщину защиты от фотонейтронов рассчитываем по формуле (25.5). В результате получаем  $d_N(0^\circ) = 85$  см. Толщина защиты от ТИ больше примерно на 4 слоя  $\Delta_{1/10}$  для нейтронов – 34 см (см. пример 1), поэтому толщину первичной защиты полностью определяет ТИ, она равна 196 см бетона.

В [12] предлагается устанавливать ширину первичного барьера по максимальным поперечным размерам рабочего пучка и дополнительно добавлять не менее 30 см с каждой стороны (рис. 25.5).

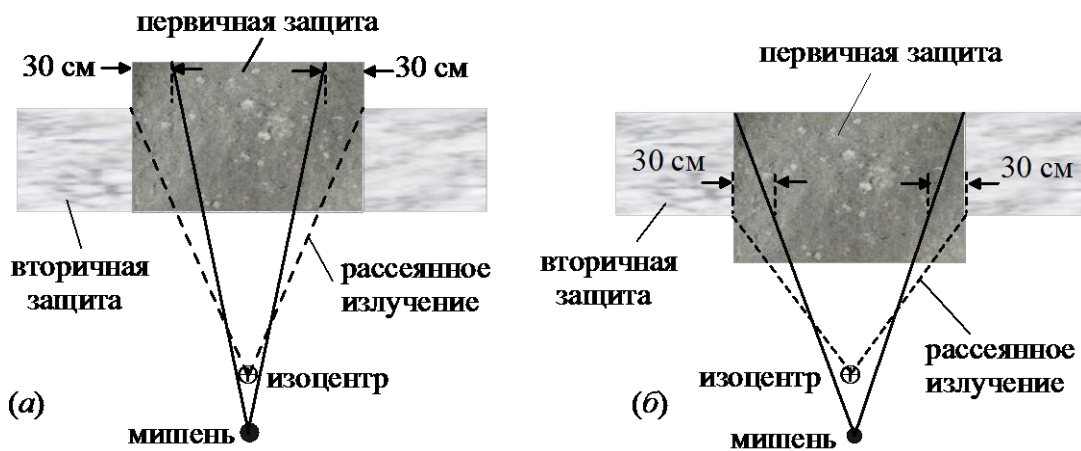


Рис. 25.5. К выбору ширины первичного барьера

**Вторичная защита.** Толщину вторичной защиты медицинских ускорителей определяют следующие типы излучений [12]:

- тормозное излучение утечки;
- тормозное излучение, рассеянное пациентом;
- тормозное излучение, рассеянное от стен, пола и потолка помещения;
- вторичные излучения (фотонейтроны и гамма-излучение радиационного захвата), рождающиеся в радиационной головке и в помещении ускорителя.

В соответствии с [1] поглощенная доза излучения утечки ТИ в плоскости пациента вне области рабочего пучка не должна превышать в среднем 0,1 % максимальной поглощенной дозы, измеренной в центре плоскости радиационного поля размерами  $10 \times 10 \text{ см}^2$ .

1. Рассчитываем защиту в направлении  $30^\circ$  относительно оси пучка (вдоль линии ОА на рис. 25.3). Для максимальной поглощенной дозы ТИ ускорителя в изоцентре 6 Гр/мин мощность эквивалентной дозы ТИ утечки на расстоянии 1 м от мишени не должна превышать в среднем  $3,6 \cdot 10^5 \text{ мкЗв} \cdot \text{м}^2/\text{ч}$ . Расчет толщины защиты проводим с помощью выражения (25.9), а значения слоев десятикратного ослабления для ТИ утечки берем из [12] (табл. В.7): первый слой  $\Delta_{1/10} = 36 \text{ см}$ , асимптотический  $\Delta_{1/10}^{\text{ас}} = 34 \text{ см}$ . После двух итераций толщина бетона вдоль нормали к стене  $d_{\text{ти}}(30^\circ) = 83 \text{ см}$ .

Таблица 25.3  
Величина поглощенной дозы нейтронов (%) относительно дозы ТИ (Гр) на расстоянии 1 м от мишени вне рабочего пучка [4]

$E_{\gamma \text{max}}, \text{ МэВ}$	$\delta_N, \%$
25	0,03
18	0,015
15	0,007
10	0,003
8	0,0003

В соответствии с [1] поглощенная доза нейтронов вне области рабочего пучка (нейтронное излучение утечки) в плоскости и вне плоскости пациента не должна превышать 0,05 % от максимального значения поглощенной дозы ТИ в изоцентре на радиационном поле размерами  $10 \times 10 \text{ см}^2$ . Защита радиационной головки ускорителя Elekta обеспечивает меньшую величину дозы нейтронного излучения утечки (см. табл. 23.5).

По НРБ-99/2009 средний взвешивающий коэффициент излучения  $\bar{w}$  для нейтронов с энергиями 0,1...2 МэВ равен 20, поэтому в соответствии с табл. 25.3 мощность эквивалентной дозы нейтронов утечки на расстоянии 1 м от мишени в направлении  $30^\circ$  равна:

$$\dot{H}_{N,1} = \dot{D}_{0,\text{max}}^{\text{ти}} \cdot \delta_N \cdot \bar{w} = 360 \cdot 0,00015 \cdot 20 \cdot 10^6 = 1,1 \cdot 10^6 \text{ мкЗв} \cdot \text{м}^2/\text{ч}.$$

Толщину защиты рассчитываем по формуле (25.8) с  $\Delta_{1/10} = 25 \text{ см}$ . Получаем  $d_N(30^\circ) = 71 \text{ см}$  бетона вдоль нормали к стене. Суммарная мощность эк-

вивалентной дозы ТИ и нейтронов будет превышать ДМД, поэтому добавляем к защите слой половинного ослабления ТИ (большой по сравнению со слоем  $\Delta_{1/2}$  у нейтронов). В результате получаем толщину вторичной защиты в направлении  $30^\circ$ :

$$d(30^\circ) = 83 + 0,301 \cdot 34 = 93 \text{ см.}$$

Оценим теперь толщину защиты от ТИ, рассеянного пациентом. В [12, 14] приведены выражения для расчета коэффициента ослабления ТИ, рассеянного от пациента ( $B_p$ ). Для расчета защиты используем метод слоев  $\Delta_{1/10}$ :

$$d_n = \frac{\Delta_{1/10}}{\ln 10} \ln \frac{1}{B_p} = \frac{\Delta_{1/10}}{\ln 10} \ln \frac{a(\theta) \bar{w} W T (F / 400)}{\text{ПДД } d_{sca}^2 (R_3 + d_{n-1})^2}; \quad d_0 = 0, \quad (25.10)$$

где

- $d_{sca}$  – расстояние от мишени ускорителя до пациента (м);
- $R_3$  – расстояние от пациента (изоцентра) до защиты (м);
- $a(\theta)$  – дифференциальное дозовое альbedo ТИ в зависимости от угла рассеяния  $\theta$  для площади облучения  $400 \text{ см}^2$  [12];
- $W$  – рабочая нагрузка – поглощенная доза ТИ на расстоянии 1 м от мишени (Гр в неделю);
- $F$  – площадь поля облучения пациента на расстоянии 1 м от мишени ( $\text{см}^2$ ). Рассеянное излучение нормируется к площади облучения  $20 \times 20 \text{ см}^2$ ;
- $T$  – коэффициент заполняемости защищаемой области – доля рабочего времени в неделю для человека, находящегося наибольшее время в данной защищаемой области (значения можно взять из табл. В.1 в [12]);
- ПДД – предельно допустимая доза (Зв в неделю);
- $\bar{w} = 1$  – взвешивающий коэффициент излучения.

Для условий нашего примера имеем:  $a(30^\circ) = 2,53 \cdot 10^{-3}$ ; ПДД =  $6 \cdot 10^{-4}$  Зв в неделю;  $T = 1/20$ ;  $W = 750$  Гр в неделю;  $F = 40 \times 40 \text{ см}^2$ ;  $d_{sca} = 1$  м;  $R_3 = 3,5$  м;  $\Delta_{1/10} = 32$  см [12]. Подставляя все данные в выражение (25.10) после двух итераций, получаем толщину защиты вдоль нормали к стене  $d_p^{тн}(30^\circ) = 51 \cdot \cos 30^\circ = 44$  см. Это значение в два раза меньше толщины вторичного барьера в данном направлении – 93 см. Рассеянное от пациента ТИ практически не влияет на мощность дозы за барьером.

Расчет через слой  $\Delta_{1/10}$  мощности эквивалентной дозы за вторичным барьером в направлении  $30^\circ$  (93 см бетона) от всех рассмотренных типов излучений дает следующие значения:

- 8,2 мкЗв/ч – от ТИ утечки;
- 1,8 мкЗв/ч – от фотонейтронов утечки;
- 0,6 мкЗв/ч – от рассеянного пациентом ТИ.

В сумме получаем 10,6 мкЗв/ч, что меньше требуемых 20 мкЗв/ч.



2. Рассчитываем защиту в направлении  $90^\circ$  относительно оси пучка. За стеной находится территория, прилегающая к наружным стенам здания ускорителя (территория с населением). В соответствии с табл. 1 из [2] проектная мощность эквивалентной дозы (ДМД) равна  $1,2 \text{ мкЗв/ч}$  (это значение *в 20 раз выше*, чем в ОСПОРБ-99/2010 [3], табл. 3.3.1).

Согласно [1] поглощенная доза утечки ТИ вне плоскости пациента на расстоянии 1 м от оси пучка не должна превышать 0,5 % от максимальной поглощенной дозы в изоцентре. В паспортных данных конкретного медицинского ускорителя эта величина должна указываться. Согласно данным ускорителя Elekta величина утечки ТИ за пределами поверхности с пациентом не превышает 0,2 %. Используем это значение, тогда мощность эквивалентной дозы ТИ на расстоянии 1 м от мишени в направлении стены 3 равна:

$$\dot{H}_1^{\text{ТИ}} = 360 \cdot 10^6 \cdot 0,002 \cdot \bar{w} = 7,2 \cdot 10^5 \text{ мкЗв} \cdot \text{м}^2 / \text{ч}.$$

Расчет защиты проводим по формуле (25.9) с  $\Delta_{1/10} = 36 \text{ см}$ ,  $\Delta_{1/10}^{\text{ac}} = 34 \text{ см}$ . После двух итераций получаем  $d_{\text{ТИ}}(90^\circ) = 148 \text{ см}$ .

Мощность эквивалентной дозы нейтронов утечки на расстоянии 1 м от мишени  $\dot{H}_{N,1} = 1,1 \cdot 10^6 \text{ мкЗв} \cdot \text{м}^2 / \text{ч}$ . Расчет защиты выполняем по формуле (25.8),  $\Delta_{1/10} = 25 \text{ см}$ . После двух итераций получаем  $d_N(90^\circ) = 113 \text{ см}$ . За защитой от ТИ толщиной 148 см мощность эквивалентной дозы от фотонейтронов равна  $0,044 \text{ мкЗв/ч}$ .

Толщину защиты от рассеянного пациентом ТИ оценим по формуле (25.10) со следующими новыми данными:  $a(90^\circ) = 1,89 \cdot 10^{-4}$ ; ПДД =  $3,6 \cdot 10^{-5} \text{ Зв}$  в неделю;  $T = 1/40$ ;  $R_3 = 4 \text{ м}$ . После двух итераций получаем  $d_p^{\text{ТИ}}(90^\circ) = 41 \text{ см}$ , что в 3,6 раза меньше 148 см. За бетонной защитой 148 см мощность эквивалентной дозы от рассеянного пациентом ТИ равна  $0,0004 \text{ мкЗв/ч}$ . Толщина стены 3 равна 148 см бетона и полностью определяется ТИ утечки.

## 25.2. Расчет лабиринта от фотонейтронов<sup>1</sup>

На рис. 25.6 изображено помещение ускорителя с лабиринтом. Данный лабиринт является лабиринтом с двумя поворотами (изгибами, коленами). Расчет лабиринта заключается в расчете мощности дозы на его входе (в т. С). Для электронных ускорителей на энергии более 10 МэВ вклад в дозу на входе в лабиринт вносят следующие типы излучений:

- 1) ТИ основного пучка, рассеянное в помещении ускорителя (в основном от стены 1 и от пола), попавшее в лабиринт и дошедшее до входа в лабиринт;
- 2) ТИ утечки, попавшее в лабиринт и дошедшее до входа;
- 3) рассеянное от пациента ТИ, попавшее в лабиринт и дошедшее до входа;
- 4) гамма-излучение радиационного захвата (захватное гамма-излучение),

<sup>1</sup> На основе документов [6, 12, 14].

- образующееся при поглощении замедлившихся нейтронов в помещении ускорителя и в лабиринте и дошедшее до входа;
- 5) нейтроны из радиационной головки ускорителя, попавшие в лабиринт и дошедшие до входа.

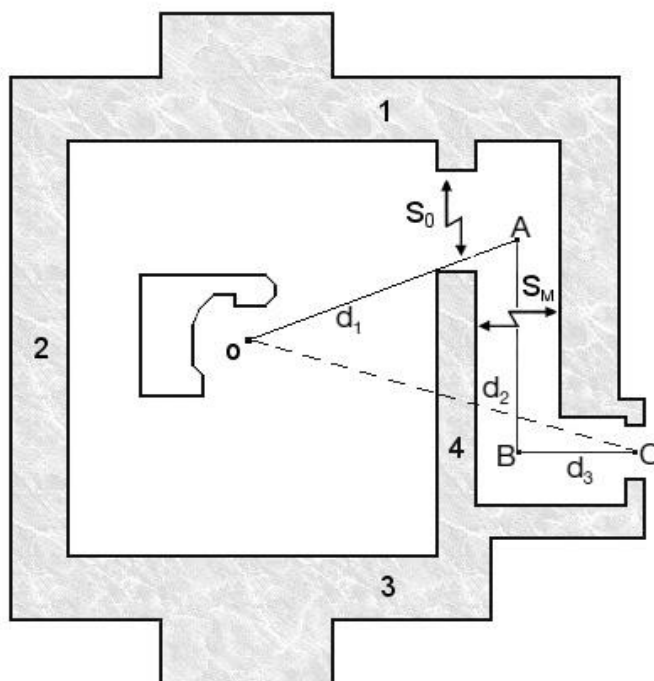


Рис. 25.6. Помещение ускорителя с лабиринтом

Внутренняя стена лабиринта (4) должна иметь достаточную толщину, чтобы дозой в т. С от излучения натекания (путь ОС) можно было пренебречь.

В этом разделе рассмотрим лишь методы расчета вклада в дозу от нейтронов и захватного гамма-излучения для медицинских ускорителей на энергии более 10 МэВ. Расчет дозы от ТИ первичного пучка, ТИ утечки и рассеянного от пациента ТИ необходимо проводить по методике, которая подробно рассмотрена в лекции 14.

Для высокоэнергетических ускорителей с длиной лабиринта более 2,5 м дозу на входе в лабиринт от фотонного излучения определяет в основном захватное гамма-излучение. Полную дозу на входе в лабиринт в этом случае практически полностью определяют захватное гамма-излучение и нейтроны.

**Пример.** Рассчитать мощность эквивалентной дозы на входе в лабиринт (т. С) и толщину защитной двери лабиринта для ускорителя из примера 2 предыдущего раздела. Вся площадь поверхности комнаты с ускорителем (процедурной комнаты) на рис. 25.6 (пол, потолок, стены) без площади поверхности лабиринта  $S = 236 \text{ м}^2$ ;  $d_1 = 6,4 \text{ м}$ ;  $d_2 = 5,5 \text{ м}$ ;  $d_3 = 3 \text{ м}$ . Площадь выхода из лабиринта  $S_0 = 10 \text{ м}^2$  (см. рис. 25.6), площадь поперечного сечения лабиринта

$S_M = 8 \text{ м}^2$ . Рабочая нагрузка в неделю  $W = 750 \text{ Гр}$ . Вход в лабиринт находится в помещении постоянного пребывания персонала гр. А, ДМД = 6 мкЗв/ч [1].

### Решение

**1. Мощность дозы от захватного гамма-излучения.** Эквивалентную дозу захватного гамма-излучения на входе в лабиринт с двумя изгибами (т. С на рис. 25.6) на 1 Гр поглощенной дозы ТИ в изоцентре можно рассчитать по формуле

$$H_{G,0} = 1,114 \cdot 10^{-16} \cdot \Phi_A \left[ \sqrt{S_M} \cdot e^{-(d_2+d_3)/3,89} + e^{-(d_2+d_3)/4,0} \right] \text{ (Зв/Гр)}, \quad (25.11)$$

где расстояния  $d_2$  и  $d_3$  показаны на рис. 25.6;  $\Phi_A$  – полный флюенс нейтронов в т. А внутри лабиринта (см. рис. 25.6) на 1 Гр поглощенной дозы ТИ в изоцентре нейтр/(м<sup>2</sup> Гр). Формула (25.11) получена в [6] на основе анализа результатов расчетов методом Монте-Карло 40 различных лабиринтов с двумя изгибами для ТИ с энергией 18 МэВ. Она позволяет рассчитать изменение эквивалентной дозы захватного излучения вдоль лабиринта.

Для лабиринта с одним изгибом (см. рис. 25.3) расчет проводят по формуле

$$H_{G,0} = 6,9 \cdot 10^{-16} \cdot \Phi_A \cdot 10^{-d_2/TVD} \text{ (Зв/Гр)}, \quad (25.12)$$

где  $TVD$  – расстояние десятикратного ослабления полного флюенса нейтронов в лабиринте (м). Для ТИ с энергиями 18...25 МэВ  $TVD = 5,4 \text{ м}$ , для ТИ с энергией 15 МэВ  $TVD = 3,9 \text{ м}$ .

Флюенс фотонейтронов в любой точке помещения ускорителя состоит из первичных нейтронов (рождающихся в радиационной головке ускорителя), рассеянных нейтронов и тепловых нейтронов. На основе результатов расчетов методом Монте-Карло предложены простые формулы для определения флюенса нейтронов. Флюенс первичных нейтронов

$$\Phi_1 = \frac{\beta Q_N}{4\pi d^2}, \quad (25.13)$$

где

- $d$  – расстояние от источника до заданной точки помещения;
- $Q_N$  – мощность источника нейтронов (нейтр/Гр) – это число нейтронов, испущенных из радиационной головки ускорителя на 1 Гр поглощенной дозы ТИ в изоцентре. Значения  $Q_N$  для различных типов ускорителей приведены в табл. В.9 и на рис. В.1 в [12];
- $\beta$  – коэффициент ослабления нейтронов, выходящих из головки ускорителя ( $\beta = 1$ , если защита головки выполнена из свинца,  $\beta = 0,85$  – для защиты из вольфрама).

Флюенс рассеянных нейтронов

$$\Phi_s = \frac{1}{2\pi} \frac{5,4 \cdot \beta Q_N}{S}. \quad (25.14)$$

Флюенс тепловых нейтронов для бетонных помещений ускорителей

$$\Phi_T = \frac{1}{2\pi} \frac{1,3 \cdot Q_N}{S}. \quad (25.15)$$

Коэффициент  $1/2\pi$  для рассеянных и тепловых нейтронов учитывает долю нейтронов, попадающих в лабиринт.

Полный флюенс нейтронов в т. А лабиринта (рис. 25.6)

$$\Phi_A = \frac{\beta Q_N}{4\pi d_1^2} + \frac{5,4 \cdot \beta Q_N}{2\pi S} + \frac{1,3 \cdot Q_N}{2\pi S}. \quad (25.16)$$

Флюенс и доза от нейтронов, попадающих в лабиринт, зависят от многих параметров:

- от энергии ускорителя;
- размеров отверстия диафрагмы: уменьшение поля облучения (отверстия диафрагмы) уменьшает дозу от ТИ, но увеличивает флюенс и дозу от нейтронов. Для консервативной оценки флюенс и дозу нейтронов следует определять при закрытой диафрагме;
- угла поворота гентри: нейтроны выходят из радиационной головки во всех направлениях, а защита головки выполняется из тяжелых материалов (защита от ТИ), которые не являются хорошей защитой от нейтронов. В результате наибольшее число нейтронов попадает в лабиринт, когда головка повернута на угол  $90^\circ$  относительно вертикальной оси и ее расстояние от выхода из лабиринта наименьшее (положение на рис. 25.6). Наименьшее число нейтронов попадает в лабиринт, когда головка находится в противоположном направлении и пучок ТИ падает на стену 1, но в этом случае в лабиринт попадает большее количество ТИ. Значения флюенса и дозы нейтронов для этих двух положений гентри могут отличаться до двух раз. Если головка находится вверху и пучок ТИ направлен вниз в пол помещения, то флюенс и доза будут немного выше среднего значения этих двух положений гентри. Для расчета защиты от нейтронов и захватного гамма-излучения используют положение гентри, когда пучок ТИ направлен вниз в пол;
- от расстояния между изоцентром и т. А ( $d_1$ );
- от всей площади поверхности процедурной комнаты ( $S$ );
- площади выхода из лабиринта ( $S_0$ ) и от площади поперечного сечения лабиринта ( $S_M$ ).

Для уменьшения флюенса и дозы нейтронов, попадающих в лабиринт, необходимо увеличивать расстояние  $d_1$  и уменьшать площадь поперечного сечения  $S_0$  выхода из лабиринта. Можно предусматривать закрытие этого выхода для уменьшения флюенса нейтронов, попадающих в лабиринт. Увеличение размеров процедурной комнаты также уменьшает флюенс и дозу нейтронов в т. А (см. выражение (25.14)).

Умножив  $H_{G,0}$  на поглощенную дозу ТИ в изоцентре за неделю  $W$  (Гр), получаем величину недельной эквивалентной дозы на входе в лабиринт от захватного гамма-излучения:

$$H_G = W \cdot H_{G,0} \text{ (Зв)}. \quad (25.17)$$

Для расчета флюенса нейтронов  $\Phi_A$  используем следующие данные:  $Q_N = 1 \cdot 10^{12}$  нейтр/Гр;  $d_1 = 6,4$  м;  $S = 236$  м<sup>2</sup>. Подставляя эти значения в формулу (25.16), получаем величину флюенса  $\Phi_A = 5,6 \cdot 10^9$  нейтр/(Гр·м<sup>2</sup>).

Эквивалентная доза захватного гамма-излучения на входе в лабиринт на 1 Гр поглощенной дозы ТИ в изоцентре

$$H_{G,0} = 1,114 \cdot 10^{-16} \cdot 5,6 \cdot 10^9 \left[ \sqrt{8} \cdot e^{-(5,5+3)/3,89} + e^{-(5,5+3)/4,0} \right] = 2,7 \cdot 10^{-7} \text{ (Зв/Гр)},$$

а эквивалентная доза за неделю работы  $H_G = 750 \cdot 2,7 \cdot 10^{-7} \cdot 10^6 = 200$  мкЗв.

Ускоритель работает 30 ч в неделю, *средняя мощность эквивалентной дозы* на входе в лабиринт (т. С)  $\langle \dot{H}_G \rangle = 6,7$  мкЗв/ч.

*Во время работы ускорителя мгновенная мощность эквивалентной дозы от захватного гамма-излучения равна 95 мкЗв/ч.*

**2. Мощность дозы от фотонейтронов.** Мощность эквивалентной дозы от нейтронов для лабиринтов с одним поворотом можно определить по формуле

$$\dot{H}_N = \dot{H}_{N,0} \cdot \frac{S_0}{S_M} \frac{1}{d_1^2} 10^{-d_2/TVD} \left( \frac{\text{мкЗв}}{\text{ч}} \right), \quad (25.18)$$

где

- $\dot{H}_{N,0}$  – мощность эквивалентной дозы нейтронов в изоцентре для заданной мощности поглощенной дозы ТИ в изоцентре (мкЗв·м<sup>2</sup>/ч). Величина  $\dot{H}_{N,0}$  для рассматриваемого ускорителя определена в примере 2 предыдущего раздела следующим образом:

$$\dot{H}_{N,0} = 10^3 \dot{D}_{\text{ТИ},0} \cdot \delta_0, \quad (25.19)$$

где  $\dot{D}_{\text{ТИ},0}$  – мощность поглощенной дозы ТИ в изоцентре (Гр·м<sup>2</sup>/ч),  $\delta_0$  – отношение в изоцентре эквивалентной дозы нейтронов (мЗв) к поглощенной дозе ТИ (Гр) (см. рис. 25.4);

- $TVD$  – расстояние десятикратного ослабления дозы в лабиринте (м), которое зависит от площади сечения лабиринта  $S_M$ :

$$TVD = 2,06 \sqrt{S_M}. \quad (25.20)$$

Если у лабиринта два поворота (рис. 25.4), то

$$\dot{H}_N = \frac{\dot{H}_{N,0}}{3} \cdot \frac{S_0}{S_M} \frac{1}{d_1^2} 10^{-d_2/TVD} \cdot 10^{-d_3/TVD} \left( \frac{\text{мкЗв}}{\text{ч}} \right). \quad (25.21)$$

Для средней за смену мощности дозы ТИ в изоцентре 25 Гр·м<sup>2</sup>/ч и  $\delta_0 = 4,0$  мЗв/Гр (см. пример 1)  $\dot{H}_{N,0} = 1 \cdot 10^5$  мкЗв·м<sup>2</sup>/ч. Расчет  $\dot{H}_N$  по формуле (25.21) с  $TVD = 2,06 \sqrt{8} = 3,83$  м дает

$$\dot{H}_N = \frac{1 \cdot 10^5}{3} \cdot \frac{10}{8} \frac{1}{6,4^2} 10^{-5,5/5,83} \cdot 10^{-3/5,83} = 35 \left( \frac{\text{мкЗв}}{\text{ч}} \right).$$

Во время работы ускорителя с максимальной мощностью дозы ТИ 6 Гр/мин мощность эквивалентной дозы от нейтронов  $\dot{H}_N = 504$  мкЗв/ч.

**3. Защитная дверь лабиринта.** Расчет защитной двери на входе в лабиринт необходимо проводить из условия, что мощность эквивалентной дозы от всех типов излучений (см. начало данного раздела лекции) не должна превышать ДМД:

$$\text{ДМД} \leq \frac{\dot{H}_G}{k_G} + \frac{\dot{H}_N}{k_N}, \quad (25.22)$$

где  $k_G$  и  $k_N$  – соответственно кратности ослабления мощности эквивалентной дозы гамма-излучения и нейтронов. В  $\dot{H}_G$  необходимо учесть также вклады от попадающих в лабиринт ТИ основного пучка, ТИ утечки и рассеянного от пациента ТИ, которые рассчитываются отдельно.

Для электронных медицинских ускорителей с энергиями более 10 МэВ, как правило, дозу на входе в лабиринт определяют захватное гамма-излучение и нейтроны. Как следует из расчета, преобладает вклад в дозу от нейтронов. Если не учитывать другие типы излучений, то для условий нашего примера он составляет 84 %.

Средняя энергия нейтронов на входе в лабиринт примерно 100 кэВ. Для ослабления таких нейтронов необходимо использовать водородсодержащее вещество – полиэтилен. Лучше использовать борированный полиэтилен с добавкой 5 % бора ( $^{10}\text{B}$ ) по весу, который эффективно поглощает тепловые нейтроны. При защите дверей лабиринтов слой  $\Delta_{V10}$  полиэтилена равен 45 мм.

Спектр захватного гамма-излучения в бетоне простирается до энергий более 8 МэВ со средней энергией 3,6 МэВ. Средняя энергия захватного гамма-излучения на входе в лабиринт в основном зависит от длины лабиринта. Для очень коротких лабиринтов она может быть равна и даже более 3,6 МэВ. В этом случае слой  $\Delta_{V10}$  равен примерно 61 мм свинца или 135 мм стали (железа). Для помещений ускорителей с длиной лабиринта более 5 м средняя энергия захватного гамма-излучения много меньше и слой  $\Delta_{V10}$  свинца равен примерно 6 мм, а стали – 48 мм.

Выполним расчет толщины входной двери лабиринта из условия, что  $\dot{H}_G / k_G = \dot{H}_N / k_N = 3$  мкЗв/ч, учитывая только захватное гамма-излучение и нейтроны.

Для средней за смену мощности дозы ТИ 25 Гр/ч имеем:

$$k_G = 6,7 / 3 = 2,23; d_{G, Pb} = \lg k_G \cdot \Delta_{V10} = 0,35 \cdot 6 = 2,1 \text{ мм свинца};$$

$$d_{G, Fe} = \lg k_G \cdot \Delta_{V10} = 0,35 \cdot 48 = 16,8 \text{ мм стали};$$

$$k_N = 35 / 3 = 11,7; d_{N, pol} = \lg k_N \cdot \Delta_{V10} = 1,07 \cdot 45 = 48 \text{ мм полиэтилена}.$$

Защитная дверь должна содержать три слоя. Слой борированного полиэтилена толщиной 48 мм необходимо поместить между двумя слоями свинца толщиной по 1 мм. Если вместо свинца использовать сталь, то вес двери будет намного больше. При поглощении тепловых нейтронов в полиэтилене будет также возникать захватное гамма-излучение, но его энергия много меньше, чем в бетоне, всего 0,473 МэВ. Эти гамма-кванты будут ослабляться вторым слоем свинца.

Для максимальной за смену мощности дозы ТИ 360 Гр/ч имеем:

$$k_G = 95/3 = 31,7; d_{G, Pb} = \lg k_G \cdot \Delta_{1/10} = 1,5 \cdot 6 = 9 \text{ мм свинца};$$

$$d_{G, Fe} = \lg k_G \cdot \Delta_{1/10} = 1,5 \cdot 48 = 72 \text{ мм стали};$$

$$k_N = 504/3 = 168; d_{N, pol} = \lg k_N \cdot \Delta_{1/10} = 2,23 \cdot 45 = 100 \text{ мм полиэтилена}.$$

### 25.3. Наведенная активность

При работе медицинских электронных ускорителей на энергии более 10 МэВ происходит активация стен, потолка, пола процедурной комнаты и лабиринта, а также материалов, находящихся в процедурной комнате и самого ускорителя. Активация происходит как под действием высокоэнергетического гамма-излучения, так и нейтронов, в основном тепловых. Излучение от наведенной активности приводит к дополнительному облучению пациентов, врачебного и обслуживающего ускоритель персонала. Возможные реакции генерации радионуклидов в бетоне под действием фотонов и нейтронов приведены в табл. 20.6 и 20.7 (лекция 20).

В работах [5, 15] проведены экспериментальные исследования наведенной активности в процедурной комнате для ускорителей с энергиями ТИ 15 и 18 МэВ. По измеренным спектрам выделены радионуклиды, дающие основной вклад в облучение от наведенной активности в процедурной комнате. Их характеристики приведены в табл. 25.4 [15].  $^{28}\text{Al}$  образуется в основном в элементах лечебного стола,  $^{122}\text{Sb}$  – в свинцовой защите радиационной головки ускорителя,  $^{56}\text{Mn}$  и  $^{24}\text{Na}$  – в бетоне помещения.

Таблица 25.4

*Основные радионуклиды, определяющие дозу от наведенной активности на расстоянии 1 м от изоцентра для Varian Clinac 21EX*

Радионуклид	$T_{1/2}$	Излучение	$E_\gamma$ , МэВ
$^{28}\text{Al}$	2,3 мин	$\beta^-$ , $\gamma$	1,78
$^{56}\text{Mn}$	2,6 ч	$\beta^-$ , $\gamma$	0,85; 1,81; 2,11
$^{24}\text{Na}$	15,0 ч	$\beta^-$ , $\gamma$	1,37; 2,75
$^{122}\text{Sb}$	2,8 сут	$\beta^-$ , $\beta^+$ , $\gamma$	0,511; 0,56

Вклад в дозу от наведенной активности вносят также многие другие радионуклиды. Приведем лишь те, у которых небольшой период полураспада [5]:

$^{62}\text{Cu}$  ( $T_{1/2} = 9,7$  мин),  $^{64}\text{Cu}$  ( $T_{1/2} = 12,7$  ч),  $^{57}\text{Ni}$  ( $T_{1/2} = 36$  ч),  $^{82}\text{Br}$  ( $T_{1/2} = 35,3$  ч),  $^{187}\text{W}$  ( $T_{1/2} = 23,7$  ч).

Ввиду небольшого периода полураспада большинства радионуклидов не происходит значительного накопления активности. В первые 30 мин после выключения ускорителя доза спадает быстро, а через 48 ч наведенная активность в помещении спадает до фонового уровня [15]. В первые минуты после выключения ускорителя дозу определяет радионуклид  $^{28}\text{Al}$ , но его активность очень быстро спадает.

Большая доля облучения от наведенной активности приходится на радионуклиды, образующиеся в материалах радиационной головки ускорителя ( $^{187}\text{W}$  в коллиматорах и защите из вольфрама,  $^{122}\text{Sb}$  – в защите головки из свинца). В результате дополнительное облучение получает врачебный персонал, который готовит пациентов к процедурам лучевой терапии и находится вблизи ускорителя.

Величина наведенной активности возрастает с увеличением энергии ускорителя, мощности дозы ТИ и размеров поля облучения. Для ускорителей с энергией ТИ 18 МэВ доза от наведенной активности оценивается примерно в 60 мкЗв в неделю при рабочей нагрузке 600 Зв в неделю [15].

## Задание 25

### Контрольные вопросы

1. Какие источники излучения необходимо учитывать при расчетах защиты электронных ускорителей на энергии более 10 МэВ?
2. Какие элементы медицинских ускорителей на большие энергии влияют на выход фотонейтронов?
3. Зачем вводится первичная защита? Какое излучение определяет ее толщину для электронных ускорителей, генерирующих ТИ?
4. Какие типы излучений необходимо учитывать при расчетах лабиринтов для электронных ускорителей на энергии более 10 МэВ? Какие материалы и почему необходимо в этом случае применять для защитных дверей лабиринтов?
5. В чем причина появления наведенной активности в процедурной комнате электронных медицинских ускорителей на энергии более 10 МэВ?

### Задача

Онкологический диспансер приобретает электронный медицинский ускоритель для лучевой терапии пучком ТИ с максимальной энергией  $E_{\gamma}$ . Процедурная комната, где будет находиться ускоритель (см. рис. 25.6), имеет полную площадь всей внутренней поверхности (стены, пол, потолок), равную  $S$ . Площадь поперечного сечения лабиринта равна  $S_m$ , входа в лабиринт –  $S_0$ . Расстояние от изоцентра до т. А равно  $d_1$ , длина первого колена лабиринта равна  $d_2$ , второго –  $d_3$ .

Основной коллиматор ускорителя изготовлен из вольфрама и формирует конический рабочий пучок. Половина угла коллиматора равна  $14^\circ$ . Диафрагма



и многолепестковый коллиматор также изготовлены из вольфрама. Ускоритель работает в 1 смену по 6 ч в день, 5 дней в неделю, 250 дней в году. Рабочая нагрузка в неделю равна  $W$ . Максимальная мощность дозы ТИ в изоцентре равна  $\dot{D}_{0,\max}$ .

Рассчитать мощность эквивалентной дозы на входе в лабиринт (т. С) и толщину защитной двери лабиринта от фотонейтронов и гамма-излучения радиационного захвата. Вход в лабиринт находится в помещении постоянного пребывания персонала гр. А.

Начальные данные для решения задачи взять из табл. 25.5.

Таблица 25.5

*Данные для задачи*

Вариант	1	2	3	4	5	6	7	8
$S, \text{ м}^2$	230	260	300	200	350	270	250	320
$S_M \text{ м}^2$	8	8,5	9	7	6	7,5	8	8,5
$S_0, \text{ м}^2$	9	8,5	10	8	7,5	8	8,5	9,5
$d_1, \text{ м}$	6,5	7,5	8	5	8,5	8	7,4	8,2
$d_2, \text{ м}$	6,0	6,5	7,0	5,5	5,6	6,0	5,5	6,0
$d_3, \text{ м}$	4,0	0	4,0	0	3,5	3,0	2,5	0
$E_\gamma, \text{ МэВ}$	18	20	18	15	25	20	15	25
$\dot{D}_{0,\max}$ , Гр/мин	6	7	6	4	10	9	5	9
$W, \text{ Гр}$	750	600	750	500	850	700	550	900

**Список литературы**

1. ГОСТ Р МЭК 60601-2-1-2013. Изделия медицинские электрические. Часть 2-1. Частные требования безопасности с учетом основных функциональных характеристик к электронным ускорителям, работающим в диапазоне от 1 до 50 МэВ. – Москва : Стандартинформ, 2014. – 52 с.
2. СанПиН 2.6.1.2573-2010. Гигиенические требования к размещению и эксплуатации ускорителей электронов с энергией до 100 МэВ // Бюллетень нормативных и методических документов Госсанэпиднадзора. – 2010. – Вып. 2(40). – С. 65–100.
3. СП 2.6.1.2612-10. Основные санитарные правила обеспечения радиационной безопасности (ОСПОРБ-99/2010). – Москва : Федеральный центр гигиены и эпидемиологии Роспотребнадзора, 2010. – 83 с.
4. Elekta Medical Linear Accelerator. Site Planning Construction Information. Document ID: 1008405 05. – Режим доступа: [http://www.onk.ns.ac.rs/javne\\_nabavke/JN-69\\_2015-P-01-SitePlanningConstructionInformation.pdf](http://www.onk.ns.ac.rs/javne_nabavke/JN-69_2015-P-01-SitePlanningConstructionInformation.pdf)
5. Fischer H.W. Activation Processes in Medical Linear Accelerators and Spatial Distribution of Activation Products / H.W. Fischer, B.E. Tabot, B. Poppe // Phys Med Biol. – 2006. – Vol. 51, № 24 – P. 461–466.

6. Ghiasi H. A new analytical formula for neutron capture gamma dose calculations in double-bend mazes in radiation therapy / H. Ghiasi, A. Mesbahi // *Rep Pract Oncol Radiother.* – 2012. – Vol. 17, № 4. – P. 220–225.
7. Mao X.S. Neutron Sources in the Varian Clinac 2100C/2300C Medical Accelerator Calculated by the EGS4 Code / X.S. Mao et. al. – SLAC-PUB-7077, 1996. – Режим доступа: <http://www.slac.stanford.edu/pubs/slacpubs/7000/slac-pub-7077.pdf>
8. McGinley P.H. Neutron dose to patients treated with high-energy medical accelerators / P.H. McGinley // IAEA-CN-85-8. – 2001. – Режим доступа: [https://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig\\_q=RN:32039942](https://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig_q=RN:32039942)
9. Mohammadi N. A Monte Carlo Study for Photoneutron Dose Estimations around the High-Energy Linacs / N. Mohammadi, S.H. Miri-Hakimabad, L. Rafat-Motavalli // *J. Biomed Phys Eng.* – 2014. – Vol. 4, № 4 – P. 127–140
10. Monson J.M. Measurements of photo-neutrons from a medical linear accelerator using CR-39 plastic nuclear track detectors / J.M. Monson. – Brigham Young University, Idaho, US, 2010. – Режим доступа: [https://shareok.org/bitstream/handle/11244/15023/Monson\\_okstate\\_0664M\\_13253.pdf?sequence=1](https://shareok.org/bitstream/handle/11244/15023/Monson_okstate_0664M_13253.pdf?sequence=1)
11. Naseri A. A review on photoneutrons characteristics in radiation therapy with high-energy photon beams / A. Naseri, A. Mesbahi // *Rep. Pract. Oncol. Radiother.* – 2010. – Vol. 15, № 5 – P. 138–144.
12. Structural Shielding Design and Evaluation for Megavoltage X- and Gamma-Ray Radiotherapy // NCRP. Report No. 151. – 2005. – Режим доступа: [http://its.uvm.edu/medtech/design/NCRP\\_151.pdf](http://its.uvm.edu/medtech/design/NCRP_151.pdf); <https://vimeo.com/88175691>; <http://www.aapm.org/meetings/amos2/pdf/42-11997-3239-469.pdf>; <http://www.aapm.org/meetings/amos2/pdf/34-8079-17063-676.pdf>
13. Radiological Safety Aspects of the Operation of Electron Linear Accelerators. Technical Reports Series No. 188 // IAEA. – Vienna, 1979. – 330 p.
14. Radiation Protection in the Design of Radiotherapy Facilities. Safety Reports Series No. 47 // IAEA. – 2006. – 129 p.
15. Rawlinson J.A. Dose to radiation therapists from activation at high-energy accelerators used for conventional and intensity-modulated radiation therapy / J.A. Rawlinson, M.K. Islam, D.M. Galbraith // *Medical Physics.* – 2002. – Vol. 29, № 4 – P. 598–608.
16. Swanson W.P. Calculation of Neutron Yields Released by Electrons Incident on Selected Materials / W.P. Swanson // SLAC-PUB-2211. – 1978. – Режим доступа: <https://www.slac.stanford.edu/pubs/slacpubs/2000/slac-pub-2211.pdf>

## ЛЕКЦИЯ 26

### ИСТОЧНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ И ВЫБРОСЫ АЭС. ЗАЩИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ ОТ НЕЙТРОНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Реактор и технологические контуры АЭС являются мощными источниками ионизирующих излучений, облучение которыми во много раз превышает допустимое. Поэтому для обеспечения нормальных условий работы персонала АЭС и проживания населения источники окружают защитой. Однако только защита не обеспечивает безопасности персонала, ибо для оборудования АЭС необходимы периодический осмотр, обслуживание и ремонт. Поэтому разумное размещение оборудования АЭС, его конструкция, долговечность, надежность, правильная организация работ по ремонту и обслуживанию – это меры по обеспечению безопасности АЭС.

АЭС является потенциальным источником загрязнения окружающей среды. Одна из задач радиационной безопасности – изучить источники образования радиоактивности, пути их поступления в помещения АЭС и во внешнюю среду и обеспечить нормальное существование персонала и населения. АЭС можно считать радиационно безопасной, если ее эксплуатация не приводит к отрицательным последствиям для персонала и окружающей среды.

#### 26.1. Источники излучения в активной зоне реактора

В ядерном реакторе, упрощенная схема активной зоны которого представлена на рис. 26.1, протекает множество видов ядерных реакций. Важнейшей ядерной реакцией, на которой основана работа ядерного реактора, является реакция деления ( $n, f$ ) под действием нейтронов.

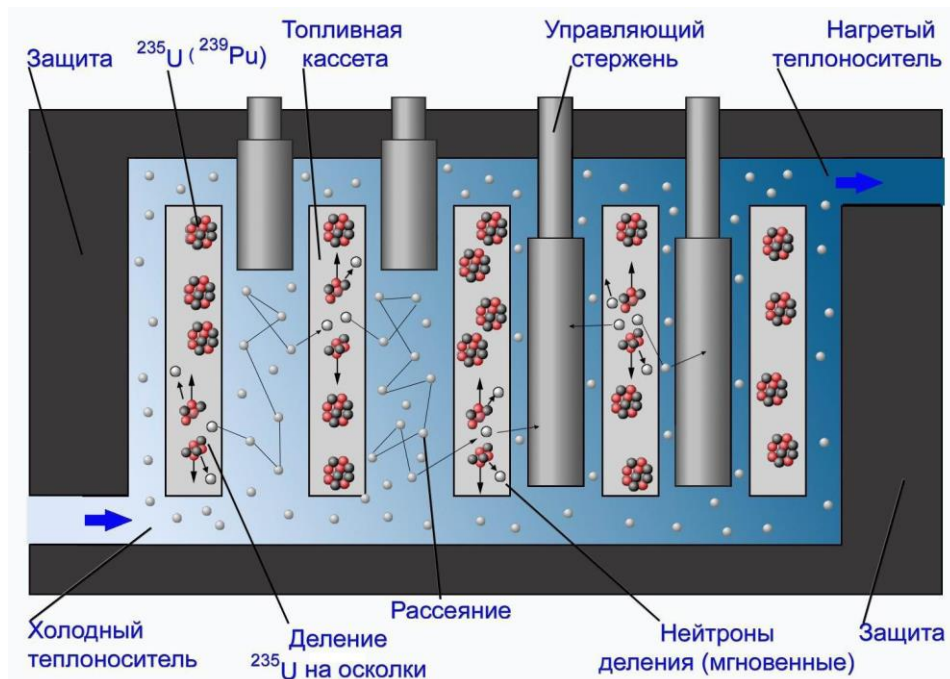


Рис. 26.1. Принципиальная схема активной зоны реактора

В большинстве типов реакторов для получения энергии используется реакция деления  $^{235}\text{U}$  под действием тепловых нейтронов, т. е. нейтронов, которые в результате многократных рассеяний в веществе пришли в тепловое равновесие с веществом. Для уменьшения энергии нейтронов их пропускают через замедлитель: графит в реакторах типа РБМК (рис. 26.3), вода в реакторах типа ВВЭР (рис. 26.4), где нейтроны теряют свою энергию в упругих столкновениях с ядрами водорода или углерода. Ход цепной ядерной реакции регулируется управляющими стержнями, которые содержат нуклиды, активно поглощающие избыточные нейтроны.

При делении каждого ядра  $^{235}\text{U}$  выделяется энергия, равная примерно 200 МэВ. Из этой величины около 165 МэВ достается осколкам в виде кинетической энергии и примерно 5 МэВ – мгновенным нейтронам. Мгновенное гамма-излучение уносит около 8 МэВ. При распаде осколков бета-частицам достается в среднем 9 МэВ, антинейтрино уносят примерно 10 МэВ и гамма-излучение – около 7 МэВ.

Практически вся энергия деления, кроме доли, уносимой нейтрино, поглощается в активной зоне и защите реактора, вызывая нагрев теплоносителя и элементов конструкции реактора. Нагрев теплоносителя является целью работы реакторной установки. При работе реактора на мощности его активная зона является источником нейтронов и гамма-излучения. Другие виды излучения, образующиеся в активной зоне, не выходят за ее пределы и их можно не принимать во внимание. Когда реактор остановлен, его активная зона в основном является источником только гамма-излучения.

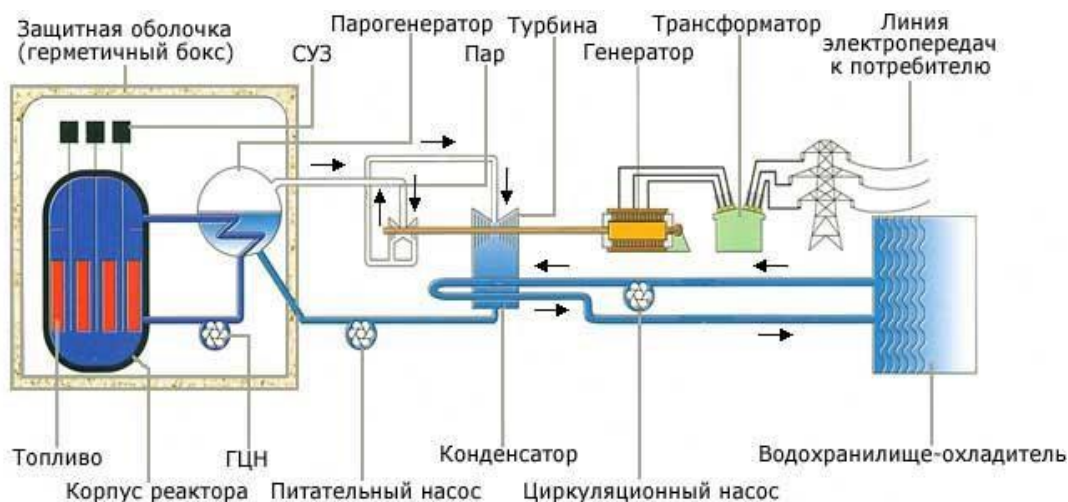


Рис. 26.2. Технологическая схема АЭС с ВВЭР  
(<http://www.olav-smt.narod.ru/firm/reactor.htm>)

У работающего ядерного реактора (ЯР) основную радиационную опасность создают нейтроны и гамма-излучение, образующиеся в активной зоне (АЗ) ЯР. Образующиеся в АЗ ЯР нейтроны можно разделить на несколько групп:

1. Мгновенные нейтроны деления, которые испускаются осколками деления при их разлете в течение нескольких мкс после акта деления.



2. *Запаздывающие нейтроны деления*, которые испускаются сильно возбужденными ядрами (осколками) после остановки.
3. *Нейтроны спонтанного деления ядер*. У этих нейтронов большой период полураспада и их рождается мало.
4. *Нейтроны активации*, которые образуются при радиоактивном распаде продуктов ядерных реакций. Например, стабильный изотоп  $^{17}\text{O}$ , которого в естественной смеси 0,037 %, в результате  $(n, p)$ -реакции превращается в  $^{17}\text{N}$ . При бета-распаде  $^{17}\text{N}$  (с периодом полураспада 4,2 с) получается сильно возбужденное ядро  $^{17}\text{O}$ , которое испытывает ядерное превращение, сопровождающееся испусканием нейтрона.
5. *Фотонейтроны*, которые образуются в результате фотоядерных реакций.
6. Нейтроны, которые образовались по реакции  $(\alpha, n)$ .

Основная доля нейтронов, которые рождаются в АЗ реактора, – это мгновенные нейтроны. Запаздывающих нейтронов менее 1 % и их часто не учитывают, рассматривая вопросы защиты ЯР, но эти нейтроны важны для управления ЯР.

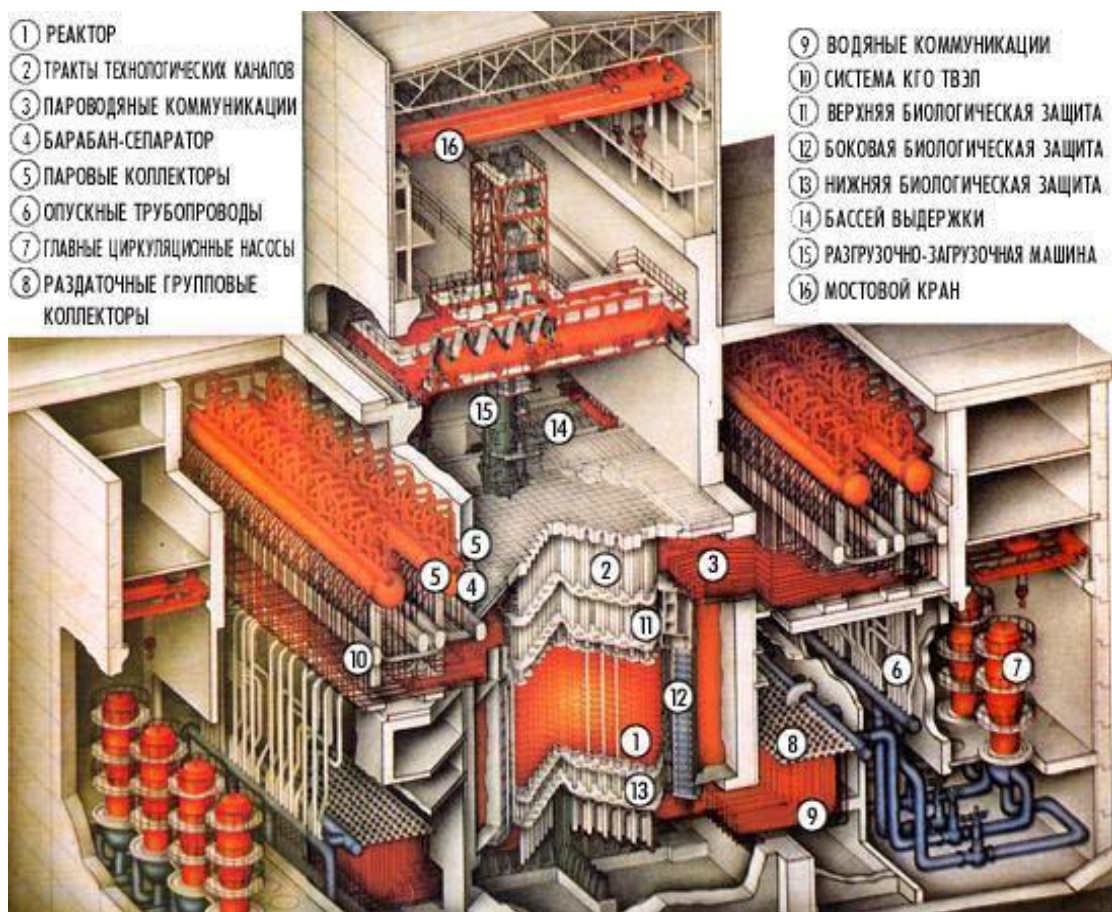


Рис. 26.3. Реактор РБМК  
 ([http://infotags.ru/sd\\_rbk.htm](http://infotags.ru/sd_rbk.htm))

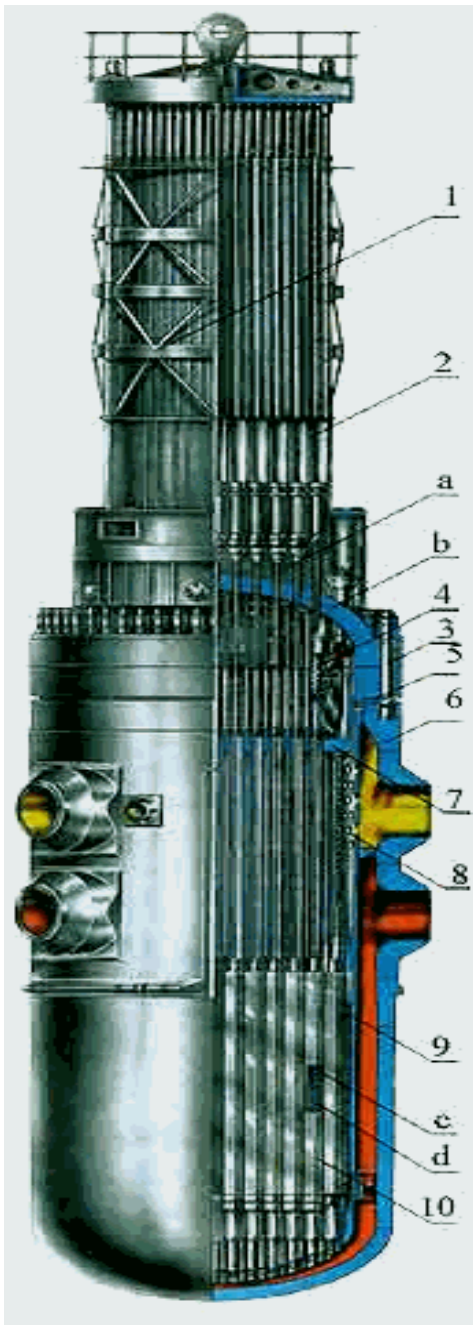


Рис. 26.4. Разрез реактора ВВЭР-1000:

- 1 – верхний блок; 2 – привод СУЗ;
- 3 – шпилька; 4 – труба для загрузки;
- 5 – уплотнение; 6 – корпус реактора;
- 7 – блок защитных труб; 8 – шахта;
- 9 – выгородка; 10 – топливные сборки;
- a – теплоизоляция реактора; b – крышка реактора;
- c – регулирующие стержни;
- d – топливные стержни

(<http://www.olav-smt.narod.ru/firm/reactor.htm>)

У фотоядерных реакций в основном большие пороговые энергии, и заметный выход таких нейтронов зависит от наличия в АЗ ЯР определенных ядер с относительно небольшими пороговыми энергиями фотоядерных реакций:  ${}^9\text{Be}$  ( $E_{\text{пор}} = 1,67 \text{ МэВ}$ );  ${}^2\text{H}$  (2,23 МэВ);  ${}^{13}\text{C}$  (4,9 МэВ);  ${}^6\text{Li}$  (5,3 МэВ). Когда реактор остановлен, тепловые нейтроны, вызывающие деление, практически не появляются и первый источник (мгновенные нейтроны) исчезает. Запавывающие нейтроны и нейтроны активации исчезают через некоторое время. Фотонейтроны остаются в качестве основного источника нейтронов в АЗ.

В остановленном реакторе становятся заметными и другие источники нейтронов. Один из таких источников – спонтанное деление  ${}^{238}\text{U}$ , а также накопившиеся в топливе  ${}^{238}\text{Pu}$ ,  ${}^{240}\text{Pu}$ ,  ${}^{242}\text{Pu}$  и некоторые изотопы кюрия ( ${}^{242}\text{Cm}$ ,  ${}^{244}\text{Cm}$ ) и калифорния. Кроме этого, в топливе накапливается много актиноидов (свойства трансурановых элементов сходны со свойствами актиния ( ${}_{89}\text{Ac}$ ), в связи с чем их, а также  ${}_{90}\text{Th}$ ,  ${}_{91}\text{Pa}$  и  ${}_{92}\text{U}$  называют *актиноидами*). Актиноиды являются альфа-излучателями, и, поскольку они окружены атомами кислорода (исходное топливо – двуокись урана  $\text{UO}_2$ ), велика вероятность ( $\alpha, n$ )-реакций на кислороде.

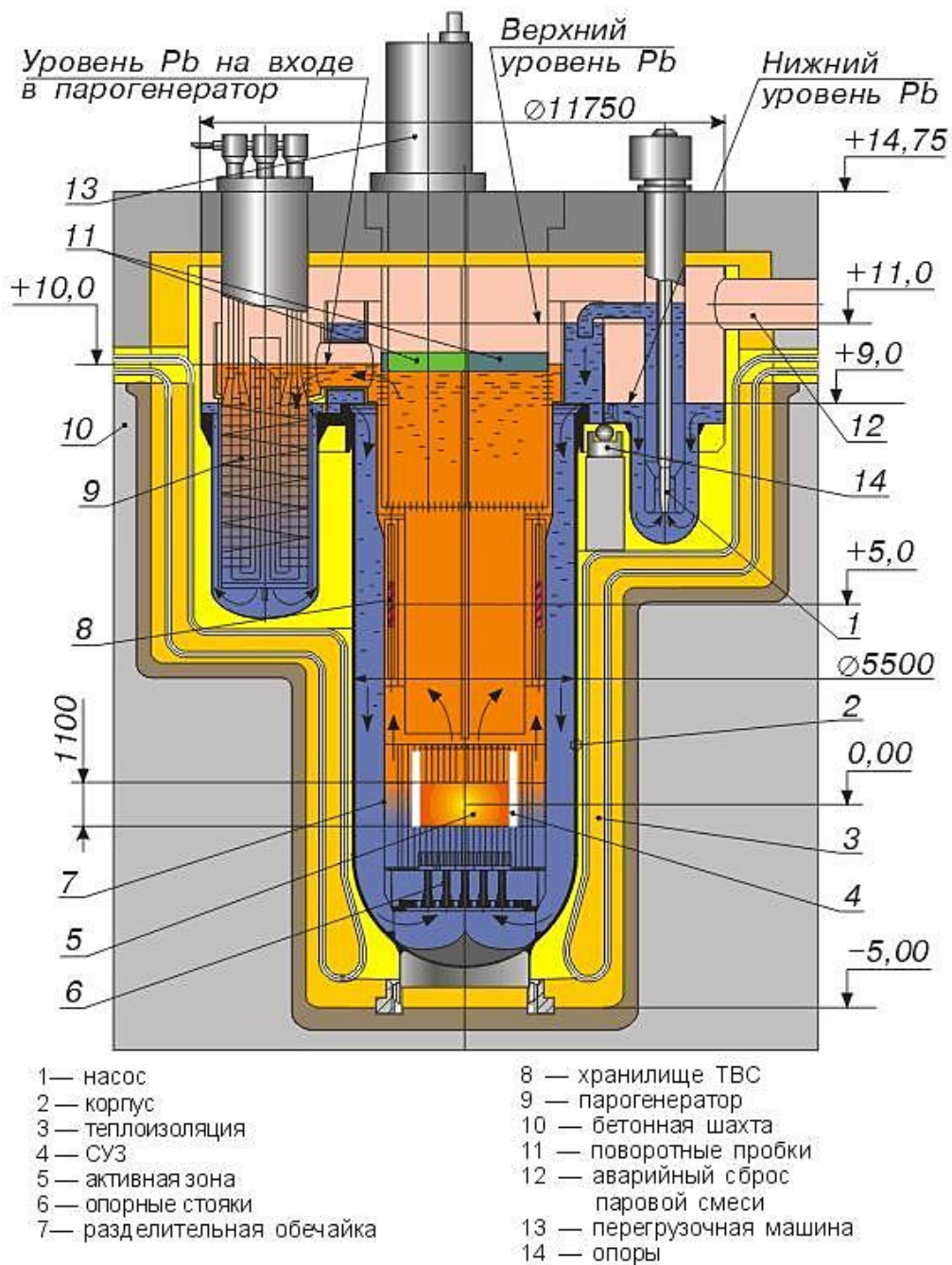


Рис. 26.5. Безопасный реактор на быстрых нейтронах БРЕСТ-300  
(<http://att-vesti.neva.ru/J38-2.HTM>)

Источники гамма-излучения в активной зоне работающего реактора более многочисленны, чем источники нейтронов [4].

1. *Мгновенное гамма-излучение*, сопровождающее процесс деления ядер. На его долю приходится от 7 до 8 МэВ энергии, выделяющейся при одном делении.



2. *Захватное гамма-излучение*, возникающее в результате реакции радиационного захвата тепловых нейтронов ( $n, \gamma$ ), не вызвавших деление. На один акт захвата выделяется энергия, примерно равная энергии связи, приходящейся на один нуклон в ядре, а это 7...8 МэВ.
3. *Запаздывающее гамма-излучение короткоживущих продуктов деления*, которое испускается в первые 10 мин после деления. На его долю приходится около 5,5 МэВ на один акт деления, а интенсивность через 10 мин после остановки реактора уменьшается почти вдвое.
4. *Запаздывающее гамма-излучение долгоживущих продуктов деления*. Интенсивность этого излучения после остановки реактора уменьшается в 10 раз за 10 суток и еще в 10 раз через полгода.
5. *Гамма-излучение при неупругом рассеянии нейтронов* на материалах активной зоны.
6. *Гамма-излучение при неупругих реакциях* ( $n, p$ ), ( $n, \alpha$ ), ( $n, 2n$ ).
7. *Гамма-излучение продуктов активации*, возникающих в материалах активной зоны, в теплоносителе и его примесях, а также в продуктах коррозии, переносимых теплоносителем через активную зону.
8. *Аннигиляционное излучение позитронов*.
9. *Тормозное излучение*, образующееся при торможении быстрых бета-частиц.

Для работающего реактора самые главные источники – первый, второй и третий. Отметим, что гамма-кванты радиационного захвата имеют в среднем бóльшую энергию, чем мгновенные гамма-кванты, сопровождающие деление. Они образуются не только в АЗ, но и в защите, поэтому играют важную роль при проектировании физической защиты реактора.

Когда реактор остановлен, на первый план выходит четвертый источник и становятся заметными седьмой, восьмой и девятый.

## 26.2. Источники излучения в технологическом контуре

Теплоноситель при движении через АЗ облучается мощным потоком нейтронов и становится радиоактивными. Активность системы теплоносителя в основном обусловлена:

- 1) *собственной активностью*, образовавшейся вследствие активации нейтронами ядер теплоносителя и входящих в него естественных примесей. Например, в водном теплоносителе (обычная легкая вода) – это ядра кислорода, ядра растворенных в воде хлора, фтора и др.;
- 2) *активностью продуктов коррозии металлов*;
- 3) *активностью продуктов деления и актиноидов*, которые могут проникать в теплоноситель через негерметичные оболочки твэлов (рис. 26.6).

Существуют и другие дополнительные источники, влияющие на активность теплоносителя. Собственная активность водного теплоносителя может достигать  $5 \cdot 10^9$  Бк/кг, активность примесей в воде – до  $5 \cdot 10^6$  Бк/кг, активность продуктов коррозии – до  $5 \cdot 10^5$  Бк/кг.





Рис. 26.6. Твэл реактора РБМК: 1 – заглушка, 2 – таблетки диоксида урана, 3 – оболочка из циркония, 4 – пружина, 5 – втулка, 6 – наконечник  
(<http://www.myshared.ru/slide/880701/>)

В результате процессов массообмена часть активных продуктов из теплоносителя осаждается на внутренних поверхностях оборудования и образует пленку коррозионных отложений, поэтому оборудование вне реактора становится источником гамма-излучения. Активность пленки на поверхностях оборудования может достигать значений  $5 \cdot 10^8$  Бк/м<sup>2</sup>.

Для водоохлаждаемых реакторов в процессе их работы основной вклад в мощность дозы гамма-излучения за пределами 1-го контура вносит радионуклид <sup>16</sup>N, образующийся в АЗ под действием быстрых нейтронов по реакции <sup>16</sup>O(n, p)<sup>16</sup>N (пороговая энергия реакции 10 МэВ). Радионуклид <sup>16</sup>N излучает гамма-кванты высокой энергии: 7,11 МэВ ( $n_\gamma = 5\%$ ) и 6,13 МэВ ( $n_\gamma = 69\%$ ). Это излучение является наиболее проникающим излучением водного теплоносителя, и оно определяет толщину защиты системы теплоносителя во время работы реактора. Ввиду малого периода полураспада <sup>16</sup>N ( $T_{1/2} = 7,13$  с) после остановки реактора активность <sup>16</sup>N быстро спадает.

Активированные продукты коррозии и в теплоносителе, и в пленках отложений на поверхностях оборудования – это, в основном, составляющие компоненты сталей – Fe, Mn, Cr, Co, Ni – и компоненты оболочек – Zr, Nb. Продукты деления, попадающие в теплоноситель из ТВЭЛов при нарушении их герметичности, – это изотопы инертных газов Xe и Kr и изотопы галогенов I, Br. После распада этих изотопов в теплоносителе появляются их дочерние продукты: Sr, Y, Cs, Ba, La и др., которые попадают в пленку коррозионных отложений.



Рис. 26.7. Внешний вид ТВС реактора ВВЭР-1000  
(<http://5fan.ru/wievjob.php?id=19170>)

Радиационная безопасность АЭС в значительной мере зависит от герметичности твэлов (рис. 26.6). Вследствие высоких температур и большой радиационной нагрузки, а также из-за процессов коррозии оболочки твэлов теряют свою герметичность и через микротрещины возможен непосредственный контакт теплоносителя с топливом. Для твэлов устанавливается степень негерметичности. По регламенту российских АЭС допускается до 1 % твэлов с поврежденной защитной оболочкой. Твэлы реактора собирают в тепловыделяющие сборки (ТВС, рис. 26.7) для удобства их перегрузки и транспортировки. Например, в АЗ ВВЭР-1000 находятся 163 ТВС, в каждой из которых 317 твэлов.

Из-за активации теплоносителя в настоящее время наиболее распространены АЭС с двухконтурными реакторами, работающими под давлением (ВВЭР-1000, рис. 26.4). Одноконтурные АЭС – это реакторы РБМК-1000 (рис. 26.3), в которых пар образуется непосредственно в АЗ и подается на турбину будучи радиоактивным. В связи с аварией на Чернобыльской АЭС проектирование реакторов данного типа прекращено.

### 26.3. Защита корпуса реактора

Критические размеры АЗ ЯР, особенно у реакторов с естественным ураном, велики, в результате большая часть рожденных нейтронов и гамма-квантов поглощается в АЗ ЯР. Часть излучения, идущего наружу, рассеивается и возвращается назад в АЗ отражателем нейтронов. Все же около 3 % всей энергии деления (или  $\sim 1/4$  всей энергии образующихся нейтронов и гамма-квантов) выносится из АЗ через отражатель. Это по абсолютному значению составляет излучение с очень высокой интенсивностью и представляет большую радиационную опасность. В результате требуется не только биологическая защита, которая должна снижать потоки нейтронов и гамма-квантов в десятки миллионов раз, но и специальная тепловая защита для охлаждения передних стенок бетонной биологической защиты.

В больших энергетических реакторах интенсивность излучения достигает  $10^{15}$  МэВ/(см<sup>2</sup>·с). Мощность энерговыделения в конструкциях, которые находятся вблизи АЗ, достигает 100 Вт/см<sup>3</sup> и более. Это особенно важно для корпусов ВВЭР, работающих под большим давлением. Необходимо учитывать дополнительные температурные напряжения, влияющие на прочность корпуса реактора.

Для снижения радиационного тепловыделения и радиационных нарушений в корпусе реактора предусматривают внутрикорпусную защиту. Эта защита выполняет функции и тепловой, и радиационной защиты. Она должна снижать радиационное энерговыделение в корпусе реактора до определенных значений, удовлетворяющих требованиям безопасной эксплуатации в условиях термических напряжений. Кроме этого, внутрикорпусная защита должна снижать потоки нейтронов, падающих на корпус, и выход захватного гамма-излучения из своих элементов и корпуса реактора. Это гамма-излучение часто определяет основной вклад в мощность дозы за радиационной защитой реактора.

Внутрикорпусную защиту часто выполняют в виде нескольких стальных экранов, окружающих АЗ. Иногда она начинается непосредственно от поверхности АЗ, и первые ее слои выполняют функции отражателя нейтронов. В других случаях дополнительные защитные экраны устанавливают между отражателем и корпусом. Теплоотвод обычно осуществляется теплоносителем, который циркулирует между экранами. В качестве материала чаще используется нержавеющая сталь. Для лучшего поглощения нейтронов в ее состав вводят борсодержащие материалы.

## 26.4. Выбросы АЭС в окружающую среду

Как и любая энергетическая система, АЭС оказывает влияние на окружающую среду (рис. 26.8):

- 1) выбрасывается большое количество тепла;
- 2) газообразные (в том числе и радиоактивные) выбросы в атмосферу;
- 3) распространение вокруг АЭС некоторого количества жидких радиоактивных отходов.

При штатном режиме работы АЭС выбросы радиоактивных отходов (РАО) не наносят большого вреда окружающей среде, поскольку все АЭС оснащены эффективными системами очистки сбросов от радионуклидов и других вредных веществ. Главный источник загрязнения среды – это газоаэрозольные выбросы.

*Аэрозоли* – это твердые или жидкие частицы, взвешенные в газообразной среде (воздухе). Размеры частиц изменяются от долей мкм до 10 мкм и более. Радиоактивные аэрозоли содержат продукты деления и нуклиды с наведенной активностью.

В процессе работы реактора АЭС суммарная активность делящихся материалов возрастает в миллионы раз. Например, у реактора ВВЭР-440 при загрузке примерно 30 т урана с обогащением 3 % по  $^{235}\text{U}$  суммарная активность до работы ~ 16 Ки. Через год работы радиоактивность всех продуктов в АЗ около  $10^9$  Ки. При производстве 1 ГВт/год электроэнергии в реакторе АЭС образуется 300 млн Ки продуктов деления.

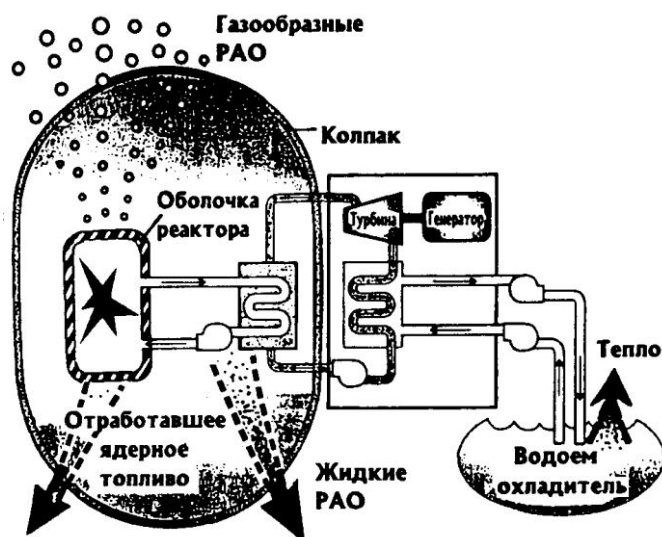


Рис. 26.8. Схема образования газообразных, жидких, твердых отходов и теплового загрязнения от АЭС (<http://ulpu2.ru/ledokol/reaktor72.htm>)

В реакторе любой АЭС на уране образуются около 300 радионуклидов и примерно 30 из них могут попасть в атмосферу. К ним относятся:  $^{129}\text{I}$  ( $T_{1/2} = 1,6 \cdot 10^7$  лет),  $^{14}\text{C}$  (5730 лет),  $^{137}\text{Cs}$  (30 лет),  $^{131}\text{I}$  (8 суток),  $^3\text{H}$  (12,3 года),  $^{85}\text{Kr}$  (10,6 лет) и др. Причем наработка  $^{85}\text{Kr}$  в реакторе на несколько порядков выше, чем остальных радионуклидов.

Состав РАО и их активность зависят от типа и конструкции реактора и применяемых систем очистки. Реактор типа ВВЭР образует в год около 40 000 Ки газообразных РАО, а реактор типа РБМК – на порядок больше. Большие концентрации аэрозолей образуются в период планово-предупредительного ремонта и перегрузки топлива.

На АЭС имеется многоступенчатая система защиты, которая ограничивает попадание радиоактивных веществ в окружающую среду. Это оболочки ТВЭЛов, контур теплоносителя, корпус реактора, здание реактора, специальные системы водоочистки и системы специальных фильтров для очистки воздуха. Жидкие отходы очищают, фильтруют, разбавляют (или концентрируют) и хранят в специальных емкостях.

Некоторое количество радиоактивных газов и аэрозолей после очистки и фильтрации рассеиваются в атмосфере через вентиляционные трубы с соблюдением нормативов по выбросу радиоактивных веществ (р/в). Основной вклад (98 %) в дозу облучения населения при нормальной эксплуатации АС вносят инертные радиоактивные газы (Ar, Kr, Xe) и радионуклиды  $^{131}\text{I}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{134}\text{Cs}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  ( $^{24}\text{Na}$  для быстрых реакторов). Основными потенциальными источниками внутреннего облучения являются изотопы йода и прежде всего  $^{131}\text{I}$  ( $T_{1/2} = 8,02$  сут). Он активно участвует в биологических и пищевых цепочках и накапливается в щитовидной железе. Изотопы  $^{134}\text{Cs}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  при попадании в организм равномерно распределяются по всему телу. При накоплении в почве (в особенности при повышенных аварийных выбросах) они представляют большую опасность как источники внешнего гамма-излучения.

Отметим также  $^{85}\text{Kr}$ , который трудно улавливается фильтрами и очень подвижен в атмосфере (в том числе и потому, что не поглощается ни Мировым океаном, ни почвами). Масштабы образования  $^{85}\text{Kr}$  на несколько порядков выше, чем всех остальных радионуклидов – примерно 375 Ки/МВт в год. Криптон как химический элемент не вовлекается в биологические процессы. Однако он поглощается тканями тела при дыхании и хорошо растворяется в жировых тканях человека и животного. Уже поэтому испускаемая им радиация (бета и гамма-излучение) оказывает влияние на биологические процессы. Органом, наиболее подверженным воздействию  $^{85}\text{Kr}$ , является кожа. Облучения  $^{85}\text{Kr}$  повышают частоту рака кожи, он представляет опасность для беременных. В настоящее время его содержание в атмосфере в миллионы раз выше, чем до начала использования атомной энергии.

Для каждой станции устанавливается:

- *допустимый выброс* радиоактивных веществ – значение максимальной

активности радионуклидов, удаляемых за год в атмосферный воздух через систему вентиляции;

- *допустимый сброс* радиоактивных веществ – значение максимальной активности радионуклидов, поступающих во внешнюю среду со сточными водами.

Для действующих атомных станций санитарными правилами СП АС-03 [9] устанавливается квота на облучение населения, равная 250 мкЗв в год, а для строящихся или проектируемых атомных станций – 100 мкЗв в год (см. табл. 26.1). Данные квоты устанавливаются на суммарное облучение населения от радиоактивных инертных газов, аэрозольных выбросов в атмосферу и жидких сбросов в поверхностные воды в целом для атомной станции независимо от количества энергоблоков на промплощадке.

Таблица 26.1

*Квоты на облучение населения от выбросов и сбросов при нормальной эксплуатации АЭС (мкЗв в год)*

Радиационный фактор	Атомная станция	
	действующая	проектируемая (строящаяся)
Газоаэрозольные выбросы	200	50
Жидкие сбросы	50	50
Сумма	250	100

Таблица 26.2

*Годовые допустимые выбросы радиоактивных газов и аэрозолей АЭС в атмосферу*

Радионуклид	АЭС с РБМК	АЭС с ВВЭР и БН
ИРГ, ГБк	3700	690
<sup>131</sup> I (газовая + аэрозольная формы), ГБк	93	18
<sup>60</sup> Со, ГБк	2,5	7,4
<sup>137</sup> Cs, ГБк	4,0	2,0

Значения квот рассматриваются как верхняя граница возможного облучения населения от радиационных факторов при оптимизации радиационной защиты населения в режиме нормальной эксплуатации АС. Значения соответствующих квот на облучение населения используются для расчета допустимых выбросов в атмосферу и допустимых сбросов в поверхностные воды (см. табл 26.2).

Следует знать, что удельная активность выбросов ТЭС в 5–10 раз выше, чем для АЭС. Значительная доля природных радионуклидов, содержащихся в угле, скапливается в шлаковых отвалах ТЭС и попадает в организм людей по пищевым цепочкам при размытии водой. В 1 тонне золы ТЭС содержится до

100 г радиоактивных веществ. На АЭС такой канал их распространения отсутствует, поскольку технологии обращения с удаленным из реактора облученным ядерным топливом исключают его контакт с внешней средой. В целом же радиационное воздействие ТЭС на население оказывается примерно в 20 раз выше, чем у АЭС равной мощности. Использование тепловой энергетики на органическом топливе, основанной на угле, нефти, газе, сланцах, торфе, приводит к глобальным изменениям климата.

Ядерная энергетика положительно решает многие экологические проблемы, не потребляет ценного природного сырья и атмосферного кислорода, не выбрасывает в атмосферу парниковых газов и ядовитых веществ.

### **26.5. Защитные материалы от нейтронного излучения**

Как известно, для защиты от электронов и бета-частиц необходимо выбирать материалы с небольшим порядковым номером, чтобы уменьшить выход вторичного тормозного излучения. Для защиты от фотонного излучения наоборот необходимо использовать материалы с большим порядковым номером – с большим сечением фотоэффекта, в результате которого фотоны поглощаются.

Трудности защиты от нейтронов обусловлены тем, что при этом всегда необходимо защищаться и от вторичного гамма-излучения, которое возникает в основном при радиационном захвате нейтронов, а также в результате неупругого рассеяния нейтронов. Но если для эффективного замедления нейтронов требуются материалы с большим содержанием водорода (водородсодержащие), то для эффективного ослабления гамма-излучения необходимы тяжелые материалы, с большим порядковым номером. Защита от нейтронов, как правило, гетерогенная, а ее стоимость и вес зависят не только от правильного выбора толщин слоев защиты, но и от их оптимального чередования.

Основные требования, которые предъявляются к материалам для защиты от нейтронов:

- должен быть хорошим замедлителем быстрых нейтронов;
- должен хорошо поглощать тепловые нейтроны и при этом их поглощение не должно приводить к образованию интенсивных потоков высокоэнергетического гамма-излучения;
- должен хорошо поглощать фотоны;
- защитные свойства не должны меняться с течением времени;
- невысокая стоимость защиты.

Кроме этого, защитные материалы от нейтронов должны удовлетворять многим технологическим требованиям. Например, они должны обладать высокой термической и радиационной стойкостью, высокой механической прочностью, большой теплопроводностью, водо- и газонепроницаемостью. В природе нельзя найти материалов, удовлетворяющих всем этим требованиям, поэтому создаются искусственные защитные материалы, например различные бетоны или гетерогенные среды.

Важную роль при выборе материалов защиты играет функциональное назначение установки: стационарная или передвижная (транспортная). Наибольшее разнообразие защитных материалов используется для защиты ядерных реакторов различного назначения.

### **26.5.1. Защитные материалы для стационарных источников нейтронов**

Прежде всего это ядерные реакторы различного назначения. Но требования, предъявляемые к материалам защиты различных реакторов, неодинаковы. В настоящее время в эксплуатации находится большое количество различных реакторов (включая и исследовательские реакторы) и плотности потока нейтронов в них отличаются на несколько порядков. Кроме этого, сильно отличаются и спектры нейтронов, например, у реакторов на тепловых и быстрых нейтронах.

Анализ защиты реакторов показывает, что основными защитными материалами являются вода, железо (обычная углеродистая сталь), нержавеющая сталь, свинец, графит (и их смеси), бетоны различных марок. Но наиболее широко применяются: вода, бетон и железо.

**Вода.** Это легкодоступный, дешевый материал, который обеспечивает хороший отвод тепла и хорошо очищается. Для уменьшения диссоциации молекул воды, при воздействии мощного ионизирующего излучения, используют дистиллированную воду. Высокая ядерная плотность водорода в воде ( $6,7 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$  при плотности  $1 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ ) обеспечивает отличные защитные свойства воды по отношению к нейтронам. Чем ниже энергия нейтронов, тем сильнее они ослабляются в воде. Наиболее проникающая компонента нейтронного потока в воде – это быстрые нейтроны. Например, длина релаксации в воде у нейтронов с энергией 14 МэВ равна 14,2 см, а среднее расстояние от места термализации до поглощения нейтрона (длина диффузии тепловых нейтронов) в воде равно 2,7 см.

Но вода плохо ослабляет гамма-излучение. Например, слой половинного ослабления гамма-излучения реактора примерно 20,8 см. Слой воды толщиной 40 см ослабляет нейтронное излучение источника Po- $\alpha$ -Be в 20 раз, а гамма-излучение этого источника с энергией 4,4 МэВ – всего в 3,5 раза. Поэтому при использовании водной защиты в полях смешанного нейтронного и фотонного излучения, для эффективного ослабления фотонов необходима добавка тяжелых материалов.

Вода – «хороший» материал относительно образования вторичных излучений, т. к. сечение радиационного захвата у водорода невелико (0,332 б), а кислород их практически не захватывает. Все же при использовании воды в качестве теплоносителя надо иметь в виду реакции  $^{16}\text{O}(n, p)^{16}\text{N}^*$  и  $^{17}\text{O}(n, p)^{17}\text{N}^*$ , которые идут на быстрых нейтронах. В результате этих реакций образуется высокоэнергетическое гамма-излучение и нейтроны. Активированная вода в слабозащищенных местах может стать опасным источником излучения.

Конструктивно защиту из воды выполняют в виде баков, цистерн, которые изготавливаются из нержавеющей стали.

**Железо.** Применяется в виде стали (плотность 7,5...7,8 г/см<sup>3</sup>) и чугуна (7,2 г/см<sup>3</sup>) как основной конструкционный материал и хороший защитный материал. Быстрые нейтроны хорошо ослабляются в железе за счет процесса неупругого рассеяния, для которого пороговая энергия в железе равна 0,85 МэВ. Длина релаксации нейтронов спектра деления в железе равна 6,5 см (в воде 8...10 см).

В железе интенсивно накапливаются подпороговые нейтроны с энергиями менее пороговой. В спектре нейтронов имеет место подъем при энергиях менее 0,85 МэВ. За защитой из железа дозу определяют нейтроны с энергиями 0,2...0,5 МэВ.

Железо хорошо ослабляет вторичное гамма-излучение, но за счет большого сечения радиационного захвата тепловых нейтронов и большого сечения неупругого рассеяния быстрых нейтронов гамма-излучение в железе интенсивно образуется. Изотоп <sup>58</sup>Fe (распространенность 0,28 %) хорошо активируется тепловыми нейтронами <sup>58</sup>Fe(n, γ)<sup>59</sup>Fe. У радионуклида <sup>59</sup>Fe период полураспада равен 45,1 суток, при этом испускаются гамма-кванты с энергиями 1,29 МэВ и 1,1 МэВ. Наведенная активность железа может ограничить доступ к защите остановленного реактора. В этом отношении опасны также различные примеси в железе, особенно марганца и кобальта.

Для уменьшения захватного гамма-излучения и наведенной активности в железо (сталь) добавляют бор (борная сталь), который интенсивно поглощает тепловые нейтроны.

Специальные нержавеющие, легированные стали, которые применяют для изготовления корпусов водо-водяных реакторов, хорошо выдерживают температурный режим реактора, большие давления и имеют хорошую радиационную стойкость (по флюенсу нейтронов до 3·10<sup>20</sup> нейтр/см<sup>2</sup>). Срок службы корпусов реакторов из таких сталей составляет до 35 лет. Такой корпус реактора является также защитой от нейтронного и гамма-излучения. Из стали изготавливают тепловую и радиационную защиту реактора, трубопроводы и различную арматуру для защиты из других материалов, например свинца.

**Свинец** (плотность 11,35 г/см<sup>3</sup>) – один из лучших материалов для ослабления вторичного гамма-излучения. Свинец иногда применяется в защите реактора при сооружении локальных защит, которые устраняют прострелы излучения по пустотам, проемам и другим неоднородностям в защите. Из свинца легко отливать различные защитные приспособления. В свинце не образуются высокоэнергетические источники наведенной радиоактивности, что не препятствует доступу к соответствующим элементам защиты реактора. Недостатки свинца как защитного материала от нейтронного излучения следующие:

- плохие конструкционные свойства, он мягкий, большая ползучесть, особенно при высокой температуре (температура плавления 327,5 °С), поэтому часто свинец заливают в емкости из нержавеющей стали;
- невысокая эффективность поглощения быстрых нейтронов (меньше, чем у железа). Длина релаксации для нейтронов спектра деления у свинца равна 9,4 см, что на 45 % больше, чем у железа;



- интенсивно накапливает нейтроны промежуточных энергий;
- при захвате тепловых нейтронов в нем образуется высокоэнергетическое гамма-излучение;
- часто присутствуют примеси серебра, меди, мышьяка, сурьмы, цинка, которые хорошо активируются.

Свинец часто применяется в качестве внешней защиты для других источников нейтронов, т. к. на выходе из водородсодержащей защиты поле излучения определяется не нейтронами, а вторичным гамма-излучением.

**Графит.** Искусственный с высокой чистотой графит ядерных реакторов – хороший замедлитель и отражатель нейтронов, является первым рубежом защиты от нейтронов в уран-графитовых реакторах. Плотность реакторного графита равна  $2,21...2,25 \text{ г/см}^3$ , а температура плавления –  $3800...3900 \text{ }^\circ\text{C}$ . Небольшое сечение захвата тепловых нейтронов (не более  $0,0045 \text{ барн}$ ) определяет малый выход вторичного гамма-излучения из графита. Но при этом графит плохо ослабляет гамма-излучение.

Графит обладает достаточной прочностью, поддается механической обработке, используется в качестве блоков. У графита низкая стойкость к окислению, из-за чего он становится хрупким. Для повышения стойкости графита к окислению его поверхность покрывают пленкой из фосфатного стекла.

Воздействие мощного нейтронного облучения на реакторный графит сопровождается нарушением его кристаллической структуры. Быстрые нейтроны выбивают атомы из кристаллической решетки, что приводит к ее локальным деформациям и увеличению энергии кристаллической решетки. Эту запасенную графитом энергию называют скрытой энергией или *энергией Вигнера*. Рост запасенной энергии по мере облучения графита вызывает расширение графита и приводит к значительному ухудшению его теплопроводности. Энергия Вигнера может выделяться, особенно при снижении температуры в активной зоне, что вызывает повышение температуры графита и представляет большую опасность при эксплуатации реактора.

**Бетон.** Обычный бетон с плотностью  $2,2...2,4 \text{ г/см}^3$  является эффективным материалом для биологической защиты ядерных реакторов, поскольку в нем удачно сочетаются при сравнительно низкой стоимости высокая плотность и содержание определенного количества водорода в химически связанной воде. Более 90 % стационарных реакторных установок имеют защиту из бетона. В жидком состоянии бетон может принимать любую форму. В процессе затвердевания бетона цемент химически связывает воду и становится водородсодержащей компонентой бетона. Это определяет хорошие защитные свойства бетона по отношению к нейтронам. Водородсодержащей компоненты в бетоне достаточно, чтобы обеспечить одинаковую эффективность замедления нейтронов всех энергий.

Для повышения ослабляющих свойств бетона по отношению к гамма-излучению в бетон вводят различные тяжелые добавки: железо, железную руду, стальную дробь, повышая плотность бетона до  $3...7 \text{ г/см}^3$ . Такой бетон

позволяет также уменьшить габариты защиты, но стоимость тяжелого бетона в 7–8 раз больше стоимости обычного строительного бетона.

При температуре более 100 °С происходит выделение воды и ухудшение защитных свойств бетона. Для высоких рабочих температур разработаны специальные серпентинитовые бетоны, заполнителем для которых служит горная порода серпентинит, содержащая минерал серпентин ( $3\text{MgO} \cdot 2\text{SiO}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ ). Серпентин обладает способностью удерживать химически связанную воду при высоких температурах, что позволяет поднять рабочую температуру бетона до 450 °С.

Основной недостаток бетона – это его низкая теплопроводность, затрудняющая отвод тепла, которое выделяется в защите. Кроме этого, в результате воздействия ионизирующего излучения в структуре бетона могут происходить качественные изменения, характер и глубина которых зависят от состава бетона и дозы облучения. Радиационное облучение вызывает термическую усадку цементного камня, которая возрастает по мере увеличения дозы облучения.

**Бор.** Используют в качестве добавки к защитным материалам (графит, сталь, полиэтилен, вода) для поглощения тепловых нейтронов и уменьшения выхода гамма-излучения радиационного захвата. Поглощение нейтронов происходит за счет реакции ( $n, \alpha$ ) на изотопе  $^{10}\text{B}$  (19,8 %). Как уже отмечалось в лекции 22, сечение этой реакции велико во всей тепловой области энергий (см. рис. 22.17). Пробеги рождающихся альфа-частиц составляют микроны, и они не выходят из защиты. Энергия гамма-квантов, образующихся в этой реакции, невелика – всего 0,48 МэВ, и они поглощаются в защите.

Добавление бора, например, в сталь часто позволяет уменьшить вес защиты. Но содержание бора в стали не должно превышать 3 %, иначе сталь становится хрупкой и трудно поддается механической обработке [1]. С использованием бора изготавливают также бораль и борный графит.

### **26.5.2. Защитные материалы для транспортных источников нейтронов**

Ядерные реакторы различной мощности давно используются в качестве ядерно-энергетических транспортных установок: атомные подводные лодки, ледоколы, атомные крейсера, авианосцы. Компактные реакторы применяются в качестве источников энергии при космических полетах (рис. 26.9). Разрабатываются ядерные двигатели для полетов в космосе (рис. 26.10). Например, в России создается транспортно-энергетический модуль на основе ядерной установки мощностью 1 МВт. Такой модуль позволит космическому кораблю долететь до Марса за 1,5 месяца. Только с обычным ракетным двигателем полет продлится ~ 1,5 года.

Специальные материалы применяются и в защите транспортных упаковочных контейнеров, которые используются для перевозки высокорadioактивных веществ, твэлов реакторов, отработавшего ядерного топлива.

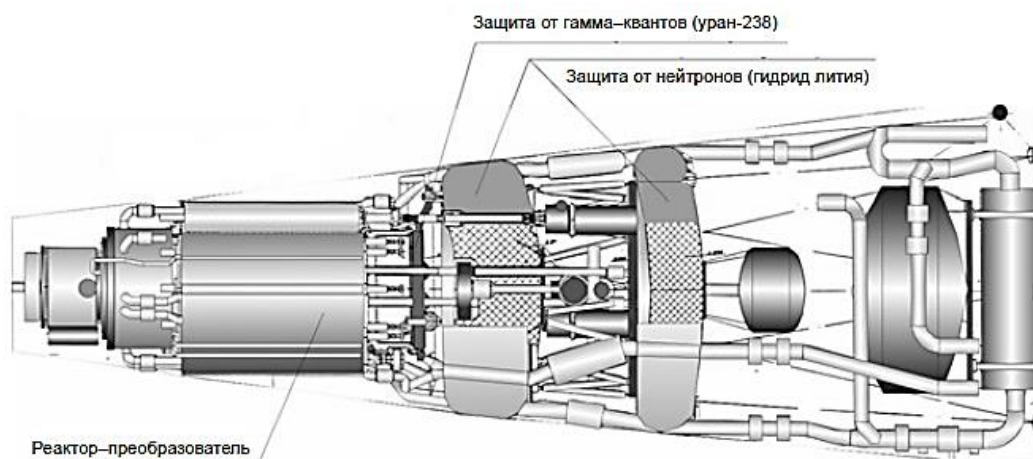


Рис. 26.9. Термоэмиссионный реактор-преобразователь и его защита ([http://www.unoosa.org/pdf/limited/c1/AC105\\_C1\\_NPS\\_2006\\_WP03R.pdf](http://www.unoosa.org/pdf/limited/c1/AC105_C1_NPS_2006_WP03R.pdf))

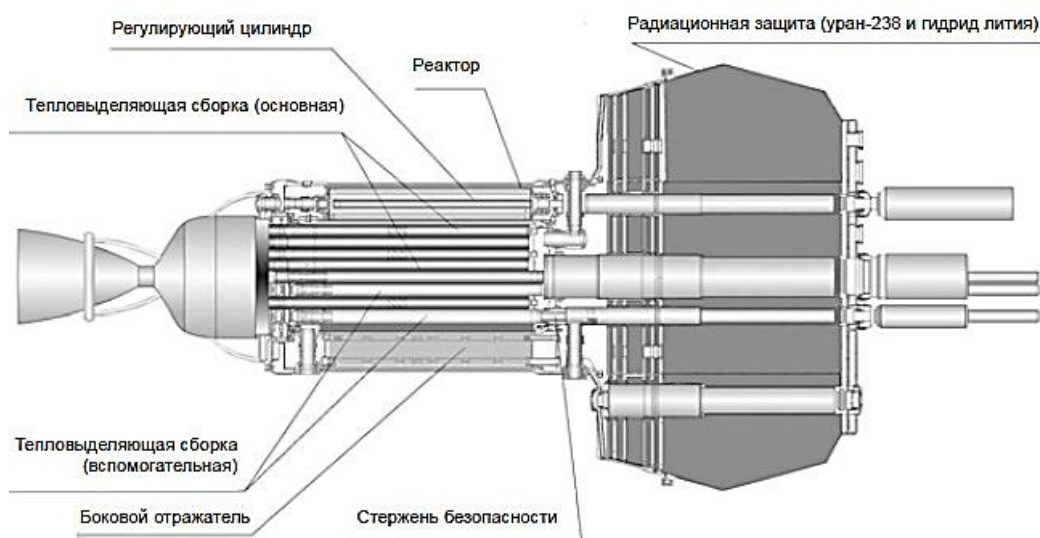


Рис. 26.10. Реактор и радиационная защита ядерной энергодвигательной установки ([http://www.unoosa.org/pdf/limited/c1/AC105\\_C1\\_NPS\\_2006\\_WP03R.pdf](http://www.unoosa.org/pdf/limited/c1/AC105_C1_NPS_2006_WP03R.pdf))

Основное требование к выбору материала защиты для транспортных источников нейтронов – это минимальная масса, поэтому защитное вещество должно эффективно ослаблять как нейтроны, так и гамма-излучение. Обычно для этого используют несколько материалов, которые компонуют в виде гетерогенной слоистой защиты с оптимальным выбором толщины слоев и их расположением. Уменьшение веса защиты приводит к использованию более дорогостоящих, дефицитных, искусственных материалов, по сравнению с защитой стационарных установок.

Минимальную массу защиты могут обеспечить, например, комбинация свинца с полиэтиленом или водой, вольфрама и его сплавов с гидридом лития, обедненного урана с гидридом титана. Минимизация массы защиты достигается также выбором соответствующей геометрии защиты. Те места, где излучение не представляет опасности для человека, например дно корабля, защищаются в меньшей степени.

К хорошим материалам для защиты транспортных установок относятся: полиэтилен, гидрид лития и титана, свинец, сплавы вольфрама, обедненный уран. Рассмотрим свойства некоторых материалов.

**Полиэтилен.** Химическая формула полиэтилена  $C_nH_{2n}$ , плотность 0,92...0,96 г/см<sup>3</sup>. Полиэтилен не имеет запаха и вкуса, устойчив к кислотам, щелочам, различным растворителям. В виде плит обладает высокой механической прочностью. Полиэтилен – хороший замедлитель быстрых нейтронов (лучше, чем вода), т. к. у него ядер водорода на 19 % больше, чем у воды. К недостаткам обычного полиэтилена относятся: низкая радиационная стойкость, легкая воспламеняемость, значительное расширение при нагревании (в 10 раз больше, чем у стали), низкая теплопроводность, размягчается при температуре 110 °С. Часто полиэтиленовые листы и блоки помещают в герметичные короба из нержавеющей стали.

**Борированный полиэтилен.** Это специально разработанный защитный материал на основе высокомолекулярного полиэтилена с бором. Содержание бора не менее 5 %. Полиэтилен эффективно замедляет быстрые нейтроны вследствие большого содержания водорода, а бор хорошо поглощает тепловые нейтроны с небольшой энергией захватного гамма-излучения (0,473 МэВ). Изготавливается в виде прессованных листов 1000 × 2000 мм<sup>2</sup>, плотность 0,957 г/см<sup>3</sup>, и в виде различных блоков. Данный материал обладает высокой химической стойкостью и ударной прочностью, диапазон эксплуатационных температур от –100 до +80 °С. Борированный полиэтилен применяется для защиты помещений лучевой терапии, на атомных станциях, в центрах ядерных исследований, как защита при транспортировке и хранении радиоактивных отходов. Недостатком является высокая стоимость этого защитного материала.

**Гидриды металлов.** Это соединения водорода с металлами типа  $MH_n$ , где М – металл. В качестве защитных материалов, которые устойчивы при высоких температурах, используют следующие гидриды: гидрид титана  $TiH_n$ , гидрид лития  $LiH_n$ , гидрид циркония  $ZrH_n$ , гидрид ванадия  $VH_n$ . Гидриды металлов – хорошие защитные материалы для транспортных установок, т. к. они имеют большую концентрацию ядер водорода (у некоторых выше, чем у воды). Кроме этого, гидриды металлов содержат элементы со средними и большими атомными массами и имеют достаточно высокую плотность (например, гидрид циркония имеет плотность 5,6 г/см<sup>3</sup>), что позволяет их использовать и как защиту от гамма-излучения. Многие из этих искусственных материалов устойчивы при высоких температурах и имеют высокую радиационную стойкость. Это позволяет использовать некоторые гидриды метал-

лов в качестве первых слоев защиты. Но все же при высоких температурах они могут разлагаться с выделением водорода, поэтому часто их помещают в контейнеры, непроницаемые для водорода и выдерживающие большое давление. Стоимость защиты с гидридами металлов очень высокая.

*Гидрид лития* – это один из лучших известных материалов для защиты от нейтронов. Он содержит по весу 12,6 % водорода, плотность 0,82 г/см<sup>3</sup>, температура плавления 683,5 °С. Гидрид лития хорошо замедляет быстрые нейтроны и поглощает тепловые нейтроны.

**Бораль.** Изготавливают из листов алюминия, между которыми засыпают порошок из смеси карбида бора (В<sub>4</sub>С) с алюминием [1]. Затем всю массу прокатывают в горячем состоянии. Лист боралья толщиной 4,4 мм с массовым содержанием В<sub>4</sub>С до 30 % снижает плотность потока тепловых нейтронов в 1000 раз. Бораль обладает удовлетворительной теплопроводностью, сохраняет свою плотность до температуры 800 °С. Бораль хорошо обрабатывается, легко сваривается в атмосфере гелия.

**Борный графит.** Изготавливают из смеси графита и какого-либо соединения бора, например В<sub>4</sub>С, В<sub>2</sub>О<sub>3</sub> [1]. Борный графит по стоимости гораздо дешевле боралья. Он также хорошо поглощает тепловые нейтроны и обладает малой остаточной активностью. Лист из борного графита толщиной 25 мм с массовым содержанием бора до 4 % ослабляет плотность потока тепловых нейтронов в 400 раз.

**Вольфрам** (плотность 17...19 г/см<sup>3</sup>). Применяют в виде порошка, пропитанного медью и спеченного при высокой температуре. Плотность при этом снижается до 15...16 г/см<sup>3</sup>. Количество меди по весу в таких сплавах составляет обычно до 8 %. Поскольку стоимость вольфрамовых сплавов велика, то их целесообразно применять в портативных передвижных установках. Вольфрамовые сплавы используют для защиты от гамма-излучения высокой энергии в особо ответственных установках. Из них изготавливают диафрагмы, защиту радиационных головок медицинских ускорителей, коллиматоры гамма-дефектоскопов и терапевтических установок, использующих фотонное излучение.

## Задание 26

### **Контрольные вопросы**

1. Какие группы нейтронов представляют наибольшую радиационную опасность у работающего (остановленного) ядерного реактора?
2. Какие источники гамма-излучения находятся в АЗ работающего (остановленного) реактора?
3. Чем обусловлена активность теплоносителя АЭС?
4. Как АЭС влияет на окружающую среду?
5. Какие радиоактивные газы от АЭС вносят основной вклад в дозу облучения населения?
6. Чем регламентируется уровень облучения населения от выбросов и сбросов АЭС?

7. Каким требованиям должны удовлетворять материалы для защиты от нейтронного излучения?
8. Какие основные материалы применяются для защиты стационарных источников нейтронов?
9. Какие материалы применяются для защиты транспортных источников нейтронов?

### Список литературы

1. Гидриды металлов : перев. с англ. / под ред. Р.А. Андриевского, К.Г. Ткача. – Москва : Атомиздат, 1973. – 432 с.
2. Голубев Б.П. Дозиметрия и защита от ионизирующих излучений : учебник для вузов / Б.П. Голубев. – 4-е изд., перераб. и доп. – Москва : Энергоатомиздат, 1986. – 464 с.
3. Гусев Н.Г. Защита от ионизирующих излучений. В 2 томах. Том 2. Защита от излучений ядерно-технических установок : учеб. для вузов / Н.Г. Гусев, В.А. Климанов, В.П. Машкович и др. – 3-е изд. – Москва : Энергоатомиздат, 1990. – 352 с.
4. Егоров Ю.А. Основы радиационной безопасности атомных электростанций : учеб. пособие для вузов / Ю.А. Егоров. – Москва : Энергоиздат, 1982. – 272 с.
5. Климов А.Н. Ядерная физика и ядерные реакторы : учеб. для вузов / А.Н. Климов. – 2-е изд., перераб. и доп. – Москва : Энергоатомиздат, 1985. – 352 с.
6. Кутьков В.А. Обеспечение радиационной безопасности персонала при эксплуатации АЭС : учебное пособие / В.А. Кутьков, В.В. Ткаченко, В.П. Романцов. – Обнинск : Концерн «Росэнергоатом», ИАТЭ, 2007. – 253 с.
7. Правила радиационной безопасности при эксплуатации атомных станций (ПРБ АС-99). – Режим доступа: <http://aquagroup.ru/normdocs/12211>
8. Радиационная защита при использовании источников внешнего ионизирующего излучения в медицине. Рекомендации МКРЗ. Публикация 33 : пер. с англ. / под ред. А.А. Моисеева. – Москва : Энергоатомиздат, 1985. – 69 с.
9. Санитарные правила проектирования и эксплуатации атомных станций (СП АС-03). – Режим доступа: [https://ohranatruda.ru/ot\\_biblio/normativ/data\\_normativ/42/42050/](https://ohranatruda.ru/ot_biblio/normativ/data_normativ/42/42050/)

## ЧАСТЬ 5

### РАДИАЦИОННАЯ БЕЗОПАСНОСТЬ

---

#### ЛЕКЦИЯ 27

### ОСНОВЫ РАДИАЦИОННОЙ БЕЗОПАСНОСТИ

*Радиационная безопасность – это совокупность технических, гигиенических и организационных мероприятий, обеспечивающих безопасные условия для персонала и населения. Главная цель радиационной безопасности – охрана здоровья людей от вредного воздействия ионизирующих излучений путем соблюдения основных принципов и норм радиационной безопасности.*

В лекции 4 мы уже отмечали, что различают стохастические и нестохастические эффекты воздействия излучения на организм. Эффекты облучения, выявляющиеся с определенного (*порогового*) значения дозы, называют *нестохастическими*, или *пороговыми*. Для них степень тяжести возрастает с увеличением поглощенной дозы. К таким эффектам относятся, например, лучевая катаракта (помутнение глазного хрусталика), нарушение воспроизводительной функции, косметические повреждения кожи.

*Стохастические*, или *беспороговые*, эффекты облучения возникают при сколь угодно малых дозах. Вероятность возникновения стохастических эффектов пропорциональна дозе, а тяжесть проявления не зависит от дозы (или зависит незначительно). Основные стохастические эффекты: лейкемия (опухолевые заболевания кроветворных тканей) и другие формы злокачественных образований, генетические эффекты. Для предсказания частоты появления стохастических эффектов облучения на практике обычно пользуются линейной зависимостью доза-эффект. Эти эффекты обычно обнаруживаются через длительное время после облучения и при длительном наблюдении за большими группами населения в десятки и сотни тысяч человек.

В соответствии с общепринятой беспороговой теорией зависимости риска стохастических эффектов от дозы воздействие ионизирующего излучения в любой сколь угодно малой дозе рассматривается как дополнительное к существующему фоновому воздействию различных вредных факторов, связанных с риском возникновения стохастических эффектов.

#### **27.1. Классификация лучевых поражений организма человека**

Самые разнообразные проявления поражающего действия ионизирующего излучения на организм называются лучевой болезнью человека. Характер проявления болезни зависит от вида облучения (общее, местное, внешнее, внутреннее), временного фактора (однократное, повторное, хроническое облучение), равномерности поля облучения, типа частиц и т. д. В табл. 27.1 приведена примерная классификация лучевых поражений организма человека при кратковременном однократном общем облучении фотонами в зависимости от величины тканевой поглощенной дозы. Для

других видов излучения следует использовать эквивалентную дозу с учетом среднего коэффициента качества излучения.

Таблица 27.1

*Классификация лучевых поражений организма человека при однократном общем облучении фотонами [2]*

<i>D</i> , Гр	Заболевание	Проявления	Последствия заболевания
Менее 0,25	Нет	Нет	Нет
0,25...0,5	Реакции со стороны отдельных систем организма	Временное изменение состава крови	Благополучные. Состав крови быстро нормализуется
0,5...1	Реакции со стороны отдельных систем организма	Чувство усталости, иногда рвота, умеренные изменения состава крови	Благополучные. Состояние здоровья нормализуется
1...2	Острая лучевая болезнь I (легкой) степени	Умеренная лейкопения (уменьшение числа лейкоцитов в крови), иногда рвота в первые сутки	Благоприятные. Смертельные исходы отсутствуют
2...4	Острая лучевая болезнь II (средней) степени	Тошнота, рвота в первые сутки, лейкопения, подкожные кровоизлияния	В 20 % случаев возможен смертельный исход через 2–6 недель после облучения
4...6	Острая лучевая болезнь III (тяжелой) степени	Тошнота, рвота, лейкопения, подкожные кровоизлияния, язвы	В 50 % случаев возможен смертельный исход в течение месяца после облучения
Более 6	Острая лучевая болезнь IV (крайне тяжелой) степени	Рвота через 1–2 часа после облучения, почти исчезают лейкоциты в крови, подкожные кровоизлияния, язвы, кровавый понос	В 100 % случаев наступает смерть от инфекционных заболеваний или от кровоизлияний

Данные, приведенные в табл. 27.1, относятся к случаю, когда лечение отсутствует. В настоящее время имеются противолучевые средства и накоплен опыт комплексного лечения лучевой болезни, что позволяет исключать смертельный исход даже при дозах около 10 Гр.

Когда систематически повторяется облучение дозами, которые не вызывают лучевую болезнь, но заметно выше предельно допустимых доз, то может развиваться хроническая лучевая болезнь. Наиболее характерным ее проявлением являются изменения в составе крови – уменьшение лейкоцитов, анемия (малокровие).



## 27.2. Организация работ с источниками ионизирующих излучений

### 27.2.1. Общие положения

При правильной организации работ с источниками ионизирующих излучений дозовые нагрузки для лиц соответствующих категорий от источников внутреннего и внешнего облучения не должны превышать установленных значений.

Руководящим документом при организации работ с источниками ионизирующих излучений являются **Основные санитарные правила обеспечения радиационной безопасности (ОСПОРБ-99/2010)** [4] – устанавливают требования по защите людей от вредного радиационного воздействия при всех условиях облучения от источников ионизирующего излучения, на которые распространяется действие НРБ-99/2009 [3]. Выполнение основных положений и требований этого документа является обязательным при проектировании, строительстве, эксплуатации и реконструкции установок, цехов и учреждений, предназначенных для работы с применением источников ионизирующих излучений.

Источники излучения подлежат обязательному учету и контролю. От радиационного контроля и учета полностью освобождаются:

- электрофизические устройства, генерирующие ионизирующее излучение с максимальной энергией не более 5 кэВ;
- другие электрофизические устройства, генерирующие ионизирующее излучение, в условиях нормальной эксплуатации которых мощность эквивалентной дозы в любой доступной точке на расстоянии 0,1 м от поверхности аппаратуры не превышает 1,0 мкЗв/ч;
- продукция, товары, содержащие радионуклиды, на которые имеется санитарно-эпидемиологическое заключение органов государственного санитарно-эпидемиологического надзора о том, что при любых условиях обращения с ними индивидуальная годовая эффективная доза не превысит 10 мкЗв либо коллективная эффективная годовая доза будет не более 1 чел.-Зв, либо индивидуальная годовая эквивалентная доза в коже не более 50 мЗв и в хрусталике глаза не более 15 мЗв.

Юридическим и физическим лицам, осуществляющим деятельность в области обращения с источниками излучения, *необходимо иметь специальное разрешение (лицензию)* на право проведения этих работ, выданное органами, уполномоченными на ведение лицензирования.

Разрешение на работу с источниками излучения не требуется в случаях, если:

- используются продукция, товары, перечисленные выше, как источники излучения, полностью освобожденные от учета и контроля;
- на рабочем месте удельная активность радионуклида меньше *минимально значимой удельной активности*, приведенной в приложении П-4 НРБ-99/2009;
- на рабочем месте активность радионуклида в открытом источнике излучения меньше *минимально значимой активности*, приведенной в приложении П-4 НРБ-99/2009;

- мощность эквивалентной дозы в любой точке, находящейся на расстоянии 0,1 м от поверхности закрытого радионуклидного источника излучения, не превышает 1,0 мкЗв/ч над фоном. При этом должна быть обеспечена надежная герметизация находящихся внутри устройства радиоактивных веществ.

Потенциальная опасность радиационного объекта определяется его возможным радиационным воздействием на население при радиационной аварии. Потенциально более опасными являются радиационные объекты, в результате деятельности которых при аварии возможно облучение не только работников объекта, но и населения. Наименее опасными радиационными объектами являются те, где исключена возможность облучения лиц, не относящихся к персоналу. По потенциальной радиационной опасности устанавливаются четыре категории объектов:

- к I категории относятся радиационные объекты, при аварии на которых возможно их радиационное воздействие на население и могут потребоваться меры по его защите (АЭС, промышленные и исследовательские ядерные реакторы, радиохимические заводы, могильники высокоактивных отходов и др.);
- у объектов II категории радиационное воздействие при аварии ограничивается территорией санитарно-защитной зоны (ускорители протонов и других тяжелых частиц, а также электронов с энергией более 25 МэВ, мощные радионуклидные установки, могильники среднеактивных отходов и др.);
- к III категории относятся объекты, у которых радиационное воздействие при аварии ограничивается территорией объекта (гамма-терапевтические установки, стационарные гамма-дефектоскопические установки, ускорители электронов с энергией от 8 до 25 МэВ, пункты захоронения низкоактивных отходов, лаборатории радионуклидной диагностики, радоновые лаборатории и др.);
- к IV категории относятся объекты, радиационное воздействие от которых при аварии ограничивается помещениями, где проводятся работы с источником излучения (рентгенотерапевтические и диагностические кабинеты, включая флюорографические, ускорители электронов с энергией менее 8 МэВ, отделения радонотерапии и др.).

Категория радиационных объектов должна устанавливаться на этапе их проектирования. Установление категории радиационного объекта базируется на оценке последствий аварий, возникновение которых не связано с транспортированием источников излучения за пределами территории объекта и гипотетическим внешним воздействием (взрыв в результате попадания ракеты, падения самолета или террористического акта). Для действующих объектов категории устанавливаются администрацией по согласованию с органами государственного санитарно-эпидемиологического надзора.

Вокруг радиационных объектов I–III категорий устанавливается санитарно-защитная зона, а вокруг радиационных объектов I категории – также и зона наблюдения. Санитарно-защитная зона для радиационных объектов

III категории ограничивается территорией объекта, а для радиационных объектов IV категории установления зон не предусмотрено.

Санитарно-защитные зоны и зоны наблюдения вокруг судов и иных плавсредств с ядерными установками определяются в местах их ввода в эксплуатацию, в портах стоянки и в местах снятия с эксплуатации.

Границы санитарно-защитной зоны и зоны наблюдения радиационного объекта на стадии проектирования должны быть согласованы с органами, осуществляющими государственный санитарно-эпидемиологический надзор.

В санитарно-защитной зоне и зоне наблюдения силами службы радиационной безопасности объекта должен проводиться радиационный контроль.

Все виды обращения с источниками ионизирующего излучения, включая радиационный контроль, разрешаются только при наличии санитарно-эпидемиологического заключения о соответствии условий работы с источниками излучения санитарным правилам, которое выдают органы, осуществляющие государственный санитарно-эпидемиологический надзор, при обращении юридического или физического лица.

*Санитарно-эпидемиологическое заключение о соответствии условий работы с источниками излучения санитарным правилам действительно на срок не более пяти лет. По истечении срока действия санитарно-эпидемиологического заключения по запросу юридического или физического лица органы, осуществляющие государственный санитарно-эпидемиологический надзор, решают вопрос о продлении срока его действия.*



Рис. 27.1. Знак радиационной опасности

В соответствии с ОСПОРБ-99/2010 оборудование, контейнеры, упаковки, аппараты, передвижные установки, транспортные средства, содержащие источники излучения, должны иметь знак радиационной опасности (рис. 27.1). Этот знак является предупредительным и предназначен для привлечения внимания к объектам потенциальной и (или) действительной опасности вредного воздействия на людей ионизирующего излучения.

В указанном на рис. 27.1 месте при необходимости допускается размещать подписи, разъясняющие или дополнительно предупреждающие об опасности, например: «I класс работ», «II класс работ», «III класс работ», «Гамма-излучение!», «Нейтронный источник», «Радиоактивность!» и др., а также допускается нанесение вертикальных красных полос, обозначающих транспортные категории. Допускается черный цвет вместо красного на объектах, окрашенных в схожие цвета.

Допускается не наносить знак радиационной опасности на оборудование в помещении, где постоянно проводятся работы с источниками излучения, на входе в которое имеется знак радиационной опасности.

Администрация учреждения, где проводятся работы с источниками излучения, обеспечивает выполнение следующих мероприятий:

- определяет перечень лиц, относящихся к персоналу групп А и Б;
- разрабатывает правила внутреннего распорядка, инструкцию по радиационной безопасности, инструкцию по предупреждению и ликвидации аварии (в том числе и пожара);
- назначает лиц, ответственных за радиационный контроль;
- организует систематический контроль радиационной обстановки на рабочих местах, в помещениях, на территории организации, в санитарно-защитной зоне и в зоне наблюдения, а также за выбросом и сбросом радиоактивных веществ;
- обучает и инструктирует персонал;
- организует и проводит периодическую проверку знания инструкций;
- проводит предварительный (при поступлении на работу) и периодический медицинский осмотр персонала.

К работе с источниками излучения допускаются лица не моложе 18 лет, не имеющие медицинских противопоказаний, отнесенные приказом руководителя к категории персонала группы А. Перед допуском к работе с источниками излучения персонал должен пройти обучение, инструктаж и проверку знаний правил радиационной безопасности и действующих в организации инструкций. У персонала гр. А проверка знаний правил безопасности работы в организации проводится комиссией до начала работ и периодически, не реже одного раза в год. У руководящего состава – не реже одного раза в три года. Перечень специалистов указанного персонала, а также предъявляемые к ним квалификационные требования определяются Правительством Российской Федерации.

#### **27.2.2. Работа с закрытыми источниками излучения и устройствами, генерирующими ионизирующее излучение**

К *закрытым источникам излучения* относятся: радионуклидные закрытые источники (устройство таких источников исключает поступление содержащихся в нем радионуклидов в окружающую среду в условиях применения и износа, на которые он рассчитан), рентгеновские аппараты, ускорители заряженных частиц. Персонал в этом случае подвергается только внешнему облучению.

Основное требование для обеспечения радиационной безопасности при работе с закрытыми источниками – это сооружение соответствующей защиты от излучений для снижения мощности дозы на рабочих местах и в соседних помещениях до ДМД. Для расчета защиты необходимо знать характеристики источника: тип частиц, спектральное, угловое и пространственное распределения частиц источника. В предыдущих лекциях рассмотрены инженерные методы расчета защиты от ионизирующих излучений. В случае более сложных условий проектирования защиты наряду с инженерными методами необходимо использовать и специальные программы для статистического моделирования поля излучения.

В нерабочем положении закрытые источники излучения должны находиться в защитных устройствах, а установки, генерирующие ионизирующее излучение, должны быть обесточены.

Для извлечения закрытого радионуклидного источника из контейнера следует пользоваться дистанционным инструментом или специальными приспособлениями. При работе с источником излучения, извлеченным из защитного контейнера, должны применяться защитные экраны и манипуляторы, а при работе с источником, создающим мощность дозы более 2 мГр/ч на расстоянии 1 м, – специальные защитные устройства (боксы, шкафы и др.) с дистанционным управлением.

Мощность эквивалентной дозы излучения от переносных, передвижных, стационарных дефектоскопических, терапевтических аппаратов и других установок, действие которых основано на использовании радионуклидных источников излучения, не должна превышать 20 мкЗв/ч на расстоянии 1 м от поверхности защитного блока с источником излучения.

Для радиоизотопных приборов, которые используются в производственных условиях, мощность эквивалентной дозы излучения у поверхности блока с источником излучения не должна превышать 100 мкЗв/ч, а на расстоянии 1 м от нее не более 3 мкЗв/ч. Мощность эквивалентной дозы излучения от устройств, при работе которых возникает сопутствующее неиспользуемое рентгеновское излучение, не должна превышать 3 мкЗв/ч на расстоянии 0,1 м от любой внешней поверхности.

При использовании установок (аппаратов), мощность эквивалентной дозы излучения от которых в рабочем положении и при хранении источников излучения не превышает 1 мкЗв/ч на расстоянии 1 м от доступных частей внешней поверхности установки, специальные требования к помещениям не предъявляются.

Рабочая часть стационарных аппаратов и установок с неограниченным по направлению пучком излучения должна размещаться в отдельном помещении (преимущественно в отдельном здании или отдельном крыле здания); материал и толщина стен, пола, потолка этого помещения при любых положениях источника излучения и направлении пучка должны обеспечивать ослабление первичного и рассеянного излучения в смежных помещениях и на территории организации до допустимых значений.

Пульт управления таким аппаратом (установкой) должен размещаться в отдельном от источника излучения помещении. Входная дверь в помещение, где находится аппарат, должна блокироваться с механизмом перемещения источника излучения или с включением высокого (ускоряющего) напряжения так, чтобы исключить возможность случайного облучения персонала.

Помещения, где проводятся работы на стационарных установках с закрытыми радионуклидными источниками излучения, должны быть оборудованы системами блокировки и сигнализации о положении источника (блока источников). Кроме того, должно быть предусмотрено устройство для принудительного дистанционного перемещения источника излучения в положение хранения в

случае отключения энергопитания установки или в случае любой другой нештатной ситуации.

При подводном хранении закрытых источников излучения должны быть предусмотрены системы автоматического поддержания уровня воды в бассейне, сигнализации об изменении уровня воды и о повышении мощности дозы в рабочем помещении.

При работе с закрытыми источниками излучения специальные требования к отделке помещений не предъявляются. Поверхности стен, пола и потолка должны быть гладкими, легко очищаемыми и допускать влажную уборку. Помещения, в которых проводится перезарядка, ремонт и временное хранение демонтированных приборов и установок должны быть оборудованы в соответствии с требованиями для работ с открытыми источниками излучения III класса.

При использовании мощных радиационных установок и хранении закрытых источников излучения в количествах, приводящих к накоплению в воздухе рабочих помещений сверхнормативных концентраций токсических веществ, необходимо предусматривать приточно-вытяжную вентиляцию, обеспечивающую снижение концентрации токсических веществ в воздухе до нормативных значений.

При использовании приборов с закрытыми источниками излучения и устройств, генерирующих ионизирующее излучение, вне помещений или в общих производственных помещениях должен быть исключен доступ посторонних лиц к источникам излучения и обеспечена сохранность источников.

В целях обеспечения радиационной безопасности персонала и населения следует:

- направлять излучение в сторону земли или туда, где отсутствуют люди;
- удалять источники излучения от обслуживающего персонала и других лиц на возможно большее расстояние;
- ограничивать время пребывания людей вблизи источников излучения;
- вывешивать знак радиационной опасности и предупредительные плакаты, которые должны быть отчетливо видны с расстояния не менее 3 м.

### **27.2.3. Работа с открытыми источниками излучения (радиоактивными веществами)**

*Источник радионуклидный открытый* – это источник излучения, при использовании которого возможно поступление содержащихся в нем радионуклидов в окружающую среду.

Комплекс защитных мероприятий при работе с открытыми источниками излучения должен обеспечивать защиту персонала от внутреннего и внешнего облучения, ограничивать загрязнение воздуха и поверхностей рабочих помещений, кожных покровов и одежды персонала. Эти мероприятия должны также обеспечивать защиту объектов окружающей среды – воздуха, почвы, растительности как при нормальной эксплуатации, так и при проведении работ по ликвидации последствий радиационной аварии. Эти меры необходимы

на ядерных реакторах, в радиохимических лабораториях и цехах и на других производствах, где имеется потенциальная опасность радиоактивного загрязнения, особенно при проведении ремонтных работ.

К числу основных профилактических мероприятий при работе с открытыми источниками относятся:

- правильная планировка помещения и оборудования;
- соответствующая отделка помещений;
- соблюдение технологических режимов;
- соблюдение мер личной гигиены;
- правильная организация защиты от внешнего и внутреннего облучения;
- правильный сбор и удаление отходов.

Радионуклиды как потенциальные источники внутреннего облучения по степени радиационной опасности разделяются на группы в зависимости от **минимально значимой активности** (МЗА). Под МЗА понимается активность открытого источника ионизирующего излучения в помещении или на рабочем месте, при превышении которой требуется разрешение органов государственной санитарно-эпидемиологической службы на использование этих источников, если при этом также превышено значение минимально значимой удельной активности.

**Минимально значимая удельная активность** (МЗУА) – это удельная активность открытого источника ионизирующего излучения в помещении или на рабочем месте, при превышении которой требуется разрешение органов государственной санитарно-эпидемиологической службы на использование этого источника, если при этом также превышено значение МЗА.

Выделяют четыре *группы радиационной опасности радионуклидов*:

- группа А – радионуклиды с МЗА  $10^3$  Бк;
- группа Б – радионуклиды с МЗА  $10^4$  и  $10^5$  Бк;
- группа В – радионуклиды с МЗА  $10^6$  и  $10^7$  Бк;
- группа Г – радионуклиды с МЗА  $10^8$  Бк и более.

Группа А – это радионуклиды с особо высокой радиотоксичностью, например:  $^{210}\text{Pb}$ ,  $^{210}\text{Po}$ ,  $^{226}\text{Ra}$ ,  $^{228}\text{Th}$ ,  $^{230}\text{Th}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{232}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$ .

Группа Б – радионуклиды с высокой радиотоксичностью, например:  $^{90}\text{Sr}$ ,  $^{106}\text{Ru}$ ,  $^{124}\text{Sb}$ ,  $^{126}\text{I}$ ,  $^{129}\text{I}$ ,  $^{131}\text{I}$ ,  $^{144}\text{Ce}$ ,  $^{170}\text{Tm}$ ,  $^{210}\text{Bi}$ ,  $^{223}\text{Ra}$ ,  $^{224}\text{Ra}$ ,  $^{227}\text{Th}$ ,  $^{234}\text{Th}$ ,  $^{230}\text{U}$ ,  $^{233}\text{U}$ ,  $^{234}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{241}\text{Ru}$ .

Группа В – радионуклиды со средней радиотоксичностью, например:  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{24}\text{Na}$ ,  $^{32}\text{P}$ ,  $^{35}\text{S}$ ,  $^{36}\text{Cl}$ ,  $^{54}\text{Mn}$ ,  $^{56}\text{Mn}$ ,  $^{59}\text{Fe}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{82}\text{Br}$ ,  $^{89}\text{Sr}$ ,  $^{91}\text{Y}$ ,  $^{90}\text{Y}$ ,  $^{95}\text{Nb}$ ,  $^{95}\text{Zr}$ ,  $^{105}\text{Ru}$ ,  $^{125}\text{Sb}$ ,  $^{132}\text{I}$ ,  $^{133}\text{I}$ ,  $^{134}\text{I}$ ,  $^{134}\text{Cs}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{141}\text{Ce}$ ,  $^{171}\text{Tm}$ ,  $^{203}\text{Pb}$ ,  $^{206}\text{Bi}$ ,  $^{231}\text{Th}$ ,  $^{239}\text{Np}$ .

Группа Г – радионуклиды с малой радиотоксичностью, например:  $^{14}\text{C}$ ,  $^{38}\text{Cl}$ ,  $^{55}\text{Fe}$ ,  $^{64}\text{Cu}$ ,  $^{69}\text{Zn}$ ,  $^{71}\text{Ge}$ ,  $^{91\text{m}}\text{Y}$ ,  $^{97}\text{Zr}$ ,  $^{96\text{m}}\text{Tc}$ ,  $^{99\text{m}}\text{Tc}$ ,  $^{131}\text{Cs}$ ,  $^{134\text{m}}\text{Cs}$ ,  $^{136}\text{Cs}$ .

**Радиотоксичность** – способность радиоактивного вещества оказывать лучевое поражение.

Принадлежность радионуклида к группе радиационной опасности необходимо устанавливать в соответствии с приложением П-4 НРБ-99/2009. Ко-

роткоживущие радионуклиды с периодом полураспада менее 24 ч, не приведенные в этом приложении, относятся к группе Г.

В случае нахождения на рабочем месте радионуклидов разных групп радиационной опасности их активность приводится к группе А радиационной опасности по формуле

$$C_{\Sigma} = C_A + MZA_A \sum (C_i / MZA_i), \quad (27.1)$$

где

- $C_{\Sigma}$  (Бк) – суммарная активность, приведенная к активности группы А, Бк;
- $C_A$  – суммарная активность радионуклидов группы А, Бк;
- $MZA_A$  – минимально значимая активность для группы А, Бк;
- $C_i$  (Бк) – активность отдельных радионуклидов, не относящихся к группе А;
- $MZA_i$  (Бк) – минимально значимая активность отдельных радионуклидов, приведенная в приложении П-4 НРБ-99/2009.

Все работы с использованием открытых источников излучения разделяются на три класса. Класс работ устанавливается в соответствии с табл. 27.2 (табл. 3.8.1 в ОСПОРБ-99/2010).

Таблица 27.2

*Классы работ с открытыми источниками излучения*

Класс работ	Суммарная активность на рабочем месте, приведенная к группе А, Бк
I класс	более $10^8$
II класс	от $10^5$ до $10^8$
III класс	от $10^3$ до $10^5$

*Примечание.*

1. При простых операциях с жидкостями (без упаривания, перегонки, перемешивания и т. п.) допускается увеличение активности на рабочем месте в 10 раз.

2. При простых операциях по получению (элюированию) и расфасовке из генераторов короткоживущих радионуклидов медицинского назначения допускается увеличение активности на рабочем месте в 20 раз.

3. Для предприятий, перерабатывающих уран и его соединения, класс работ определяется специальными правилами в зависимости от характера производства.

4. При хранении открытых источников излучения допускается увеличение активности в 100 раз.

Чем выше класс выполняемых работ, тем жестче гигиенические требования по защите персонала от внутреннего облучения. Класс работ зависит от группы радиационной опасности радионуклида и его активности на рабочем месте (табл. 27.3). Как следует из табл. 27.3, при уменьшении номера группы радиационной опасности увеличивается фактическая активность радионуклида на рабочем месте.

Классом работ определяются требования к размещению и оборудованию помещений, в которых проводятся работы с открытыми источниками излучения. На дверях этих помещений вывешивается знак радиационной опасности с указанием класса работ.



*Фактическая активность радионуклидов на рабочем месте для разных классов работ с открытыми источниками, Бк*

Группа радиационной опасности	Класс работ		
	I	II	III
А	более $10^8$	$10^5-10^8$	$10^3-10^5$
Б	более $10^9$	$10^6-10^9$	$10^4-10^6$
В	более $10^{10}$	$10^7-10^{10}$	$10^5-10^7$
Г	более $10^{11}$	$10^8-10^{11}$	$10^6-10^8$

Во всех организациях, в которых проводится работа с открытыми источниками излучения, помещения для каждого класса работ следует сосредоточить в одном месте. В тех случаях, когда в организации ведутся работы по всем трем классам, помещения должны быть разделены в соответствии с классом проводимых в них работ.

Работы с открытыми источниками излучения с активностью ниже значений, приведенных в приложении П-4 НРБ-99/2009, разрешается проводить в производственных помещениях, к которым не предъявляются дополнительные требования по радиационной безопасности.

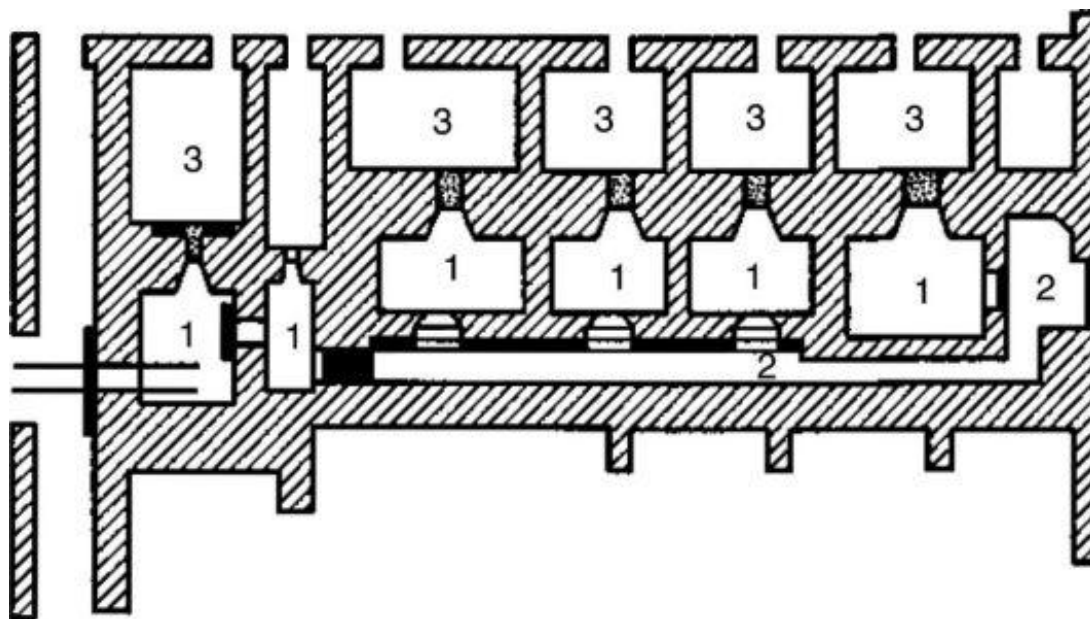
**Работы III класса** должны проводиться в отдельных помещениях. В составе этих помещений предусматривается устройство приточно-вытяжной вентиляции и душевой. Работы, связанные с возможностью радиоактивного загрязнения воздуха, например операции с порошками, упаривание растворов, работа с эманулирующими и летучими веществами, должны проводиться в вытяжных шкафах. *Эманирование* – выделение в окружающую среду твердыми веществами, содержащими радий, радиоактивного газа радона. Поверхности помещений должны быть гладкими, без повреждений и допускать влажную уборку и дезактивацию.

**Работы II класса** должны проводиться в помещениях, скомпонованных в отдельной части здания изолированно от других помещений. При проведении в одной организации работ II и III классов, связанных единой технологией, можно выделить общий блок помещений, оборудованных в соответствии с требованиями, предъявляемыми к работам II класса. При планировке выделяются помещения постоянного и временного пребывания персонала. В составе этих помещений должен быть санпропускник или санитарный шлюз. Помещения для работ II класса должны быть оборудованы вытяжными шкафами или боксами.

**Работы I класса** должны проводиться в отдельном здании или изолированной части здания с отдельным входом только через санпропускник. Рабочие помещения должны быть оборудованы боксами, камерами, каньонами или другим герметичным оборудованием. В основу планировки помещений, предназначенных для выполнения работ I класса, положен принцип деления их по степени возможного радиоактивного загрязнения на 3 зоны:

- *первая зона* включает в себя необслуживаемые помещения, где размещаются технологическое оборудование и коммуникации, являющиеся основными источниками излучения и радиоактивного загрязнения. *Пребывание персонала в необслуживаемых помещениях при работающем технологическом оборудовании не допускается;*
- *вторая зона* – это периодически обслуживаемые помещения, предназначенные для ремонта оборудования и других работ, связанных со вскрытием технологического оборудования. А также помещения для размещения узлов загрузки и выгрузки радиоактивных материалов, временного хранения сырья, готовой продукции и радиоактивных отходов;
- *третья зона* – это помещения постоянного пребывания персонала в течение всей смены (операторские, пульта управления и др.).

Для исключения распространения радиоактивного загрязнения между 2-й и 3-й зонами оборудуются санитарные шлюзы. На рис. 27.2 приведена одна из схем рабочих помещений для работ I класса (Ильин Л.А., Кириллов В.Ф., Коренков И.П. Радиационная гигиена: учеб. для вузов. – М.: ГЭОТАР-Медиа, 2010. – 384 с.)



*Рис. 27.2. Схема устройства радиологической лаборатории с трехзональной планировкой: 1 – «горячие» камеры (первая зона); 2 – ремонтно-транспортная зона (вторая зона); 3 – операторские помещения (третья зона)*

В организации, где проводятся работы с радиоактивными веществами, должен быть предусмотрен комплекс мероприятий по дезактивации производственных помещений и оборудования. Оборудование, инструменты, инвентарь, предназначенный для уборки помещений, и мебель должны быть закреплены за помещениями каждого класса (зоны) и соответственно маркированы. Передача их из помещений одного класса (зоны) в другие запрещается.

Полы и стены помещений для работ II класса и 3-й зоны I класса, а также потолки в 1-й и 2-й зонах I класса должны быть покрыты слабосорбирующими материалами, стойкими к моющим средствам. Края покрытий полов должны быть подняты и заделаны заподлицо со стенами. Полотна дверей и переплеты окон должны иметь простейшие профили. Помещения, относящиеся к разным зонам и классам, следует окрашивать в разные цвета.

Для работ I и II классов площадь помещения в расчете на одного работающего должна быть не менее 10 м<sup>2</sup>. Оборудование и рабочая мебель должны иметь гладкую поверхность, простую конструкцию и слабосорбирующие покрытия, облегчающие удаление радиоактивных загрязнений. Оборудование, инструменты и мебель должны быть закреплены за помещениями каждого класса, и передача их из помещений одного класса в другие запрещается.

Количество радиоактивных веществ на рабочем месте должно быть минимально необходимым для работы. При возможности выбора радиоактивных веществ следует использовать вещества с меньшей группой радиационной опасности (растворы, а не порошки).

Загрязнение внутренних поверхностей камер, боксов, вытяжных шкафов, а также поверхностей размещенного в них оборудования не нормируется. Но при этом загрязненные предметы и поверхности не должны приводить к загрязнению воздуха рабочих помещений выше установленной ДОА.

Вентиляция должна направлять воздушный поток из менее загрязненных помещений к более загрязненным. Удаляемый из укрытий, боксов, камер, шкафов и другого оборудования загрязненный воздух перед выбросом в атмосферу должен подвергаться очистке. Следует исключать разбавление этого воздуха до его очистки.

*В помещениях для работ с открытыми источниками запрещается пребывание без необходимых средств индивидуальной защиты, прием пищи, курение, использование косметических принадлежностей. В этих помещениях нельзя хранить любые предметы, не имеющие отношения к работе.*

Радиационные объекты, где ведутся работы с открытыми источниками излучения всех классов, должны иметь холодное и горячее водоснабжение.

Учреждения, где ведутся работы с радиоактивными веществами в открытом виде, должны иметь систему специальной канализации и предусматривать возможность дезактивации сточных вод с целью их повторного использования для технологических целей. Система специальной канализации должна быть обеспечена средствами контроля за количеством и активностью сточных вод.

Допускается использовать в хозяйственной деятельности материалы и изделия с низкими уровнями содержания радионуклидов. Критерием для принятия решения о возможном применении в хозяйственной деятельности сырья, материалов и изделий, содержащих радионуклиды, является ожидаемая индивидуальная годовая эффективная доза облучения, которая не должна превышать 10 мкЗв. Не вводятся никаких ограничений на использование в хозяйственной деятельности любых твердых материалов, сырья и изделий

(кроме продовольственного сырья, пищевой продукции, питьевой воды и кормов для животных) при удельной активности радионуклидов в них менее значений, приведенных в приложении 3 ОСПОРБ-99/2010.

В табл. 27.4 приведены значения допустимого радиоактивного загрязнения поверхностей рабочих помещений и находящегося в них оборудования, кожных покровов, спецодежды, спецобуви и других средств индивидуальной защиты персонала [3].

Таблица 27.4

*Допустимые уровни радиоактивного загрязнения поверхностей рабочих помещений, оборудования, кожных покровов, спецодежды, спецобуви и других средств индивидуальной защиты персонала, част/(см<sup>2</sup>·мин)*

Объект загрязнения	Альфа-активные нуклиды <1>		Бета-активные нуклиды <1>
	отдельные <2>	прочие	
Неповрежденная кожа, спецбелье, полотенца, внутренняя поверхность лицевых частей средств индивидуальной защиты	2	2	200 <3>
Основная спецодежда, внутренняя поверхность дополнительных средств индивидуальной защиты, наружная поверхность спецобуви	5	20	2000
Поверхности помещений постоянного пребывания персонала и находящегося в них оборудования	5	20	2000
Поверхности помещений периодического пребывания персонала и находящегося в них оборудования	50	200	10000
Наружная поверхность дополнительных средств индивидуальной защиты, снимаемых в саншлюзах	50	200	10000

*Примечания:*

<1> Для кожных покровов, спецодежды, спецобуви и других средств индивидуальной защиты нормируется общее (снимаемое и неснимаемое) радиоактивное загрязнение. В остальных случаях нормируется только снимаемое загрязнение.

<2> К отдельным относятся альфа-активные нуклиды, среднегодовая допустимая объемная активность (ДОВА) которых в воздухе рабочих помещений менее 0,3 Бк/м<sup>3</sup>.

<3> Для Sr + Y – 40 част/(см<sup>2</sup>·мин).

Числовые значения допустимой удельной активности по основным долгоживущим радионуклидам для неограниченного использования металлов после предварительной переплавки или иной переработки приведены в табл. 27.5 [4].

Таблица 27.5

*Допустимые удельные активности основных долгоживущих радионуклидов для неограниченного использования металлов*

Радионуклиды	Период полураспада	Допустимая удельная активность $i$ -го радионуклида (ДУА $_i$ ), кБк/кг
$^{54}\text{Mn}$	312 сут	1,0
$^{60}\text{Co}$	5,3 год	0,3
$^{65}\text{Zn}$	244 сут	1,0
$^{94}\text{Nb}$	$2,0 \cdot 10^4$ год	0,4
$^{106}\text{Ru} + ^{106\text{m}}\text{Rh}$	368 сут	4,0
$^{110\text{m}}\text{Ag}$	250 сут	0,3
$^{125}\text{Sb} + ^{125\text{m}}\text{Te}$	2,8 год	1,6
$^{134}\text{Cs}$	2,1 год	0,5
$^{137}\text{Cs} + ^{137\text{m}}\text{Ba}$	30,2 год	1,0
$^{152}\text{Eu}$	13,3 год	0,5
$^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$	29,1 год	10,0
$^{226}\text{Ra}$	$11,6 \cdot 10^3$ лет	0,4
$^{232}\text{Th}$	$1 \cdot 10^{10}$ лет	0,3
U-природный	–	0,3

#### **27.2.4. Радиационная безопасность населения при воздействии природных источников излучения**

Требования по обеспечению радиационной безопасности населения распространяются на регулируемые природные источники излучения:

- изотопы радона и продукты их радиоактивного распада в воздухе помещений;
- гамма-излучение природных радионуклидов, содержащихся в строительных изделиях и материалах;
- природные радионуклиды в питьевой воде, минеральных удобрениях и агрохимикатах;
- а также в продукции, изготовленной с использованием минерального сырья и материалов, содержащих природные радионуклиды.

Степень радиационной безопасности населения характеризуют следующие значения эффективных доз облучения от всех основных природных источников излучения:

- менее 5 мЗв/год – приемлемый уровень облучения населения от природных источников излучения;
- от 5 до 10 мЗв/год – облучение населения является повышенным;
- более 10 мЗв/год – облучение населения является высоким.

Мероприятия по снижению уровней облучения природными источниками излучения должны осуществляться в первоочередном порядке для групп населения, подвергающихся облучению в дозах более 10 мЗв в год.

Для строительства зданий жилищного и общественного назначения должны применяться строительные материалы и изделия с эффективной удельной активностью природных радионуклидов не более 370 Бк/кг. При строительстве зданий жилищного и общественного назначения выбираются участки с мощностью эквивалентной дозы гамма-излучения менее 0,3 мкЗв/ч и плотностью потока радона с поверхности грунта не более 80 мБк/(м<sup>2</sup>·с). При проектировании строительства здания на участке с мощностью эквивалентной дозы гамма-излучения выше 0,3 мкЗв/ч, плотностью потока радона с поверхности грунта более 80 мБк/(м<sup>2</sup>·с) в проекте должна быть предусмотрена система защиты здания от повышенных уровней гамма-излучения и радона.

Предварительная оценка качества питьевой воды по показателям радиационной безопасности может быть дана по удельной суммарной альфа-активности ( $A_\alpha$ ) и бета-активности ( $A_\beta$ ). При значениях  $A_\alpha$  ниже 0,2 Бк/кг и  $A_\beta$  ниже 1,0 Бк/кг дальнейшие исследования воды не являются обязательными. В случае превышения указанных уровней проводится анализ содержания радионуклидов в воде. Приоритетный перечень определяемых при этом радионуклидов в воде устанавливается в соответствии с санитарным законодательством.

#### **27.2.5. Облучение работников**

При проектировании производственных зданий и сооружений должно быть предусмотрено, чтобы после окончания их строительства, капитального ремонта или реконструкции среднегодовая эквивалентная равновесная объемная активность дочерних продуктов радона и торона (<sup>220</sup>Rn) в воздухе помещений ЭРОА Rn + 4,6 · ЭРОА Tn не превышала 150 Бк/м<sup>3</sup>, а мощность эквивалентной дозы гамма-излучения не превышала 0,6 мкЗв/ч. При невозможности снизить ЭРОА изотопов радона ниже 300 Бк/м<sup>3</sup> и/или мощность эквивалентной дозы гамма-излучения ниже 0,6 мкЗв/ч решается вопрос о перепрофилировании здания или части его помещений.

Для возведения зданий и сооружений производственного назначения должны применяться строительные материалы и изделия с эффективной удельной активностью природных радионуклидов не более 740 Бк/кг.

Обращение в производственных условиях с сырьем, материалами и изделиями с эффективной удельной активностью природных радионуклидов до 740 Бк/кг, а также с производственными отходами с эффективной удельной активностью природных радионуклидов до 1500 Бк/кг допускается без ограничений по радиационному фактору.

В случае превышения дозы облучения 5 мЗв/год должны приниматься меры по снижению доз облучения работников ниже этого уровня или рассматриваться вопрос о прекращении (приостановке) работ.

В случаях, когда экономически обоснованные защитные мероприятия не позволяют обеспечить на отдельных рабочих местах облучение работников в дозе менее 5 мЗв/год, допускается отнесение соответствующих работников по

условиям труда к персоналу группы А. На лиц, отнесенных по условиям труда к персоналу группы А, распространяются все требования по обеспечению радиационной безопасности, установленные для персонала группы А.

### 27.2.6. Основные правила обращения с радиоактивными отходами

К радиоактивным отходам относятся не подлежащие дальнейшему использованию вещества, материалы, смеси, изделия, удельная активность техногенных радионуклидов в которых превышает МЗУА. Значения МЗУА приведены в приложении 4 НРБ-99/2009. При неизвестном радионуклидном составе отходы являются радиоактивными, если их суммарная удельная активность больше:

- 100 кБк/кг – для бета-излучающих радионуклидов;
- 10 кБк/кг – для альфа-излучающих радионуклидов (кроме трансурановых);
- 1 кБк/кг – для трансурановых радионуклидов.

Радиоактивные отходы по агрегатному состоянию подразделяются на жидкие, твердые и газообразные.

К жидким радиоактивным отходам относятся не подлежащие дальнейшему использованию органические и неорганические жидкости, пульпы и шламы, в которых удельная активность радионуклидов превышает значения, приведенные выше.

К твердым радиоактивным отходам относятся отработавшие свой ресурс радионуклидные источники, не предназначенные для дальнейшего использования материалы, изделия, оборудование, биологические объекты, грунт, а также отвержденные жидкие радиоактивные отходы, в которых удельная активность радионуклидов превышает значения, приведенные выше.

Таблица 27.6

#### Классификация жидких и твердых радиоактивных отходов [4]

Категория отходов	Удельная активность, кБк/кг			
	Тритий	Бета-излучающие радионуклиды (исключая тритий)	Альфа-излучающие радионуклиды (исключая трансурановые)	Трансурановые радионуклиды
Твердые отходы				
Очень низкоактивные	до $10^7$	до $10^3$	до $10^2$	до 10
Низкоактивные	от $10^7$ до $10^8$	от $10^3$ до $10^4$	от $10^2$ до $10^3$	от 10 до $10^2$
Среднеактивные	от $10^8$ до $10^{11}$	от $10^4$ до $10^7$	от $10^3$ до $10^6$	от $10^2$ до $10^5$
Высокоактивные	более $10^{11}$	более $10^7$	более $10^6$	более $10^5$
Жидкие отходы				
Низкоактивные	До $10^4$	До $10^3$	До $10^2$	До 10
Среднеактивные	от $10^4$ до $10^8$	от $10^3$ до $10^7$	от $10^2$ до $10^6$	от 10 до $10^5$
Высокоактивные	более $10^8$	более $10^7$	более $10^6$	более $10^5$

К газообразным радиоактивным отходам относятся не подлежащие использованию газообразные смеси, содержащие радиоактивные газы и (или)

аэрозоли, образующиеся при производственных процессах, с удельной активностью, превышающей значения, приведенные выше.

Радиоактивные отходы по удельной активности подразделяются категории (см. табл. 27.6). В случае, когда по характеристикам радионуклидов в табл. 27.6 отходы относятся к разным категориям, для них устанавливается наиболее высокое значение категории отходов.

Система обращения с жидкими и твердыми радиоактивными отходами включает их сбор, сортировку, упаковку, временное хранение, кондиционирование (концентрирование, отверждение, прессование, сжигание), транспортирование, длительное хранение и (или) захоронение. Сбор радиоактивных отходов в организациях должен производиться непосредственно в местах их образования, отдельно от обычных отходов с учетом:

- категории отходов;
- агрегатного состояния (твердые, жидкие);
- физических и химических характеристик;
- природы (органические и неорганические);
- периода полураспада радионуклидов, находящихся в отходах (менее 15 суток, более 15 суток);
- взрыво- и огнеопасности;
- принятых методов переработки отходов.

Газообразные радиоактивные отходы подлежат выдержке и (или) очистке на фильтрах с целью снижения их активности до уровней, регламентируемых допустимым выбросом, после чего могут быть удалены в атмосферу.

Радиоактивные отходы, содержащие радионуклиды с периодом полураспада менее 15 суток, собираются отдельно от других радиоактивных отходов и выдерживаются в местах временного хранения для снижения активности до допустимого уровня в зависимости от вида активности (см. табл. 27.6). После такой выдержки твердые отходы удаляются как обычные промышленные отходы, а жидкие отходы могут использоваться организацией в системе оборотного хозяйственно-технического водоснабжения или сливаться в хозяйственно-бытовую канализацию.

Запрещается разбавление жидких радиоактивных отходов с целью снижения их активности. Запрещается сброс жидких радиоактивных отходов в хозяйственно-бытовую и ливневую канализацию, водоемы, поглощающие ямы, колодцы, скважины, на поля орошения, поля фильтрации, в системы подземного орошения и на поверхность земли. Жидкие радиоактивные отходы должны собираться в специальные емкости. Их следует концентрировать и отверждать в организации, где они образуются, или в специализированной организации по обращению с радиоактивными отходами, после чего направлять на захоронение.

В организациях, где возможно образование значительного количества жидких радиоактивных отходов (более 200 л в день), проектом должна быть предусмотрена система спецканализации. В спецканализацию не должны попадать нерадиоактивные стоки.



Передача радиоактивных отходов на переработку или захоронение должна производиться в специальных упаковках (контейнерах). Уровни радиоактивного загрязнения на поверхностях упаковки (контейнера) не должны превышать значений, приведенных в табл. 27.7 [3].

Таблица 27.7

*Допустимые уровни радиоактивного загрязнения поверхности транспортных средств, част/(см<sup>2</sup>·мин)*

Объект загрязнения	Вид загрязнения			
	Снимаемое (нефиксированное)		Неснимаемое (фиксированное)	
	Альфа-активные радионуклиды	Бета-активные радионуклиды	Альфа-активные радионуклиды	Бета-активные радионуклиды
Наружная поверхность охранной тары контейнера	Не допускается	Не допускается	Не регламентируется	200
Наружная поверхность вагона-контейнера	Не допускается	Не допускается	Не регламентируется	200
Внутренняя поверхность охранной тары контейнера	1,0	100	Не регламентируется	2000
Наружная поверхность транспортного контейнера	1,0	100	Не регламентируется	2000

Переработку радиоактивных отходов, а также их долговременное хранение и захоронение производят специализированные организации по обращению с радиоактивными отходами. Захоронение высокоактивных, среднеактивных и низкоактивных отходов должно осуществляться отдельно.

Выбор мест захоронения радиоактивных отходов должен проводиться с учетом гидрогеологических, геоморфологических, тектонических и сейсмических условий. При этом должна быть обеспечена радиационная безопасность населения и окружающей среды в течение всего срока изоляции отходов с учетом долговременного прогноза. Эффективная доза облучения населения, обусловленная радиоактивными отходами, включая этапы хранения и захоронения, не должна превышать 10 мкЗв/год.

**27.2.7. Методы и средства индивидуальной защиты и личной гигиены персонала**

Все работающие с источниками излучения в открытом виде или посещающие участки, где производятся такие работы, должны обеспечиваться *средствами индивидуальной защиты (СИЗ)* в соответствии с видом и классом работ.

СИЗ – это техническое средство, носимое человеком для предотвращения или уменьшения воздействия на него вредных и опасных факторов и для защиты от загрязнений. Они предохраняют человека от попадания радиоактивных веществ в органы дыхания, пищеварения, на кожу. СИЗ делятся на следующие виды:

- изолирующие костюмы: пневмокостюмы (рис. 27.3), гидроизолирующие костюмы. Эти средства полностью защищают работающего от радиоактивных веществ;
- средства защиты органов дыхания: противогазы, респираторы, пневмошлемы (рис. 27.4);
- спецодежда: комбинезоны, полукомбинезоны, куртки, брюки, халаты, фартуки;
- спецобувь: сапоги, ботинки, бахилы;
- средства защиты рук: рукавицы, перчатки;
- средства защиты глаз – защитные очки;
- предохранительные приспособления: ручные захваты, манипуляторы.

Выбор средств индивидуальной защиты зависит от условий работы и радиационной обстановки. При работах с радиоактивными веществами в открытом виде I и II класса персонал должен иметь комплект основных средств индивидуальной защиты, а также дополнительные средства защиты в зависимости от уровня и характера возможного радиоактивного загрязнения.

*Основной комплект средств индивидуальной защиты* включает: спецбелье, носки, комбинезон или костюм (куртка, брюки), спецобувь, шапочку или шлем, перчатки, полотенца и носовые одноразовые платки, средства защиты органов дыхания (в зависимости от загрязнения воздуха).

При работах III класса персонал должен быть обеспечен халатами, шапочками,



Рис. 27.3. Пневмокостюм ЛГ-5Б с переговорным устройством (<http://www.fgsiz.ru/>)



Рис. 27.4. Пневмошлем ЛИЗ-4 (<http://www.fgsiz.ru/>)

перчатками, легкой обувью и при необходимости средствами защиты органов дыхания.

Работающие с радиоактивными растворами и порошками, а также персонал, проводящий уборку помещений, в которых ведутся работы с радиоактивными веществами, кроме комплекта основных средств индивидуальной защиты, должны иметь дополнительно спецодежду из пленочных материалов или материалов с полимерным покрытием: фартуки, нарукавники, полухалаты, резиновую и пластиковую спецобувь.

Персонал, выполняющий работы по сварке или резке металла, загрязненного радионуклидами, должен быть снабжен специальными средствами индивидуальной защиты из искростойких хорошо дезактивируемых материалов.

Средства защиты органов дыхания (фильтрующие или изолирующие) необходимо применять при работах и условиях возможного аэрозольного загрязнения воздуха помещений радиоактивными веществами (работа с порошками, выпаривание радиоактивных растворов).

При работах, когда возможно загрязнение воздуха помещения радиоактивными газами или парами (ликвидация аварий, ремонтные работы) или когда применение фильтрующих средств не обеспечивает радиационную безопасность, следует применять изолирующие защитные средства (пневмокостюмы, пневмошлемы, а в отдельных случаях и автономные изолирующие аппараты).

При переходах из помещений с работами более высокого класса в помещения для работ более низкого класса необходимо контролировать уровни радиоактивного загрязнения СИЗ, а при переходе из второй в третью зону необходимо снимать дополнительные средства индивидуальной защиты.

Дезактивация СИЗ осуществляется в спецпрачечных. Смена основной спецодежды и белья должна осуществляться персоналом не реже одного раза в неделю. При выходе из помещений, где проводятся работы с радиоактивными веществами, следует проверить чистоту спецодежды и других средств индивидуальной защиты, снять их и при выявлении радиоактивного загрязнения направить на дезактивацию, а самому работнику – вымыться под душем.

#### **27.2.8. Радиационный контроль при работе с техногенными источниками излучения**

*Безопасную работу с радиоактивными веществами и источниками излучения можно обеспечить, только осуществляя систематический радиационный контроль уровней внешнего и внутреннего облучения персонала и уровней радиации в окружающей среде.*

Радиационный контроль при работе с техногенными источниками излучения должен осуществляться за всеми основными радиационными показателями, определяющими уровни облучения персонала и населения. На каждом радиационном объекте система радиационного контроля должна предусматривать конкретный перечень видов контроля, типов радиометрической и дозиметрической аппаратуры, точек измерения и периодичности контроля.

*Контроль с использованием индивидуальных дозиметров является обязательным для персонала группы А.*

Индивидуальный контроль за облучением персонала группы А в зависимости от характера работ включает:

- контроль за характером, динамикой и уровнями поступления радиоактивных веществ в организм с использованием методов прямой и/или косвенной радиометрии;
- контроль за эффективной дозой внешнего облучения персонала;
- контроль за эквивалентными дозами облучения хрусталиков глаз, кожи, кистей и стоп персонала с использованием индивидуальных дозиметров или расчетным способом.

По результатам радиационного контроля должны быть рассчитаны значения эффективных доз у персонала, а при необходимости определены значения эквивалентных доз облучения в коже, хрусталике глаза, кистях и стопах.

Контроль за радиационной обстановкой в зависимости от характера проводимых работ включает:

- измерение мощности дозы рентгеновского, гамма- и нейтронного излучений, плотности потоков частиц ионизирующего излучения на рабочих местах, в смежных помещениях, на территории организации, в санитарно-защитной зоне и зоне наблюдения;
- измерение уровней загрязнения радиоактивными веществами рабочих поверхностей, оборудования, транспортных средств, средств индивидуальной защиты, кожных покровов и одежды персонала;
- определение объемной активности газов и аэрозолей в воздухе рабочих помещений, их нуклидного состава;
- измерение или оценку активности выбросов и сбросов радиоактивных веществ;
- определение уровней радиоактивного загрязнения объектов окружающей среды в санитарно-защитной зоне и зоне наблюдения.

Система радиационного контроля объектов I и II категорий должна использовать следующие технические средства:

- непрерывного контроля на основе стационарных автоматизированных технических средств;
- оперативного контроля на основе носимых и передвижных технических средств;
- лабораторного анализа на основе стационарной лабораторной аппаратуры, средств отбора и подготовки проб для анализа.

В помещениях, где ведутся работы с делящимися материалами в количествах, при которых возможно возникновение самопроизвольной цепной реакции деления, а также на ядерных реакторах и критических сборках и при других работах I класса, где радиационная обстановка при проведении работ может существенно изменяться, необходимо устанавливать приборы радиационного контроля со звуковыми и световыми сигнализирующими

щими устройствами, а персонал должен быть обеспечен аварийными дозиметрами.

Результаты индивидуального контроля доз облучения персонала должны храниться в течение 50 лет. При проведении индивидуального контроля необходимо вести учет годовых эффективных и эквивалентных доз, эффективной дозы за пять последовательных лет, а также суммарной накопленной дозы за весь период профессиональной работы.

Индивидуальная доза облучения должна регистрироваться в журнале с последующим внесением в индивидуальную карточку, а также в машинный носитель для создания базы данных на радиационных объектах в ЕСКИД (единая система контроля и учёта индивидуальных доз облучения граждан). Копия индивидуальной карточки работника в случае его перехода в другую организацию, где проводится работа с источниками излучения, должна передаваться на новое место работы; оригинал должен храниться на прежнем месте работы.

Лицам, командируемым для работ с источниками излучения, должна выдаваться заполненная копия индивидуальной карточки о полученных дозах облучения. Данные о дозах облучения прикомандированных лиц должны включаться в их индивидуальные карточки.

В организациях, проводящих работы с техногенными источниками излучения, администрацией должны устанавливаться контрольные уровни. Перечень и числовые значения контрольных уровней определяются в соответствии с условиями работы и согласовываются с органом государственного санитарно-эпидемиологического надзора.

О случаях превышения годовых пределов эффективных доз для персонала, установленных НРБ-99/2009 (п. 3.1.2), годовых пределов эквивалентных доз облучения персонала или квот облучения населения администрация должна информировать органы государственного санитарно-эпидемиологического надзора.

### **27.2.9. Задачи службы радиационной безопасности**

Везде, где проводятся работы с источниками ионизирующего излучения и радиоактивными веществами, создаются службы радиационной безопасности (службы РБ). *Цель службы РБ – обеспечение безопасных условий работы путем систематического контроля уровня радиации на установках, в лабораториях, рабочих зонах и в санитарно-защитных зонах.*

В наиболее общем виде основные задачи службы радиационной безопасности можно сформулировать следующим образом:

- 1) контроль выполнения персоналом норм РБ, санитарных правил и инструкций работы с источниками ионизирующих излучений;
- 2) организация и проведение курсов по РБ для персонала, ежегодная проверка знаний персонала норм РБ, организация ежегодного медицинского обследования персонала;
- 3) индивидуальный контроль облучения персонала;

- 4) контроль с использованием стационарных и переносных средств уровня радиации на рабочих местах, в смежных помещениях и на территории учреждения;
- 5) контроль радиационного загрязнения объектов внешней среды за пределами предприятия;
- 6) проверка калибровка и ремонт средств радиационного контроля;
- 7) разработка необходимых мероприятий для предотвращения возникновения аварийных ситуаций;
- 8) проведение научно-исследовательских работ по РБ.

В зависимости от характера проводимых работ и размеров предприятия некоторые пункты (например, 4, 7) для их служб РБ не являются обязательными.

### **27.3. Требования по ограничению облучения населения в условиях радиационной аварии. Уровни вмешательства**

При радиационной аварии возможно радиоактивное загрязнение, превышающее уровень вмешательства. **Уровень вмешательства (УВ)** – это уровень радиационного фактора (величина активности, вероятности облучения, ожидаемая доза облучения, плотность загрязнения поверхности и др.), при превышении которого следует проводить определенные защитные мероприятия (вмешательства). Под вмешательством понимается действие, направленное на снижение вероятности облучения людей, дозы облучения, неблагоприятных последствий облучения.

Защитные мероприятия, ограничивающие облучение, применяются, как правило, к окружающей среде и (или) к человеку. Эти мероприятия могут приводить к нарушению нормальной жизнедеятельности населения, хозяйственного и социального функционирования территории. При планировании защитных мероприятий необходимо обеспечивать максимально возможное превышение пользы от снижения дозы облучения над ущербом, связанным с проведением этих мероприятий. Например, после чернобыльской катастрофы были срочно предприняты следующие элементы вмешательства: эвакуация людей из городов Припять, Чернобыль и всех населенных пунктов 30-км зоны вокруг ЧАЭС, снижение активности в воздушной среде (пылеподавление), йодная профилактика пострадавшего населения и ликвидаторов и др.

При проведении противорадиационных вмешательств пределы доз (лекция 4, табл. 4.2) не применяются. Если предполагаемая доза излучения за короткий срок (двое суток) достигает уровней, при превышении которых возможны детерминированные эффекты (см. табл. 27.8 [3]), то необходимо срочное вмешательство (меры защиты).

При хроническом облучении в течение жизни защитные мероприятия становятся обязательными, если годовые поглощенные дозы превышают значения, приведенные в табл. 27.9 [3].

Таблица 27.8

*Прогнозируемые уровни облучения, при превышении которых необходимо срочное вмешательство*

Орган или ткань	Поглощенная доза в органе или ткани за 2 суток, Гр
Все тело	1
Легкие	6
Кожа	3
Щитовидная железа	5
Хрусталик глаза	2
Гонады	3
Плод	0,1

Таблица 27.9

*Уровни вмешательства при хроническом облучении*

Орган или ткань	Годовая поглощенная доза, Гр
Гонады	0,2
Хрусталик глаза	0,1
Красный костный мозг	0,4

При планировании защитных мероприятий на случай радиационной аварии федеральным органом исполнительной власти, уполномоченным осуществлять государственный санитарно-эпидемиологический надзор, территориальными подразделениями федеральных органов исполнительной власти, осуществляющих государственный санитарно-эпидемиологический надзор, устанавливаются уровни вмешательства (дозы и мощности доз облучения, уровни радиоактивного загрязнения) применительно к конкретному радиационному объекту и условиям его размещения с учетом вероятных типов аварии, сценариев развития аварийной ситуации и складывающейся радиационной обстановки.

На разных стадиях аварии вмешательство регулируется зонированием загрязненных территорий, основанным на величине годовой эффективной дозы, которая может быть получена жителями в отсутствие мер радиационной защиты. Под годовой дозой здесь понимается эффективная доза, средняя у жителей населенного пункта за текущий год, обусловленная искусственными радионуклидами, поступившими в окружающую среду в результате радиационной аварии.

На территории, где годовая эффективная доза не превышает 1 мЗв, проводится обычный контроль радиоактивного загрязнения объектов окружающей среды и сельскохозяйственной продукции, по результатам которого оценивается доза облучения населения. Проживание и хозяйственная деятельность населения на этой территории по радиационному фактору не ог-

раничивается. Эта территория не относится к зонам радиоактивного загрязнения.

На ранней и промежуточной стадиях радиационной аварии зонирование определяется уровнями вмешательства для временного отселения населения:

- 30 мЗв в месяц – для начала временного отселения;
- 10 мЗв в месяц – для окончания временного отселения.

Если прогнозируется, что накопленная за один месяц доза будет находиться выше указанных уровней в течение года, следует решать вопрос об отселении населения на постоянное место жительства.

Таблица 27.10

*Зонирование и критерии вмешательства на восстановительной стадии радиационной аварии*

Величина годовой эффективной дозы в зоне	Элементы вмешательства в зоне
<i>Зона радиационного контроля</i> от 1 до 5 мЗв	В этой зоне помимо мониторинга радиоактивности объектов окружающей среды, сельскохозяйственной продукции и доз внешнего и внутреннего облучения критических групп населения осуществляются меры по снижению доз на основе принципа оптимизации и другие необходимые активные меры защиты населения
<i>Зона ограниченного проживания населения</i> от 5 до 20 мЗв	В этой зоне осуществляются те же меры мониторинга и защиты населения, что и в зоне радиационного контроля. Добровольный въезд на указанную территорию для постоянного проживания не ограничивается. Лицам, въезжающим на указанную территорию для постоянного проживания, разъясняется риск ущерба здоровья, обусловленный воздействием радиации
<i>Зона отселения</i> от 20 до 50 мЗв	Въезд на указанную территорию для постоянного проживания не разрешен. В этой зоне запрещается постоянное проживание лиц репродуктивного возраста и детей. Здесь осуществляется радиационный мониторинг людей и объектов внешней среды, а также необходимые меры радиационной и медицинской защиты
<i>Зона отчуждения</i> более 50 мЗв	В этой зоне постоянное проживание не допускается, а хозяйственная деятельность и природопользование регулируются специальными актами. Осуществляются меры мониторинга и защиты работающих с обязательным индивидуальным дозиметрическим контролем



На восстановительной стадии радиационной аварии загрязненные территории с величиной годовой дозы более 1 мЗв подразделяются на соответствующие зоны, которые определяют характер необходимого контроля обстановки и защитных мероприятий (табл. 27.10 [3]).

Таблица 27.11

*Критерии для принятия неотложных решений  
в начальном периоде радиационной аварии*

Меры защиты	Предотвращаемая доза за первые 10 суток, мГр			
	на все тело		щитовидная железа, легкие, кожа	
	уровень А	уровень Б	уровень А	уровень Б
Укрытие	5	50	50	500
Йодная профилактика:				
	взрослые	—	—	250*
дети	—	—	100*	1000*
Эвакуация	50	500	500	5000

\* Только для щитовидной железы

Таблица 27.12

*Критерии для принятия решений об отселении и ограничении  
потребления загрязненных пищевых продуктов*

Меры защиты	Предотвращаемая эффективная доза, мЗв	
	уровень А	уровень Б
Ограничение потребления загрязненных пищевых продуктов и питьевой воды	5 за первый год 1/год в последующие годы	50 за первый год 10/год в последующие годы
Отселение	50 за первый год	500 за первый год
	1000 за все время отселения	

Таблица 27.13

*Критерии для принятия решений об ограничении потребления загрязненных  
продуктов питания в первый год после возникновения аварии*

Радионуклиды	Удельная активность радионуклида в пищевых продуктах, кБк/кг	
	уровень А	уровень Б
$^{131}\text{I}$ , $^{134}\text{Cs}$ , $^{137}\text{Cs}$	1	10
$^{90}\text{Sr}$	0,1	1,0
$^{238}\text{Pu}$ , $^{239}\text{Pu}$ , $^{241}\text{Am}$	0,01	0,1

Принятие решений о мерах защиты населения в случае крупной радиационной аварии с радиоактивным загрязнением территории проводится на

основании сравнения прогнозируемой дозы, предотвращаемой защитным мероприятием, и уровней загрязнения с уровнями А и Б, приведенными в табл. 27.11–27.13 [3].

Если уровень облучения, предотвращаемого защитным мероприятием, не превосходит уровень А, то нет необходимости в выполнении мер защиты, связанных с нарушением нормальной жизнедеятельности населения, а также хозяйственного и социального функционирования территории.

Если предотвращаемое защитным мероприятием облучение превосходит уровень А, но не достигает уровня Б, решение о выполнении мер защиты принимается с учетом конкретной обстановки и местных условий.

Если уровень облучения, предотвращаемого защитным мероприятием, достигает и превосходит уровень Б, то необходимо выполнение соответствующих мер защиты, даже если они связаны с нарушением нормальной жизнедеятельности населения, хозяйственного и социального функционирования территории.

Во всех случаях установления факта радиационной аварии администрация радиационного объекта или территории, на которой произошла авария, обязана проинформировать органы государственной власти, в том числе органы, осуществляющие государственный санитарно-эпидемиологический надзор, а также органы местного самоуправления.

К проведению работ по ликвидации аварии и ее последствий должны привлекаться, прежде всего, работники радиационного объекта, аварийно-спасательных формирований и члены специализированных аварийных бригад. При необходимости для выполнения этих работ могут быть привлечены лица предпочтительно из персонала старше 30 лет, не имеющие медицинских противопоказаний, при их добровольном письменном согласии после информирования о возможных дозах облучения и риске для здоровья. Женщины могут быть допущены к участию в аварийных работах только с учетом дополнительных ограничений на их облучение в соответствии с НРБ-99/2009.

Перед началом работ по ликвидации последствий аварии проводится инструктаж персонала по вопросам радиационной безопасности с разъяснением характера и последовательности работ. При необходимости следует проводить предварительную отработку предстоящих операций.

Работы по ликвидации последствий аварии и выполнение других мероприятий, связанных с возможным переоблучением персонала, проводятся под радиационным контролем по специальному разрешению (допуску), в котором определяются предельная продолжительность работы, основные и дополнительные средства защиты и дозиметрического контроля, фамилии участников и лица, ответственного за выполнение работ.

#### **27.4. Основы безопасной перевозки радиоактивных веществ**

Возрастающее применение источников ионизирующих излучений в различных областях человеческой деятельности приводит к росту перевозок ра-

диоактивных грузов. Общий объем перевозок радиоактивных материалов всеми видами транспорта в Российской Федерации составляет в настоящее время сотни тысяч упаковочных комплектов в год. Во всем мире эта цифра равна примерно 10 млн упаковок. Требования безопасности при транспортировании *радиоактивных материалов* (ядерные материалы и (или) радиоактивные вещества) в Российской Федерации устанавливаются несколько нормативных документов, например:

1. «Санитарные правила по радиационной безопасности персонала и населения при транспортировании радиационных материалов (веществ), СанПиН 2.6.1.1281-03» [7], которые введены в действие с 15 июня 2003 г.;
2. «Правила безопасности при транспортировании радиоактивных материалов», НП-053-16 [6], введены в действие с 15 сентября 2016 г. Требования предыдущего нормативного документа НП-053-04 разъясняются в справочных материалах: «Обеспечение безопасности при транспортировании радиоактивных материалов», РБ-039-07 [5], которые введены в действие с 3 декабря 2007 г.

Все нормативные документы разработаны с учетом рекомендаций МАГАТЭ (Правила безопасной перевозки радиоактивных материалов: Требования. Серия норм по безопасности № ST-1: пер. с англ. – Вена: МАГАТЭ, 2000). Рассмотрим кратко основные положения отмеченных нормативных документов.

Представляет или нет радиоактивный материал (РМ) опасность при перевозке любым видом транспорта – определяется максимальной удельной активностью радионуклидов материала и (или) максимальной активностью радионуклидов груза. Эти значения для различных типов радионуклидов приведены в специальных таблицах нормативных документов (табл. № 1 и 2 прил. 2 в [6]; табл. П1.1 и П1.2 прил. 1 в [7]). Транспортирование материалов, содержащих только природные радионуклиды с эффективной удельной активностью не более 10 Бк/г, а также материалов, в которых удельная или суммарная активность радионуклидов в грузе не превышает значений, приведенных в указанных выше таблицах, осуществляется всеми видами транспорта как безопасных грузов в радиационном отношении.

Для определения допустимой активности радиоактивного содержимого различных упаковок (определение дано ниже) используются термины активностей  $A_1$  и  $A_2$ . Их значения в ТБк приведены в [6] в табл. № 1 и 2 приложения 1. Общие пояснения по концепции использования системы значений  $A_1$  и  $A_2$ , а также по расчетам их конкретных значений для различных радионуклидов приведены в [5].

Все радиоактивные материалы делятся на следующие типы:

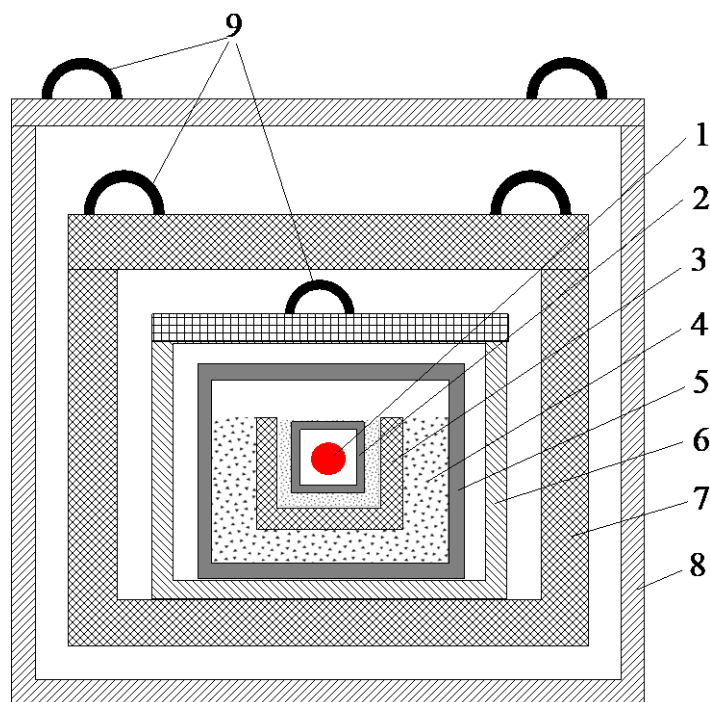
- материалы с низкой удельной активностью (материал НУА), которые входят в одну из трех групп: НУА-I, НУА-II и НУА-III. Это материалы со столь низкой удельной активностью, что маловероятно, чтобы при обстоятельствах, возникающих при перевозке, значительное количество этих материалов попало в тело человека, вызвав повышенную радиационную опасность. К этой категории относятся, например, урано-

вые и ториевые руды, их физические и химические концентраты. Предельная удельная активность материалов НУА не должна превышать  $10^{-4} A_1/\text{г}$ ;

- объекты с поверхностным радиоактивным загрязнением (ОПРЗ) – это твердые предметы, которые, не являясь радиоактивными, имеют радиоактивное загрязнение поверхности. Эти объекты по величине поверхностной активности делятся на две группы: ОПРЗ-I и ОПРЗ-II;
- радиоактивные материалы с низкой способностью к рассеиванию (РМНР) – это твердые радиоактивные материалы, не находящиеся в порошкообразной форме, или твердые радиоактивные материалы, помещенные в герметичную оболочку;
- радиоактивные материалы особого вида (РМОВ) – это РМ, которые надежно защищены от риска рассеяния в аварийных условиях. Например, это РМ в нерассеиваемом виде или РМ, заключенный в прочную металлическую капсулу, или дисперсный РМ, адсорбированный с инертным твердым телом таким образом, что он ведет себя как нерассеиваемое твердое тело;
- делящиеся материалы – ядерные материалы, содержащие уран-233, уран-235, плутоний-239, плутоний-241 или любую комбинацию этих радионуклидов. Под это определение не подпадают: а) необлученный природный уран или обедненный уран; б) природный уран или обедненный уран, облученные только в реакторах на тепловых нейтронах;
- природный уран – уран, содержащий природную смесь изотопов урана (примерно 99,28 % урана-238 и 0,72 % урана-235 по массе). Присутствует небольшое количество урана-234;
- необлученный уран – уран, содержащий не более  $2 \cdot 10^3$  Бк плутония на 1 г урана-235 и не более 9 МБк продуктов деления на 1 г урана-235 и не более чем  $2 \cdot 10^{-3}$  г урана-236 на 1 г урана-235;
- обедненный уран – уран, содержащий меньшее в процентном отношении количество урана-235 по массе по сравнению с природным ураном. Присутствует небольшое количество урана-234;
- обогащенный уран – уран, содержащий большее в процентном отношении количество урана-235 по массе по сравнению с природным ураном. Присутствует небольшое количество урана-234;
- необлученный торий – торий, содержащий не более  $10^{-7}$  г урана-233 на 1 г тория-232;
- гексафторид урана.

Транспортирование радиоактивных грузов проводится в специальных **упаковочных комплектах (транспортных упаковочных комплектах)** – совокупность компонентов для размещения и удержания радиоактивного содержимого. Упаковочный комплект (УК) может, в частности, содержать одну или несколько емкостей, сорбирующие вещества, дистанционирующие кон-

струкции, устройства для защиты от излучения, для охлаждения и тепловой изоляции, амортизаторы. УК может быть в виде ящика, коробки, бочки, может представлять собой грузовой контейнер или резервуар. Одна из возможных принципиальных схем УК приведена на рис. 27.5 [5].



*Рис. 27.5. Принципиальная схема упаковочного комплекта для перевозки РВ:*

- 1 – радиоактивное вещество; 2 – первичная емкость;  
3 – загрузочный стакан; 4 – амортизатор и поглотитель;  
5 – герметизирующий сосуд; 6 – защитный вкладыш; 7 – защитный контейнер; 8 – охранный тара; 9 – грузоподъемные элементы*

В этой конструкции можно выделить следующие принципиальные элементы УК:

- 1) защитный контейнер, предназначенный для ослабления ионизирующих излучений;
- 2) защитный вкладыш – вспомогательное упаковочное средство для дополнительного ослабления ионизирующих излучений;
- 3) загрузочный стакан, который используется для удобства и безопасности загрузки и выгрузки первичной емкости с РВ;
- 4) вспомогательные упаковочные средства – это материалы для повышения сохранности первичной емкости с РВ и их поглощения в случае аварийного повреждения этой емкости;
- 5) герметизирующий сосуд, предотвращающий распространение РВ в окружающую среду;

- б) охранный тара, предотвращающая непосредственный контакт составных частей УК с обслуживающим персоналом, транспортными средствами и другими объектами окружающей среды;
- 7) грузоподъемные элементы, необходимые для процессов погрузки и разгрузки УК.

На рис. 27.6 приведен общий вид ТУК-137.

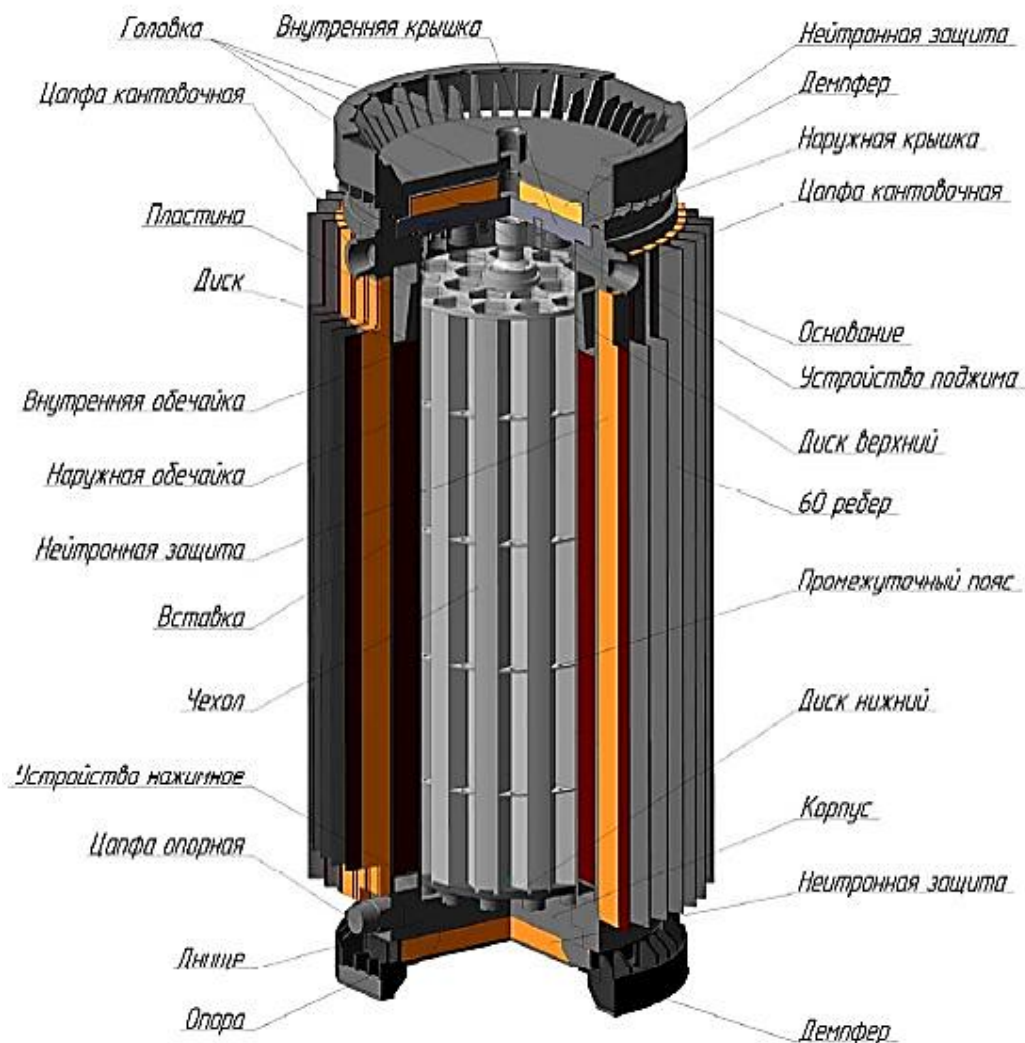


Рис. 27.6. Общий вид ТУК-137  
 (<http://www.gidropress.podolsk.ru/files/proceedings/mntk2011/documents/mntk2011-169.pdf>)

Упаковочный комплект вместе с находящимся в нем радиоактивным содержимым, представленный для перевозки, называют **упаковкой (радиационной упаковкой)**. Требования к упаковкам и упаковочным комплектам зависят от количества (активности) и степени опасности транспортируемого радиоактивного материала и от следующих условий перевозки:

- обычные условия перевозки без аварий и происшествий;
- нормальные условия перевозки – незначительные происшествия, например, падение упаковок с кузова автомобиля, удары о сооружения при перемещении и т. д., которые имитируются испытаниями в соответствии с нормативными документами;
- аварийные условия, имитируются испытаниями в соответствии с нормативными документами.

Все упаковки делятся на несколько типов (перечисляются по мере увеличения радиационной опасности):

- *освобожденная упаковка* – упаковочный комплект, содержащий радиоактивные материалы с активностью, не превышающей значений, указанных в пункте 1.3.3.1 НП-053-16 [6]. Потенциальный риск радиоактивного загрязнения от таких упаковок незначителен, и следовательно, не требуется испытаний целостности системы герметизации или защиты. Конструкция такого упаковочного комплекта должна удовлетворять общим требованиям к транспортным упаковочным комплектам и упаковкам [5];
- *промышленная упаковка (ПУ)*, которая состоит из упаковок трех типов (ПУ-1, ПУ-2, ПУ-3). В зависимости от типа эти упаковки могут содержать следующие виды РМ: НУА-I, НУА-II, НУА-III или ОПРЗ-II. Количество материалов НУА и ОПРЗ в отдельной упаковке такого типа ограничивается таким образом, чтобы внешний уровень излучения на расстоянии 3 м от незащищенного материала не превышал 10 мЗв/ч. Упаковочные комплекты таких упаковок подвергаются соответствующим испытаниям целостности системы герметизации или защиты. Конструкция такого упаковочного комплекта должна предотвращать нарушение целостности радиационной защиты, которая приводила бы к увеличению более чем на 20 % уровня излучения на внешней поверхности упаковки;
- *упаковка типа А* – упаковочный комплект, содержащий радиоактивный материал с активностью до  $A_1$  для радиоактивного материала особого вида или до  $A_2$  для других видов РМ. Такая упаковка должна отвечать общим требованиям к упаковкам и дополнительно специальным требованиям к упаковкам типа А. Размер такой упаковки не может быть менее 10 см, а конструкция должна быть рассчитана на диапазон температур от  $-40$  до  $+70$  °С [6]. Упаковка должна включать надежно закрывающуюся систему герметизации. В нормальных условиях перевозки упаковка должна предотвращать выход или рассеяние радиоактивного содержимого и потерю целостности радиационной защиты, которая приводила бы к увеличению более чем на 20 % уровня излучения на внешней поверхности упаковки;
- *упаковка типа В* – упаковочный комплект, содержащий радиоактивный материал с активностью, превышающей  $A_1$  для радиоактивного материала особого вида или  $A_2$  для других видов. Она должна отвечать об-

щим требованиям к упаковкам, требованиям к упаковкам типа А и дополнительным требованиям. Упаковочные комплекты данных упаковок могут иметь некоторые отличия (упаковка типа В(У) и типа В(М)). В целом они должны иметь такую конструкцию, чтобы после проведения испытаний, имитирующих аварийные условия перевозки, уровень излучения на расстоянии 1 м от поверхности упаковки не превышал 10 мЗв/ч при загрузке радиоактивным содержимым с максимальной активностью, разрешаемой для данной упаковки [6];

- *упаковка типа С* – упаковочный комплект, содержащий радиоактивный материал с активностью, превышающей 3000 А<sub>1</sub> или 100000 А<sub>2</sub> (в зависимости от того, какое значение является более низким) для радиоактивного материала особого вида и более 3000 А<sub>2</sub> для других радиоактивных материалов. Упаковочный комплект данной упаковки должен быть сконструирован так, чтобы после проведения испытаний, имитирующих аварийные условия перевозки, он должен сохранять достаточные защитные свойства. При этом уровень излучения на расстоянии 1 м от поверхности упаковки не должен быть выше 10 мЗв/ч даже при максимально возможной активности РМ для этой упаковки. Такая упаковка должна ограничивать потенциальный выход радиоактивных веществ до приемлемых уровней даже после тяжелой авиакатастрофы.

К упаковкам, содержащим делящийся ядерный материал, предъявляются дополнительные требования. В частности, делящийся ядерный материал должен упаковываться и транспортироваться таким образом, чтобы было исключено достижение критической массы при обычных, нормальных и аварийных условиях перевозки.

Укрупненная грузовая единица, сформированная из нескольких грузовых единиц (упаковок) с применением различных способов и средств пакирования, обеспечивающая возможность комплексной механизации обработки, погрузки, выгрузки груза и складских работ, называется **транспортным пакетом**.

Максимальный уровень излучения в любой точке внешней поверхности упаковки или транспортного пакета не должен превышать 2 мЗв/ч. Исключения составляют упаковки или транспортные пакеты, перевозимые железнодорожным, автомобильным и водным видами транспорта на условиях *исключительного использования*.

**Исключительное использование** – это использование транспортного средства или большого грузового контейнера одним грузоотправителем. При этом все начальные, промежуточные и окончательные операции по погрузке и выгрузке осуществляются грузоотправителем или грузополучателем или по их указаниям. Максимальный уровень излучения в любой точке внешней поверхности упаковки, перевозимой на условиях исключительного использования, не должен превышать 10 мЗв/ч.

Для контроля радиационной безопасности при перевозках груза радиоактивных материалов упаковке, транспортному пакету, грузовому контейне-



ру, резервуару или неупакованным материалам НУА-I и ОПРЗ-1 присваивается специальное число – *транспортный индекс* (ТИ). Правила определения значения ТИ для одного вида излучения приведены в [6] в пункте 5.3. В работе [9] даны рекомендации по определениям ТИ в смешанных гамма-нейтронных полях. Максимальный ТИ отдельной упаковки или пакета не должен превышать 10, за исключением перевозки на условиях исключительного использования.

Каждой упаковке присваивается также определенная *транспортная категория* (ТК). ТК обозначает степень радиационной опасности упаковки, которая определяется по уровню излучения на поверхности упаковки и по ее транспортному индексу. Все радиационные упаковки делятся на четыре транспортных категории. Для упаковок каждой из четырех категорий установлены ограничения мощности эквивалентной дозы излучения на поверхности упаковки и на расстоянии 1 м от нее, численные значения которых приведены в табл. 27.14 (табл. 3.1 из [7]).

Таблица 27.14

*Транспортные категории упаковок*

Транспортная категория упаковки	Максимальное значение мощности дозы излучения в любой точке на поверхности упаковки, мЗв/ч	Максимальное значение мощности дозы излучения в любой точке на расстоянии 1,0 м от поверхности упаковки, мЗв/ч
I	0,005	0,001
II	0,5	0,01
III	2,0	0,1
IV (III – на условиях исключительного использования)	10	–

Упаковки, транспортные пакеты, резервуары и грузовые контейнеры с РМ являются объектами обслуживания или грузовыми единицами. Необходимо, чтобы лица, занимающиеся транспортными операциями (транспортные рабочие), были осведомлены о величине потенциальной радиологической опасности или опасности по критичности. Такую информацию дают специальные этикетки, которые должны иметь все упаковки. На этикетках должен присутствовать знак радиационной опасности и номер категории упаковки. Кроме этого, этикетки сообщают о величине радиационной опасности соответствующим цветом. Цвет определяется номером категории упаковки: I – белая, II – желтая, III – желтая.

Специальная этикетка используется для РМ, содержащих делящиеся вещества. Всем упаковкам, содержащим делящийся материал, кроме освобожденных, предписан соответствующий *индекс безопасности по критичности* (ИБК) – это число, которое используется для контроля за общим ко-

личеством упаковок, транспортных пакетов или грузовых контейнеров, содержащих делющийся материал. Значение ИБК следует отражать на этикетке такого груза.

Посредством этикеток можно идентифицировать радиологическую опасность материалов или опасность по критичности и правила хранения, складирования, которые могут применяться к таким единицам. Желтые этикетки также показывают транспортный индекс грузовой единицы (упаковки, транспортного пакета, резервуара, грузового контейнера). Информация о ТИ позволяет контролировать накопление грузовых единиц и их правильное разделение, поэтому она существенна для хранения и складирования упаковок.

Лица, занятые отгрузкой, перевозкой, транзитным хранением, разгрузкой и получением радиоактивных материалов, должны быть отнесены к персоналу группы А и годовые дозы их техногенного облучения не должны превышать пределов доз для персонала группы А, установленных НРБ-99/2009. Для них должен быть организован индивидуальный дозиметрический контроль.

Лица, не работающие непосредственно с радиационными упаковками, но попадающие на своих рабочих местах в сферу воздействия ионизирующих излучений содержащихся в упаковках радиоактивных материалов, должны быть отнесены к персоналу группы Б. К персоналу группы Б могут быть отнесены также и лица, эпизодически привлекаемые к работам с радиационными упаковками. Годовые дозы техногенного облучения для этих категорий персонала не должны превышать пределов доз для персонала группы Б, установленных НРБ-99/2009.

## Задание 27

### **Контрольные вопросы**

1. Что называют стохастическими и нестохастическими эффектами воздействия излучения на организм?
2. Какова примерная классификация лучевых поражений организма человека?
3. Какие источники излучения полностью освобождаются от радиационного контроля и учета?
4. На какие категории делятся радиационные объекты по степени радиационной опасности?
5. Каким образом радиационный объект вводится в эксплуатацию?
6. Выполнение каких мероприятий должна обеспечить администрация учреждения, где предполагается проводить работы с источниками излучения?
7. Какие источники излучения являются закрытыми? В чем заключаются основные правила работы с закрытыми источниками излучения?
8. Какие источники излучения называют закрытыми? Что такое МЗА, МЗУА? Перечислите группы радиационной опасности радионуклидов с указанием их МЗА.

9. Чем определяются классы работ с РВ в открытом виде? Какие требования предъявляются к помещениям для работ каждого класса?
10. На какие категории делят радиоактивные отходы? Каковы основные правила обращения с радиоактивными отходами?
11. Какие средства индивидуальной защиты используются при работе с РВ?
12. В чем заключается радиационный контроль при работе с источниками излучения?
13. В чем состоят основные задачи службы радиационной безопасности?
14. Что называют уровнем вмешательства?
15. При каком уровне годовой эффективной дозы проживание и хозяйственная деятельность населения на территории по радиационному фактору не ограничиваются?
16. Чему равны значения эффективной дозы для начала и окончания временного отселения людей на ранней стадии радиационной аварии?
17. Дайте характеристику зон по величине годовой эффективной дозы и элементов вмешательства в них на восстановительной стадии радиационной аварии.
18. На какие типы делятся радиоактивные материалы при транспортировке?
19. Что такое транспортный упаковочный комплект? Какова его принципиальная схема?
20. Что такое радиационная упаковка, и на какие типы она делится?
21. Как указывают степень радиационной опасности упаковки?

### **Список литературы**

1. Гусев Н.Г. Защита от ионизирующих излучений. В 2 томах. Том 1. Физические основы защиты от излучений : учебник для вузов / Н.Г. Гусев, В.А. Климанов, В.П. Машкович и др. – 3-е изд. – Москва : Энергоатомиздат, 1989. – 512 с.
2. Машкович В.П. Основы радиационной безопасности : учебное пособие / В.П. Машкович, А.М. Панченко. – Москва : Энергоатомиздат, 1990. – 172 с.
3. Нормы радиационной безопасности (НРБ-99/2009) : санитарно-эпидемиологические правила и нормативы – Москва : Федеральный центр гигиены и эпидемиологии Роспотребнадзора, 2009. – 100 с.
4. СП 2.6.1.2612-10. Основные санитарные правила обеспечения радиационной безопасности (ОСПОРБ-99/2010). – Москва : Федеральный центр гигиены и эпидемиологии Роспотребнадзора, 2010. – 83 с.
5. Обеспечение безопасности при транспортировании радиоактивных материалов : РБ-039-07 (Справочный материал к Правилам безопасности при транспортировании радиоактивных материалов, НП-053-04). – Режим доступа: [https://znaytovar.ru/gost/2/RB\\_03907\\_Obespechenie\\_bezopasn.html](https://znaytovar.ru/gost/2/RB_03907_Obespechenie_bezopasn.html)
6. Правила безопасности при транспортировании радиоактивных материалов : НП-053-16. – Режим доступа: <http://meganorm.ru/Data2/1/4293748/4293748284.pdf>

7. СанПиН 2.6.1.1281-03. Санитарные правила по радиационной безопасности персонала и населения при транспортировании радиационных материалов (веществ). – Режим доступа: [https://ohranatruda.ru/ot\\_biblio/norma/249954/](https://ohranatruda.ru/ot_biblio/norma/249954/)
8. Фрейман Э.С. Основы безопасной перевозки радиоактивных веществ / Э.С. Фрейман, В.Д. Щупановский, В.М. Калошин. – 2-е изд., перераб. и доп. – Москва : Энергоатомиздат, 1986. – 176 с.
9. Чернышев О.В. Особенности определения транспортного индекса (ТИ) и транспортной категории (ТК) от транспортных упаковочных комплектов (УТК) с источниками гамма-нейтронного излучений / О.В. Чернышев, А.А. Сапожников // АНРИ. – 2004. – № 4. – С. 67–69.

## ПРОГРАММА «КОМПЬЮТЕРНАЯ ЛАБОРАТОРИЯ»

(Версия 9.9)

Программа «*Компьютерная лаборатория*» (КЛ, PCLab) используется на кафедре прикладной физики ФТИ ТПУ студентами специальностей Радиационная безопасность человека и окружающей среды и Физика атомного ядра и частиц при изучении дисциплин «Защита от ионизирующих излучений», «Теория переноса ионизирующих излучений», «Взаимодействие излучения с веществом». Программа предназначена для моделирования методом Монте-Карло процессов распространения электронов, позитронов, фотонов и протонов в веществе, визуализации этих процессов распространения на экране дисплея и получения некоторых численных результатов взаимодействия (например, альbedo, коэффициентов пропускания частиц, энергетических и угловых распределений частиц, распределений поглощенной энергии в веществе, дозы за защитой и т. д.). Программа позволяет также проводить численные эксперименты (лабораторные работы) по моделированию различных характеристик ионизирующего излучения, в том числе и для задач медицинской физики (лучевой терапии), при этом можно задавать тип излучения, вещество поглотителя и характеристики детектора.

Основные цели, которые ставятся при работе с КЛ, можно сформулировать следующим образом:

- показать наглядно физические процессы, которые происходят при попадании ионизирующего излучения в вещество;
- дополнить реальный физический эксперимент (например, лабораторную работу) более разнообразными начальными данными источника, поглотителя и детектора, чтобы в результате исследований получить не просто число, а физическую закономерность;
- предоставить возможность проведения численных экспериментов для ряда задач, когда реальный физический эксперимент невозможен из-за отсутствия необходимого лабораторного оборудования.

Программа КЛ создана на основе пакета программ ЕРНСА [1]. Ниже приведены основные характеристики КЛ.

### П1.1. Основные характеристики программы КЛ

Программа КЛ предназначена для расчетов методом Монте-Карло пространственных, энергетических и угловых распределений электронов, фотонов, позитронов и протонов в однородных и неоднородных веществах. Траектории электронов и позитронов можно моделировать в интервале энергий  $10^{-2} \dots 10^5$  МэВ, фотонов –  $10^{-3} \dots 10^5$  МэВ, диапазон энергий для протонов –  $10^{-2} \dots 10^3$  МэВ. Учитываются следующие типы взаимодействий частиц:

- упругие, ионизационные столкновения, тормозное излучение – для электронов и позитронов (эффект аннигиляции для позитронов);

- эффект Комптона, фотоэффект, эффект образования электронно-позитронных пар – для фотонов;
- перенос протонов моделируется без учета ядерных взаимодействий, разыгрываются лишь упругие и неупругие кулоновские столкновения.

В программах учитывается каскадный характер распространения излучения, что особенно важно при расчете характеристик вторичного излучения.

Построение траекторий фотонов проводится в модели индивидуальных столкновений. В качестве полных сечений их взаимодействия с веществом для энергий менее 100 МэВ используются данные работы [2]. Построение траекторий электронов, позитронов и протонов проводится в модели группировки малых передач энергии с учетом флуктуаций потерь энергии в далеких столкновениях и флуктуаций продольных и поперечных смещений в результате многократного рассеяния [3]. Для моделирования углового отклонения электронов и позитронов в конце отрезка траектории используются три распределения:

- распределение Гудсмита–Саундерсона – в диапазоне энергий менее 50 МэВ, которое предварительно рассчитывается и табулируется для некоторого количества энергий и отрезков пути определенной длины ( $s$ );
- распределение Мольера – для отрезков пути меньше  $s/2$  при энергии менее 50 МэВ и для любых отрезков при энергии более 50 МэВ;
- распределение Кейла – для отрезков пути, на которых число столкновений менее 20 и предыдущие распределения применять нельзя [4]. Использование этого распределения избавляет от необходимости переходить к модели индивидуальных столкновений для очень тонких слоев вещества.

Угловое распределение протонов в конце отрезка траектории разыгрывается из распределения Мольера.

Моделирование энергетического распределения фотонов тормозного излучения и расчет потерь энергии на тормозное излучение проводятся в соответствии с формулами Бете–Гайтлера, которые систематизированы в обзорной работе [5]. В области энергий 0,025...30 МэВ они стыкуются с более точными результатами Пратта в соответствии с аппроксимационным выражением из работы [6]. Направление движения рождающихся фотонов разыгрывается из распределения Шиффа. Отличие процессов генерации тормозного излучения электронами и позитронами учитывается в соответствии с данными работы [7].

Процесс генерации характеристического излучения учитывается в программах для К и L оболочек атомов, как в результате фотопоглощения, так и в результате ионизации атома заряженными частицами.

Программа КЛ состоит из нескольких режимов работы (подпрограмм), каждый из которых предназначен для решения определенных задач: расчета характеристик излучения в барьерной геометрии, расчета по лей тормозного и рентгеновского излучения, расчета показаний детекторов и радиационных

полей излучающих установок и т. д. Часть программ позволяет проводить вычисления с учетом внешнего электрического и магнитного полей.

Результаты расчетов по программе КЛ постоянно подвергаются тестовым сравнениям и хорошо согласуются с имеющимися в литературе экспериментальными данными, а также с результатами расчетов по известным программам ETRAN, GEANT4 и EGS4.

Перечислим несколько задач, которые решались при помощи пакета программ EPHSA:

- расчеты спектрально-углового распределения тормозного излучения электронных ускорителей и рентгеновских трубок. На основе результатов этих расчетов были разработаны новые номограммы для расчета защиты от рентгеновского и тормозного излучения [8–10];
- расчеты пространственного, энергетического и углового распределения излучения в барьерной геометрии [11–14];
- расчеты характеристик поля излучения внутри объектов, расчеты дозных полей излучающих установок [15–23];
- моделирование радиационного воздействия электронов радиационных поясов Земли на электронные компоненты космических аппаратов [24].

## П1.2. Работа с программой КЛ

Рассмотрим кратко возможные режимы работы программы КЛ и порядок работы в каждом из них на основе версии программы 9.9. У каждого режима работы программы имеется свой подробный файл помощи. Кроме этого, в папке DOC находится файл PCLAB\_instr.pdf с подробной инструкцией по работе в различных режимах программы КЛ.

**1. Режим ДЕМОНСТРАЦИЯ (DEMO).** Демонстрация процессов распространения различных типов частиц в веществе. Работа в этом режиме осуществляется через меню DEMO (DEMO  $\Rightarrow$  Start DEMO).

В данном режиме работы программа КЛ проводит моделирование методом Монте-Карло процессов распространения электронов, позитронов, фотонов и протонов в различных однородных веществах с их визуализацией на экране дисплея. На экран выводятся также следующие численные результаты взаимодействия излучения с веществом: коэффициенты отражения и пропускания частиц, доза за защитой и для отраженного излучения (только от фотонов). В этом режиме работы можно выводить на экран каждую траекторию отдельно и моделировать ее в замедленном режиме. Это позволяет наглядно показать рождение и распространение вторичных частиц.

На рис. П1.1 изображено окно программы КЛ при моделировании распространения в воздухе мононаправленного пучка электронов с начальной энергией 1 МэВ. Слева в нижнем окне содержится информация о коэффициентах пропускания, альбедо, дозе за барьером вместе со статистической погрешностью расчета, которая изменяется с числом построенных траекторий.

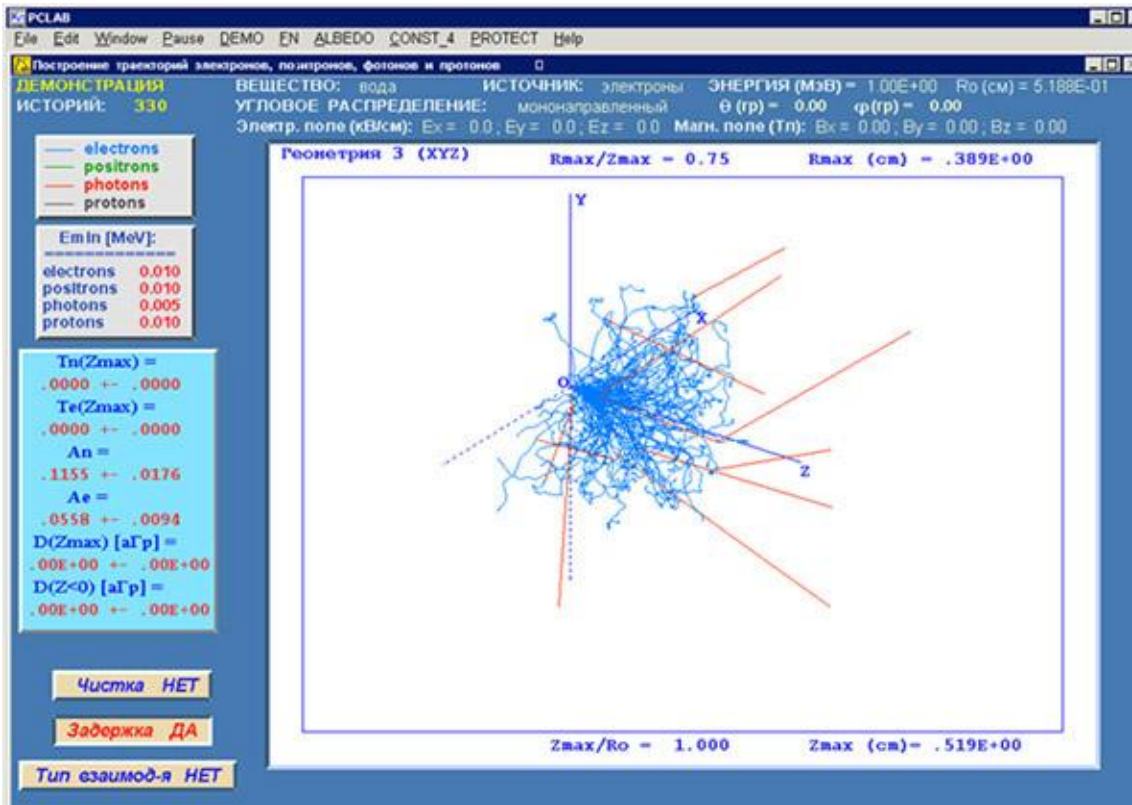


Рис. III.1. Траектории электронов и вторичных фотонов в воздухе.  $T_0 = 1$  МэВ

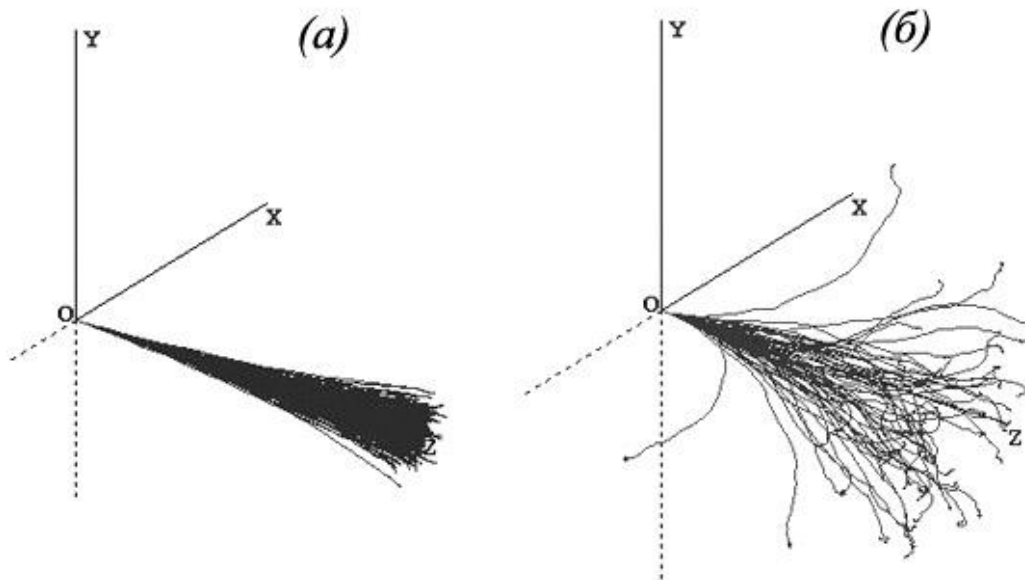


Рис. III.2. Траектории протонов с  $T_0 = 1$  МэВ в воздухе (а) и в свинце (б)



На рис. П1.2 приведены траектории мононаправленного пучка протонов в воздухе и в свинце. При сравнении рисунков П1.1 и П1.2 хорошо видно различие в многократном рассеянии легких и тяжелых заряженных частиц при их движении в веществе, а также влияние атомного номера среды на рассеяние частиц.

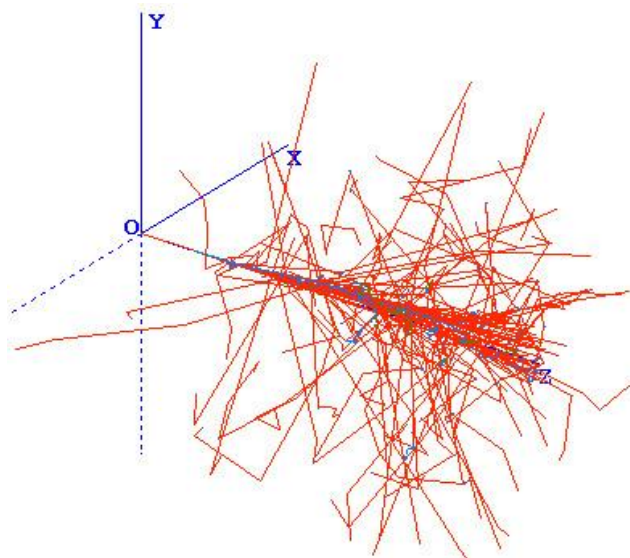


Рис. П1.3. Электрон-фотонный каскад в меди от фотона с  $T_0 = 1000$  МэВ

Если нажата кнопка «**Тип взаимодействия**», то траектории частиц строятся в замедленном режиме, и при каждом взаимодействии частицы в специальном окне появляется информация о типе взаимодействия и энергии вторичных частиц.

На рис. П1.3 изображен одиночный электрон-фотонный каскад в меди, образованный фотоном с начальной энергией 1000 МэВ.

На рис. П1.4 показан небольшой отрезок пути протонного пучка с энергией 100 МэВ в воде. Хорошо видно, что образующиеся в ионизационных столкновениях дельта-электроны имеют очень маленькую энергию и поглощаются вблизи траекторий первичных протонов. Это приводит к заметному увеличению удельной (на единицу объема) поглощенной энергии вблизи трека тяжелой первичной частицы.

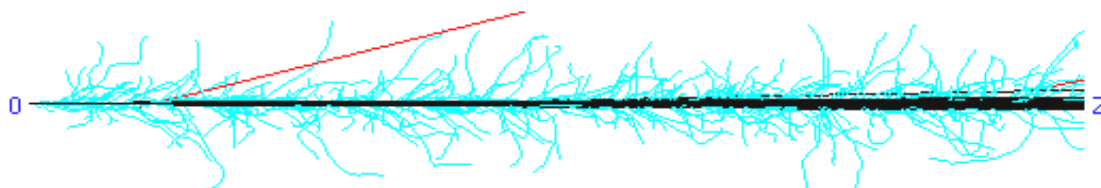


Рис. П1.4. Траектории первичных протонов с  $T_0 = 100$  МэВ и вторичных электронов в воде

В режиме DEMO имеется возможность выполнить моделирование траекторий частиц в вакууме и воздухе при наличии внешнего однородного электрического и (или) магнитного поля.

В данном режиме работы программы КЛ имеются специальные задания для моделирования и вопросы по дисциплине «Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом». Каждое задание можно рассматривать как проведение физического эксперимента на компьютере – численное моделирование.

**2. Режим АЛЬБЕДО (ALBEDO).** Расчет методом Монте-Карло интегральных и дифференциальных характеристик альbedo электронов, фотонов, позитронов, протонов для однородных и гетерогенных барьеров из различных веществ для разных энергий и углов падения первичного излучения. Результаты расчета вместе со статистической погрешностью выдаются в текстовом и графическом виде.

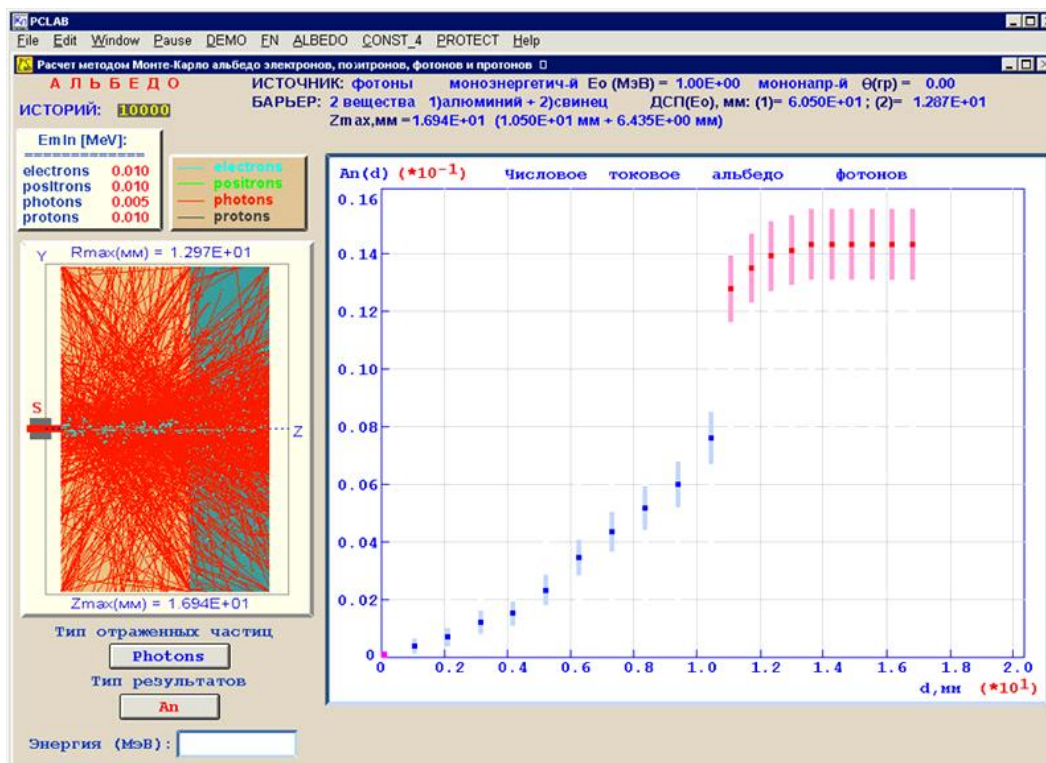


Рис. III.5. Режим работы АЛЬБЕДО

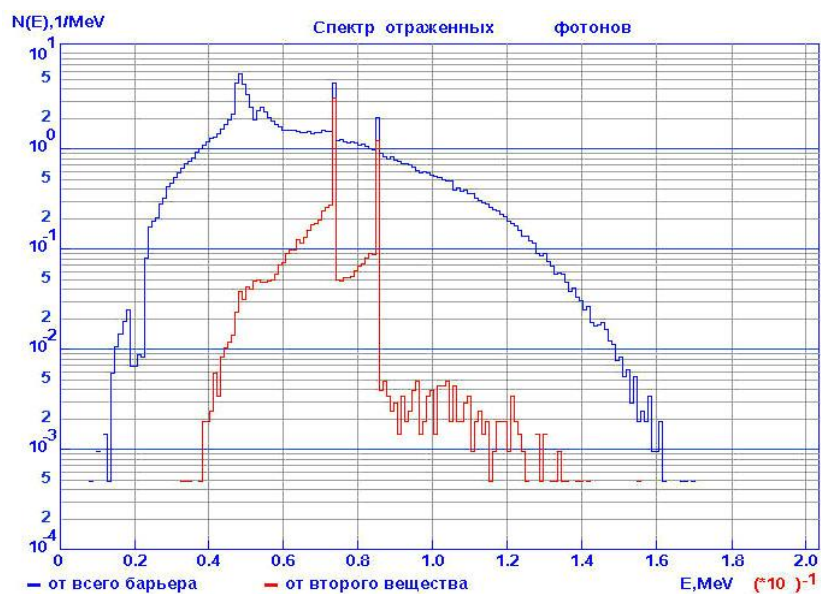


Рис. III.6. Спектры отраженного рентгеновского излучения

На рис. П1.5 приведено окно программы КЛ при расчете характеристик альbedo фотонов с энергией 1 МэВ от гетерогенного барьера Al-Pb. На экран выводятся результаты расчета интегрального токового числового альbedo. Приведена статистическая погрешность расчета.

На рис. П1.6 приведены результаты расчета методом Монте-Карло спектров фотонов, отраженных от гетерогенного барьера Al-Pb для источника рентгеновского излучения с напряжением 250 кВ.

В режиме работы АЛБЕДО имеются специальные задания для моделирования методом Монте-Карло и вопросы по теме «Альbedo ионизирующих излучений».

**3. Режим ФАКТОРЫ НАКОПЛЕНИЯ (VF).** Расчет методом Монте-Карло факторов накопления фотонного излучения (ФН) в зависимости от энергетического и углового распределения фотонов, от типа вещества, толщины однородного или двухслойного барьера и поперечных размеров детектора.

Одновременно рассчитываются числовой, энергетический и дозовый факторы накопления. Расчеты возможны в двух геометриях: барьерной и полубесконечной. Результаты расчета вместе со статистической погрешностью выдаются в текстовом и графическом виде. На рис. П1.7 показано окно программы КЛ при расчете факторов накопления тормозного излучения с максимальной энергией 6 МэВ в железе.

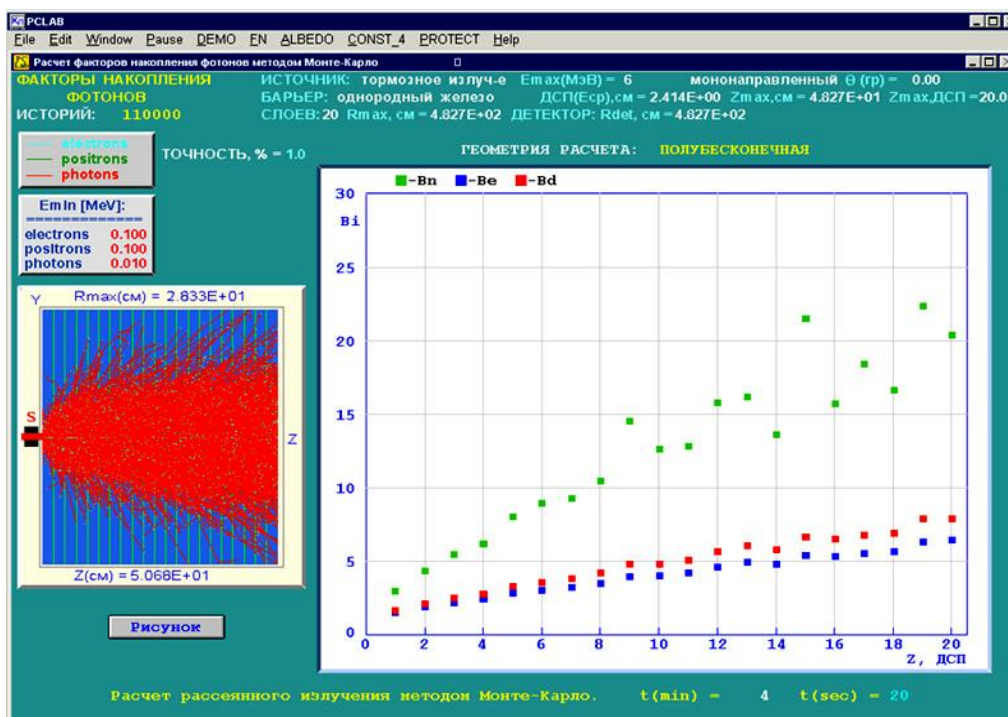


Рис. П1.7. Расчет факторов накопления тормозного излучения

С целью уменьшения времени расчета ФН методом Монте-Карло для барьеров больших размеров в программе КЛ используются разнообразные способы неаналогового моделирования траекторий частиц и неаналогового

вычисления вкладов на построенных траекториях частиц. Все это позволяет проводить расчеты ФН для барьеров до 40 длин свободного пробега.

В режиме работы ВР имеются специальные задания для моделирования и вопросы по теме «Факторы накопления».

Рассмотренные три режима работы программы КЛ (*DEMO*, *ALBEDO*, *BF*) в первую очередь предназначены для учебных целей. Начальные данные в них вводятся в диалоговом режиме, а вещества выбираются из стандартного набора 25 простых и сложных веществ, для которых уже рассчитаны константы и распределения, необходимые при моделировании методом Монте-Карло. Некоторые из задач, которые можно решать в этих режимах, включены в 13-е задание. Выполнять это задание можно или по мере изучения соответствующего материала учебного пособия, или после изучения всего материала.

**4. Режим РАСЧЕТ КОНСТАНТ (CONST).** Расчет сечений взаимодействия и функций распределения, необходимых для моделирования траекторий электронов, позитронов, фотонов, протонов и мюонов методом Монте-Карло. Расчет констант возможен для простых и сложных веществ в диапазоне энергий:  $10^{-2} \dots 10^6$  МэВ – для электронов и позитронов,  $10^{-2} \dots 10^3$  МэВ – для протонов,  $10^{-3} \dots 10^6$  МэВ – для фотонов,  $1 \dots 10^6$  МэВ – для мюонов. Кроме бинарного файла результатов, который может быть использован в самой программе КЛ, результаты расчета в виде таблиц с размерностями помещаются в текстовый файл. Режим CONST позволяет быстро рассчитать сечения взаимодействия для всех элементов с  $Z = 1 \dots 100$  и любых сложных веществ.

**5. Режим РАСЧЕТ ЗАЩИТЫ (PROTECT).** В этом режиме работы программы КЛ можно выполнить расчеты толщины защиты из бетона, железа и свинца от первичного и рассеянного рентгеновского излучения для напряжений 75...450 кВ, от первичного и рассеянного тормозного излучения для энергий ускоренных электронов 0,5...50 МэВ. Расчеты выполняются по номограммам, которые получены в работах [8–10]. Можно также рассчитать мощность дозы от цилиндрического объемного источника с учетом и без учета защиты и выполнить расчет защиты от моноэнергетических точечных изотропных источников по универсальным таблицам Гусева.

**6. Режим БАРЬЕР (BARRIER).** Программа КЛ выполняет расчеты методом Монте-Карло интегральных и дифференциальных характеристик электронов, позитронов, фотонов, протонов в однородной и гетерогенной барьерной геометрии. Возможен учет внешнего электрического и магнитного поля. Расчеты можно проводить для любых простых и сложных веществ (рис. П1.8), а необходимые для расчета сечения и распределения готовятся в режиме CONST. Возможен выбор различных источников излучения: моноэнергетические, рентгеновское излучение, тормозное излучение, радионуклиды с различным пространственным и угловым распределением.

На рис. П1.9–П1.13 приведены некоторые результаты тестовых расчетов в режиме БАРЬЕР. Все результаты тестовых расчетов находятся в папке DOC в файле PCLAB\_tests.pdf.

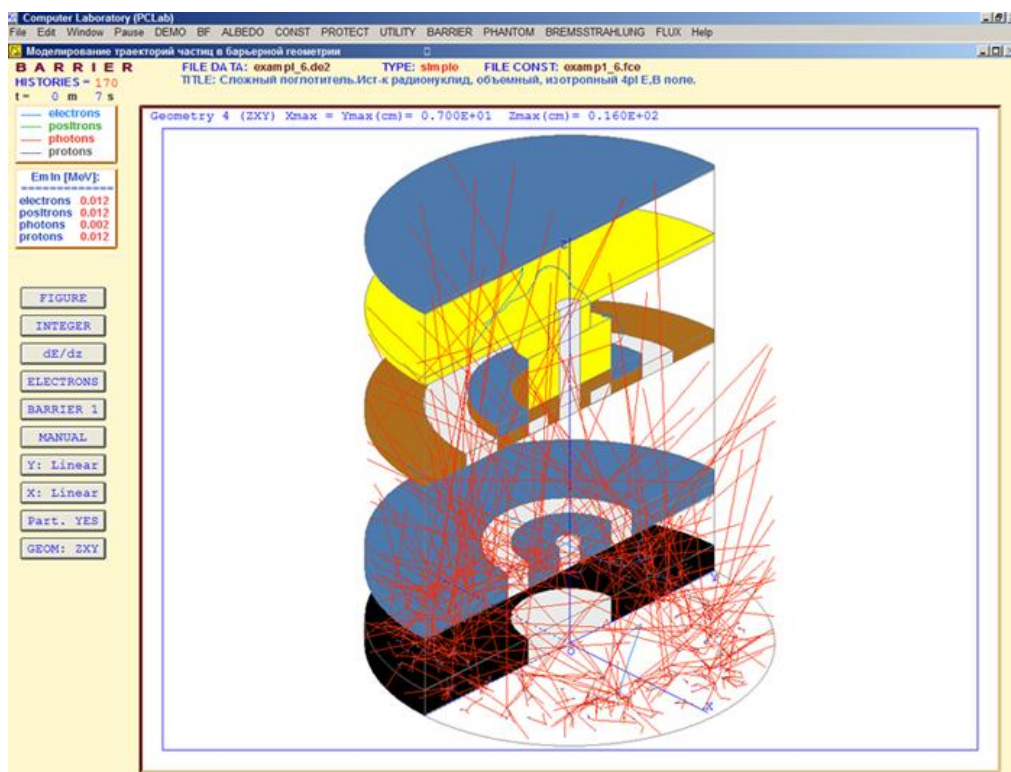


Рис. П1.8. Программа КЛ, моделирование в режиме БАРЬЕР

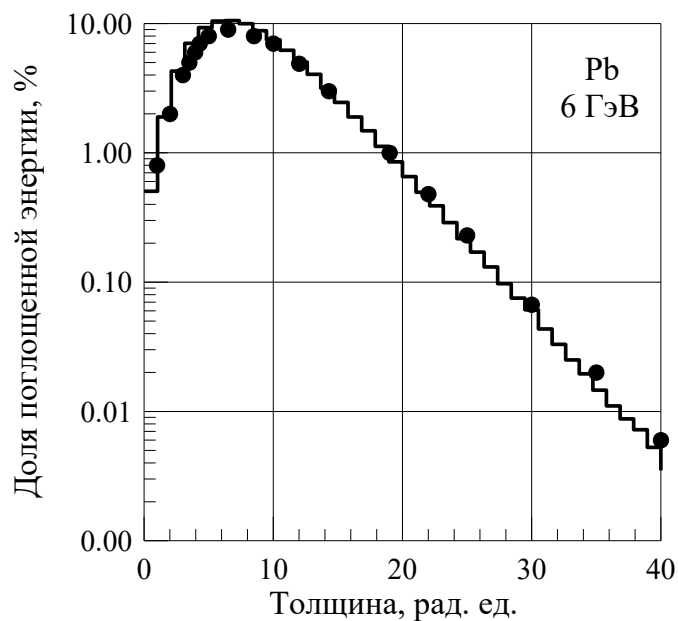


Рис. П1.9. Распределение поглощенной энергии в Pb (96%Pb+4%Sb, плотность  $11,1 \text{ гсм}^{-3}$ ) от электронов с энергией 6000 МэВ. Точки – эксперимент [25], гистограмма – расчет по программе КЛ

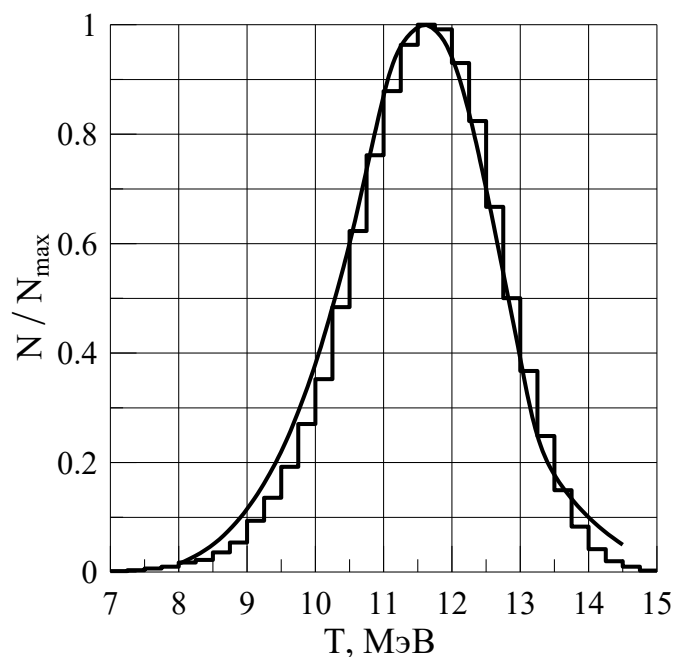


Рис. П1.10. Спектр протонов с начальной с энергией 49,1 МэВ за Al барьером толщиной  $2,605 \text{ г см}^{-2}$ . Гистограмма – расчет по программе КЛ, сплошная кривая – эксперимент С. Tschalar & H.D. Maccabee (взято из [26])

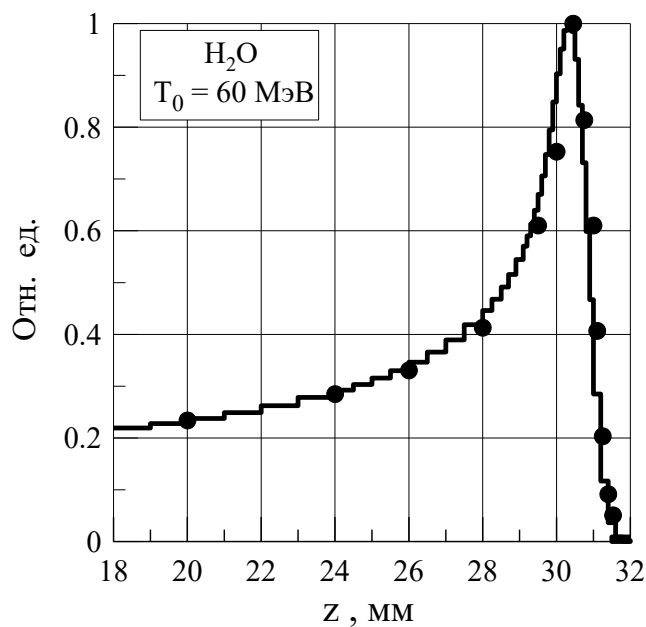


Рис. П1.11. Распределение по глубине водного фантома поглощенной энергии от протонов с энергией 60 МэВ. Точки – расчет по программе GEANT [27]), гистограмма – расчет по программе КЛ. Распределения нормированы на максимальное значение



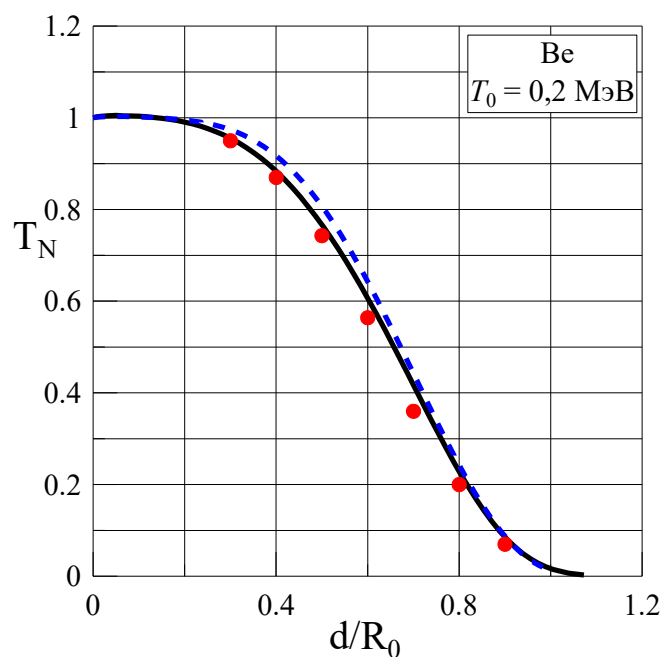


Рис. П1.12. Коэффициенты пропускания по числу частиц для электронов с энергией 0,2 МэВ в Be. Пунктирная кривая – результаты расчета по программе ETRAN [28], точки – экспериментальные результаты Agu et al (взяты из [28]), сплошная кривая – расчет по программе КЛ

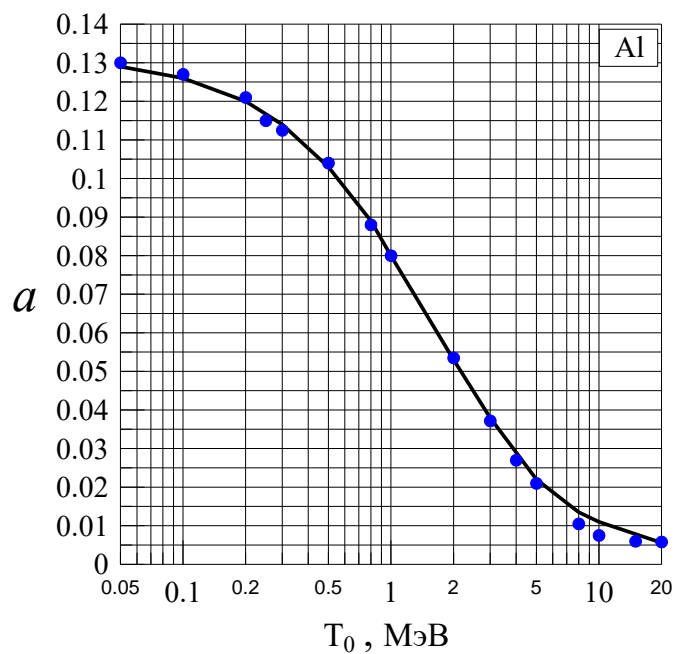


Рис. П1.13. Токовое числовое альbedo от Al в зависимости от энергии электронов. Сплошная кривая – результаты [29], точки – расчет по программе КЛ

**7. Режим ФАНТОМ (PHANTOM).** Расчет методом Монте-Карло трехмерного пространственного распределения поглощенной энергии в детекторе, представляющем собой прямоугольный параллелепипед, разбитый на элементарные воксели. Детектор может имитировать фантом, а геометрия, в которую он может быть помещен, может имитировать реальную геометрию дистанционной лучевой терапии на пучках фотонов, электронов и протонов. Расчеты можно проводить для любого вещества и в сложной геометрии. На рис. П1.14 изображены результаты расчета пространственного распределения поглощенной дозы в одном из слоев водного фантома при облучении с 4-х направлений пучком протонов с изменяемой энергией в интервале 105...135 МэВ.

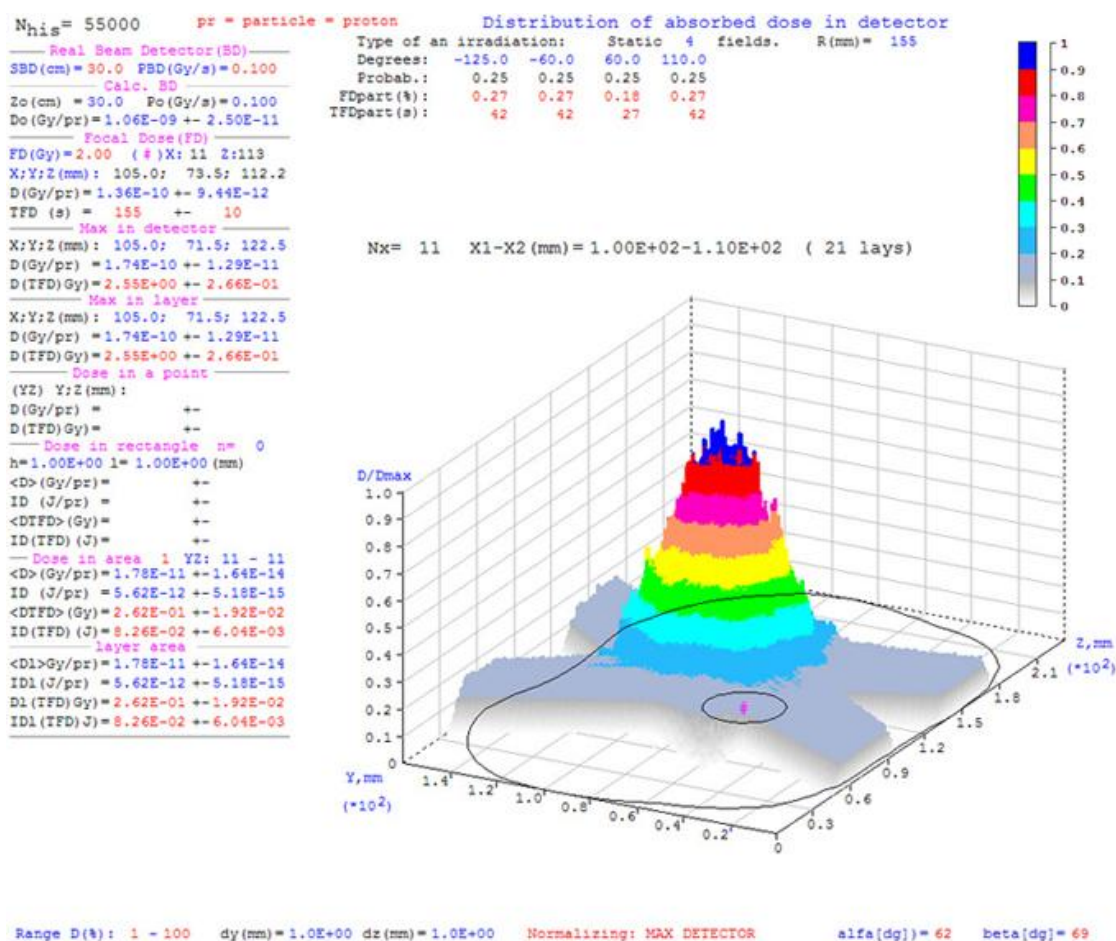


Рис. П1.14. Распределение поглощенной дозы в слое водного фантома от протонного пучка с изменяемой энергией. Облучение с 4-х направлений. Программа КЛ, режим PHANTOM

В данном режиме работы программы КЛ возможен расчет пространственного распределения дозы и для других режимов облучения, не связанных с задачами лучевой терапии. На рис. П1.15 показана геометрия бункера с лабиринтом. Выполняется расчет мощности дозы на входе в лабиринт (D). Источник – рентгеновское излучение с  $U_{\max} = 250$  кВ, находится в бункере, излучение падает на одну из стен бункера. Стены бункера и лабиринта выполнены из бетона.



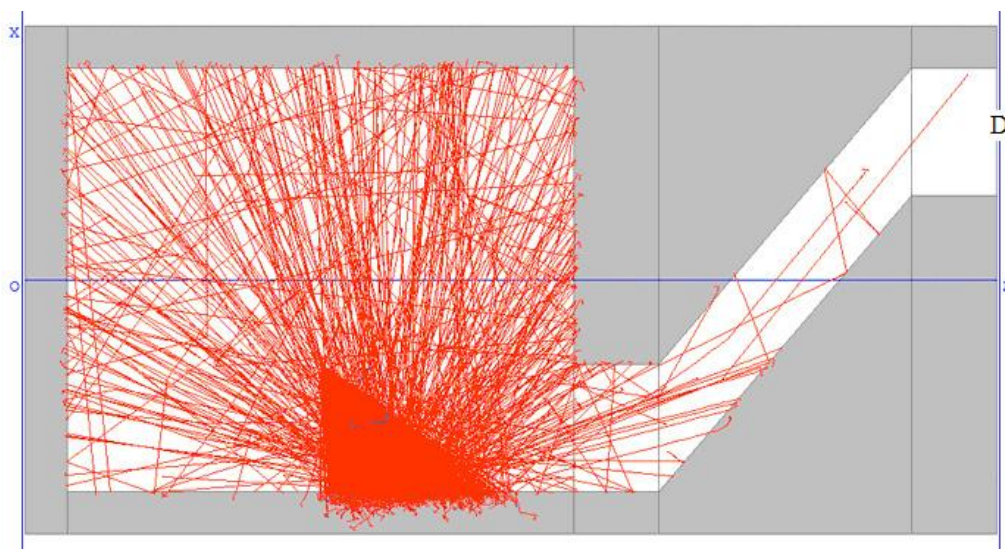


Рис. П1.15. Расчет мощности дозы на входе в лабиринт.  
Программа КЛ, режим PHANTOM

На рис. П1.16 приведен результат моделирования равномерного распределения электронов по поверхности облучаемого образца в вакуумной камере.

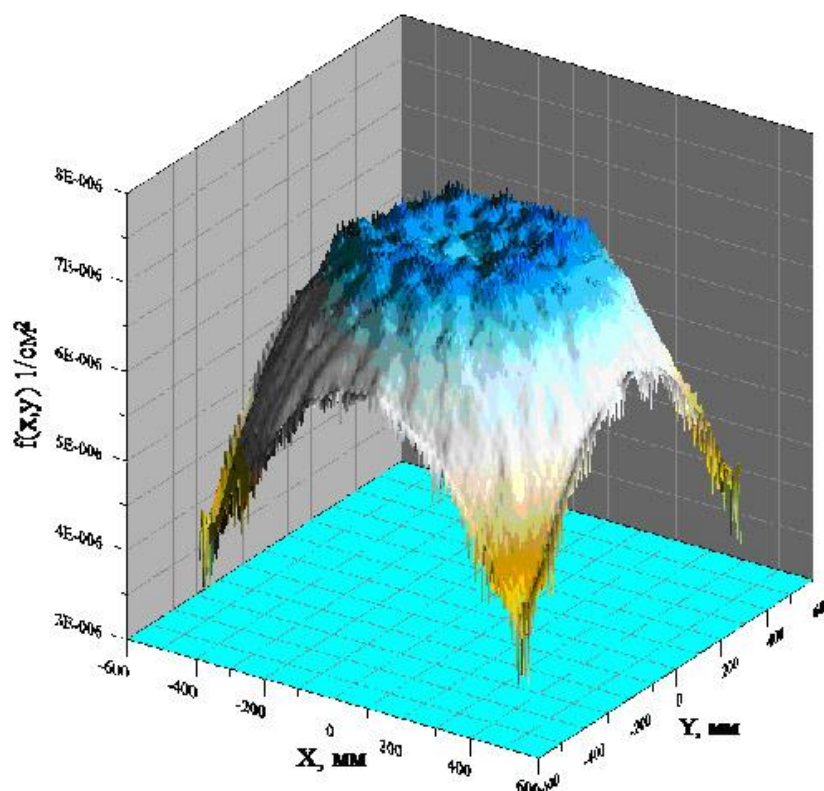


Рис. П1.16. Распределение электронов по поверхности образца в вакуумной камере после прохождения четырех рассеивающих фольг из Al. Первичный пучок электронов с энергией 80 кэВ изотропный в конусе с углом 34°.  
Программа КЛ, режим PHANTOM

**8. Режим ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ (BREMSSTRAHLUNG).** Расчет методом Монте-Карло интегральных характеристик и спектрально-угловых распределений тормозного и рентгеновского излучения электронов и позитронов из плоских мишеней в барьерной геометрии. Возможен расчет с учетом внешнего электрического и магнитного поля. Тестовые результаты расчета даны на рис. П1.17, П1.18 (см. также рис. 8.25).

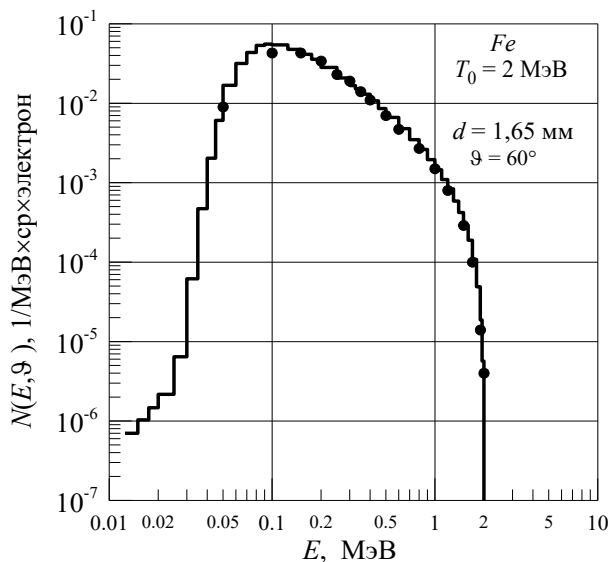


Рис. П1.17. Спектр ТИ из Fe в направлении  $60^\circ$  относительно электронного пучка. Гистограмма – расчет в КЛ, точки – экспериментальные результаты из работы [30]

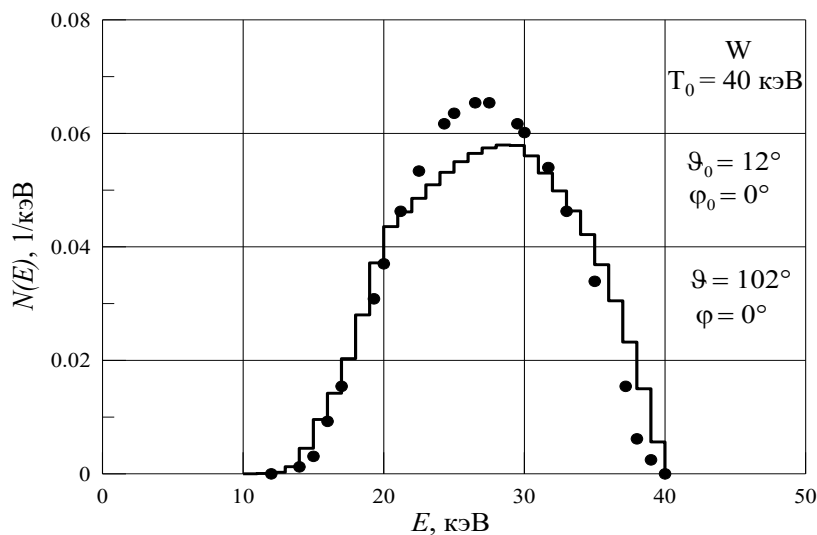


Рис. П1.18. Спектры рентгеновского излучения из W мишени толщиной 2 мм в направлении  $\vartheta = 102^\circ$ ,  $\varphi = 0^\circ$  относительно нормали к мишени. Электроны с энергией 40 кэВ падают на мишень под углом  $\vartheta_0 = 12^\circ$ ,  $\varphi = 0^\circ$  относительно нормали к мишени. Гистограмма – расчет в КЛ, точки – эксперимент из [31]

9. Режим ПОТОК (FLUX). Расчет методом Монте-Карло потоковых интегральных и дифференциальных характеристик электронов, позитронов, фотонов, протонов внутри однородного и гетерогенного поглотителя.

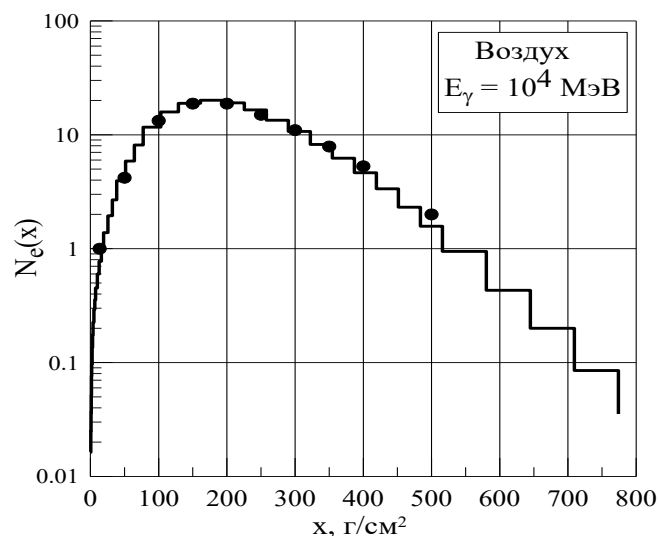


Рис. П1.19. Каскадная кривая электронов с энергиями более 100 кэВ в воздухе от первичных фотонов с энергией  $10^4$  МэВ. Гистограмма – расчет в КЛ, точки – работа [32]

Возможен расчет функции отклика детектора для двух типов детекторов: NaI(Tl) и Ge.

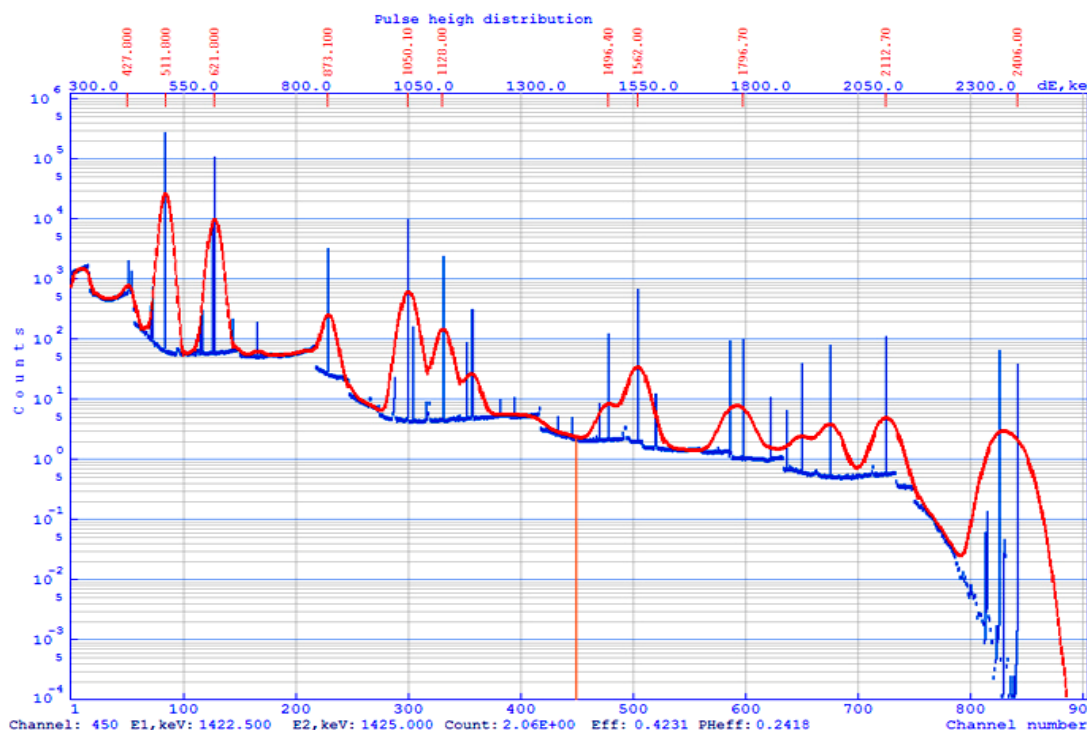


Рис. П1.20. Распределение импульсов и функция отклика детектора NaI(Tl) для гамма-излучения р/н  $^{106}\text{Ru}$

Возможен учет внешнего электрического и магнитного поля.

Программа «Компьютерная лаборатория» (КЛ / PCLab) зарегистрирована в реестре программ для ЭВМ Федеральной службы по интеллектуальной собственности, патентам и товарным знакам (РОСПАТЕНТе).

Программа КЛ постоянно обновляется. Дистрибутив программы КЛ можно взять по адресу: <http://portal.tpu.ru/SHARED/b/BVI/pclab>.

### Список литературы

1. Беспалов В. И. Пакет программ ЕРНСА для статистического моделирования поля излучения фотонов и заряженных частиц / В.И. Беспалов // Изв. вузов. Физика. Приложение. – 2000. – Т. 43, № 4. – С. 159–165.
2. Storm E. Cross Sections from 1 keV to 100 MeV for elements  $Z = 1$  to  $Z = 100$  / E. Storm, H.I. Israel // Nucl. Data Tables. – 1970. – A7. – P. 565–681.
3. Кольчужкин А.М. Введение в теорию столкновений / А.М. Кольчужкин, В.В. Учайкин. – Томск : Изд-во Том. гос. ун-та, 1979. – 256 с.
4. Keil Von E. Zur Einfach- und Mehrfachstreuung geladener Teilchen / Von E. Keil, E. Zeitler, W. Zinn // Z. Naturforschung. – 1960. – 15a. – S. 1031–1038.
5. Koch H.W. Bremsstrahlung Cross-Section Formulas and Related Data / H.W. Koch, J.W. Motz // Rev. Mod. Phys. – 1959. – V. 31, № 4. – P. 920–955.
6. Аккерман А.Ф. Согласованные наборы сечений тормозного излучения для энергий электронов  $E \geq 0,025$  МэВ / А.Ф. Аккерман, Н.Н. Чабдарова. – Алма-Ата, 1986. – (Препринт ИФВЭ 86-03).
7. Тормозная способность электронов и позитронов: Доклад 37 МКРЕ : пер. с англ. – Москва : Энергоатомиздат, 1987. – 328 с.
8. Беспалов В.И. Номограммы для расчета защиты от прямого рентгеновского излучения / В.И. Беспалов, М.М. Штейн, Е.Н. Котенко // Дефектоскопия. – 2000. – № 7. – С. 44–55.
9. Беспалов В.И. Номограммы для расчета защиты от рассеянного рентгеновского излучения / В.И. Беспалов, М.М. Штейн, Л.А. Попова // Дефектоскопия. – 2000. – № 8. – С. 92–98.
10. Беспалов В.И. Номограммы для расчета защиты от прямого тормозного излучения / В.И. Беспалов, И.И. Колбаенкова, М.М. Штейн // Дефектоскопия. – 2002. – № 1. – С. 83–95.
11. Беспалов В.И. Ослабление высокоэнергетического тормозного излучения барьерами из железа / В.И. Беспалов, В.Л. Чахлов, М.М. Штейн // Дефектоскопия. – 1987. – № 8. – С. 16–24.
12. Беспалов В.И. Факторы накопления и эффективные коэффициенты ослабления тормозного излучения для бетона / В.И. Беспалов // Дефектоскопия. – 1989. – № 12. – С. 81–85.
13. Беспалов В.И. Исследование дифференциальных распределений обратно рассеянных электронов / В.И. Беспалов, В.Б. Сорокин // Вопросы атомной науки и техники. Серия: общая и ядерная физика. – 1985. – Вып. 3(32). – С. 75–79.

14. Кольчужкин А.М. Расчет электронно-фотонных каскадов в воздухе и свинце методом Монте-Карло / А.М. Кольчужкин, В.И. Беспалов // Изв. АН СССР. – 1980. – Т. 44, № 3. – С. 572–574.
15. Беспалов В.И. Переходный эффект в ионизационном калориметре / В.И. Беспалов, А.М. Кольчужкин // Изв. АН СССР, Серия Физическая. – 1981. – Т. 45, № 7. – С. 1316–1318.
16. Беспалов В.И. Собственная нерезкость газоразрядных преобразователей, работающих с высокоэнергетическим тормозным излучением / В.И. Беспалов, А.К. Зайцев, М.Ю. Кононов и др. // Дефектоскопия. – 1988. – № 1. – С. 71–77.
17. Беспалов В.И. Поглощение энергии фотонного излучения рентгеновской пленкой / В.И. Беспалов, М.М. Штейн // Дефектоскопия. – 1990. – № 1. – С. 42–52.
18. Беспалов В.И. Неоднородность ионизации газоразрядного промежутка электронным пучком / В.И. Беспалов, В.В. Рыжов // ЖТФ. – 1981. – Т. 51, № 7. – С. 1403–1408.
19. Кириков А.В. Влияние объемного заряда электронов, многократно отраженных от анода, на ток плоского диода / А.В. Кириков, В.В. Рыжов, И.Ю. Турчановский, В.И. Беспалов // Письма в ЖТФ. – 2001. – Т. 27. – Вып. 6. – С. 13–18.
20. Bepalov V.I. Generation of bremsstrahlung during multiple passes of accelerated electrons through a thin target in a betatron / V.I. Bepalov, V.V. Kashkovsky, V.L. Chakhlov // NIM B. – 2003. – V. 201. – P. 292–299.
21. Беспалов В.И. Доза гамма-излучения в неоднородных тканеэквивалентных средах / В.И. Беспалов, А.М. Кольчужкин, А.Г. Кондратьева // Медицинская физика. – 2005 – № 4(28). – С. 36–42.
22. Беспалов В.И. Исследование методом Монте-Карло методик определения фокусного пятна тормозного излучения / В.И. Беспалов, В.Б. Сорокин // Дефектоскопия. – 2017. – № 1. – С. 75–82.
23. Беспалов В.И. Возможность проведения рентгенофлуоресцентного анализа тяжелых элементов на микротроне с энергией 6 МэВ / В.И. Беспалов, Ю.Ф. Кречетов, С.Р. Углов // Известия вузов. Физика. – 2011 – Т. 54, № 11/2. – С. 377–381.
24. Беспалов В.И. Лабораторное моделирование на ускорителях вариаций спектральной плотности потока электронов радиационных поясов Земли: Неразрушающий контроль и диагностика / Беспалов В.И., В.М. Зыков, В.В. Кашковский и др. // Изв. ТПУ. – Томск : НТЛ, 1998. – С. 31–39.
25. Bathow G. Measurements of the Longitudinal and Lateral Development of Electromagnetic Cascades in Lead, Copper and Aluminum at 6 GeV / G. Bathow, E. Freytag, M. Köbberling et al. // Nucl. Phys. – 1970. – B20. – P. 592–602.
26. Ремизович В.С. Флуктуации пробегов заряженных частиц / В.С. Ремизович, Д.Б. Рогозкин, М.И. Рязанов. – Москва : Энергоатомиздат, 1988. – 240 с.

27. Wroe A.J. The role of nonelastic reactions in absorbed dose distribution from therapeutic proton beams in different medium / A.J. Wroe, I.M. Cornelius, A.B. Rosenfeld // *Med. Phys.* – 2005. – V. 32(1). – P. 37–41.
28. Seltzer S.M. Transmission and Reflection of Electrons by Foils / S.M. Seltzer, M.J. Berger // *Nucl. Instr. and Meth.* – 1974. – V. 119. – P. 157–179.
29. Tabata T. An Empirical Equation for the Backscattering Coefficient of Electrons / T. Tabata, R. Ito, S. Okabe // *Nucl. Instr. and Meth.* – 1971. – V. 94. – P. 509–513.
30. Berger M.J. Penetration of Electrons and Associated Bremsstrahlung through Aluminum targets / M.J. Berger, S.M. Seltzer: in *Second Symposium on protection against Radiation in Space.* – 1965. – P. 285–322.
31. Ay M.R. Assessment of different computation models for generation of X-ray spectra in diagnostic radiology and mammography / M.R. Ay, S. Sarkar, M. Shahriari et. al. // *Med.Phys.* – 2005. – V. 32(6). – P. 1660–1675.
32. Hillas A.M. Electron-Photon Cascades in the Atmosphere and in detectors / A.M. Hillas, J. Lapikens // *15 Intern. Cosmic Ray Conf. Plovdiv, Bulgaria.* – 1977. – V. 8. – P. 460–465.

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

ТАБЛИЦЫ, ГРАФИКИ

Таблица П2.1

*Плотности чистых элементов*

Атомный номер	Обозначение	Название	Атомная масса	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>
1	H	Водород	1,0079	8,988e-5
2	He	Гелий	4,0028	1,785e-4
3	Li	Литий	6,94	0,534
4	Be	Бериллий	9,0122	1,848
5	B	Бор	10,81	2,37
6	C	Углерод	12,011	2,265
7	N	Азот	14,007	0,00125
8	O	Кислород	16,00	0,001429
9	F	Фтор	19,00	0,001696
10	Ne	Неон	20,17	0,000899
11	Na	Натрий	22,99	0,971
12	Mg	Магний	24,305	1,74
13	Al	Алюминий	26,982	2,70
14	Si	Кремний	28,09	2,33
15	P	Фосфор	30,974	2,20
16	S	Сера	32,06	2,07
17	Cl	Хлор	35,453	0,003214
18	Ar	Аргон	39,94	0,001784
19	K	Калий	39,098	0,862
20	Ca	Кальций	40,08	1,55
21	Sc	Скандий	44,956	2,989
22	Ti	Титан	47,90	4,54
23	V	Ванадий	50,942	6,11
24	Cr	Хром	51,996	7,18
25	Mn	Марганец	54,938	7,44
26	Fe	Железо	55,84	7,874
27	Co	Кобальт	58,933	8,80
28	Ni	Никель	58,70	8,902
29	Cu	Медь	63,54	8,96
30	Zn	Цинк	65,38	7,133
31	Ga	Галлий	69,72	5,904
32	Ge	Германий	72,50	5,323
33	As	Мышьяк	74,922	5,73
34	Se	Селен	78,90	4,50
35	Br	Бром	79,904	3,12
36	Kr	Криптон	83,80	0,003733
37	Rb	Рубидий	85,467	1,532
38	Sr	Стронций	87,62	2,54
39	Y	Иттрий	88,906	4,469
40	Zr	Цирконий	91,22	6,506

Атомный номер	Обозначение	Название	Атомная масса	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>
41	Nb	Ниобий	92,906	8,57
42	Mo	Молибден	95,94	10,22
43	Tc	Технеций	96,906	11,5
44	Ru	Рутений	101,0	12,1
45	Rh	Родий	102,91	12,41
46	Pd	Палладий	106,4	12,02
47	Ag	Серебро	107,97	10,5
48	Cd	Кадмий	112,41	8,65
49	In	Индий	114,82	7,31
50	Sn	Олово	118,6	7,31
51	Sb	Сурьма	121,7	6,691
52	Te	Теллур	127,6	6,24
53	I	Йод	126,91	4,93
54	Xe	Ксенон	131,30	0,005887
55	Cs	Цезий	132,91	1,873
56	Ba	Барий	137,33	3,5
57	La	Лантан	138,91	6,154
58	Ce	Церий	140,12	6,657
59	Pr	Празеодим	140,91	6,71
60	Nd	Неодим	144,2	6,9
61	Pm	Прометий	145,0	7,22
62	Sm	Самарий	150,4	7,46
63	Eu	Европий	151,96	5,243
64	Gd	Гадолиний	157,2	7,9
65	Tb	Тербий	158,93	8,229
66	Dy	Диспрозий	162,5	8,55
67	Ho	Гольмий	164,93	8,795
68	Er	Эрбий	167,2	9,066
69	Tm	Тулий	168,93	9,321
70	Yb	Иттербий	173,0	6,73
71	Lu	Лютеций	174,97	9,849
72	Hf	Гафний	178,4	13,31
73	Ta	Тантал	180,95	16,654
74	W	Вольфрам	183,85	19,3
75	Re	Рений	186,21	21,02
76	Os	Осмий	190,2	22,57
77	Ir	Иридий	192,22	22,42
78	Pt	Платина	195,09	21,45
79	Au	Золото	196,97	19,32
80	Hg	Ртуть	200,59	13,546
81	Tl	Таллий	204,37	11,72
82	Pb	Свинец	207,2	11,35



Окончание табл. П2.1

Атомный номер	Обозначение	Название	Атомная масса	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>
83	Bi	Висмут	208,98	9,747
84	Po	Полоний	209,0	9,32
85	At	Астат	210,0	9,0
86	Rn	Радон	222,0	0,00973
87	Fr	Франций	223,0	2,5
88	Ra	Радий	226,03	6,0
89	Ac	Актиний	227,0	10,07
90	Th	Торий	232,04	11,72
91	Pa	Протактиний	231,04	15,37
92	U	Уран	238,02	18,95
93	Np	Нептуний	237,05	20,25
94	Pu	Плутоний	244,0	19,84
95	Am	Америций	243,0	13,67
96	Cm	Кюрий	247,0	13,51
97	Bk	Берклий	247,0	14,0 ?
98	Cf	Калифорний	251,0	14,0 ?
99	Es	Эйнштейний	254,0	14,0 ?
100	Fm	Фермий	257,0	14,0 ?

Таблица П2.2

*Плотности твердых тел при 20 °С*

Вещество	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	Вещество	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>
<i>С п л а в ы</i>		<i>Дерево (сухое)</i>	
Бронза.....	8,7...8,9	Бальса.....	0,2
Дюралюминий.	2,79	Бамбук.....	0,4
Инвар.....	8,7	Береза.....	0,7
Латунь.....	8,4...8,7	Дуб, бук.....	0,7...0,9
Чугун.....	7,0	Железное дерево.	1,1...1,4
<i>М и н е р а л ы</i>		Кедр.....	0,5...0,6
Амаз.....	3,51	Сосна, ель.....	0,4...0,5
Апатит.....	3,16...3,22	<i>Горные породы</i>	
Асбест.....	2,35...2,6	Базальт.....	2,8...3,2
Барит.....	4,48	Бокситы.....	2,9...3,5
Графит.....	2,21...2,25	Граниты.....	2,5...0
Кварц.....	2,65	Каменный уголь	1,2...1,5
Слюда.....	2,6...3,2	Мрамор.....	2,5...2,8

Таблица П2.3

## Плотности различных веществ при 20 °С

Вещество	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	Вещество	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>
<i>Различные материалы</i>		<i>Пластмассы</i>	
Ацетат целлюлозы.....	1,5	Плексиглас.....	1,19
Бетон		Полиэтилен.....	0,92
обычный.....	2,35	Лавсан.....	1,33
лимонитовый.....	2,96	Тефлон.....	2,2
Воск пчелиный.....	0,95...0,96	<i>Жидкости</i>	
Гипс.....	2,31...2,33	Азотная кислота.....	1,51
Кость.....	1,8...2,0	Ацетон.....	0,791
Картон.....	0,69	Бензин.....	0,68...0,72
Кирпич.....	1,4...2,2	Вода обыкновенная...	0,99823
Кимберлит.....	2,5	морская.....	1,01...1,03
Клей эпоксидный.....	1,2	тяжелая (D <sub>2</sub> O).....	1,1086
Керамика вакуумная.	3,8	Глицерин.....	1,26
Лед.....	0,917	Керосин.....	0,82
Парафин.....	0,87...0,91	Масло	
Резина мягкая.....	1,1	машинное.....	0,9
Резина твердая.....	1,19	трансформаторное...	0,85
Сапфир.....	3,97	Молоко (ср. ж.).....	1,03
Стекло		Нефть.....	0,76...0,85
обыкновенное.....	2,5	Ртуть.....	13,55
кварцевое.....	2,21	Серная кислота.....	1,83
пирекс.....	2,59	<i>Газы</i>	
Стеклотекстолит.....	1,65	Аргон.....	(*10 <sup>-3</sup> )
Фарфор.....	2,2...2,4	Воздух.....	1,293
Эбонит.....	1,2	Водород.....	0,08988
Эмульсия.....	2,5	Водяной пар.....	0,005
Янтарь.....	1,1	Гелий.....	1,293
NaI.....	3,667	Криптон.....	3,74
CsI.....	4,51	Ксенон.....	5,89
AgBr.....	6,47	Озон.....	2,139
CeC.....	2,725	Окись углерода.....	1,25

Таблица П2.4

Массовый коэффициент ослабления ( $\mu$ ) и массовый коэффициент поглощения энергии ( $\mu_{\text{пог}}$ ) фотонов. Примечание:  $1,0-02 = 1,0 \cdot 10^{-2}$

Углерод, 2,265 г/см <sup>3</sup>			Алюминий, 2,70 г/см <sup>3</sup>		
<i>E</i> , МэВ	$\mu$ , см <sup>2</sup> /Г	$\mu_{\text{пог}}$ , см <sup>2</sup> /Г	<i>E</i> , МэВ	$\mu$ , см <sup>2</sup> /Г	$\mu_{\text{пог}}$ , см <sup>2</sup> /Г
1,00-02	2,11+00	1,98+00	1,00-02	2,58+01	2,54+01
1,50-02	6,84-01	5,37-01	1,50-02	7,47+00	7,32+00
2,00-02	3,68-01	2,13-01	2,00-02	3,20+00	3,06+00
3,00-02	2,21-01	6,37-02	3,00-02	1,00-00	8,57-01
4,00-02	1,87-01	3,24-02	4,00-02	4,93-01	5,76-01
5,00-02	1,73-01	2,32-02	5,00-02	3,19-01	1,81-01
6,00-02	1,66-01	2,06-02	6,00-02	2,43-01	1,08-01
8,00-02	1,55-01	2,00-02	8,00-02	1,82-01	5,43-02
1,00-01	1,47-01	2,12-02	1,00-01	1,57-01	3,77-02
1,50-01	1,33-01	2,44-02	1,50-01	1,32-01	2,77-02
2,00-01	1,19-01	2,64-02	2,00-01	1,16-01	2,72-02
3,00-01	1,06-01	2,87-02	3,00-01	1,03-01	2,81-02
4,00-01	9,51-02	2,95-02	4,00-01	9,20-02	2,86-02
5,00-01	8,69-02	2,97-02	5,00-01	8,39-02	2,90-02
6,00-01	8,03-02	2,95-02	6,00-01	7,76-02	2,84-02
6,62-01	7,71-02	2,93-02	6,62-01	7,43-02	2,81-02
8,00-01	7,06-02	2,88-02	8,00-01	6,81-02	2,77-02
1,00+00	6,34-02	2,79-02	1,00+00	6,12-02	2,68-02
1,25+00	5,70-02	2,67-02	1,25+00	5,50-02	2,55-02
1,50+00	5,16-02	2,55-02	1,50+00	4,99-02	2,43-02
2,00+00	4,43-02	2,34-02	2,00+00	4,31-02	2,26-02
3,00+00	3,55-02	2,04-02	3,00+00	3,53-02	2,03-02
4,00+00	3,04-02	1,85-02	4,00+00	3,10-02	1,88-02
5,00+00	2,71-02	1,72-02	5,00+00	2,84-02	1,80-02
6,00+00	2,47-02	1,87-02	6,00+00	2,66-02	1,75-02
8,00+00	2,15-02	1,48-02	8,00+00	2,44-02	1,70-02
1,00+01	1,96-02	1,40-02	1,00+01	2,32-02	1,68-02
1,50+01	1,70-02	1,28-02	1,50+01	2,19-02	1,68-02
2,00+01	1,58-02	1,22-02	2,00+01	2,17-02	1,67-02
3,00+01	1,48-02	1,17-02	3,00+01	2,20-02	1,68-02
4,00+01	1,44-02	1,15-02	4,00+01	2,25-02	1,69-02
5,00+01	1,43-02	1,14-02	5,00+01	2,30-02	1,67-02
6,00+01	1,43-02	1,12-02	6,00+01	2,36-02	1,65-02
8,00+01	1,43-02	1,11-02	8,00+01	2,44-02	1,63-02
1,00+02	1,45-02	1,09-02	1,00+02	2,50-02	1,59-02

Продолжение табл. П2.4

Титан, 4,54 г/см <sup>3</sup>			Железо, 7,874 г/см <sup>3</sup>		
<i>E</i> , МэВ	$\mu$ , см <sup>2</sup> /Г	$\mu_{\text{пог}}$ , см <sup>2</sup> /Г	<i>E</i> , МэВ	$\mu$ , см <sup>2</sup> /Г	$\mu_{\text{пог}}$ , см <sup>2</sup> /Г
1,00-02	1,09+02	9,94+01	1,00-02	1,69+02	1,38+02
1,50-02	3,50+01	3,28+01	1,50-02	5,61+01	4,92+01
2,00-02	1,53+01	1,46+01	2,00-02	2,50+01	2,27+01
3,00-02	4,69+00	4,43+00	3,00-02	7,80+00	7,22+00
4,00-02	2,06+00	1,90+00	4,00-02	3,41+00	3,14+00
5,00-02	1,10+00	9,63-01	5,00-02	1,81+00	1,62+00
6,00-02	6,91-01	5,59-01	6,00-02	1,10+00	9,53-01
8,00-02	3,61-01	2,40-01	8,00-02	5,37-01	4,09-01
1,00-01	2,42-01	1,30-01	1,00-01	3,31-01	2,17-01
1,50-01	1,51-01	5,28-02	1,50-01	1,78-01	7,88-02
2,00-01	1,22-01	3,67-02	2,00-01	1,34-01	4,79-02
3,00-01	1,02-01	3,01-02	3,00-01	1,06-01	3,36-02
4,00-01	8,93-02	2,87-02	4,00-01	9,20-02	3,03-02
5,00-01	8,09-02	2,81-02	5,00-01	8,28-02	2,92-02
6,00-01	7,45-02	2,77-02	6,00-01	7,60-02	2,85-02
6,62-01	7,15-02	2,73-02	6,62-01	7,25-02	2,80-02
8,00-01	6,52-02	2,66-02	8,00-01	6,64-02	2,72-02
1,00+00	5,85-02	2,55-02	1,00+00	5,95-02	2,60-02
1,25+00	5,28-02	2,44-02	1,25+00	5,37-02	2,49-02
1,50+00	4,78-02	2,33-02	1,50+00	4,86-02	2,38-02
2,00+00	4,16-02	2,18-02	2,00+00	4,24-02	2,21-02
3,00+00	3,50-02	2,00-02	3,00+00	3,61-02	2,05-02
4,00+00	3,17-02	1,93-02	4,00+00	3,31-02	2,00-02
5,00+00	2,98-02	1,90-02	5,00+00	3,14-02	1,99-02
6,00+00	2,87-02	1,90-02	6,00+00	3,05-02	2,01-02
8,00+00	2,76-02	1,93-02	8,00+00	2,98-02	2,07-02
1,00+01	2,72-02	1,98-02	1,00+01	2,98-02	2,14-02
1,50+01	2,75-02	2,06-02	1,50+01	3,08-02	2,27-02
2,00+01	2,84-02	2,11-02	2,00+01	3,22-02	2,33-02
3,00+01	3,01-02	2,15-02	3,00+01	3,46-02	2,38-02
4,00+01	3,17-02	2,16-02	4,00+01	3,67-02	2,39-02
5,00+01	3,30-02	2,13-02	5,00+01	3,83-02	2,34-02
6,00+01	3,41-02	2,10-02	6,00+01	3,97-02	2,30-02
8,00+01	3,58-02	2,05-02	8,00+01	4,17-02	2,27-02
1,00+02	3,70-02	1,96-02	1,00+02	4,32-02	2,18-02

Продолжение табл. П2.4

Медь, 8,96 г/см <sup>3</sup>			Молибден, 10,22 г/см <sup>3</sup>		
<i>E</i> , МэВ	$\mu$ , см <sup>2</sup> /Г	$\mu_{\text{пог}}$ , см <sup>2</sup> /Г	<i>E</i> , МэВ	$\mu$ , см <sup>2</sup> /Г	$\mu_{\text{пог}}$ , см <sup>2</sup> /Г
1,00-02	2,14+02	1,52+02	1,00-02	8,23+01	8,16+01
1,50-02	7,31+01	5,90+01	1,50-02	2,66+01	2,64+01
2,00-02	3,31+01	2,83+01	2,001-02	1,21+01	1,19+01
3,00-02	1,05+01	9,35+00	(К)	8,11+01	3,43+01
4,00-02	4,61+00	4,17+00	3,00-02	2,74+01	1,68+01
5,00-02	2,45+00	2,19+00	4,00-02	1,26+01	8,85+00
6,00-02	1,48+00	1,29+00	5,00-02	6,71+00	5,09+00
8,00-02	6,91-01	5,57-01	6,00-02	4,06+00	3,20+00
1,00-01	4,11-01	2,94-01	8,00-02	1,83+00	1,48+00
1,50-01	2,00-01	1,02-01	1,00-01	1,01+00	8,10-01
2,00-01	1,43-01	5,76-02	1,50-01	3,83-01	2,71-01
3,00-01	1,08-01	3,61-02	2,00-01	2,21-01	1,33-01
4,00-01	9,17-02	3,12-02	3,00-01	1,31-01	5,97-02
5,00-01	8,20-02	2,96-02	4,00-01	1,01-01	4,14-02
6,00-01	7,51-02	2,84-02	5,00-01	8,58-02	3,46-02
6,62-01	7,14-02	2,79-02	6,00-01	7,66-02	3,15-02
8,00-01	6,53-02	2,69-02	6,62-01	7,15-02	2,99-02
1,00+00	5,85-02	2,56-02	8,00-01	6,50-02	2,78-02
1,25+00	5,29-02	2,43-02	1,00+00	5,76-02	2,56-02
1,50+00	4,77-02	2,33-02	1,25+00	5,12-02	2,41-02
2,00+00	4,18-02	2,17-02	1,50+00	4,67-02	2,29-02
3,00+00	3,59-02	2,03-02	2,00+00	4,13-02	2,13-02
4,00+00	3,31-02	1,99-02	3,00+00	3,65-02	2,04-02
5,00+00	3,17-02	2,01-02	4,00+00	3,48-02	2,08-02
6,00+00	3,10-02	2,05-02	5,00+00	3,43-02	2,15-02
8,00+00	3,06-02	2,12-02	6,00+00	3,43-02	2,24-02
1,00+01	3,09-02	2,20-02	8,00+00	3,50-02	2,39-02
1,50+01	3,23-02	2,36-02	1,00+01	3,62-02	2,52-02
2,00+01	3,40-02	2,43-02	1,50+01	3,94-02	2,76-02
3,00+01	3,69-02	2,50-02	2,00+01	4,23-02	2,86-02
4,00+01	3,92-02	2,50-02	3,00+01	4,71-02	2,98-02
5,00+01	4,11-02	2,46-02	4,00+01	5,06-02	2,95-02
6,00+01	4,26-02	2,42-02	5,00+01	5,33-02	2,89-02
8,00+01	4,49-02	2,35-02	6,00+01	5,55-02	2,82-02
1,00+02	4,66-02	2,28-02	8,00+01	5,88-02	2,74-02
			1,00+02	6,10-02	2,64-02

Продолжение табл. П2.4

Серебро, 10,5 г/см <sup>3</sup>			Олово, 7,31 г/см <sup>3</sup>		
<i>E</i> , МэВ	$\mu$ , см <sup>2</sup> /Г	$\mu_{\text{пог}}$ , см <sup>2</sup> /Г	<i>E</i> , МэВ	$\mu$ , см <sup>2</sup> /Г	$\mu_{\text{пог}}$ , см <sup>2</sup> /Г
1,00-02	1,15+02	1,13+02	1,00-02	1,34+02	1,31+02
1,50-02	3,77+01	3,73+01	1,50-02	4,42+01	4,35+01
2,00-02	1,70+01	1,67+01	2,00-02	1,99+01	1,96+01
2,551-02	8,76+00	8,60+00	2,920-02	7,05+00	6,98+00
(К)	5,53+01	2,10+01	(К)	4,33+01	1,56+01
3,00-02	3,60+01	1,70+01	3,00-02	4,01+01	1,51+01
4,00-02	1,67+01	1,01+01	4,00-02	1,89+01	1,00+01
5,00-02	9,11+00	6,14+00	5,00-02	1,03+01	6,40+00
6,00-02	5,52+00	3,99+00	6,00-02	6,31+00	4,27+00
8,00-02	2,51+00	1,93+00	8,00-02	2,87+00	2,13+00
1,00-01	1,37+00	1,07+00	1,00-01	1,57+00	1,20+00
1,50-01	4,98-01	3,67-01	1,50-01	5,61-01	4,18-01
2,00-01	2,71-01	1,77-01	2,00-01	2,99-01	2,02-01
3,00-01	1,48-01	7,48-02	3,00-01	1,56-01	8,32-02
4,00-01	1,08-01	4,86-02	4,00-01	1,11-01	5,18-02
5,00-01	9,01-02	3,88-02	5,00-01	9,04-02	4,03-02
6,00-01	7,92-02	3,40-02	6,00-01	7,87-02	3,47-02
6,62-01	7,52-02	3,06-02	6,62-01	7,28-02	3,26-02
8,00-01	6,63-02	2,91-02	8,00-01	6,52-02	2,91-02
1,00+00	5,83-02	2,64-02	1,00+00	5,70-02	2,60-02
1,25+00	5,27-02	2,47-02	1,25+00	5,05-02	2,42-02
1,50+00	4,70-02	2,31-02	1,50+00	4,59-02	2,26-02
2,00+00	4,17-02	2,15-02	2,00+00	4,07-02	2,10-02
3,00+00	3,73-02	2,08-02	3,00+00	3,66-02	2,04-02
4,00+00	3,59-02	2,15-02	4,00+00	3,54-02	2,12-02
5,00+00	3,56-02	2,23-02	5,00+00	3,53-02	2,21-02
6,00+00	3,58-02	2,33-02	6,00+00	3,56-02	2,31-02
8,00+00	3,70-02	2,49-02	8,00+00	3,69-02	2,49-02
1,00+01	3,84-02	2,66-02	1,00+01	3,85-02	2,64-02
1,50+01	4,22-02	2,93-02	1,50+01	4,25-02	2,92-02
2,00+01	4,57-02	3,03-02	2,00+01	4,61-02	3,04-02
3,00+01	5,11-02	3,15-02	3,00+01	5,18-02	3,16-02
4,00+01	5,50-02	3,12-02	4,00+01	5,59-02	3,12-02
5,00+01	5,81-02	3,05-02	5,00+01	5,90-02	3,06-02
6,00+01	6,06-02	2,98-02	6,00+01	6,16-02	2,97-02
8,00+01	6,42-02	2,90-02	8,00+01	6,53-02	2,88-02
1,00+02	6,66-02	2,78-02	1,00+02	6,78-02	2,76-02

Продолжение табл. П2.4

Лантан, 6,154 г/см <sup>3</sup>			Тантал, 16,654 г/см <sup>3</sup>		
<i>E</i> , МэВ	$\mu$ , см <sup>2</sup> /Г	$\mu_{\text{пог}}$ , см <sup>2</sup> /Г	<i>E</i> , МэВ	$\mu$ , см <sup>2</sup> /Г	$\mu_{\text{пог}}$ , см <sup>2</sup> /Г
1,00-02	1,92+02	1,84+02	1,00-02	2,37+02	2,06+02
1,50-02	6,47+01	6,29+01	1,1136-02	1,75+02	1,54+02
2,00-02	2,94+01	2,87+01	(L2)	2,45+02	2,11+02
3,00-02	9,55+00	9,33+00	1,168-02	2,14+02	1,85+02
3,8925-02	4,74+00	4,60+00	(L1)	2,46+02	2,05+02
(K)	2,71+01	9,37+00	1,50-02	1,30+02	1,15+02
4,00-02	2,54+01	9,24+00	2,00-02	6,07+01	5,56+01
5,00-02	1,40+01	6,81+00	3,00-02	2,05+01	1,92+01
6,00-02	8,65+00	4,94+00	4,00-02	9,42+00	8,92+00
8,00-02	4,00+00	2,66+00	5,00-02	5,09+00	4,83+00
1,00-01	2,18+00	1,56+00	6,00-02	3,12+00	2,87+00
1,50-01	7,66-01	5,68-01	6,7416-02	2,29+00	2,15+00
2,00-01	3,91-01	2,77-01	(K)	1,14+01	3,81+00
3,00-01	1,86-01	1,11-01	8,00-02	7,33+00	3,20+00
4,00-01	1,24-01	6,51-02	1,00-01	4,10+00	2,22+00
5,00-01	9,75-02	4,77-02	1,50-01	1,45+00	9,62-01
6,00-01	8,28-02	3,91-02	2,00-01	7,12-01	4,99-01
6,62-01	7,17-02	3,36-02	3,00-01	2,99-01	2,00-01
8,00-01	6,67-02	3,11-02	4,00-01	1,79-01	1,11-01
1,00+00	5,75-02	2,72-02	5,00-01	1,29-01	7,52-02
1,25+00	5,17-02	2,59-02	6,00-01	1,03-01	5,79-02
1,50+00	4,58-02	2,29-02	6,62-01	9,49-02	5,27-02
2,00+00	4,07-02	2,10-02	8,00-01	7,70-02	4,10-02
3,00+00	3,70-02	2,07-02	1,00+00	6,38-02	3,30-02
4,00+00	3,62-02	2,16-02	1,25+00	5,63-02	2,93-02
5,00+00	3,64-02	2,28-02	1,50+00	4,87-02	2,55-02
6,00+00	3,70-02	2,38-02	2,00+00	4,32-02	2,30-02
8,00+00	3,86-02	2,59-02	3,00+00	4,00-02	2,25-02
1,00+01	4,05-02	2,75-02	4,00+00	3,97-02	2,37-02
1,50+01	4,51-02	3,04-02	5,00+00	4,04-02	2,52-02
2,00+01	4,93-02	3,17-02	6,00+00	4,14-02	2,64-02
3,00+01	5,56-02	3,27-02	8,00+00	4,37-02	2,87-02
4,00+01	6,02-02	3,26-02	1,00+01	4,61-02	3,07-02
5,00+01	6,37-02	3,17-02	1,50+01	5,20-02	3,36-02
6,00+01	6,66-02	3,08-02	2,00+01	5,73-02	3,50-02
8,00+01	7,06-02	3,00-02	3,00+01	6,55-02	3,63-02
1,00+02	7,34-02	2,85-02	4,00+01	7,12-02	3,56-02
			5,00+01	7,56-02	3,43-02
			6,00+01	7,91-02	3,36-02
			8,00+01	8,41-02	3,24-02
			1,00+02	8,74-02	3,06-02

Продолжение табл. П2.4

Вольфрам, 19,3 г/см <sup>3</sup>			Платина, 21,45 г/см <sup>3</sup>		
<i>E</i> , МэВ	$\mu$ , см <sup>2</sup> /Г	$\mu_{\text{пог}}$ , см <sup>2</sup> /Г	<i>E</i> , МэВ	$\mu$ , см <sup>2</sup> /Г	$\mu_{\text{пог}}$ , см <sup>2</sup> /Г
1,00-02	9,02+01	9,01+01	1,00-02	1,06+02	1,06+02
1,0204-02	8,69+01	8,68+01	1,1564-02	7,32+01	7,32+01
(L3)	2,33+02	1,97+02	(L3)	1,93+02	1,57+02
1,1541-02	1,65+02	1,42+02	1,3273-02	1,31+02	1,10+02
(L2)	2,30+02	1,92+02	(L2)	1,83+02	1,46+02
1,2098-02	2,03+02	1,71+02	1,3880-02	1,63+02	1,32+02
(L1)	2,33+02	1,94+02	(L1)	1,88+02	1,50+02
1,50-02	1,34+02	1,16+02	1,50-02	1,54+02	1,25+02
2,00-02	6,30+01	5,67+01	2,00-02	7,30+01	6,27+01
3,00-02	2,12+01	1,97+01	3,00-02	2,49+01	2,25+01
4,00-02	9,73+00	9,14+00	4,00-02	1,15+01	1,06+01
5,00-02	5,34+00	5,05+00	5,00-02	6,27+00	5,84+00
6,00-02	3,24+00	3,04+00	6,00-02	3,84+00	3,55+00
6,9525-02	2,20+00	2,04+00	7,8395-02	1,89+00	1,74+00
(K)	1,08+01	3,60+00	(K)	8,87+00	2,99+00
8,00-02	7,54+00	3,16+00	8,00-02	8,53+00	2,99+00
1,00-01	4,23+00	2,24+00	1,00-01	4,80+00	2,28+00
1,50-01	1,50+00	9,86-01	1,50-01	1,71+00	1,07+00
2,00-01	7,38-01	5,14-01	2,00-01	8,39-01	5,71-01
3,00-01	3,07-01	2,05-01	3,00-01	3,43-01	2,32-01
4,00-01	1,83-01	1,14-01	4,00-01	2,01-01	1,29-01
5,00-01	1,31-01	7,73-02	5,00-01	1,42-01	8,62-02
6,00-01	1,05-01	5,90-02	6,00-01	1,11-01	6,49-02
6,62-01	9,30-02	5,30-02	6,62-01	9,75-01	5,81-02
8,00-01	7,77-02	4,19-02	8,00-01	8,12-02	4,51-02
1,00+00	6,42-02	3,34-02	1,00+00	6,63-02	3,55-02
1,25+00	5,50-02	2,87-02	1,25+01	5,64-02	3,05-02
1,50+00	4,89-02	2,57-02	1,50+00	4,99-02	2,65-02
2,00+00	4,34-02	2,31-02	2,00+00	4,41-02	2,38-02
3,00+00	4,01-02	2,26-02	3,00+00	4,09-02	2,32-02
4,00+00	3,99-02	2,38-02	4,00+00	4,07-02	2,44-02
5,00+00	4,07-02	2,53-02	5,00+00	4,16-02	2,58-02
6,00+00	4,16-02	2,66-02	6,00+00	4,26-02	2,72-02
8,00+00	4,39-02	2,89-02	8,00+00	4,50-02	2,95-02
1,00+01	4,64-02	3,07-02	1,00+01	4,75-02	3,12-02
1,50+01	5,24-02	3,38-02	1,50+01	5,37-02	3,43-02
2,00+01	5,77-02	3,51-02	2,00+01	5,93-02	3,55-02
3,00+01	6,60-02	3,64-02	3,00+01	6,80-02	3,68-02
4,00+01	7,18-02	3,57-02	4,00+01	7,35-02	3,58-02
5,00+01	7,62-02	3,47-02	5,00+01	7,76-02	3,49-02
6,00+01	7,97-02	3,38-02	6,00+01	8,15-02	3,43-02
8,00+01	8,47-02	3,23-02	8,00+01	8,72-02	3,27-02
1,00+02	8,81-02	3,05-02	1,00+02	9,10-02	3,08-02



Продолжение табл. П2.4

Золото, 19,32 г/см <sup>3</sup>			Свинец, 11,35 г/см <sup>3</sup>		
<i>E</i> , МэВ	$\mu$ , см <sup>2</sup> /Г	$\mu_{\text{пог}}$ , см <sup>2</sup> /Г	<i>E</i> , МэВ	$\mu$ , см <sup>2</sup> /Г	$\mu_{\text{пог}}$ , см <sup>2</sup> /Г
1,00-02	1,10+02	1,10+02	1,00-02	1,23+02	1,23+02
1,1919-02	7,10+01	7,10+01	1,3035-02	6,23+01	6,23+01
(L3)	1,83+02	1,48+02	(L3)	1,59+02	1,27+02
1,3734-02	1,25+02	1,04+02	1,50-02	1,07+02	8,84+01
(L2)	1,74+02	1,38+02	1,52-02	1,04+02	8,64+01
1,4353-02	1,55+02	1,24+02	(L2)	1,46+02	1,14+02
(L1)	1,79+02	1,42+02	1,5861-02	1,31+02	1,04+02
1,50-02	1,60+02	1,28+02	(L1)	1,52+02	1,19+02
2,00-02	7,59+01	6,45+01	2,00-02	8,29+01	6,83+01
3,00-02	2,58+01	2,32+01	3,00-02	2,85+01	2,51+01
4,00-02	1,19+01	1,10+01	4,00-02	1,33+01	1,20+01
5,00-02	6,52+00	6,06+00	5,00-02	7,25+00	6,66+00
6,00-02	3,98+00	3,70+00	6,00-02	4,46+00	4,10+00
8,00-02	1,88+00	1,72+00	8,00-02	2,08+00	1,90+00
8,0725-02	1,83+00	1,67+00	8,8004-02	1,63+00	1,48+00
(K)	8,48+00	2,86+00	(K)	7,31+00	2,49+00
1,00-01	4,96+00	2,29+00	1,00-01	5,33+00	2,23+00
1,50-01	1,77+00	1,10+00	1,50-01	1,92+00	1,14+00
2,00-01	8,69-01	5,90-01	2,00-01	9,43-01	6,25-01
3,00-01	3,54-01	2,40-01	3,00-01	3,81-01	2,59-01
4,00-01	2,07-01	1,43-01	4,00-01	2,20-01	1,44-01
5,00-01	1,45-01	8,90-02	5,00-01	1,53-01	9,57-02
6,00-01	1,14-01	6,70-02	6,00-01	1,19-01	7,21-02
6,62-01	1,04-01	6,06-02	6,62-01	1,04-01	6,45-02
8,00-01	8,26-02	4,62-02	8,00-01	8,49-02	4,86-02
1,00+00	6,72-02	3,64-02	1,00+00	6,85-02	3,78-02
1,25+00	5,88-02	3,17-02	1,25+00	5,80-02	3,20-02
1,50+00	5,04-02	2,69-02	1,50+00	5,08-02	2,76-02
2,00+00	4,46-02	2,40-02	2,00+00	4,48-02	2,44-02
3,00+00	4,13-02	2,34-02	3,00+00	4,15-02	2,36-02
4,00+00	4,11-02	2,47-02	4,00+00	4,14-02	2,48-02
5,00+00	4,20-02	2,62-02	5,00+00	4,24-02	2,64-02
6,00+00	4,30-02	2,75-02	6,00+00	4,34-02	2,77-02
8,00+00	4,55-02	2,98-02	8,00+00	4,59-02	2,99-02
1,00+01	4,81-02	3,15-02	1,00+01	4,84-02	3,17-02
1,50+01	5,43-02	3,46-02	1,50+01	5,48-02	3,46-02
2,00+01	6,00-02	3,58-02	2,00+01	6,07-02	3,61-02
3,00+01	6,88-02	3,73-02	3,00+01	6,96-02	3,72-02
4,00+01	7,43-02	3,61-02	4,00+01	7,48-02	3,58-02
5,00+01	7,83-02	3,52-02	5,00+01	7,86-02	3,52-02
6,00+01	8,23-02	3,46-02	6,00+01	8,28-02	3,43-02
8,00+01	8,81-02	3,27-02	8,00+01	8,91-02	3,29-02
1,00+02	9,22-02	3,90-02	1,00+02	9,35-02	3,08-02

Продолжение табл. П2.4

Радон, 0,00973 г/см <sup>3</sup>			Уран, 18,95 г/см <sup>3</sup>		
<i>E</i> , МэВ	$\mu$ , см <sup>2</sup> /Г	$\mu_{\text{пог}}$ , см <sup>2</sup> /Г	<i>E</i> , МэВ	$\mu$ , см <sup>2</sup> /Г	$\mu_{\text{пог}}$ , см <sup>2</sup> /Г
1,00-02	1,39+02	1,39+02	1,00-02	1,70+02	1,70+02
1,4619-02	5,27+01	5,39+01	1,50-02	5,98+01	5,98+01
(L3)	1,31+02	1,03+02	1,7170-02	4,26+01	4,25+01
1,50-02	1,22+02	9,71+01	(L3)	1,03+02	8,07+01
1,7337-02	8,22+01	8,11+01	2,00-02	6,81+01	5,57+01
(L2)	1,15+02	9,49+01	2,0948-02	6,00+01	4,96+01
1,8055-02	1,04+02	8,19+01	(L2)	8,51+01	6,58+01
(L1)	1,20+02	9,24+01	2,1759-02	7,73+01	6,05+01
2,00-02	9,23+01	7,32+01	(L1)	8,89+01	6,81+01
3,00-02	3,24+01	2,79+01	3,00-02	3,91+01	3,24+01
4,00-02	1,50+01	1,33+01	4,00-02	1,85+01	1,61+01
5,00-02	8,28+00	7,51+00	5,00-02	1,03+01	9,14+00
6,00-02	5,09+00	4,63+00	6,00-02	6,32+00	5,69+00
8,00-02	2,38+00	2,17+00	8,00-02	2,96+00	2,68+00
9,8404-02	1,40+00	1,25+00	1,00-01	1,67+00	1,50+00
(K)	5,98+00	2,06+00	1,1561-01	1,16+00	1,03+00
1,00-01	5,79+00	2,06+00	(K)	4,65+00	1,65+00
1,50-01	2,11+00	1,16+00	1,50-01	2,48+00	1,22+00
2,00-01	1,04+00	6,64-01	2,00-01	1,23+00	7,36-01
3,00-01	4,16-01	2,82-01	3,00-01	4,86-01	3,23-01
4,00-01	2,38-01	1,56-01	4,00-01	2,75-01	1,85-01
5,00-01	1,63-01	9,68-02	5,00-01	1,86-01	1,22-01
6,00-01	1,25-01	7,70-02	6,00-01	1,40-01	9,04-02
6,62-01	1,14-01	6,92-02	6,62-01	1,24-01	8,00-02
8,00-01	8,90-02	5,18-02	8,00-01	9,60-02	5,92-02
1,00+00	7,01-02	4,01-02	1,00+00	7,52-02	4,48-02
1,25+00	6,08-02	3,43-02	1,25+00	6,30-02	3,60-02
1,50+00	5,15-02	2,84-02	1,50+00	5,39-02	3,06-02
2,00+00	4,57-02	2,48-02	2,00+00	4,70-02	2,63-02
3,00+00	4,22-02	2,38-02	3,00+00	4,34-02	2,51-02
4,00+00	4,20-02	2,50-02	4,00+00	4,34-02	2,61-02
5,00+00	4,28-02	2,65-02	5,00+00	4,44-02	2,76-02
6,00+00	4,40-02	2,79-02	6,00+00	4,55-02	2,89-02
8,00+00	4,69-02	2,98-02	8,00+00	4,79-02	3,09-02
1,00+01	5,00-02	3,11-02	1,00+01	5,06-02	3,21-02
1,50+01	5,68-02	3,42-02	1,50+01	5,73-02	3,49-02
2,00+01	6,26-02	3,58-02	2,00+01	6,36-02	3,62-02
3,00+01	7,07-02	3,69-02	3,00+01	7,34-02	3,75-02
4,00+01	7,69-02	3,55-02	4,00+01	8,00-02	3,59-02
5,00+01	8,14-02	3,44-02	5,00+01	8,52-02	3,52-02
6,00+01	8,48-02	3,39-02	6,00+01	8,92-02	3,42-02
8,00+01	9,03-02	3,23-02	8,00+01	9,51-02	3,26-02
1,00+02	9,41-02	3,04-02	1,00+02	9,89-02	3,06-02

Продолжение табл. П2.4

Воздух, 0,00129 г/см <sup>3</sup>			Вода, 1,00 г/см <sup>3</sup>		
<i>E</i> , МэВ	$\mu$ , см <sup>2</sup> /Г	$\mu_{\text{пог}}$ , см <sup>2</sup> /Г	<i>E</i> , МэВ	$\mu$ , см <sup>2</sup> /Г	$\mu_{\text{пог}}$ , см <sup>2</sup> /Г
1,00-02	4,74+00	4,58+00	1,00-02	4,91+00	4,75+00
1,50-02	1,44+00	1,29+00	1,50-02	1,49+00	1,32+00
2,00-02	6,75-01	5,22-01	2,00-02	7,03-01	5,30-01
3,00-02	3,04-01	1,49-01	3,00-02	3,25-01	1,51-01
4,00-02	2,19-01	6,67-02	4,00-02	2,38-01	6,75-02
5,00-02	1,88-01	4,00-02	5,00-02	2,07-01	4,11-02
6,00-02	1,74-01	2,99-02	6,00-02	1,92-01	3,13-02
8,00-02	1,58-01	2,37-02	8,00-02	1,75-01	2,55-02
1,00-01	1,49-01	2,29-02	1,00-01	1,65-01	2,51-02
1,50-01	1,33-01	2,48-02	1,50-01	1,48-01	2,75-02
2,00-01	1,19-01	2,66-02	2,00-01	1,32-01	2,95-02
3,00-01	1,06-01	2,87-02	3,00-01	1,18-01	3,19-02
4,00-01	9,51-02	2,96-02	4,00-01	1,06-01	3,29-02
5,00-01	8,68-02	2,98-02	5,00-01	9,66-02	3,31-02
6,00-01	8,03-02	2,95-02	6,00-01	8,93-02	3,29-02
6,62-01	7,70-02	2,94-02	6,62-01	8,57-02	3,26-02
8,00-01	7,06-02	2,87-02	8,00-01	7,85-02	3,19-02
1,00+00	6,34-02	2,78-02	1,00+00	7,05-02	3,10-02
1,25+00	5,68-02	2,66-02	1,25+00	6,31-02	2,96-02
1,50+00	5,16-02	2,54-02	1,50+00	5,74-02	2,83-02
2,00+00	4,44-02	2,34-02	2,00+00	4,93-02	2,60-02
3,00+00	3,57-02	2,05-02	3,00+00	3,96-02	2,28-02
4,00+00	3,08-02	1,87-02	4,00+00	3,40-02	2,07-02
5,00+00	2,75-02	1,74-02	5,00+00	3,03-02	1,92-02
6,00+00	2,52-02	1,65-02	6,00+00	2,77-02	1,82-02
8,00+00	2,23-02	1,54-02	8,00+00	2,43-02	1,67-02
1,00+01	2,05-02	1,47-02	1,00+01	2,22-02	1,59-02
1,50+01	1,81-02	1,38-02	1,50+01	1,94-02	1,47-02
2,00+01	1,71-02	1,33-02	2,00+01	1,82-02	1,41-02
3,00+01	1,63-02	1,30-02	3,00+01	1,72-02	1,36-02
4,00+01	1,61-02	1,28-02	4,00+01	1,68-02	1,33-02
5,00+01	1,62-02	1,26-02	5,00+01	1,68-02	1,30-02
6,00+01	1,63-02	1,25-02	6,00+01	1,68-02	1,29-02
8,00+01	1,65-02	1,23-02	8,00+01	1,70-02	1,26-02
1,00+02	1,67-02	1,21-02	1,00+02	1,72-02	1,24-02

Массовый состав воздуха: N – 0,755; O – 0,232; Ar – 0,013.

Массовый состав воды (H<sub>2</sub>O): H – 0,111; O – 0,889.

Продолжение табл. П2.4

Плексиглас, 1,19 г/см <sup>3</sup>			Полиэтилен, 0,92 г/см <sup>3</sup>		
Е, МэВ	$\mu$ , см <sup>2</sup> /Г	$\mu_{\text{пог}}$ , см <sup>2</sup> /Г	Е, МэВ	$\mu$ , см <sup>2</sup> /Г	$\mu_{\text{пог}}$ , см <sup>2</sup> /Г
1,00-02	3,05+00	2,90+00	1,00-02	1,86+00	1,70+00
1,50-02	9,61-01	7,99-01	1,50-02	6,38-01	4,62-01
2,00-02	4,88-01	3,19-01	2,00-02	3,67-01	1,85-01
3,00-02	2,64-01	9,33-02	3,00-02	2,40-01	5,72-02
4,00-02	2,11-01	4,47-02	4,00-02	2,10-01	3,11-02
5,00-02	1,92-01	2,98-02	5,00-02	1,96-01	2,38-02
6,00-02	1,81-01	2,48-02	6,00-02	1,89-01	2,20-02
8,00-02	1,69-01	2,26-02	8,00-02	1,77-01	2,23-02
1,00-01	1,60-01	2,34-02	1,00-01	1,69-01	2,40-02
1,50-01	1,44-01	2,64-02	1,50-01	1,52-01	2,78-02
2,00-01	1,28-01	2,86-02	2,00-01	1,35-01	3,02-02
2,00-01	1,28-01	2,86-02	2,00-01	1,35-01	3,02-02
3,00-01	1,15-01	3,10-02	3,00-01	1,21-01	3,28-02
4,00-01	1,03-01	3,19-02	4,00-01	1,09-01	3,38-02
5,00-01	9,38-02	3,21-02	5,00-01	9,92-02	3,40-02
6,00-01	8,68-02	3,18-02	6,00-01	9,18-02	3,37-02
6,62-01	8,35-02	3,16-02	6,62-01	8,83-02	3,35-02
8,00-01	7,62-02	3,10-02	8,00-01	8,06-02	3,29-02
1,00+00	6,85-02	3,01-02	1,00+00	7,25-02	3,19-02
1,25+00	6,45-02	2,88-02	1,25+00	6,58-02	3,05-02
1,50+00	5,57-02	2,75-02	1,50+00	5,90-02	2,91-02
2,00+00	4,78-02	2,53-02	2,00+00	5,05-02	2,67-02
3,00+00	3,84-02	2,20-02	3,00+00	4,04-02	2,32-02
4,00+00	3,28-02	1,99-02	4,00+00	3,44-02	2,09-02
5,00+00	2,92-02	1,85-02	5,00+00	3,04-02	1,93-02
6,00+00	2,66-02	1,89-02	6,00+00	2,76-02	2,02-02
8,00+00	2,32-02	1,59-02	8,00+00	2,39-02	1,63-02
1,00+01	2,11-02	1,50-02	1,00+01	2,15-02	1,53-02
1,50+01	1,82-02	1,37-02	1,50+01	1,82-02	1,36-02
2,00+01	1,69-02	1,31-02	2,00+01	1,66-02	1,28-02
3,00+01	1,57-02	1,25-02	3,00+01	1,52-02	1,20-02
4,00+01	1,53-02	1,22-02	4,00+01	1,46-02	1,17-02
5,00+01	1,52-02	1,20-02	5,00+01	1,43-02	1,14-02
6,00+01	1,52-02	1,18-02	6,00+01	1,42-02	1,12-02
8,00+01	1,52-02	1,16-02	8,00+01	1,41-02	1,10-02
1,00+02	1,53-02	1,14-02	1,00+02	1,41-02	1,08-02

Массовый состав плексигласа (C<sub>5</sub>H<sub>8</sub>O<sub>2</sub>)<sub>n</sub>: С – 0,60; О – 0,32; Н – 0,08.

Массовый состав полиэтилена (CH<sub>2</sub>)<sub>n</sub>: С – 0,8563; Н – 0,1437.

Продолжение табл. П2.4

Бетон (обыкн.), 2,35 г/см <sup>3</sup>			Стекло (обыкн.), 2,50 г/см <sup>3</sup>		
Е, МэВ	$\mu$ , см <sup>2</sup> /Г	$\mu_{\text{пог}}$ , см <sup>2</sup> /Г	Е, МэВ	$\mu$ , см <sup>2</sup> /Г	$\mu_{\text{пог}}$ , см <sup>2</sup> /Г
1,00-02	2,57+01	2,47+01	1,00-02	1,82+01	1,80+01
1,50-02	7,88+00	7,55+00	1,50-02	5,44+00	5,28+00
2,00-02	3,42+00	3,20+00	2,00-02	2,34+00	2,18+00
3,00-02	1,10+00	9,35-01	3,00-02	7,72-01	6,23-01
4,00-02	5,44-01	4,03-01	4,00-02	4,06-01	2,58-01
5,00-02	3,50-01	2,04-01	5,00-02	2,80-01	1,35-01
6,00-02	2,64-01	1,23-01	6,00-02	2,24-01	8,29-02
8,00-02	1,94-01	6,10-02	8,00-02	1,78-01	4,47-02
1,00-01	1,66-01	4,12-02	1,00-01	1,58-01	3,30-02
1,50-01	1,38-01	2,97-02	1,50-01	1,35-01	2,74-02
2,00-01	1,21-01	2,86-02	2,00-01	1,20-01	2,76-02
3,00-01	1,07-01	2,94-02	3,00-01	1,07-01	2,90-02
4,00-01	9,56-02	2,98-02	4,00-01	9,53-02	2,97-02
5,00-01	8,72-02	3,00-02	5,00-01	8,69-02	2,98-02
6,00-01	8,06-02	2,97-02	6,00-01	8,04-02	2,96-02
6,62-01	7,71-02	2,93-02	6,62-01	7,74-02	2,93-02
8,00-01	7,07-02	2,87-02	8,00-01	7,06-02	2,86-02
1,00+00	6,36-02	2,78-02	1,00+00	6,34-02	2,78-02
1,25+00	5,68-02	2,66-02	1,25+00	6,76-02	2,66-02
1,50+00	5,18-02	2,57-02	1,50+00	5,17-02	2,54-02
2,00+00	4,47-02	2,36-02	2,00+00	4,45-02	2,35-02
3,00+00	3,65-02	2,09-02	3,00+00	3,63-02	2,08-02
4,00+00	3,19-02	1,94-02	4,00+00	3,16-02	1,92-02
5,00+00	2,89-02	1,84-02	5,00+00	2,87-02	1,82-02
6,00+00	2,70-02	1,78-02	6,00+00	2,66-02	1,76-02
8,00+00	2,45-02	1,70-02	8,00+00	2,41-02	1,67-02
1,00+01	2,31-02	1,67-02	1,00+01	2,26-02	1,64-02
1,50+01	2,15-02	1,64-02	1,50+01	2,09-02	1,59-02
2,00+01	2,11-02	1,62-02	2,00+01	2,04-02	1,58-02
3,00+01	2,11-02	1,62-02	3,00+01	2,02-02	1,57-02
4,00+01	2,14-02	1,61-02	4,00+01	2,05-02	1,56-02
5,00+01	2,18-02	1,60-02	5,00+01	2,09-02	1,55-02
6,00+01	2,23-02	1,58-02	6,00+01	2,12-02	1,53-02
8,00+01	2,29-02	1,55-02	8,00+01	2,19-02	1,51-02
1,00+02	2,35-02	1,51-02	1,00+02	2,24-02	1,47-02

Массовый состав бетона: Fe – 0,0122; Ca – 0,0826; K – 0,0192; S – 0,0012; Si – 0,3158; Al – 0,0456; Mg – 0,0024; Na – 0,0171; O – 0,4983; H – 0,0056.  
 Массовый состав стекла (SiO<sub>2</sub>): Si – 0,467; O – 0,533.

Продолжение табл. П2.4

NaI, 3,667 г/см <sup>3</sup>			CsI, 4,51 г/см <sup>3</sup>		
Е, МэВ	$\mu$ , см <sup>2</sup> /Г	$\mu_{\text{пог}}$ , см <sup>2</sup> /Г	Е, МэВ	$\mu$ , см <sup>2</sup> /Г	$\mu_{\text{пог}}$ , см <sup>2</sup> /Г
1,00-02	1,36+02	1,32+02	1,00-02	1,67+02	1,61+02
1,50-02	4,49+01	4,41+01	1,50-02	5,55+01	5,43+01
2,00-02	2,03+01	1,99+01	2,00-02	2,52+01	2,46+01
3,00-02	6,61+00	6,42+00	3,00-02	8,15+00	7,95+00
3,317-02	5,07+00	4,92+00	3,317-02	6,37+00	6,21+00
(K-I)	3,00+01	1,06+01	(K-I)	2,07+01	9,50+00
4,00-02	1,83+01	8,47+00	3,5985-02	1,71+01	8,21+00
5,00-02	1,01+01	5,72+00	(K-Cs)	3,02+01	1,11+01
6,00-02	6,19+00	3,92+00	4,00-02	2,25+01	9,81+00
8,00-02	2,84+00	2,01+00	5,00-02	1,24+01	6,77+00
1,00-01	1,56+00	1,15+00	6,00-02	7,62+00	4,69+00
1,50-01	5,63-01	4,10-01	8,00-02	3,49+00	2,44+00
2,00-01	3,02-01	2,01-01	1,00-01	1,91+00	1,41+00
3,00-01	1,58-01	8,38-02	1,50-01	6,73-01	5,01-01
4,00-01	1,12-01	5,30-02	2,00-01	3,49-01	2,27-01
5,00-01	9,18-02	4,13-02	3,00-01	1,73-01	9,18-02
6,00-01	7,99-02	3,53-02	4,00-01	1,18-01	5,61-02
6,62-01	7,56-02	3,35-02	5,00-01	9,43-02	4,26-02
8,00-01	6,61-02	2,96-02	6,00-01	8,10-02	3,57-02
1,00+00	5,79-02	2,64-02	6,62-01	7,64-02	3,37-02
1,25+00	5,22-02	2,53-02	8,00-01	6,61-02	2,93-02
1,50+00	4,64-02	2,30-02	1,00+00	5,74-02	2,58-02
2,00+00	4,11-02	2,13-02	1,25+00	5,16-02	2,40-02
3,00+00	3,65-02	2,05-02	1,50+00	4,58-02	2,22-02
4,00+00	3,50-02	2,09-02	2,00+00	4,08-02	2,05-02
5,00+00	3,46-02	2,17-02	3,00+00	3,69-02	2,01-02
6,00+00	3,47-02	2,25-02	4,00+00	3,59-02	2,08-02
8,00+00	3,55-02	2,40-02	5,00+00	3,60-02	2,19-02
1,00+01	3,68-02	2,53-02	6,00+00	3,65-02	2,30-02
1,50+01	4,02-02	2,77-02	8,00+00	3,80-02	2,49-02
2,00+01	4,34-02	2,86-02	1,00+01	3,97-02	2,64-02
3,00+01	4,84-02	2,97-02	1,50+01	4,41-02	2,92-02
4,00+01	5,21-02	2,94-02	2,00+01	4,81-02	3,03-02
5,00+01	5,50-02	2,87-02	3,00+01	5,42-02	3,15-02
6,00+01	5,73-02	2,79-02	4,00+01	5,85-02	3,12-02
8,00+01	6,07-02	2,71-02	5,00+01	6,19-02	3,04-02
1,00+02	6,30-02	2,59-02	6,00+01	6,46-02	2,96-02
			8,00+01	6,86-02	2,87-02
			1,00+02	7,12-02	2,74-02

Массовый состав NaI: Na – 0,1534; I – 0,8466.

Массовый состав CsI: Cs – 0,512; I – 0,488.

Продолжение табл. П2.4

Латунь, 8,40 г/см <sup>3</sup>			Дерево, 0,60 г/см <sup>3</sup>		
Е, МэВ	$\mu$ , см <sup>2</sup> /Г	$\mu_{\text{пог}}$ , см <sup>2</sup> /Г	Е, МэВ	$\mu$ , см <sup>2</sup> /Г	$\mu_{\text{пог}}$ , см <sup>2</sup> /Г
1,00-02	2,16+02	1,53+02	1,00-02	3,76+00	3,63+00
1,50-02	7,37+01	5,93+01	1,50-02	1,16+00	1,00+00
2,00-02	3,34+01	2,84+01	2,00-02	5,65-01	4,01-01
3,00-02	1,06+01	9,42+00	3,00-02	2,81-01	1,15-01
4,00-02	4,65+00	4,21+00	4,00-02	2,16-01	5,31-02
5,00-02	2,47+00	2,21+00	5,00-02	1,92-01	3,38-02
6,00-02	1,49+00	1,30+00	6,00-02	1,80-01	2,68-02
8,00-02	6,97-01	5,62-01	8,00-02	1,66-01	2,31-02
1,00-01	4,14-01	2,97-01	1,00-01	1,57-01	2,34-02
1,50-01	2,01-01	1,03-01	1,50-01	1,41-01	2,60-02
2,00-01	1,43-01	5,80-02	2,00-01	1,26-01	2,80-02
3,00-01	1,08-01	3,63-02	3,00-01	1,12-01	3,05-02
4,00-01	9,18-02	3,13-02	4,00-01	1,01-01	3,13-02
5,00-01	8,21-02	2,96-02	5,00-01	9,19-02	3,15-02
6,00-01	7,52-02	2,85-02	6,00-01	8,50-02	3,12-02
6,62-01	7,29-02	2,81-02	6,62-01	8,26-02	3,10-02
8,00-01	6,54-02	2,69-02	8,00-01	7,47-02	3,04-02
1,00+00	5,85-02	2,56-02	1,00+00	6,71-02	2,95-02
1,25+00	5,32-02	2,44-02	1,25+00	6,09-02	2,82-02
1,50+00	4,78-02	2,33-02	1,50+00	5,46-02	2,69-02
2,00+00	4,19-02	2,17-02	2,00+00	4,69-02	2,48-02
3,00+00	3,59-02	2,03-02	3,00+00	3,77-02	2,16-02
4,00+00	3,32-02	1,99-02	4,00+00	3,23-02	1,96-02
5,00+00	3,18-02	2,01-02	5,00+00	2,88-02	1,83-02
6,00+00	3,11-02	2,05-02	6,00+00	2,63-02	1,83-02
8,00+00	3,07-02	2,13-02	8,00+00	2,30-02	1,58-02
1,00+01	3,09-02	2,20-02	1,00+01	2,10-02	1,50-02
1,50+01	3,24-02	2,37-02	1,50+01	1,84-02	1,39-02
2,00+01	3,41-02	2,43-02	2,00+01	1,71-02	1,33-02
3,00+01	3,70-02	2,51-02	3,00+01	1,61-02	1,28-02
4,00+01	3,93-02	2,51-02	4,00+01	1,58-02	1,26-02
5,00+01	4,12-02	2,46-02	5,00+01	1,58-02	1,24-02
6,00+01	4,28-02	2,42-02	6,00+01	1,58-02	1,22-02
8,00+01	4,51-02	2,36-02	8,00+01	1,59-02	1,20-02
1,00+02	4,67-02	2,29-02	1,00+02	1,61-02	1,18-02

Массовый состав латуни: Cu – 0,92; Zn – 0,08.

Массовый состав дерева: O – 0,523; C – 0,419; H – 0,058.

Окончание табл. П2.4

Биологическая ткань, 1,00 г/см <sup>3</sup>			Кость, 1,50 г/см <sup>3</sup>		
Е, МэВ	$\mu$ , см <sup>2</sup> /Г	$\mu_{\text{пог}}$ , см <sup>2</sup> /Г	Е, МэВ	$\mu$ , см <sup>2</sup> /Г	$\mu_{\text{пог}}$ , см <sup>2</sup> /Г
1,00-02	4,54+00	4,38+00	1,00-02	2,65+01	2,52+01
1,50-02	1,38+00	1,22+00	1,50-02	8,24+00	7,86+00
2,00-02	6,59-01	4,88-01	2,00-02	3,61+00	3,37+00
3,00-02	3,12-01	1,39-01	3,00-02	1,16+00	9,92-01
4,00-02	2,32-01	6,29-02	4,00-02	5,80-01	4,20-01
5,00-02	2,03-01	3,88-02	5,00-02	3,73-01	2,20-01
6,00-02	1,89-01	2,99-02	6,00-02	2,80-01	1,32-01
8,00-02	1,73-01	2,49-02	8,00-02	2,04-01	6,52-02
1,00-01	1,64-01	2,47-02	1,00-01	1,73-01	4,38-02
1,50-01	1,47-01	2,71-02	1,50-01	1,43-01	3,12-02
2,00-01	1,31-01	2,92-02	2,00-01	1,25-01	2,98-02
3,00-01	1,17-01	3,16-02	3,00-01	1,11-01	3,04-02
4,00-01	1,05-01	3,25-02	4,00-01	9,90-02	3,09-02
5,00-01	9,56-02	3,28-02	5,00-01	9,02-02	3,10-02
6,00-01	8,84-02	3,25-02	6,00-01	8,34-02	3,07-02
6,62-01	8,59-02	3,23-02	6,62-01	8,10-02	3,05-02
8,00-01	7,77-02	3,16-02	8,00-01	7,32-02	2,98-02
1,00+00	6,98-02	3,07-02	1,00+00	6,58-02	2,89-02
1,25+00	6,33-02	2,93-02	1,25+00	5,97-02	2,80-02
1,50+00	5,68-02	2,80-02	1,50+00	5,36-02	2,70-02
2,00+00	4,88-02	2,58-02	2,00+00	4,62-02	2,44-02
3,00+00	3,92-02	2,25-02	3,00+00	3,75-02	2,15-02
4,00+00	3,36-02	2,04-02	4,00+00	3,27-02	1,98-02
5,00+00	3,00-02	1,90-02	5,00+00	2,95-02	1,87-02
6,00+00	2,74-02	1,82-02	6,00+00	2,74-02	1,84-02
8,00+00	2,40-02	1,65-02	8,00+00	2,47-02	1,71-02
1,00+01	2,19-02	1,57-02	1,00+01	2,31-02	1,66-02
1,50+01	1,92-02	1,45-02	1,50+01	2,12-02	1,61-02
2,00+01	1,79-02	1,39-02	2,00+01	2,05-02	1,58-02
3,00+01	1,69-02	1,33-02	3,00+01	2,03-02	1,56-02
4,00+01	1,65-02	1,31-02	4,00+01	2,05-02	1,55-02
5,00+01	1,65-02	1,28-02	5,00+01	2,08-02	1,52-02
6,00+01	1,65-02	1,27-02	6,00+01	2,11-02	1,51-02
8,00+01	1,66-02	1,24-02	8,00+01	2,17-02	1,48-02
1,00+02	1,68-02	1,22-02	1,00+02	2,22-02	1,45-02

Массовый состав биологической ткани: О – 0,762; С – 0,111;  
N – 0,026; H – 0,101.

Массовый состав кости: H – 0,040; С – 0,156; N – 0,044;  
О – 0,443; P – 0,105; Ca – 0,212.



Таблица П2.5

Дозовые ФН для точечного изотропного источника в бесконечной среде  
Вода

$E_0$ , МэВ	$\Sigma d$											
	0,5	1	2	3	4	5	6	7	8	10	15	20
0,1	2,37	4,55	11,8	23,8	41,3	65,2	96,7	137	187	321	938	2170
0,15	2,07	3,89	9,49	19,0	33,3	53,4	80,1	115	158	277	834	1960
0,2	1,92	3,42	8,31	16,0	27,0	42,2	62,5	88,5	121	208	600	1350
0,3	1,75	2,85	6,30	11,7	19,3	29,4	42,1	57,8	76,8	126	327	676
0,4	1,66	2,61	5,44	9,66	15,3	22,5	31,4	41,9	54,3	85,0	202	387
0,5	1,60	2,44	4,88	8,35	12,8	18,4	25,0	32,7	41,5	62,9	139	252
0,6	1,56	2,33	4,49	7,44	11,2	15,6	20,8	26,7	33,5	49,3	104	179
0,8	1,50	2,17	3,96	6,26	9,00	12,2	15,8	19,8	24,2	34,2	66,3	108
1,0	1,47	2,08	3,62	5,50	7,68	10,1	12,8	15,8	19,0	26,1	47,7	74,0
1,5	1,41	1,92	3,10	4,43	5,88	7,44	9,11	10,9	12,7	16,7	27,8	40,4
2,0	1,38	1,83	2,81	3,87	4,98	6,15	7,38	8,65	9,97	12,7	20,1	28,0
3,0	1,34	1,71	2,46	3,23	4,00	4,80	5,61	6,43	7,27	8,97	13,3	17,8
4,0	1,31	1,63	2,24	2,85	3,46	4,07	4,68	5,30	5,92	7,16	10,3	13,4
5,0	1,28	1,56	2,08	2,58	3,08	3,58	4,08	4,58	5,07	6,05	8,49	10,9
6,0	1,27	1,51	1,97	2,41	2,84	3,27	3,70	4,12	4,54	5,37	7,41	9,42
8,0	1,25	1,46	1,84	2,20	2,54	2,88	3,21	3,55	3,87	4,52	6,10	7,62
10,0	1,23	1,41	1,73	2,03	2,31	2,60	2,87	3,14	3,42	3,96	5,26	6,52
15,0	1,19	1,33	1,57	1,79	2,00	2,21	2,42	2,61	2,82	3,20	4,14	5,05

Бетон

$E_0$ , МэВ	$\Sigma d$											
	0,5	1	2	3	4	5	6	7	8	10	15	20
0,1	1,89	2,78	4,63	6,63	8,80	11,1	13,6	16,3	19,2	25,6	44,9	69,1
0,15	1,84	2,82	5,13	7,92	11,2	15,0	19,3	24,2	29,7	42,7	87,6	153
0,2	1,78	2,72	5,05	8,00	11,6	15,9	20,9	26,7	33,4	49,6	109	201
0,3	1,68	2,52	4,66	7,42	10,8	15,0	19,9	25,6	32,2	48,2	107	198
0,4	1,61	2,37	4,31	6,80	9,85	13,5	17,8	22,8	28,5	42,1	90,7	162
0,5	1,57	2,27	4,03	6,26	8,97	12,2	15,9	20,2	25,0	36,4	75,6	131
0,6	1,53	2,18	3,80	5,82	8,25	11,1	14,3	18,0	22,2	31,8	63,6	107
0,8	1,48	2,06	3,47	5,18	7,18	9,47	12,0	14,9	18,1	25,1	47,4	75,7
1,0	1,45	1,98	3,24	4,72	6,42	8,33	10,4	12,7	15,2	20,7	37,2	57,1
1,5	1,39	1,85	2,86	4,00	5,25	6,60	8,05	9,58	11,2	14,6	24,2	35,0
2,0	1,37	1,77	2,65	3,60	4,61	5,68	6,80	7,97	9,18	11,7	18,6	26,0
3,0	1,33	1,67	2,38	3,09	3,84	4,61	5,40	6,20	7,03	8,71	13,1	17,7
4,0	1,31	1,61	2,18	2,77	3,37	3,98	4,60	5,23	5,86	7,15	10,5	13,9
5,0	1,27	1,53	2,04	2,53	3,03	3,54	4,05	4,57	5,09	6,15	8,85	11,6
6,0	1,26	1,49	1,93	2,37	2,80	3,25	3,69	4,14	4,60	5,52	7,86	10,2
8,0	1,22	1,41	1,76	2,11	2,45	2,81	3,16	3,51	3,87	4,59	6,43	8,31
10,0	1,23	1,42	1,73	2,03	2,34	2,64	2,94	3,26	3,57	4,20	5,80	7,47
15,0	1,21	1,36	1,62	1,85	2,07	2,28	2,54	2,78	3,02	3,50	4,76	6,09

## Железо

$E_0$ , МэВ	$\Sigma d$											
	0,5	1	2	3	4	5	6	7	8	10	15	20
0,1	1,26	1,40	1,61	1,78	1,94	2,07	2,20	2,31	2,41	2,61	3,01	3,33
0,15	1,40	1,68	2,15	2,59	3,00	3,39	3,77	4,13	4,49	5,17	6,75	8,21
0,2	1,47	1,86	2,59	3,33	4,08	4,85	5,64	6,44	7,25	8,90	13,2	17,6
0,3	1,51	1,99	3,00	4,12	5,34	6,66	8,08	9,59	11,2	14,7	24,7	36,4
0,4	1,50	2,01	3,12	4,40	5,86	7,48	9,27	11,2	13,3	18,1	32,6	50,8
0,5	1,48	1,99	3,12	4,40	5,96	7,68	9,58	11,7	14,0	19,1	35,1	55,4
0,6	1,46	1,96	3,07	4,39	5,90	7,61	9,51	11,6	13,9	19,0	34,8	54,8
0,8	1,43	1,90	2,96	4,20	5,62	7,21	8,96	10,9	13,0	17,5	31,4	48,5
1,0	1,41	1,85	2,85	4,00	5,30	6,74	8,31	10,0	11,8	15,8	27,5	41,3
1,5	1,37	1,76	2,62	3,59	4,65	5,79	7,01	8,30	9,65	12,5	20,6	29,7
2,0	1,35	1,71	2,49	3,34	4,25	5,22	6,25	7,33	8,45	10,8	17,4	24,6
3,0	1,32	1,64	2,28	2,96	3,68	4,45	5,25	6,09	6,96	8,80	13,8	19,4
4,0	1,30	1,57	2,12	2,68	3,29	3,93	4,60	5,31	6,05	7,60	11,9	16,8
5,0	1,32	1,58	2,08	2,60	3,14	3,70	4,31	4,96	5,62	7,03	11,1	15,7
6,0	1,31	1,56	2,01	2,48	2,98	3,50	4,05	4,63	5,24	6,57	10,4	14,9
8,0	1,29	1,52	1,92	2,31	2,75	3,20	3,65	4,21	4,74	5,94	9,56	14,2
10,0	1,28	1,50	1,87	2,26	2,65	3,09	3,54	4,03	4,57	5,73	9,41	14,5
15	1,26	1,48	1,86	2,27	2,72	3,21	3,73	4,30	4,93	6,37	11,4	19,1

Свинец ( $8,3 + 5 = 8,3 \cdot 10^5$ )

$E_0$ , МэВ	$\Sigma d$											
	0,5	1	2	3	4	5	6	7	8	10	15	20
0,09	1,71	2,21	4,36	7,74	14,0	26,0	49,4	95,3	186	722	23400	8,3+5
0,10	1,64	2,04	3,55	5,72	9,33	15,6	26,6	46,3	81,8	265	5770	1,4+5
0,12	1,47	1,72	2,43	3,18	4,12	5,39	7,19	9,79	13,7	28,4	234	2330
0,14	1,34	1,49	1,79	1,99	2,17	2,34	2,52	2,73	2,97	3,62	7,24	18,7
0,16	1,25	1,33	1,46	1,51	1,54	1,55	1,56	1,57	1,58	1,59	1,61	1,62
0,20	1,15	1,18	1,23	1,25	1,27	1,28	1,29	1,30	1,31	1,33	1,37	1,40
0,25	1,11	1,13	1,19	1,22	1,25	1,28	1,30	1,32	1,34	1,37	1,43	1,48
0,30	1,10	1,13	1,21	1,26	1,30	1,34	1,37	1,40	1,42	1,47	1,56	1,64
0,40	1,11	1,17	1,29	1,38	1,45	1,51	1,57	1,62	1,67	1,76	1,96	2,11
0,50	1,14	1,22	1,38	1,50	1,61	1,71	1,80	1,89	1,96	2,10	2,42	2,69
0,60	1,12	1,22	1,41	1,57	1,69	1,80	1,90	2,00	2,10	2,28	2,65	2,97
0,80	1,14	1,28	1,53	1,74	1,91	2,08	2,24	2,39	2,54	2,83	3,44	4,00
1,0	1,16	1,31	1,61	1,87	2,10	2,32	2,52	2,75	2,96	3,37	4,30	5,17
2,0	1,21	1,39	1,76	2,12	2,47	2,83	3,20	3,58	3,97	4,76	6,80	8,89
3,0	1,23	1,39	1,73	2,09	2,48	2,86	3,29	3,76	4,25	5,31	8,39	12,0
4,0	1,25	1,41	1,74	2,11	2,49	2,92	3,40	3,92	4,50	5,80	10,1	16,1
5,0	1,25	1,40	1,71	2,06	2,45	2,89	3,39	3,96	4,61	6,14	11,8	21,0
6,0	1,26	1,42	1,74	2,10	2,51	2,98	3,52	4,14	4,86	6,64	13,7	26,6
8,0	1,27	1,46	1,82	2,26	2,78	3,40	4,15	5,05	6,13	8,97	22,4	53,6
10,0	1,29	1,51	1,97	2,54	3,26	4,17	5,32	6,78	8,60	13,8	42,8	128
15	1,32	1,62	2,26	3,16	4,43	6,21	8,69	12,1	16,9	32,8	164	783

Таблица П2.6

Дозовые ФН для плоского мононаправленного источника фотонов  
(нормальное падение) в барьерной геометрии. Учтено вторичное  
тормозное и характеристическое излучение.

Свинец ( $\rho = 11,34 \text{ г/см}^3$ )

$E$ , МэВ	$\Sigma d$						
	0,5	1	2	3	4	6	8
0,01	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0
0,012	1,27	1,54	1,88	2,21	2,48	3,12	3,92
0,02	1,53	1,77	2,14	2,40	2,62	3,06	3,41
0,03	1,40	1,58	1,71	1,77	1,80	1,83	1,85
0,06	1,19	1,24	1,29	1,32	1,34	1,36	1,38
0,08	1,09	1,12	1,14	1,15	1,16	1,17	1,18
0,088	1,08	1,11	1,12	1,12	1,12	1,13	1,14
0,09	1,60	2,01	2,96	4,27	6,42	16,4	44,7
0,10	1,48	1,76	2,37	3,13	4,24	8,85	19,3
0,12	1,31	1,52	1,87	2,14	2,58	3,80	5,85
0,13	1,27	1,42	1,62	1,81	1,98	2,51	3,38
0,14	1,21	1,31	1,47	1,61	1,71	1,91	2,09
0,15	1,17	1,23	1,29	1,34	1,35	1,40	1,44
0,20	1,08	1,10	1,15	1,16	1,17	1,18	1,19
0,30	1,08	1,11	1,16	1,19	1,22	1,25	1,28
0,40	1,10	1,16	1,25	1,32	1,37	1,45	1,51
0,50	1,14	1,22	1,35	1,46	1,55	1,70	1,83

Свинец

$E$ , МэВ	$\Sigma d$						
	10	15	20	25	30	35	40
0,01	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0
0,012	4,95	9,73	24,8	81,5	209	465	1500
0,02	3,72	4,41	4,97	5,53	6,05	6,47	6,90
0,03	1,86	1,89	1,91	1,94	1,97	2,01	2,04
0,06	1,39	1,42	1,45	1,48	1,51	1,54	1,58
0,08	1,19	1,22	1,25	1,27	1,29	1,32	1,35
0,088	1,14	1,15	1,16	1,17	1,18	1,19	1,20
0,09	134	2700	7,3+4	2,4+6	7,3+7	2,1+9	1+11
0,10	49,4	665	1,2+4	2,4+5	5,3+6	1,2+8	3,7+9
0,12	10,5	74,1	886	1,2+4	1,7+5	2,2+6	3,2+7
0,13	5,15	20,9	132	1100	1,0+4	1,0+5	8,7+5
0,14	2,36	4,30	11,8	41,7	170	724	3020
0,15	1,47	1,52	1,59	1,65	1,74	1,83	1,93

## Свинец

$E$ , МэВ	$\Sigma d$						
	10	15	20	25	30	35	40
0,20	1,21	1,24	1,28	1,31	1,35	1,38	1,42
0,30	1,31	1,35	1,38	1,41	1,44	1,47	1,51
0,40	1,55	1,65	1,73	1,82	1,91	1,98	2,05
0,50	1,94	2,17	2,37	2,56	2,73	2,89	3,05

Железо ( $\rho = 7,89 \text{ г/см}^3$ )

$E$ , МэВ	$\Sigma d$						
	0,5	1	2	3	4	6	8
0,01	1,54	1,94	2,75	3,89	5,62	11,2	28,4
0,012	1,50	1,90	2,55	3,16	4,13	7,24	12,7
0,014	1,59	1,94	2,43	2,88	3,26	3,63	4,29
0,015	1,70	2,00	2,27	2,46	2,62	2,83	2,97
0,03	1,10	1,17	1,26	1,34	1,41	1,49	1,55
0,05	1,08	1,12	1,18	1,23	1,26	1,30	1,33
0,08	1,10	1,16	1,27	1,34	1,40	1,48	1,53
0,10	1,13	1,24	1,37	1,49	1,59	1,75	1,87
0,15	1,26	1,44	1,71	1,97	2,17	2,56	2,88
0,20	1,42	1,62	2,06	2,52	3,00	3,82	4,71
0,30	1,47	1,73	2,36	3,00	3,68	4,95	6,44
0,40	1,58	1,79	2,43	3,12	3,93	5,52	7,44
0,50	1,60	1,83	2,52	3,33	4,19	6,00	8,10

## Железо

$E$ , МэВ	$\Sigma d$						
	10	15	20	25	30	35	40
0,01	72,4	1000	1,9+4	3,7+5	7,9+6	1,9+8	5,9+9
0,012	26,3	151	1,5+3	1,8+4	1,9+5	2,5+6	7,2+7
0,014	5,01	8,32	17,0	41,7	123	524	3980
0,015	3,05	3,24	3,38	3,50	3,64	3,80	3,93
0,03	1,60	1,65	1,68	1,70	1,72	1,74	1,77
0,05	1,35	1,39	1,40	1,41	1,42	1,43	1,44
0,08	1,57	1,63	1,67	1,72	1,76	1,80	1,85
0,10	1,99	2,19	2,36	2,52	2,65	2,76	2,86
0,15	3,16	3,77	4,26	4,83	5,35	5,86	6,32
0,20	5,69	8,17	11,0	13,6	16,3	19,0	21,8
0,30	7,95	12,0	16,4	20,7	25,6	30,2	35,6
0,40	9,68	16,0	22,7	30,6	39,4	49,0	60,0
0,50	10,4	16,9	25,0	35,5	47,6	61,8	82,6

Бетон ( $\rho = 2,35 \text{ г/см}^3$ )

$E$ , МэВ	$\Sigma d$						
	0,5	1	2	3	4	6	8
0,01	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0
0,03	1,07	1,09	1,13	1,18	1,19	1,23	1,26
0,05	1,26	1,36	1,56	1,72	1,87	2,12	2,35
0,08	1,60	1,85	2,35	2,85	3,30	4,23	5,15
0,10	1,60	1,90	2,60	3,30	4,10	5,65	7,35
0,15	1,55	1,93	2,90	3,91	4,98	7,55	10,6
0,20	1,62	1,97	2,94	4,14	5,37	8,50	12,6
0,30	1,63	1,99	2,96	4,06	5,30	8,41	12,4
0,40	1,52	1,93	2,91	4,00	5,26	8,17	11,9
0,50	1,49	1,90	2,82	3,85	5,05	7,78	11,2

Бетон ( $\rho = 2,35 \text{ г/см}^3$ )

$E$ , МэВ	$\Sigma d$						
	10	15	20	25	30	35	40
0,01	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0
0,03	1,29	1,32	1,35	1,39	1,41	1,44	1,47
0,05	2,52	2,86	3,15	3,43	3,66	3,97	4,04
0,08	6,05	8,60	11,2	13,8	16,3	18,8	21,6
0,10	9,25	14,6	21,1	28,6	35,1	44,2	56,0
0,15	14,0	25,4	41,0	61,4	89,1	119	158
0,20	17,8	33,3	55,6	85,9	126	181	245
0,30	17,5	30,9	50,7	77,6	114	160	221
0,40	16,4	29,6	49,0	75,0	110	154	214
0,50	15,4	27,4	44,7	66,8	95,5	126	167

Таблица П2.7

*Факторы накопления плоского мононаправленного источника тормозного излучения (нормальное падение) в барьерной геометрии*

Бетон ( $\rho = 2,3 \text{ г/см}^3$ )

$E_{\text{max}}$ , МэВ	$B$	Толщина барьера, см							
		10	20	40	60	80	100	120	150
4	$B_N$	3,50	5,18	7,78	10,1	12,3	14,2	16,1	18,8
	$B_E$	1,81	2,30	3,22	4,20	5,10	6,05	6,85	8,10
	$B_D$	1,91	2,50	3,65	4,70	5,85	6,90	8,03	9,50

Бетон ( $\rho = 2,3 \text{ г/см}^3$ )

$E_{\max}$ , МэВ	$B$	Толщина барьера, см							
		10	20	40	60	80	100	120	150
6	$B_N$	3,23	4,67	7,47	9,02	10,4	11,6	12,8	14,6
	$B_E$	1,64	2,06	2,75	3,20	3,70	4,13	4,50	5,03
	$B_D$	1,76	2,30	3,13	3,75	4,35	4,85	5,43	6,04
$E_{\max}$ , МэВ	$B$	Толщина барьера, см							
		25	50	75	100	125	150	175	200
8	$B_N$	4,75	6,55	8,15	9,65	11,0	12,4	13,8	15,1
	$B_E$	1,92	2,54	3,04	3,32	3,64	3,84	4,05	4,30
	$B_D$	2,18	2,94	3,55	3,93	4,30	4,55	4,84	5,00
10	$B_N$	4,25	6,20	7,65	8,93	10,2	11,4	12,7	13,9
	$B_E$	1,71	2,21	2,62	2,94	3,22	3,45	3,65	3,8
	$B_D$	1,94	2,58	3,13	3,50	3,75	4,13	4,33	4,6
15	$B_N$	3,90	5,25	6,40	7,50	8,53	9,74	10,9	12,1
	$B_E$	1,59	1,92	2,21	2,55	2,75	3,04	3,25	3,50
	$B_D$	1,75	2,24	2,58	3,03	3,25	3,45	3,64	3,80

Бетон ( $\rho = 2,3 \text{ г/см}^3$ )

$E_{\max}$ , МэВ	$B$	Толщина барьера, см							
		50	75	100	125	150	175	200	250
25	$B_N$	5,11	6,30	7,35	8,43	9,31	10,2	11,1	13,0
	$B_E$	1,62	1,85	2,13	2,33	2,53	2,74	3,00	3,50
	$B_D$	1,80	2,15	2,54	2,75	2,94	3,22	3,50	4,00
35	$B_N$	5,45	6,64	7,73	9,03	10,2	11,1	12,3	14,0
	$B_E$	1,62	1,87	2,15	2,43	2,70	2,90	3,20	3,70
	$B_D$	1,80	2,15	2,54	2,84	3,10	3,40	3,70	4,30
50	$B_N$	5,80	7,73	9,42	10,9	12,3	13,4	14,5	16,3
	$B_E$	1,62	1,91	2,24	2,48	2,77	3,04	3,31	3,85
	$B_D$	1,84	2,23	2,57	2,91	3,23	3,56	3,90	4,53

Железо ( $\rho = 7,87 \text{ г/см}^3$ )

$E_{\text{max}}$ , МэВ	$B$	Толщина барьера, см							
		5	10	15	20	25	30	35	40
4	$B_N$	4,57	7,63	10,5	12,8	15,0	17,0	19,2	21,3
	$B_E$	2,09	3,00	3,78	4,52	5,32	6,12	6,91	7,77
	$B_D$	2,61	3,86	5,02	6,10	7,18	8,20	9,30	10,3
6	$B_N$	4,41	6,58	8,50	10,7	12,8	15,0	17,0	19,3
	$B_E$	1,84	2,45	3,00	3,61	4,30	5,00	5,81	6,70
	$B_D$	2,24	3,05	4,00	4,90	5,90	6,90	7,90	9,00
$E_{\text{max}}$ , МэВ	$B$	Толщина барьера, см							
		5	10	15	20	25	30	40	50
8	$B_N$	3,85	5,80	7,55	9,40	11,3	13,3	17,5	---
	$B_E$	1,65	2,15	2,57	3,00	3,50	3,95	4,94	6,00
	$B_D$	2,00	2,74	3,40	4,17	4,95	5,61	7,00	8,18
10	$B_N$	3,54	5,30	6,90	8,70	10,4	12,1	15,6	19,0
	$B_E$	1,56	2,00	2,43	2,85	3,28	3,72	4,62	5,58
	$B_D$	1,88	2,55	3,12	3,72	4,35	4,98	6,25	7,58
$E_{\text{max}}$ , МэВ	$B$	Толщина барьера, см							
		10	20	30	40	50	60	70	80
15	$B_N$	5,60	9,10	13,0	17,2	21,4	25,4	29,3	---
	$B_E$	1,87	2,62	3,55	4,50	5,60	6,70	7,80	---
	$B_D$	2,39	3,47	4,90	6,30	7,70	9,20	10,7	---
25	$B_N$	6,03	10,8	15,5	20,0	25,0	30,0	35,0	---
	$B_E$	1,72	2,44	3,30	4,18	5,10	6,10	7,18	8,30
	$B_D$	2,15	3,30	4,63	6,00	7,41	8,80	10,2	11,6
35	$B_N$	6,80	11,1	16,2	21,9	27,6	33,0	38,3	---
	$B_E$	1,72	2,50	3,45	4,60	5,84	7,22	8,78	10,5
	$B_D$	2,20	3,28	4,67	6,21	8,00	10,0	12,2	14,6
50	$B_N$	8,90	14,9	21,1	27,5	33,8	40,0	46,6	---
	$B_E$	1,80	2,85	4,16	5,58	7,20	9,05	11,1	13,4
	$B_D$	2,40	4,04	5,92	7,90	10,3	12,8	15,6	18,6

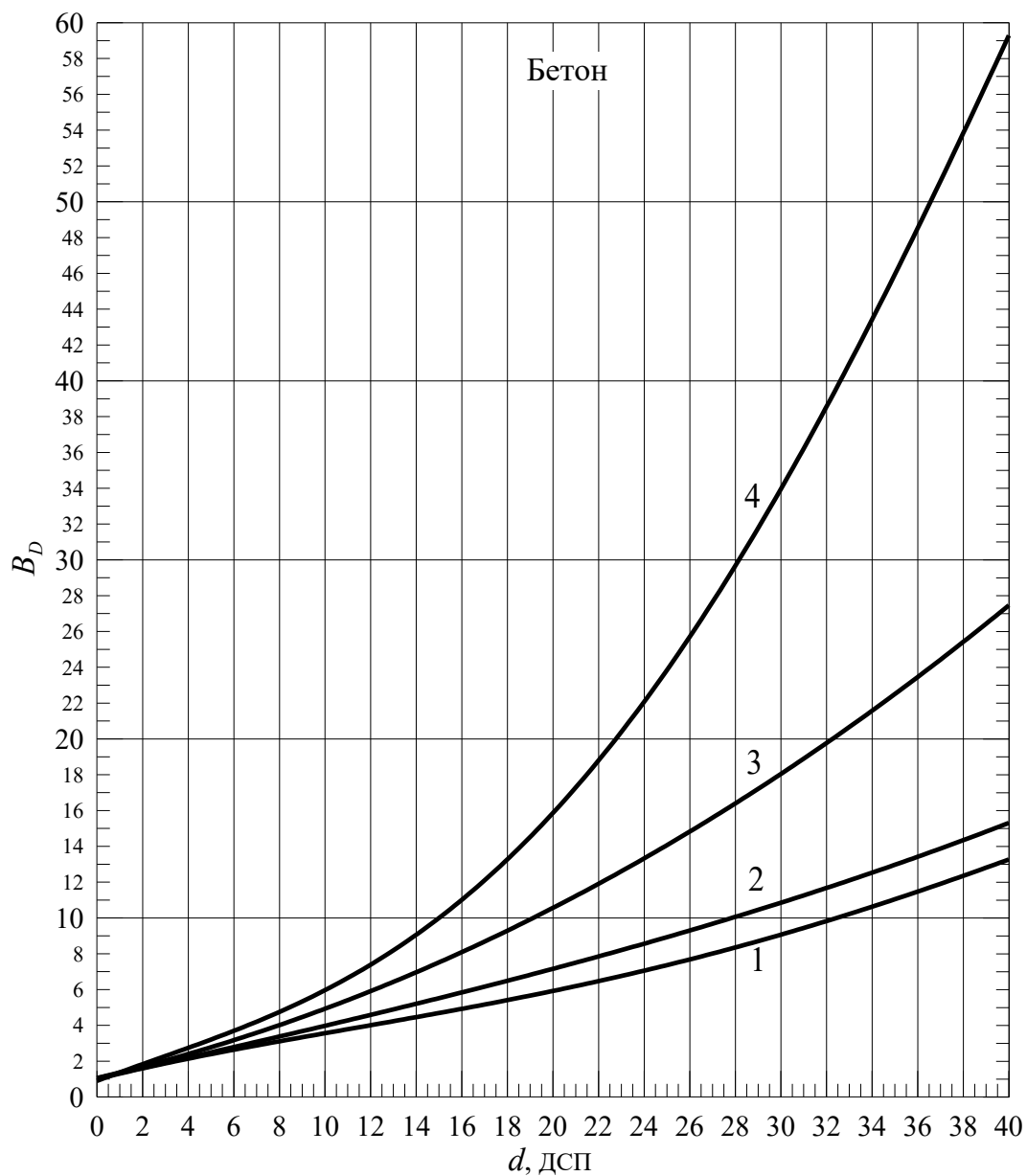


Рис. П2.1. Дозовые факторы накопления по поглощенной тканевой дозе для плоского мононаправленного источника тормозного излучения (нормальное падение) в полубесконечной геометрии из бетона ( $\rho = 2,35 \text{ г/см}^3$ ). Учтено вторичное тормозное, аннигиляционное и характеристическое излучение.

$T_0$  (МэВ): 1 – 20; 2 – 30; 3 – 40; 4 – 50



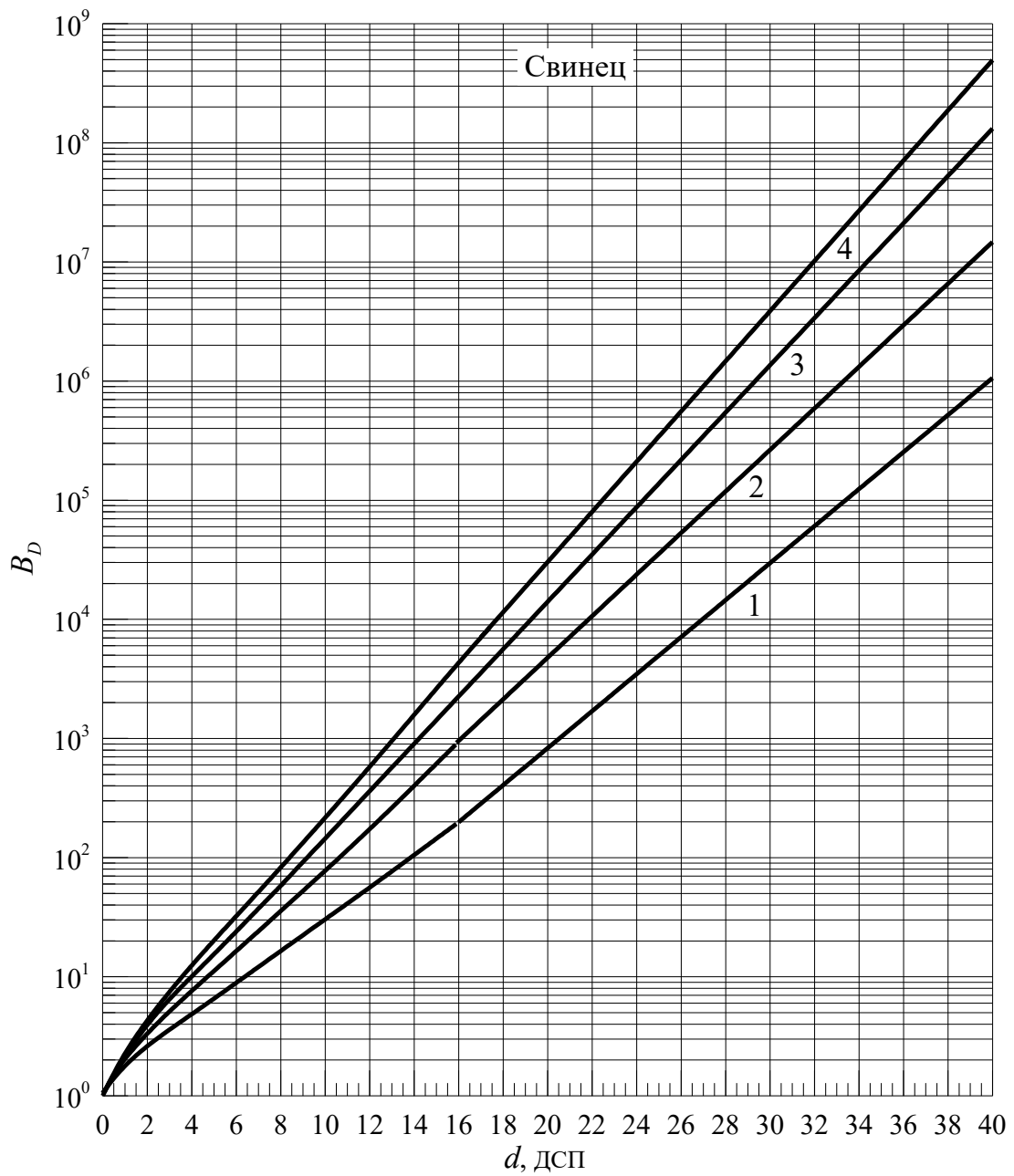


Рис. П2.2. Дозовые факторы накопления по поглощенной тканевой дозе для плоского мононаправленного источника тормозного излучения (нормальное падение) в полубесконечной геометрии из свинца ( $\rho = 11,34 \text{ г/см}^3$ ). Учтено вторичное тормозное, аннигиляционное и характеристическое излучение.  
 $T_0$  (МэВ): 1 – 20; 2 – 30; 3 – 40; 4 – 50

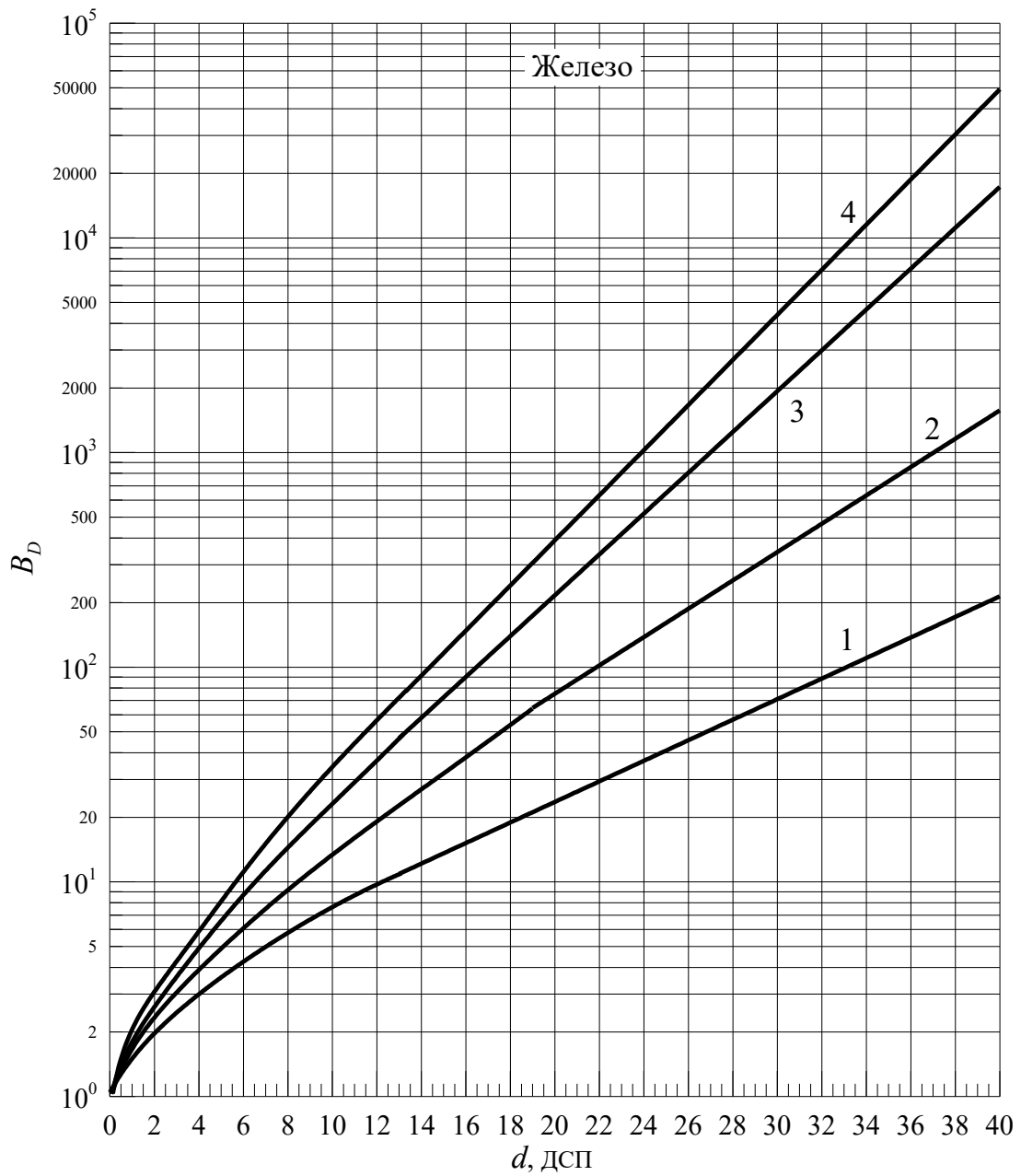


Рис. П2.3. Дозовые факторы накопления по поглощенной тканевой дозе для плоского мононаправленного источника тормозного излучения (нормальное падение) в полубесконечной геометрии из железа ( $\rho = 7,87 \text{ г/см}^3$ ). Учтено вторичное тормозное, аннигиляционное и характеристическое излучение.  
 $T_0$  (МэВ): 1 – 20; 2 – 30; 3 – 40; 4 – 50

*Универсальные таблицы для расчетов защиты от фотонного излучения  
точечных изотропных источников*

Толщина защиты из воды, см ( $\rho = 1,0 \text{ г/см}^3$ )

$k$	Энергия фотонов, МэВ											
	0,03	0,04	0,06	0,08	0,1	0,145	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,662
1,5	4	10	20	24	26	26	25	22	21	20	19	19
2	6	12	22	27	29	30	29	28	27	27	27	27
5	9	18	29	35	38	40	41	42	43	44	45	46
8	11	20	33	39	42	45	46	48	50	52	53	54
10	12	21	34	41	44	47	49	51	53	55	57	58
20	14	25	39	47	50	54	57	60	62	65	68	69
30	16	27	42	50	54	58	61	65	68	71	74	76
40	17	28	44	52	56	60	64	68	71	75	78	80
50	18	30	46	54	58	62	66	71	74	78	81	83
60	18	30	47	55	60	64	68	73	77	80	84	88
80	19	32	49	57	62	67	71	76	80	84	88	90
100	20	33	50	59	64	69	73	78	83	87	91	94
$2 \cdot 10^2$	23	36	55	64	69	75	80	86	91	96	101	104
$5 \cdot 10^2$	26	41	60	70	76	82	88	96	102	108	113	117
$10^3$	28	44	65	75	81	88	94	103	110	116	122	126
$2 \cdot 10^3$	30	48	69	80	87	94	101	110	118	125	132	136
$5 \cdot 10^3$	33	52	75	87	94	102	109	120	128	136	144	148
$10^4$	36	55	79	91	99	108	116	127	136	145	153	158
$2 \cdot 10^4$	38	58	83	96	104	113	122	134	144	153	162	167
$5 \cdot 10^4$	41	63	89	102	110	121	130	143	154	164	174	180
$10^5$	43	66	93	107	115	126	136	150	161	172	182	189
$2 \cdot 10^5$	46	69	97	112	120	132	142	157	169	180	191	198
$5 \cdot 10^5$	48	73	103	118	127	139	150	166	179	191	203	210
$10^6$	51	76	107	122	132	144	156	173	186	199	211	219
$2 \cdot 10^6$	53	79	111	127	137	150	162	179	194	207	220	228
$5 \cdot 10^6$	56	84	116	133	143	157	169	188	203	218	231	240
$10^7$	58	87	120	138	148	162	175	195	211	226	240	248
$\delta_D$										0,750	0,759	0,763

Толщина защиты из воды, см ( $\rho = 1,0 \text{ г/см}^3$ )

$k$	Энергия фотонов, МэВ										
	0,8	1,0	1,25	1,5	1,75	2,0	3,0	4,0	6,0	8,0	10
1,5	18	18	19	19	20	21	22	24	26	28	30
2	27	28	29	29	30	31	34	37	41	45	47
5	47	49	52	54	57	60	68	75	85	93	98
8	56	59	63	66	70	72	84	93	106	117	124
10	60	63	68	71	75	78	91	101	116	128	136
20	72	76	83	87	92	96	113	126	146	161	172
30	79	84	91	96	102	107	125	140	163	180	192
40	84	89	97	102	108	114	134	150	175	194	207
50	87	93	101	107	114	119	140	158	184	204	218
60	90	96	105	111	118	124	146	164	192	213	228
80	95	102	110	117	124	131	154	174	204	226	242
100	98	105	115	122	129	136	161	181	213	236	253
$2 \cdot 10^2$	109	117	128	136	145	152	181	205	241	268	288
$5 \cdot 10^2$	123	133	145	154	165	174	207	235	278	310	333
$10^3$	134	144	158	168	180	190	227	258	305	341	367
$2 \cdot 10^3$	144	156	170	182	195	206	246	280	333	372	401
$5 \cdot 10^3$	157	170	187	200	214	226	271	310	369	413	445
$10^4$	167	181	199	213	228	241	290	332	395	443	478
$2 \cdot 10^4$	178	193	212	227	243	257	309	353	422	473	512
$5 \cdot 10^4$	191	207	228	244	262	277	334	383	457	513	555
$10^5$	201	218	240	258	277	293	353	405	484	544	588
$2 \cdot 10^5$	211	229	252	271	291	308	372	427	511	574	622
$5 \cdot 10^5$	223	243	268	288	309	328	397	455	546	614	665
$10^6$	233	254	280	301	323	343	415	477	573	644	698
$2 \cdot 10^6$	243	265	292	314	338	358	434	498	599	674	731
$5 \cdot 10^6$	256	279	308	331	356	378	458	527	634	713	774
$10^7$	265	290	320	344	370	393	477	548	660	743	806
$\delta_D$	0,777	0,797	0,839	0,863	0,879	0,892	0,924	0,941	0,961	0,970	0,974

Толщина защиты из бетона, см ( $\rho = 2,3 \text{ г/см}^3$ )

$k$	Энергия фотонов, МэВ											
	0,03	0,04	0,06	0,08	0,1	0,145	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,662
1,5	0,2	0,6	4,3	3,7	4,9	6,4	7,2	7,5	7,6	7,6	7,6	7,7
2	0,4	0,9	4,5	4,8	6,2	8,0	9,0	9,9	10,4	10,8	11,1	11,3
5	0,8	1,8	5,0	7,6	9,7	12,5	14,3	16,2	17,5	18,5	19,3	19,8
8	1,0	2,2	5,7	9,0	11,3	14,6	16,8	19,0	20,7	22,0	23,1	23,8
10	1,0	2,4	6,2	9,6	12,1	15,6	17,9	20,4	22,2	23,6	24,8	25,6
20	1,3	3,0	7,5	11,5	14,4	18,4	21,2	24,3	26,6	28,4	29,9	30,9
30	1,5	3,4	8,3	12,6	15,7	20,1	23,1	26,5	29,1	31,1	32,9	34,0
40	1,6	3,6	8,9	13,4	16,7	21,2	24,4	28,1	30,8	33,0	34,9	36,1
50	1,7	3,8	9,3	14,0	17,4	22,1	25,5	29,3	32,2	34,5	36,5	37,7
60	1,8	4,0	9,6	14,5	18,0	22,8	26,3	30,2	33,3	35,6	37,7	39,0
80	1,9	4,2	10,2	15,3	18,9	24,0	27,6	31,8	35,0	37,5	39,7	41,1
100	2,0	4,4	10,6	15,8	19,6	24,8	28,6	32,9	36,3	38,9	41,2	42,7
$2 \cdot 10^2$	2,3	5,0	11,9	17,6	21,7	27,5	31,6	36,4	40,2	43,2	45,9	47,5
$5 \cdot 10^2$	2,7	5,8	13,6	20,0	24,5	31,0	35,6	41,1	45,4	48,8	51,9	53,8
$10^3$	3,0	6,4	14,8	21,8	26,6	33,5	38,5	44,4	49,2	52,9	56,4	58,5
$2 \cdot 10^3$	3,2	7,0	16,1	23,5	28,7	36,0	41,4	47,8	52,9	57,0	60,7	63,0
$5 \cdot 10^3$	3,6	7,8	17,7	25,8	31,4	39,4	45,2	52,2	57,8	62,4	66,5	69,0
$10^4$	3,9	8,3	19,0	27,5	33,4	41,9	48,1	55,6	61,6	66,4	70,8	73,5
$2 \cdot 10^4$	4,2	8,9	20,2	29,2	35,5	44,4	50,9	58,9	65,3	70,5	75,2	78,0
$5 \cdot 10^4$	4,6	9,7	21,8	31,5	38,2	47,7	54,7	63,3	70,2	75,8	80,9	84,0
$10^5$	4,8	10,3	23,1	33,2	40,2	50,2	57,4	66,5	73,8	79,7	85,1	88,4
$2 \cdot 10^5$	5,1	10,9	24,3	34,9	42,2	52,6	60,2	69,7	77,3	83,6	89,3	92,8
$5 \cdot 10^5$	5,5	11,6	25,9	37,1	44,8	55,8	63,9	73,9	82,1	88,8	94,8	98,5
$10^6$	5,8	12,2	27,2	38,8	46,8	58,2	66,7	77,1	85,7	92,6	99,0	103
$2 \cdot 10^6$	6,1	12,8	28,4	40,5	48,8	60,7	69,4	80,4	89,2	96,5	103	107
$5 \cdot 10^6$	6,4	13,6	30,0	42,7	51,4	63,9	73,0	84,5	93,9	102	109	113
$10^7$	6,7	14,1	31,2	44,4	53,4	66,2	75,7	87,7	97,4	105	113	117
$\delta_D$										0,799	0,810	0,815

Толщина защиты из бетона, см ( $\rho = 2,3 \text{ г/см}^3$ )

$k$	Энергия фотонов, МэВ										
	0,8	1,0	1,25	1,5	1,75	2,0	3,0	4,0	6,0	8,0	10
1,5	7,8	8,0	8,4	8,7	9,1	9,2	10,2	10,9	11,4	11,5	12,4
2	11,5	11,9	12,5	13,0	13,6	14,0	15,8	16,9	18,2	18,7	19,9
5	20,7	22,1	23,8	25,2	26,5	27,6	31,6	34,2	37,7	39,5	41,4
8	25,0	26,8	28,8	30,6	32,4	33,8	39,0	42,5	47,3	49,7	51,9
10	26,9	28,9	31,2	33,2	35,1	36,7	42,4	46,3	51,7	54,5	56,9
20	32,6	35,3	38,2	40,7	43,2	45,3	52,8	57,9	65,1	69,0	72,2
30	35,9	38,8	42,2	45,0	47,9	50,2	58,7	64,6	72,8	77,4	81,0
40	38,2	41,4	44,9	48,1	51,1	53,6	62,8	69,2	78,3	83,4	87,2
50	39,9	43,3	47,1	50,4	53,6	56,2	66,0	72,8	82,5	88,0	92,0
60	41,3	44,8	48,8	52,3	55,6	58,4	68,6	75,7	85,8	91,7	95,9
80	43,6	47,3	51,5	55,2	58,8	61,7	72,6	80,3	91,2	97,5	102
100	45,3	49,2	53,6	57,4	61,2	64,3	75,7	83,8	95,3	102	107
$2 \cdot 10^2$	50,5	55,0	60,0	64,4	68,7	72,2	85,3	94,6	108	116	121
$5 \cdot 10^2$	57,2	62,4	68,2	73,3	78,3	82,4	97,8	109	125	134	141
$10^3$	62,3	68,0	74,4	80,0	85,5	90,1	107	119	137	148	155
$2 \cdot 10^3$	67,1	73,4	80,4	86,7	92,7	97,7	116	130	149	161	169
$5 \cdot 10^3$	73,6	80,5	88,2	95,2	102	108	128	143	165	179	188
$10^4$	78,5	85,9	94,2	102	109	115	137	154	178	192	202
$2 \cdot 10^4$	83,3	91,3	100	108	116	122	146	164	190	206	216
$5 \cdot 10^4$	89,8	98,4	108	117	125	132	158	177	205	223	235
$10^5$	94,5	104	114	123	132	140	167	188	218	236	249
$2 \cdot 10^5$	99,2	109	120	130	139	147	176	198	230	250	263
$5 \cdot 10^5$	105	116	127	138	148	157	188	211	245	267	281
$10^6$	110	121	133	144	155	164	197	221	257	280	295
$2 \cdot 10^6$	115	126	139	151	162	171	206	231	269	293	309
$5 \cdot 10^6$	121	133	146,	159	170	180	217	244	285	310	327
$10^7$	126	138	152	165	177	188	226	254	297	323	341
$\delta_D$	0,829	0,845	0,867	0,882	0,895	0,905	0,930	0,946	0,965	0,976	0,983

Толщина защиты из железа, см ( $\rho = 7,89 \text{ г/см}^3$ )

$k$	Энергия фотонов, МэВ											
	0,03	0,04	0,06	0,08	0,1	0,145	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,662
1,5	0,01	0,01	0,08	0,14	0,26	0,57	0,98	1,4	1,6	1,8	1,9	2,0
2	0,01	0,03	0,09	0,22	0,40	0,83	1,4	2,0	2,4	2,6	2,8	2,9
5	0,03	0,06	0,20	0,46	0,81	1,6	2,6	3,6	4,4	4,8	5,2	5,4
8	0,03	0,08	0,26	0,58	1,0	2,0	3,2	4,4	5,3	5,9	6,4	6,6
10	0,04	0,09	0,29	0,64	1,1	2,2	3,4	4,8	5,7	6,4	6,9	7,2
20	0,05	0,12	0,37	0,81	1,4	2,7	4,2	5,8	7,0	7,8	8,5	8,8
30	0,06	0,13	0,42	0,91	1,6	3,0	4,7	6,4	7,7	8,6	9,3	9,7
40	0,06	0,14	0,45	0,98	1,7	3,2	5,0	6,9	8,2	9,2	10,0	10,4
50	0,06	0,15	0,48	1,0	1,8	3,4	5,3	7,2	8,6	9,6	10,4	10,8
60	0,07	0,16	0,50	1,1	1,8	3,5	5,5	7,5	8,9	10,0	10,8	11,2
80	0,07	0,17	0,53	1,2	2,0	3,7	5,8	7,9	9,4	10,5	11,4	11,9
100	0,08	0,18	0,56	1,2	2,1	3,9	6,0	8,2	9,8	11,0	11,9	12,4
$2 \cdot 10^2$	0,09	0,20	0,64	1,4	2,3	4,4	6,8	9,2	11,0	12,3	13,3	13,8
$5 \cdot 10^2$	0,10	0,24	0,75	1,6	2,7	5,1	7,8	10,5	12,5	13,9	15,1	15,7
$10^3$	0,11	0,26	0,83	1,8	3,0	5,6	8,5	11,4	13,6	15,2	16,5	17,2
$2 \cdot 10^3$	0,12	0,29	0,91	1,9	3,3	6,0	9,2	12,4	14,7	16,5	17,8	18,6
$5 \cdot 10^3$	0,14	0,32	1,0	2,2	3,6	6,7	10,2	13,6	16,2	18,1	19,6	20,4
$10^4$	0,15	0,35	1,1	2,3	4,0	7,2	10,9	14,5	17,3	19,3	20,9	21,8
$2 \cdot 10^4$	0,16	0,37	1,2	2,5	4,2	7,7	11,6	15,5	18,4	20,5	22,3	23,2
$5 \cdot 10^4$	0,18	0,41	1,3	2,7	4,6	8,3	12,5	16,7	19,8	22,1	24,0	25,0
$10^5$	0,19	0,44	1,4	2,9	4,8	8,8	13,2	17,6	20,9	23,3	25,3	26,4
$2 \cdot 10^5$	0,20	0,46	1,4	3,1	5,1	9,3	13,9	18,5	22,0	24,5	26,6	27,7
$5 \cdot 10^5$	0,22	0,50	1,6	3,3	5,5	9,9	14,9	19,7	23,4	26,1	28,3	29,5
$10^6$	0,23	0,52	1,6	3,4	5,7	10,4	15,5	20,6	24,4	27,3	29,6	30,8
$2 \cdot 10^6$	0,24	0,55	1,7	3,6	6,0	10,9	16,2	21,5	25,5	28,4	30,9	32,2
$5 \cdot 10^6$	0,25	0,58	1,8	3,8	6,4	11,5	17,2	22,7	26,9	30,0	32,6	33,9
$10^7$	0,26	0,61	1,9	4,0	6,6	12,0	17,9	23,6	28,0	31,2	33,8	35,2
$\delta_D$										0,869	0,879	0,883

Толщина защиты из железа, см ( $\rho = 7,89 \text{ г/см}^3$ )

$k$	Энергия фотонов, МэВ										
	0,8	1,0	1,25	1,5	1,75	2,0	3,0	4,0	6,0	8,0	10
1,5	2,1	2,2	2,4	2,5	2,6	2,7	2,9	3,0	3,2	3,2	3,1
2	3,1	3,3	3,5	3,8	3,9	4,1	4,5	4,6	4,9	4,9	4,8
5	5,9	6,4	6,9	7,4	7,8	8,2	9,1	9,5	10,0	9,9	9,8
8	7,2	7,8	8,4	9,1	9,6	10,1	11,3	11,9	12,4	12,4	12,3
10	7,8	8,5	9,2	9,9	10,4	11,0	12,3	12,9	13,6	13,5	13,4
20	9,5	10,4	11,3	12,3	12,9	13,7	15,4	16,3	17,1	17,1	16,9
30	10,5	11,5	12,5	13,6	14,3	15,2	17,1	18,2	19,1	19,2	19,0
40	11,2	12,3	13,4	14,6	15,3	16,3	18,4	19,5	20,5	20,6	20,4
50	11,8	12,9	14,1	15,3	16,1	17,1	19,3	20,5	21,6	21,7	21,6
60	12,2	13,4	14,6	15,9	16,7	17,8	20,1	21,3	22,5	22,6	22,5
80	12,9	14,2	15,4	16,8	17,7	18,8	21,3	22,7	23,9	24,1	23,9
100	13,4	14,7	16,1	17,5	18,4	19,6	22,2	23,7	25,0	25,1	25,0
$2 \cdot 10^2$	15,1	16,5	18,0	19,7	20,7	22,0	25,1	26,8	28,4	28,6	28,4
$5 \cdot 10^2$	17,1	18,8	20,6	22,4	23,7	25,2	28,8	30,8	32,7	33,1	32,9
$10^3$	18,7	20,6	22,5	24,5	25,9	27,6	31,6	33,8	36,0	36,4	36,2
$2 \cdot 10^3$	20,2	22,3	24,4	26,6	28,1	30,0	34,3	36,9	39,2	39,8	39,6
$5 \cdot 10^3$	22,2	24,5	26,8	29,3	30,9	33,0	37,9	40,8	43,5	44,1	44,0
$10^4$	23,7	26,2	28,6	31,3	33,1	35,3	40,6	43,7	46,7	47,4	47,3
$2 \cdot 10^4$	25,3	27,8	30,5	33,3	35,2	37,6	43,3	46,6	49,9	50,7	50,6
$5 \cdot 10^4$	27,2	30,0	32,9	36,0	38,1	40,7	46,8	50,5	54,1	55,0	54,9
$10^5$	28,8	31,7	34,7	38,0	40,2	43,0	49,5	53,4	57,2	58,3	58,2
$2 \cdot 10^5$	30,2	33,3	36,5	40,0	42,4	45,2	52,2	56,4	60,4	61,6	61,5
$5 \cdot 10^5$	32,2	35,5	38,9	42,6	45,1	48,2	55,6	60,2	64,6	65,9	65,8
$10^6$	33,6	37,1	40,7	44,6	47,2	50,4	58,3	63,0	67,7	69,1	69,0
$2 \cdot 10^6$	35,1	38,7	42,5	46,5	49,3	52,7	60,9	65,9	70,8	72,3	72,3
$5 \cdot 10^6$	37,0	40,8	44,8	49,1	52,0	55,6	64,3	69,7	74,9	76,6	76,6
$10^7$	38,5	42,5	46,6	51,1	54,1	57,9	67,0	72,5	78,0	79,8	79,8
$\delta_D$	0,893	0,903	0,911	0,919	0,924	0,929	0,943	0,956	0,973	0,983	0,987



Толщина защиты из свинца, см ( $\rho = 11,34 \text{ г/см}^3$ )

$k$	Энергия фотонов, МэВ										
	0,10	0,14	0,16	0,18	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,662	0,8
1,5	0,02	0,03	0,03	0,03	0,05	0,12	0,21	0,32	0,39	0,45	0,58
2	0,03	0,04	0,05	0,05	0,08	0,19	0,34	0,52	0,65	0,75	0,97
5	0,06	0,08	0,10	0,11	0,17	0,42	0,76	1,1	1,5	1,7	2,1
8	0,08	0,10	0,13	0,13	0,21	0,54	0,97	1,4	1,9	2,1	2,7
10	0,08	0,11	0,14	0,15	0,24	0,59	1,1	1,6	2,0	2,3	3,0
20	0,11	0,14	0,18	0,19	0,30	0,76	1,4	2,0	2,6	3,0	3,8
30	0,12	0,16	0,20	0,21	0,34	0,86	1,5	2,3	3,0	3,4	4,3
40	0,14	0,17	0,22	0,23	0,37	0,93	1,7	2,5	3,2	3,6	4,6
50	0,14	0,18	0,23	0,24	0,39	0,98	1,8	2,6	3,4	3,8	4,8
60	0,15	0,18	0,24	0,25	0,40	1,0	1,8	2,7	3,5	4,0	5,0
80	0,16	0,19	0,25	0,27	0,43	1,1	2,0	2,9	3,7	4,2	5,4
100	0,17	0,20	0,26	0,28	0,45	1,2	2,1	3,0	3,9	4,4	5,6
$2 \cdot 10^2$	0,20	0,23	0,30	0,32	0,52	1,3	2,4	3,5	4,5	5,1	6,4
$5 \cdot 10^2$	0,24	0,27	0,35	0,37	0,60	1,5	2,7	4,0	5,2	5,9	7,4
$10^3$	0,28	0,30	0,39	0,41	0,67	1,7	3,0	4,4	5,7	6,5	8,2
$2 \cdot 10^3$	0,31	0,32	0,42	0,45	0,74	1,9	3,3	4,9	6,3	7,1	9,0
$5 \cdot 10^3$	0,35	0,36	0,47	0,50	0,82	2,1	3,7	5,4	7,0	8,0	10,0
$10^4$	0,38	0,39	0,51	0,54	0,89	2,3	4,0	5,8	7,6	8,6	10,8
$2 \cdot 10^4$	0,42	0,42	0,55	0,58	0,95	2,4	4,3	6,3	8,1	9,2	11,5
$5 \cdot 10^4$	0,46	0,46	0,59	0,64	1,0	2,6	4,7	6,8	8,8	10,0	12,5
$10^5$	0,50	0,49	0,63	0,68	1,1	2,8	5,0	7,2	9,3	10,6	13,3
$2 \cdot 10^5$	0,53	0,52	0,67	0,72	1,2	3,0	5,3	7,7	9,9	11,2	14,1
$5 \cdot 10^5$	0,58	0,56	0,72	0,77	1,2	3,2	5,6	8,2	10,6	12,0	15,1
$10^6$	0,61	0,59	0,75	0,81	1,3	3,4	5,9	8,6	11,1	12,6	15,8
$2 \cdot 10^6$	0,65	0,62	0,79	0,85	1,4	3,5	6,2	9,1	11,6	13,2	16,6
$5 \cdot 10^6$	0,69	0,66	0,84	0,90	1,5	3,7	6,6	9,6	12,4	14,0	17,6
$10^7$	0,72	0,70	0,87	0,94	1,5	3,9	6,9	10,0	12,9	14,6	18,3
$\delta_D$								0,983	0,984	0,984	0,984

Толщина защиты из свинца, см ( $\rho = 11,34 \text{ г/см}^3$ )

$k$	Энергия фотонов, МэВ										
	0,9	1,0	1,25	1,5	1,75	2,0	3,0	4,0	6,0	8,0	10
1,5	0,66	0,74	0,89	1,0	1,1	1,2	1,4	1,4	1,4	1,4	1,3
2	1,1	1,2	1,5	1,7	1,9	2,0	2,2	2,2	2,1	2,1	2,1
5	2,4	2,7	3,2	3,7	4,0	4,4	4,7	4,7	4,5	4,4	4,3
8	3,1	3,4	4,1	4,7	5,1	5,5	5,9	5,9	5,6	5,5	5,5
10	3,4	3,8	4,5	5,2	5,6	6,0	6,5	6,5	6,2	6,1	6,0
20	4,3	4,8	5,7	6,6	7,1	7,6	8,3	8,2	7,9	7,7	7,7
30	4,8	5,4	6,4	7,4	8,0	8,6	9,3	9,3	8,9	8,7	8,7
40	5,2	5,8	6,9	8,0	8,6	9,2	10,0	10,0	9,6	9,4	9,4
50	5,5	6,1	7,3	8,4	9,1	9,7	10,6	10,6	10,1	9,9	9,9
60	5,7	6,4	7,6	8,7	9,4	10,1	11,0	11,0	10,6	10,4	10,3
80	6,1	6,8	8,1	9,3	10,0	10,8	11,8	11,7	11,3	11,1	11,0
100	6,4	7,1	8,4	9,7	10,5	11,3	12,3	12,3	11,8	11,6	11,6
$2 \cdot 10^2$	7,3	8,1	9,6	11,1	12,0	12,8	14,0	14,0	13,5	13,3	13,2
$5 \cdot 10^2$	8,4	9,4	11,1	12,8	13,8	14,9	16,3	16,3	15,7	15,5	15,4
$10^3$	9,3	10,4	12,3	14,1	15,3	16,4	17,9	17,9	17,4	17,1	17,1
$2 \cdot 10^3$	10,2	11,3	13,4	15,5	16,7	17,9	19,6	19,6	19,0	18,7	18,7
$5 \cdot 10^3$	11,3	12,6	14,9	17,2	18,5	19,8	21,8	21,8	21,2	20,9	20,9
$10^4$	12,2	13,5	16,0	18,5	19,9	21,3	23,4	23,5	22,9	22,5	22,5
$2 \cdot 10^4$	13,0	14,5	17,2	19,7	21,3	22,8	25,1	25,1	24,5	24,2	24,1
$5 \cdot 10^4$	14,2	15,7	18,6	21,4	23,1	24,7	27,2	27,3	26,7	26,3	26,3
$10^5$	15,0	16,7	19,7	22,7	24,5	26,2	28,9	29,0	28,3	28,0	27,9
$2 \cdot 10^5$	15,9	17,6	20,9	24,0	25,8	27,7	30,5	30,6	29,9	29,6	29,5
$5 \cdot 10^5$	17,0	18,9	22,3	25,7	27,7	29,6	32,6	32,8	32,1	31,7	31,6
$10^6$	17,9	19,8	23,4	27,0	29,0	31,1	34,2	34,4	33,7	33,3	33,3
$2 \cdot 10^6$	18,7	20,8	24,5	28,2	30,4	32,5	35,8	36,0	35,3	34,9	34,9
$5 \cdot 10^6$	19,8	22,0	26,0	29,9	32,2	34,4	37,9	38,2	37,5	37,1	37,0
$10^7$	20,7	22,9	27,1	31,1	33,5	35,8	39,5	39,8	39,1	38,7	38,6
$\delta_D$	0,985	0,986	0,986	0,987	0,988	0,989	0,990	0,993	0,994	0,995	0,996

Таблица П2.9

Универсальные таблицы для расчета толщины защиты (см) из свинцового стекла марки ТФ-5 ( $\rho = 4,77 \text{ г/см}^3$ ) от фотонного излучения широкого пучка

$k$	Энергия фотонов, МэВ									
	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
1,5	0,3	0,4	0,8	0,9	1,1	1,4	1,6	1,8	2,0	2,2
2	0,4	0,7	1,1	1,4	1,8	2,2	2,6	2,9	3,2	3,6
5	0,6	1,5	2,3	3,0	3,8	4,6	5,4	6,2	6,8	7,6
8	0,9	1,9	2,8	3,8	4,8	5,8	6,8	7,7	8,6	9,6
10	1,0	2,1	3,1	4,0	5,2	6,3	7,4	8,4	9,4	10,5
20	1,2	2,7	3,8	5,0	6,6	8,0	9,2	10,4	11,8	13,2
30	1,3	2,9	4,1	5,4	7,1	8,7	10,0	11,3	12,8	14,4
40	1,4	3,1	4,5	5,9	7,7	9,4	10,8	12,3	14,0	15,5
50	1,5	3,3	4,8	6,3	8,2	10,0	11,6	13,2	15,0	16,6
60	1,6	3,5	5,0	6,7	8,6	10,5	12,1	13,8	15,8	17,5
80	1,7	3,7	5,4	7,1	9,2	11,1	12,8	14,4	16,6	18,4
100	1,8	3,9	5,6	7,4	9,6	11,6	13,6	15,0	17,4	19,2
$2 \cdot 10^2$	2,1	4,4	6,2	8,4	10,8	13,2	15,4	17,3	19,6	21,7
$5 \cdot 10^2$	2,4	5,0	7,2	9,7	12,5	15,4	17,8	20,0	22,6	24,8
$10^3$	2,6	5,4	8,0	10,7	13,8	17,0	19,7	22,1	24,7	27,3
$2 \cdot 10^3$	2,9	5,8	8,6	11,7	15,0	18,6	21,4	24,2	27,0	29,6
$5 \cdot 10^3$	3,2	6,4	9,6	12,9	16,8	20,6	23,9	26,9	30,0	32,8
$10^4$	3,4	7,0	10,4	14,0	18,0	22,3	25,7	29,0	32,2	35,2
$2 \cdot 10^4$	3,7	7,4	11,1	15,0	19,4	23,9	27,6	31,0	34,3	37,6
$5 \cdot 10^4$	4,0	8,0	12,0	16,4	21,2	25,9	30,0	33,8	37,4	40,8
$10^5$	4,2	8,5	12,8	17,2	22,4	27,6	31,8	35,8	39,7	43,2
$2 \cdot 10^5$	4,5	9,5	13,4	18,3	23,6	29,2	33,6	37,8	41,9	45,5
$5 \cdot 10^5$	4,8	9,6	14,4	19,6	25,3	31,1	36,0	40,6	44,8	48,6
$10^6$	5,0	10,0	15,0	20,6	26,6	32,8	37,8	42,6	47,2	51,0
$2 \cdot 10^6$	5,3	10,5	15,6	21,6	27,9	34,4	39,6	44,6	49,4	53,3
$5 \cdot 10^6$	5,6	11,1	16,6	22,9	29,6	36,3	42,0	44,4	52,4	56,4
$10^7$	5,8	11,5	17,3	23,9	30,9	38,0	43,8	49,4	54,7	58,9

$k$	Энергия фотонов, МэВ									
	1,25	1,5	1,75	2,0	2,2	3,0	4,0	6,0	8,0	10,0
1,5	2,5	2,8	2,9	3,0	3,2	3,4	3,5	3,2	2,8	2,5
2	4,0	4,4	4,8	5,0	5,3	5,6	5,7	5,4	4,8	4,2
5	8,8	9,8	10,5	11,0	11,5	12,0	12,7	12,2	11,4	10,2
8	11,0	12,3	13,2	14,0	14,6	15,5	16,2	15,6	14,6	13,4
10	12,0	13,6	14,5	15,3	16,0	17,1	17,8	17,2	16,2	14,8
20	15,2	17,0	18,3	19,4	20,2	21,8	22,7	22,1	21,2	19,7
30	16,6	18,6	20,0	21,2	22,0	23,8	25,3	24,8	24,0	22,4
40	17,9	20,0	21,6	22,9	23,8	25,8	27,5	27,0	26,0	24,4
50	19,2	21,4	23,2	24,6	25,6	27,8	29,1	28,5	27,6	25,9
60	20,1	22,4	24,3	25,8	26,6	29,2	30,6	29,8	28,8	27,2
80	21,1	23,5	25,5	27,2	27,6	30,7	32,3	31,8	30,9	29,1
100	22,0	24,5	26,6	28,4	28,6	32,1	33,8	33,3	32,4	30,6
$2 \cdot 10^2$	24,8	27,6	29,9	32,2	33,3	36,6	38,4	38,2	37,4	35,4
$5 \cdot 10^2$	28,4	31,6	34,2	36,4	38,1	42,2	44,3	44,8	43,8	41,6
$10^3$	31,2	34,7	37,6	40,2	41,8	46,3	48,6	49,6	48,7	46,4
$2 \cdot 10^3$	33,8	37,7	40,8	43,7	45,5	50,5	53,0	54,5	53,7	51,1
$5 \cdot 10^3$	37,4	41,8	45,1	48,4	50,4	56,0	57,0	61,1	60,0	57,4
$10^4$	40,2	44,8	48,4	51,8	54,2	60,2	63,6	66,1	65,3	62,4
$2 \cdot 10^4$	43,0	48,0	51,6	55,4	57,9	64,6	68,0	71,0	70,2	67,0
$5 \cdot 10^4$	46,6	52,0	56,0	60,0	62,8	70,0	73,7	77,4	76,6	73,2
$10^5$	49,3	55,0	59,2	63,4	66,4	74,2	78,0	82,2	81,4	77,8
$2 \cdot 10^5$	52,0	58,0	62,6	67,0	70,1	78,4	82,5	87,2	86,4	82,5
$5 \cdot 10^5$	55,6	62,2	66,8	71,5	75,0	84,0	88,3	93,5	92,7	88,6
$10^6$	58,2	65,3	70,0	75,0	78,7	88,0	92,6	98,4	97,6	93,3
$2 \cdot 10^6$	60,9	68,3	73,3	78,6	82,4	92,3	97,1	103,4	102,6	98,0
$5 \cdot 10^6$	65,5	72,5	77,6	83,1	87,3	97,8	102,9	109,7	108,9	104,1
$10^7$	67,2	75,6	80,8	86,6	91,0	101,9	107,4	114,6	113,8	108,8

Таблица П2.10

Массовая тормозная способность ( $\text{МэВ}\cdot\text{см}^2/\text{г}$ ) для электронов:  $(-dE/dx)_{col}$  – на столкновения,  $(-dE/dx)_{rad}$  – на излучение,  $(-dE/dx)$  – полная.  $3,161 - 3 = 0,003161$

T, МэВ	Углерод			Алюминий		
	$(-dE/dx)_{col}$	$(-dE/dx)_{rad}$	$(-dE/dx)$	$(-dE/dx)_{col}$	$(-dE/dx)_{rad}$	$(-dE/dx)$
0,01	20,08	3,161-3	20,08	16,43	6,542-3	16,44
0,015	14,66	3,132-3	14,66	12,16	6,614-3	12,17
0,02	11,73	3,129-3	11,74	9,811	6,781-3	9,818
0,03	8,601	3,172-3	8,604	7,263	6,973-3	7,270
0,04	6,931	3,181-3	6,935	5,890	7,038-3	5,897
0,05	5,886	3,182-3	5,890	5,024	7,092-3	5,031
0,06	5,168	3,221-3	5,171	4,426	7,184-3	4,433
0,08	4,242	3,312-3	4,246	3,651	7,293-3	3,658
0,1	3,670	3,381-3	3,674	3,170	7,407-3	3,177
0,15	2,888	3,647-3	2,892	2,509	7,900-3	2,517
0,2	2,492	3,876-3	2,495	2,173	8,293-3	2,181
0,3	2,101	4,410-3	2,105	1,841	9,389-3	1,851
0,4	1,916	5,083-3	1,921	1,685	1,071-2	1,696
0,5	1,809	5,894-3	1,815	1,596	1,215-2	1,609
0,6	1,741	6,703-3	1,747	1,541	1,341-2	1,554
0,8	1,666	8,236-3	1,674	1,482	1,684-2	1,498
1,0	1,631	1,033-2	1,641	1,456	2,069-2	1,477
1,5	1,604	1,562-2	1,620	1,443	3,133-2	1,474
2,0	1,606	2,206-2	1,628	1,452	4,291-2	1,495
3,0	1,626	3,524-2	1,661	1,482	6,754-2	1,550
4,0	1,648	5,033-2	1,698	1,510	9,524-2	1,605
5,0	1,666	6,703-2	1,733	1,534	1,257-1	1,659
6,0	1,682	8,274-2	1,765	1,554	1,553-1	1,709
8,0	1,708	1,162-1	1,824	1,586	2,184-1	1,804
10,0	1,728	1,527-1	1,881	1,611	2,863-1	1,897
15,0	1,763	2,454-1	2,009	1,655	4,557-1	2,110
20,0	1,787	3,465-1	2,134	1,684	6,530-1	2,337
30,0	1,820	5,124-1	2,332	1,725	9,166-1	2,641
40,0	1,842	7,518-1	2,594	1,752	1,387+0	3,139
50,0	1,859	9,641-1	2,823	1,772	1,756+0	3,528
60,0	1,873	1,179+0	3,053	1,788	2,140+0	3,928
80,0	1,896	1,616+0	3,512	1,812	2,916+0	4,728
100	1,913	2,060+0	3,973	1,831	3,691+0	5,522
150	1,944	3,167+0	5,111	1,863	5,685+0	7,548
200	1,966	4,278+0	6,244	1,885	7,702+0	9,587
300	1,997	6,542+0	8,539	1,916	1,175+1	13,67
400	2,019	8,823+0	10,84	1,937	1,583+1	17,76
500	2,036	1,111+1	13,15	1,954	1,993+1	21,88
600	2,050	1,341+1	15,46	1,967	2,402+1	25,99
800	2,072	1,802+1	20,09	1,988	3,224+1	34,23
1000	2,089	2,263+1	24,72	2,005	4,047+1	42,48

Продолжение табл. П2.10

T, МэВ	Титан			Железо		
	$(-dE/dx)_{col}$	$(-dE/dx)_{rad}$	$(-dE/dx)$	$(-dE/dx)_{col}$	$(-dE/dx)_{rad}$	$(-dE/dx)$
0,01	14,42	9,876-3	14,43	13,84	1,136-2	13,85
0,015	10,75	1,021-2	10,76	10,37	1,184-2	10,38
0,02	8,711	1,058-2	8,722	8,431	1,231-2	8,444
0,03	6,485	1,114-2	6,496	6,300	1,312-2	6,313
0,04	5,276	1,142-2	5,287	5,137	1,358-2	5,151
0,05	4,511	1,170-2	4,523	4,399	1,407-2	4,413
0,06	3,981	1,202-2	3,993	3,887	1,460-2	3,902
0,08	3,293	1,231-2	3,305	3,221	1,501-2	3,236
0,1	2,864	1,255-2	2,877	2,805	1,534-2	2,820
0,15	2,274	1,340-2	2,288	2,232	1,639-2	2,248
0,2	1,974	1,407-2	1,988	1,939	1,723-2	1,956
0,3	1,677	1,582-2	1,693	1,651	1,932-2	1,670
0,4	1,538	1,792-2	1,555	1,515	2,184-2	1,537
0,5	1,459	2,017-2	1,479	1,439	2,451-2	1,463
0,6	1,410	2,260-2	1,433	1,391	2,762-2	1,418
0,8	1,360	2,789-2	1,388	1,341	3,386-2	1,375
1,0	1,338	3,399-2	1,372	1,320	4,115-2	1,361
1,5	1,330	5,049-2	1,381	1,313	6,067-2	1,373
2,0	1,342	6,883-2	1,411	1,324	8,257-2	1,407
3,0	1,373	1,075-1	1,480	1,355	1,285-1	1,483
4,0	1,401	1,503-1	1,551	1,383	1,790-1	1,562
5,0	1,424	1,968-1	1,621	1,406	2,335-1	1,640
6,0	1,444	2,414-1	1,685	1,426	2,857-1	1,712
8,0	1,475	3,357-1	1,811	1,457	3,956-1	1,853
10,0	1,500	4,366-1	1,936	1,482	5,129-1	1,994
15,0	1,542	7,138-1	2,256	1,524	8,466-1	2,371
20,0	1,571	1,003+0	2,575	1,553	1,182+0	2,736
30,0	1,610	1,316+0	2,926	1,592	1,507+0	3,100
40,0	1,636	2,094+0	3,731	1,618	2,458+0	4,076
50,0	1,656	2,651+0	4,307	1,638	3,111+0	4,749
60,0	1,671	3,231+0	4,902	1,653	3,792+0	5,446
80,0	1,695	4,406+0	6,100	1,677	5,175+0	6,853
100	1,712	5,590+0	7,302	1,695	6,572+0	8,267
150	1,743	8,594+0	10,34	1,726	1,010+1	11,83
200	1,765	1,162+1	13,39	1,748	1,365+1	15,40
300	1,794	1,772+1	19,51	1,777	2,080+1	22,58
400	1,814	2,385+1	25,66	1,798	2,800+1	29,80
500	1,830	3,000+1	31,83	1,814	3,521+1	37,03
600	1,843	3,615+1	38,00	1,827	4,243+1	44,26
800	1,863	4,849+1	50,35	1,848	5,690+1	58,75
1000	1,879	6,085+1	62,72	1,863	7,138+1	73,24

Продолжение табл. П2.10

T, МэВ	Олово			Вольфрам		
	$(-dE/dx)_{col}$	$(-dE/dx)_{rad}$	$(-dE/dx)$	$(-dE/dx)_{col}$	$(-dE/dx)_{rad}$	$(-dE/dx)$
0,01	10,71	1,645-2	10,73	8,944	1,971-2	8,964
0,015	8,159	1,816-2	8,177	6,922	2,213-2	6,945
0,02	6,697	1,961-2	6,717	5,735	2,456-2	5,759
0,03	5,061	2,141-2	5,083	4,381	2,765-2	4,408
0,04	4,156	2,248-2	4,179	3,620	2,961-2	3,650
0,05	3,576	2,395-2	3,600	3,129	3,234-2	3,161
0,06	3,171	2,540-2	3,197	2,784	3,511-2	2,819
0,08	2,641	2,688-2	2,668	2,329	3,808-2	2,367
0,1	2,309	2,817-2	2,337	2,043	4,060-2	2,083
0,15	1,848	3,071-2	1,879	1,644	4,539-2	1,689
0,2	1,612	3,294-2	1,645	1,439	5,000-2	1,489
0,3	1,379	3,763-2	1,417	1,237	5,777-2	1,294
0,4	1,271	4,201-2	1,313	1,142	6,499-2	1,207
0,5	1,212	4,706-2	1,259	1,092	7,252-2	1,165
0,6	1,179	5,228-2	1,231	1,064	8,078-2	1,145
0,8	1,147	6,363-2	1,211	1,038	9,462-2	1,132
1,0	1,138	7,456-2	1,212	1,030	1,115-1	1,141
1,5	1,144	1,089-1	1,253	1,038	1,593-1	1,197
2,0	1,162	1,455-1	1,307	1,056	2,080-1	1,264
3,0	1,199	2,212-1	1,420	1,091	3,123-1	1,404
4,0	1,230	3,022-1	1,532	1,121	4,215-1	1,542
5,0	1,255	3,876-1	1,643	1,145	5,348-1	1,680
6,0	1,276	4,730-1	1,749	1,165	6,537-1	1,818
8,0	1,309	6,517-1	1,961	1,196	8,992-1	2,095
10,0	1,334	8,406-1	2,175	1,219	1,152+0	2,371
15,0	1,378	1,343+0	2,721	1,261	1,824+0	3,085
20,0	1,407	1,853+0	3,259	1,288	2,406+0	3,695
30,0	1,445	2,285+0	3,730	1,325	2,840+0	4,164
40,0	1,471	3,905+0	5,376	1,349	5,104+0	6,453
50,0	1,490	4,961+0	6,451	1,367	6,443+0	7,810
60,0	1,504	6,033+0	7,537	1,381	7,840+0	9,221
80,0	1,527	8,220+0	9,747	1,402	1,073+1	12,13
100	1,544	1,043+1	11,97	1,418	1,366+1	15,08
150	1,573	1,599+1	17,57	1,446	2,084+1	22,28
200	1,592	2,161+1	23,20	1,465	2,800+1	29,46
300	1,619	3,280+1	34,41	1,490	4,264+1	44,13
400	1,638	4,395+1	45,59	1,508	5,732+1	58,83
500	1,653	5,506+1	56,71	1,522	7,204+1	73,56
600	1,664	6,633+1	67,99	1,533	8,660+1	88,14
800	1,683	8,888+1	90,56	1,551	1,155+2	117,1
1000	1,697	1,115+2	113,2	1,565	1,443+2	145,9

Продолжение табл. П2.10

T, МэВ	Свинец			Воздух		
	$(-dE/dx)_{col}$	$(-dE/dx)_{rad}$	$(-dE/dx)$	$(-dE/dx)_{col}$	$(-dE/dx)_{rad}$	$(-dE/dx)$
0,01	8,399	2,061-2	8,420	19,69	3,902-3	19,69
0,015	6,539	2,368-2	6,563	14,40	3,877-3	14,40
0,02	5,435	2,590-2	5,461	11,54	3,889-3	11,54
0,03	4,168	3,000-2	4,198	8,465	3,946-3	8,469
0,04	3,452	3,196-2	3,484	6,826	3,955-3	6,830
0,05	2,988	3,485-2	3,023	5,800	3,956-3	5,804
0,06	2,661	3,785-2	2,699	5,094	4,003-3	5,098
0,08	2,231	4,139-2	2,272	4,184	4,106-3	4,188
0,1	1,958	4,432-2	2,003	3,621	4,186-3	3,625
0,15	1,579	4,986-2	1,629	2,851	4,503-3	2,856
0,2	1,384	5,523-2	1,439	2,461	4,770-3	2,466
0,3	1,191	6,444-2	1,255	2,076	5,418-3	2,081
0,4	1,101	7,266-2	1,174	1,894	6,226-3	1,900
0,5	1,054	8,120-2	1,135	1,794	7,180-3	1,801
0,6	1,027	9,017-2	1,117	1,734	8,113-3	1,742
0,8	1,004	1,059-1	1,110	1,674	1,001-2	1,684
1,0	1,000	1,252-1	1,125	1,651	1,248-2	1,664
1,5	1,015	1,768-1	1,191	1,650	1,887-2	1,669
2,0	1,037	2,270-1	1,264	1,673	2,646-2	1,700
3,0	1,079	3,378-1	1,416	1,728	4,211-2	1,770
4,0	1,112	4,521-1	1,564	1,777	5,995-2	1,837
5,0	1,138	5,690-1	1,707	1,819	7,966-2	1,899
6,0	1,160	6,956-1	1,855	1,856	9,834-2	1,954
8,0	1,194	9,565-1	2,150	1,916	1,382-1	2,054
10,0	1,219	1,224+0	2,443	1,964	1,815-1	2,146
15,0	1,263	1,928+0	3,191	2,054	2,910-1	2,345
20,0	1,292	2,552+0	3,844	2,119	4,121-1	2,531
30,0	1,330	3,041+0	4,372	2,210	5,664-1	2,777
40,0	1,356	5,335+0	6,691	2,264	8,870-1	3,150
50,0	1,374	6,783+0	8,157	2,300	1,134+0	3,435
60,0	1,389	8,248+0	9,637	2,329	1,386+0	3,716
80,0	1,410	1,129+1	12,70	2,373	1,897+0	4,270
100	1,427	1,438+1	15,80	2,404	2,416+0	4,821
150	1,454	2,204+1	23,49	2,458	3,713+0	6,171
200	1,473	2,977+1	31,24	2,493	5,017+0	7,510
300	1,499	4,517+1	46,67	2,539	7,667+0	10,21
400	1,516	6,052+1	62,04	2,570	1,034+1	12,91
500	1,530	7,580+1	77,33	2,592	1,302+1	15,61
600	1,541	9,131+1	92,86	2,610	1,571+1	18,32
800	1,558	1,223+2	123,9	2,636	2,109+1	23,73
1000	1,572	1,534+2	155,0	2,656	2,649+1	29,15



Продолжение табл. П2.10

T, МэВ	Вода			Лавсан		
	$(-dE/dx)_{col}$	$(-dE/dx)_{rad}$	$(-dE/dx)$	$(-dE/dx)_{col}$	$(-dE/dx)_{rad}$	$(-dE/dx)$
0,01	22,87	3,898-3	22,88	20,90	3,759-3	20,90
0,015	16,67	3,877-3	16,68	15,26	3,734-3	15,27
0,02	13,33	3,896-3	13,33	12,22	3,746-3	12,22
0,03	9,758	3,962-3	9,762	8,956	3,803-3	8,960
0,04	7,857	3,969-3	7,861	7,218	3,810-3	7,221
0,05	6,668	3,970-3	6,672	6,130	3,811-3	6,133
0,06	5,852	4,015-3	5,856	5,382	3,856-3	5,386
0,08	4,800	4,116-3	4,804	4,418	3,955-3	4,422
0,1	4,151	4,197-3	4,155	3,822	4,033-3	3,826
0,15	3,263	4,516-3	3,268	3,008	4,341-3	3,012
0,2	2,814	4,786-3	2,819	2,595	4,601-3	2,600
0,3	2,370	5,444-3	2,376	2,188	5,231-3	2,193
0,4	2,161	6,265-3	2,167	1,995	6,018-3	2,001
0,5	2,045	7,228-3	2,052	1,888	6,947-3	1,895
0,6	1,975	8,153-3	1,983	1,822	7,851-3	1,830
0,8	1,900	1,008-2	1,910	1,752	9,687-3	1,762
1,0	1,867	1,256-2	1,880	1,720	1,209-2	1,733
1,5	1,847	1,903-2	1,866	1,701	1,830-2	1,719
2,0	1,856	2,668-2	1,882	1,708	2,569-2	1,733
3,0	1,886	4,247-2	1,928	1,735	4,091-2	1,775
4,0	1,915	6,049-2	1,975	1,760	5,828-2	1,819
5,0	1,939	8,035-2	2,019	1,782	7,746-2	1,860
6,0	1,959	9,923-2	2,058	1,801	9,564-2	1,896
8,0	1,990	1,395-1	2,130	1,830	1,344-1	1,964
10,0	2,014	1,832-1	2,197	1,852	1,766-1	2,028
15,0	2,056	2,936-1	2,349	1,890	2,831-1	2,173
20,0	2,083	4,164-1	2,500	1,916	4,010-1	2,317
30,0	2,120	6,408-1	2,761	1,950	6,170-1	2,567
40,0	2,145	8,980-1	3,043	1,974	8,650-1	2,839
50,0	2,164	1,148+0	3,312	1,992	1,106+0	3,098
60,0	2,180	1,403+0	3,583	2,006	1,352+0	3,359
80,0	2,205	1,919+0	4,124	2,029	1,851+0	3,880
100	2,224	2,444+0	4,668	2,047	2,358+0	4,405
150	2,258	3,758+0	6,017	2,080	3,624+0	5,704
200	2,283	5,083+0	7,366	2,103	4,898+0	7,001
300	2,318	7,770+0	10,09	2,135	7,488+0	9,623
400	2,342	1,048+1	12,82	2,158	1,010+1	12,25
500	2,361	1,320+1	15,56	2,176	1,272+1	14,89
600	2,377	1,593+1	18,31	2,191	1,535+1	17,54
800	2,401	2,140+1	23,80	2,214	2,061+1	22,82
1000	2,420	2,688+1	29,30	2,231	2,589+1	28,12

Продолжение табл. П2.10

T, МэВ	Стекло			NaI		
	$(-dE/dx)_{col}$	$(-dE/dx)_{rad}$	$(-dE/dx)$	$(-dE/dx)_{col}$	$(-dE/dx)_{rad}$	$(-dE/dx)$
0,01	18,15	5,661-3	18,16	11,54	1,521-2	11,56
0,015	13,36	5,694-3	13,36	8,732	1,674-2	8,749
0,02	10,74	5,796-3	10,75	7,139	1,807-2	7,158
0,03	7,922	5,936-3	7,927	5,371	1,973-2	5,391
0,04	6,408	5,977-3	6,413	4,398	2,072-2	4,419
0,05	5,456	6,008-3	5,462	3,777	2,209-2	3,799
0,06	4,800	6,086-3	4,806	3,345	2,346-2	3,368
0,08	3,952	6,203-3	3,958	2,780	2,487-2	2,805
0,1	3,426	6,310-3	3,433	2,427	2,608-2	2,453
0,15	2,706	6,749-3	2,712	1,938	2,851-2	1,966
0,2	2,340	7,106-3	2,347	1,688	3,066-2	1,719
0,3	1,979	8,049-3	1,987	1,441	3,508-2	1,476
0,4	1,808	9,200-3	1,818	1,326	3,924-2	1,365
0,5	1,710	1,049-2	1,721	1,263	4,393-2	1,307
0,6	1,647	1,169-2	1,659	1,228	4,872-2	1,276
0,8	1,580	1,456-2	1,595	1,194	5,930-2	1,254
1,0	1,550	1,798-2	1,568	1,185	6,950-2	1,254
1,5	1,531	2,716-2	1,558	1,194	1,017-1	1,296
2,0	1,538	3,750-2	1,575	1,215	1,356-1	1,351
3,0	1,565	5,923-2	1,624	1,256	2,058-1	1,462
4,0	1,592	8,376-2	1,676	1,290	2,807-1	1,571
5,0	1,615	1,107-1	1,726	1,318	3,595-1	1,677
6,0	1,635	1,367-1	1,772	1,341	4,390-1	1,780
8,0	1,667	1,921-1	1,859	1,376	6,054-1	1,981
10,0	1,691	2,519-1	1,943	1,403	7,811-1	2,184
15,0	1,735	4,027-1	2,138	1,449	1,240+0	2,690
20,0	1,765	5,737-1	2,339	1,480	1,709+0	3,190
30,0	1,806	8,282-1	2,634	1,521	2,103+0	3,624
40,0	1,833	1,222+0	3,055	1,548	3,622+0	5,170
50,0	1,854	1,553+0	3,406	1,568	4,599+0	6,167
60,0	1,870	1,894+0	3,764	1,583	5,593+0	7,176
80,0	1,895	2,585+0	4,480	1,607	7,624+0	9,231
100	1,914	3,280+0	5,194	1,624	9,678+0	11,30
150	1,947	5,047+0	6,994	1,654	1,483+1	16,49
200	1,970	6,829+0	8,799	1,674	2,003+1	21,70
300	2,002	1,042+1	12,43	1,701	3,042+1	32,12
400	2,024	1,404+1	16,07	1,720	4,079+1	42,51
500	2,041	1,768+1	19,72	1,735	5,113+1	52,87
600	2,055	2,132+1	23,38	1,747	6,159+1	63,33
800	2,077	2,862+1	30,70	1,766	8,249+1	84,26
1000	2,094	3,594+1	38,03	1,780	1,034+2	105,2

T, МэВ	Кость			Дерево		
	$(-dE/dx)_{col}$	$(-dE/dx)_{rad}$	$(-dE/dx)$	$(-dE/dx)_{col}$	$(-dE/dx)_{rad}$	$(-dE/dx)$
0,01	19,81	5,479-3	19,81	21,47	3,611-3	21,48
0,015	14,52	5,537-3	14,53	15,67	3,586-3	15,67
0,02	11,65	5,642-3	11,65	12,54	3,597-3	12,54
0,03	8,563	5,815-3	8,569	9,183	3,653-3	9,187
0,04	6,913	5,877-3	6,919	7,398	3,660-3	7,401
0,05	5,878	5,932-3	5,884	6,280	3,661-3	6,284
0,06	5,166	6,032-3	5,172	5,513	3,704-3	5,517
0,08	4,247	6,169-3	4,253	4,524	3,801-3	4,528
0,1	3,678	6,285-3	3,684	3,913	3,878-3	3,917
0,15	2,899	6,732-3	2,906	3,078	4,176-3	3,082
0,2	2,504	7,098-3	2,511	2,655	4,429-3	2,659
0,3	2,114	8,031-3	2,122	2,237	5,038-3	2,242
0,4	1,930	9,174-3	1,939	2,040	5,800-3	2,046
0,5	1,825	1,046-2	1,836	1,931	6,703-3	1,938
0,6	1,759	1,173-2	1,770	1,866	7,583-3	1,874
0,8	1,687	1,452-2	1,702	1,801	9,352-3	1,810
1,0	1,656	1,792-2	1,673	1,774	1,168-2	1,786
1,5	1,636	2,696-2	1,663	1,764	1,769-2	1,782
2,0	1,644	3,728-2	1,681	1,777	2,486-2	1,802
3,0	1,674	5,885-2	1,732	1,811	3,962-2	1,851
4,0	1,703	8,317-2	1,786	1,842	5,648-2	1,898
5,0	1,727	1,098-1	1,837	1,867	7,509-2	1,942
6,0	1,749	1,354-1	1,884	1,888	9,271-2	1,981
8,0	1,783	1,896-1	1,972	1,920	1,303-1	2,050
10,0	1,809	2,481-1	2,057	1,944	1,712-1	2,115
15,0	1,856	3,999-1	2,256	1,985	2,746-1	2,259
20,0	1,888	5,662-1	2,454	2,012	3,888-1	2,400
30,0	1,931	7,620-1	2,693	2,047	5,991-1	2,646
40,0	1,960	1,204+0	3,164	2,071	8,400-1	2,911
50,0	1,981	1,532+0	3,513	2,089	1,075+0	3,164
60,0	1,998	1,870+0	3,868	2,104	1,314+0	3,418
80,0	2,025	2,554+0	4,579	2,128	1,799+0	3,927
100	2,044	3,245+0	5,290	2,146	2,292+0	4,438
150	2,079	4,991+0	7,070	2,179	3,524+0	5,702
200	2,103	6,749+0	8,852	2,202	4,763+0	6,965
300	2,136	1,030+1	12,44	2,235	7,282+0	9,517
400	2,159	1,389+1	16,04	2,259	9,820+0	12,08
500	2,177	1,748+1	19,66	2,277	1,237+1	14,65
600	2,191	2,108+1	23,27	2,291	1,493+1	17,22
800	2,214	2,830+1	30,51	2,315	2,005+1	22,37
1000	2,232	3,553+1	37,76	2,333	2,519+1	27,52

Таблица П2.11

Средние пробеги протонов и электронов  $R_0$  (г/см<sup>2</sup>) для различных веществ.Обозначения:  $2,546 - 5 = 2,546 \cdot 10^{-5}$ 

$T_0$ , МэВ	Углерод		Алюминий		Титан	
	Протоны	Электроны	Протоны	Электроны	Протоны	Электроны
0,01	2,546-5	2,829-4	5,324-5	3,551-4	7,588-5	4,117-4
0,015	3,564-5	5,786-4	6,996-5	7,135-4	9,970-5	8,183-4
0,02	4,499-5	9,626-4	8,430-5	1,174-3	1,201-4	1,338-3
0,03	6,213-5	1,973-3	1,089-4	2,375-3	1,551-4	2,685-3
0,04	7,808-5	3,277-3	1,313-4	3,913-3	1,863-4	4,403-3
0,05	9,333-5	4,849-3	1,528-4	5,757-3	2,152-4	6,457-3
0,06	1,081-4	6,666-3	1,738-4	7,881-3	2,428-4	8,817-3
0,08	1,370-4	1,097-2	2,159-4	1,288-2	2,957-4	1,436-2
0,1	1,657-4	1,605-2	2,589-4	1,877-2	3,473-4	2,087-2
0,15	2,397-4	3,160-2	3,742-4	3,668-2	4,778-4	4,061-2
0,2	3,199-4	5,032-2	5,017-4	5,815-2	6,170-4	6,420-2
0,3	5,066-4	9,443-2	7,918-4	1,084-1	9,333-4	1,193-1
0,4	7,313-4	1,444-1	1,125-3	1,651-1	1,304-3	1,812-1
0,5	9,935-4	1,980-1	1,498-3	2,258-1	1,728-3	2,472-1
0,6	1,291-3	2,543-1	1,911-3	2,891-1	2,203-3	3,160-1
0,8	1,983-3	3,715-1	2,848-3	4,206-1	3,293-3	4,582-1
1,0	2,794-3	4,923-1	3,930-3	5,552-1	4,560-3	6,033-1
1,5	5,338-3	7,998-1	7,233-3	8,949-1	8,438-3	9,673-1
2,0	8,566-3	1,108+0	1,138-2	1,232+0	1,326-2	1,326+0
3,0	1,694-2	1,716+0	2,198-2	1,889+0	2,556-2	2,018+0
4,0	2,773-2	2,311+0	3,544-2	2,523+0	4,115-2	2,678+0
5,0	4,081-2	2,894+0	5,160-2	3,135+0	5,982-2	3,308+0
6,0	5,610-2	3,466+0	7,035-2	3,729+0	8,138-2	3,913+0
8,0	9,305-2	4,580+0	1,153-1	4,867+0	1,327-1	5,057+0
10,0	1,381-1	5,659+0	1,697-1	5,948+0	1,947-1	6,125+0
15,0	2,847-1	8,230+0	3,449-1	8,444+0	3,929-1	8,513+0
20,0	4,771-1	1,064+1	5,729-1	1,069+1	6,494-1	1,059+1
30,0	9,905-1	1,512+1	1,175+0	1,471+1	1,324+0	1,422+1
40,0	1,664+0	1,919+1	1,961+0	1,818+1	2,200+0	1,724+1
50,0	2,489+0	2,288+1	2,918+0	2,118+1	3,263+0	1,974+1
60,0	3,456+0	2,628+1	4,036+0	2,387+1	4,503+0	2,191+1
80,0	5,790+0	3,239+1	6,723+0	2,850+1	7,477+0	2,556+1
100	8,621+0	3,774+1	9,968+0	3,241+1	1,106+1	2,855+1
150	1,762+1	4,880+1	2,024+1	4,012+1	2,237+1	3,428+1
200	2,900+1	5,764+1	3,317+1	4,599+1	3,658+1	3,852+1
300	5,752+1	7,127+1	6,543+1	5,468+1	7,195+1	4,467+1
400	9,198+1	8,164+1	1,042+2	6,108+1	1,144+2	4,912+1
500	1,309+2	9,000+1	1,480+2	6,614+1	1,623+2	5,261+1
600	1,732+2	9,701+1	1,956+2	7,033+1	2,143+2	5,549+1
800	2,653+2	1,083+2	2,988+2	7,701+1	3,268+2	6,004+1
1000	3,640+2	1,173+2	4,092+2	8,225+1	4,471+2	6,360+1

Продолжение табл. П2.11

$T_0$ , МэВ	Железо		Олово		Вольфрам	
	Протоны	Электроны	Протоны	Электроны	Протоны	Электроны
0,01	1,000-4	4,343-4	1,432-4	5,880-4	2,430-4	7,510-4
0,015	1,314-4	8,566-4	1,882-4	1,128-3	3,193-4	1,391-3
0,02	1,584-4	1,394-3	2,268-4	1,807-3	3,847-4	2,186-3
0,03	2,041-4	2,782-3	2,930-4	3,540-3	4,959-4	4,195-3
0,04	2,435-4	4,548-3	3,521-4	5,724-3	5,893-4	6,703-3
0,05	2,801-4	6,655-3	4,074-4	8,313-3	6,742-4	9,659-3
0,06	3,146-4	9,071-3	4,600-4	1,127-2	7,550-4	1,302-2
0,08	3,797-4	1,474-2	5,608-4	1,816-2	9,116-4	2,081-2
0,1	4,427-4	2,139-2	6,587-4	2,620-2	1,066-3	2,985-2
0,15	6,014-4	4,149-2	9,039-4	5,035-2	1,457-3	5,681-2
0,2	7,698-4	6,547-2	1,160-3	7,895-2	1,863-3	8,851-2
0,3	1,146-3	1,214-1	1,731-3	1,451-1	2,742-3	1,612-1
0,4	1,577-3	1,840-1	2,384-3	2,187-1	3,713-3	2,415-1
0,5	2,062-3	2,508-1	3,120-3	2,967-1	4,779-3	3,260-1
0,6	2,600-3	3,203-1	3,933-3	3,771-1	5,937-3	4,127-1
0,8	3,823-3	4,639-1	5,776-3	5,412-1	8,514-3	5,888-1
1,0	5,233-3	6,103-1	7,886-3	7,065-1	1,142-2	7,649-1
1,5	9,520-3	9,768-1	1,421-2	1,113+0	2,001-2	1,193+0
2,0	1,481-2	1,337+0	2,191-2	1,504+0	3,031-2	1,600+0
3,0	2,814-2	2,029+0	4,099-2	2,237+0	5,550-2	2,350+0
4,0	4,484-2	2,686+0	6,455-2	2,915+0	8,616-2	3,029+0
5,0	6,468-2	3,310+0	9,225-2	3,545+0	1,217-1	3,650+0
6,0	8,749-2	3,907+0	1,238-1	4,134+0	1,620-1	4,222+0
8,0	1,411-1	5,029+0	1,978-1	5,213+0	2,552-1	5,246+0
10,0	2,055-1	6,069+0	2,853-1	6,181+0	3,642-1	6,142+0
15,0	4,108-1	8,364+0	5,587-1	8,231+0	6,989-1	7,984+0
20,0	6,754-1	1,033+1	8,978-1	9,907+0	1,114+0	9,463+0
30,0	1,369+0	1,376+1	1,773+0	1,277+1	2,147+0	1,201+1
40,0	2,266+0	1,656+1	2,893+0	1,499+1	3,429+0	1,392+1
50,0	3,354+0	1,883+1	4,240+0	1,669+1	4,963+0	1,533+1
60,0	4,620+0	2,079+1	5,799+0	1,812+1	6,734+0	1,651+1
80,0	7,653+0	2,406+1	9,512+0	2,045+1	1,093+1	1,839+1
100	1,130+1	2,671+1	1,395+1	2,230+1	1,592+1	1,987+1
150	2,280+1	3,174+1	2,787+1	2,572+1	3,150+1	2,258+1
200	3,722+1	3,544+1	4,522+1	2,819+1	5,084+1	2,452+1
300	7,306+1	4,077+1	8,816+1	3,171+1	9,846+1	2,728+1
400	1,161+2	4,461+1	1,395+2	3,422+1	1,552+2	2,923+1
500	1,645+2	4,761+1	1,971+2	3,619+1	2,187+2	3,075+1
600	2,170+2	5,008+1	2,594+2	3,779+1	2,873+2	3,199+1
800	3,307+2	5,399+1	3,942+2	4,033+1	4,353+2	3,395+1
1000	4,522+2	5,703+1	5,377+2	4,231+1	5,928+2	3,548+1

Продолжение табл. П2.11

$T_0$ , МэВ	Свинец		Уран		Воздух	
	Протоны	Электроны	Протоны	Электроны	Протоны	Электроны
0,01	2,223-4	8,274-4	3,025-4	8,998-4	4,028-5	2,893-4
0,015	2,921-4	1,507-3	3,975-4	1,615-3	5,233-5	5,905-4
0,02	3,520-4	2,346-3	4,790-4	2,496-3	6,276-5	9,812-4
0,03	4,550-4	4,459-3	6,176-4	4,707-3	8,094-5	2,008-3
0,04	5,488-4	7,090-3	7,341-4	7,454-3	9,705-5	3,333-3
0,05	6,374-4	1,018-2	8,372-4	1,068-2	1,119-4	4,928-3
0,06	7,224-4	1,369-2	9,315-4	1,433-2	1,262-4	6,772-3
0,08	8,855-4	2,182-2	1,104-3	2,278-2	1,537-4	1,113-2
0,1	1,043-3	3,123-2	1,266-3	3,255-2	1,810-4	1,629-2
0,15	1,431-3	5,923-2	1,657-3	6,157-2	2,523-4	3,203-2
0,2	1,828-3	9,207-2	2,060-3	9,551-2	3,318-4	5,099-2
0,3	2,683-3	1,672-1	2,952-3	1,729-1	5,215-4	9,560-2
0,4	3,647-3	2,499-1	3,969-3	2,579-1	7,525-4	1,461-1
0,5	4,723-3	3,367-1	5,101-3	3,468-1	1,022-3	2,003-1
0,6	5,907-3	4,256-1	6,338-3	4,378-1	1,328-3	2,568-1
0,8	8,564-3	6,056-1	9,092-3	6,214-1	2,041-3	3,739-1
1,0	1,155-2	7,847-1	1,218-2	8,037-1	2,881-3	4,935-1
1,5	2,028-2	1,217+0	2,121-2	1,242+0	5,544-3	7,942-1
2,0	3,055-2	1,625+0	3,193-2	1,655+0	8,910-3	1,091+0
3,0	5,517-2	2,371+0	5,791-2	2,410+0	1,761-2	1,668+0
4,0	8,473-2	3,042+0	8,939-2	3,087+0	2,878-2	2,222+0
5,0	1,188-1	3,654+0	1,259-1	3,703+0	4,230-2	2,757+0
6,0	1,573-1	4,216+0	1,671-1	4,267+0	5,808-2	3,276+0
8,0	2,465-1	5,216+0	2,627-1	5,265+0	9,613-2	4,274+0
10,0	3,512-1	6,088+0	3,748-1	6,131+0	1,425-1	5,226+0
15,0	6,754-1	7,872+0	7,201-1	7,893+0	2,929-1	7,451+0
20,0	1,082+0	9,297+0	1,150+0	9,291+0	4,901-1	9,502+0
30,0	2,123+0	1,173+1	2,241+0	1,171+1	1,015+0	1,327+1
40,0	3,453+0	1,357+1	3,621+0	1,351+1	1,704+0	1,664+1
50,0	5,044+0	1,492+1	5,289+0	1,481+1	2,546+0	1,968+1
60,0	6,878+0	1,605+1	7,211+0	1,590+1	3,533+0	2,248+1
80,0	1,122+1	1,785+1	1,176+1	1,763+1	5,915+0	2,750+1
100	1,639+1	1,926+1	1,717+1	1,898+1	8,801+0	3,190+1
150	3,251+1	2,184+1	3,401+1	2,145+1	1,797+1	4,104+1
200	5,250+1	2,368+1	5,489+1	2,321+1	2,957+1	4,837+1
300	1,017+2	2,628+1	1,062+2	2,569+1	5,859+1	5,975+1
400	1,603+2	2,813+1	1,672+2	2,744+1	9,365+1	6,844+1
500	2,258+2	2,957+1	2,355+2	2,880+1	1,332+2	7,548+1
600	2,966+2	3,075+1	3,092+2	2,991+1	1,763+2	8,138+1
800	4,492+2	3,261+1	4,679+2	3,166+1	2,698+2	9,095+1
1000	6,113+2	3,405+1	6,365+2	3,302+1	3,701+2	9,854+1

Продолжение табл. П2.11

$T_0$ , МэВ	Вода		Лавсан		Стекло	
	Протоны	Электроны	Протоны	Электроны	Протоны	Электроны
0,01	3,166-5	2,475-4	3,261-5	2,718-4	5,046-5	3,179-4
0,015	4,274-5	5,073-4	4,444-5	5,558-4	6,630-5	6,434-4
0,02	5,249-5	8,451-4	5,496-5	9,246-4	7,989-5	1,064-3
0,03	6,962-5	1,735-3	7,366-5	1,895-3	1,032-4	2,163-3
0,04	8,507-5	2,885-3	9,075-5	3,147-3	1,241-4	3,576-3
0,05	9,952-5	4,272-3	1,069-4	4,657-3	1,438-4	5,273-3
0,06	1,133-4	5,877-3	1,224-4	6,402-3	1,626-4	7,230-3
0,08	1,399-4	9,675-3	1,525-4	1,053-2	1,992-4	1,185-2
0,1	1,658-4	1,417-2	1,820-4	1,541-2	2,354-4	1,730-2
0,15	2,313-4	2,792-2	2,567-4	3,034-2	3,286-4	3,390-2
0,2	3,008-4	4,450-2	3,362-4	4,831-2	4,292-4	5,383-2
0,3	4,594-4	8,356-2	5,173-4	9,065-2	6,592-4	1,006-1
0,4	6,484-4	1,278-1	7,323-4	1,386-1	9,301-4	1,535-1
0,5	8,692-4	1,754-1	9,824-4	1,901-1	1,241-3	2,101-1
0,6	1,119-3	2,250-1	1,265-3	2,438-1	1,592-3	2,694-1
0,8	1,708-3	3,280-1	1,929-3	3,555-1	2,406-3	3,927-1
1,0	2,409-3	4,337-1	2,711-3	4,701-1	3,357-3	5,193-1
1,5	4,620-3	7,012-1	5,167-3	7,605-1	6,298-3	8,401-1
2,0	7,440-3	9,681-1	8,284-3	1,050+0	9,993-3	1,159+0
3,0	1,478-2	1,493+0	1,637-2	1,620+0	1,949-2	1,785+0
4,0	2,426-2	2,005+0	2,678-2	2,177+0	3,162-2	2,391+0
5,0	3,577-2	2,506+0	3,940-2	2,720+0	4,623-2	2,979+0
6,0	4,924-2	2,997+0	5,415-2	3,253+0	6,323-2	3,551+0
8,0	8,181-2	3,951+0	8,976-2	4,289+0	1,040-1	4,652+0
10,0	1,216-1	4,876+0	1,332-1	5,290+0	1,536-1	5,704+0
15,0	2,511-1	7,074+0	2,744-1	7,670+0	3,139-1	8,155+0
20,0	4,212-1	9,137+0	4,597-1	9,897+0	5,231-1	1,039+1
30,0	8,754-1	1,294+1	9,538-1	1,399+1	1,078+0	1,441+1
40,0	1,472+0	1,639+1	1,602+0	1,770+1	1,803+0	1,793+1
50,0	2,203+0	1,954+1	2,395+0	2,107+1	2,688+0	2,103+1
60,0	3,060+0	2,244+1	3,326+0	2,417+1	3,724+0	2,382+1
80,0	5,131+0	2,764+1	5,572+0	2,970+1	6,219+0	2,869+1
100	7,642+0	3,219+1	8,296+0	3,453+1	9,236+0	3,283+1
150	1,563+1	4,160+1	1,695+1	4,448+1	1,880+1	4,109+1
200	2,575+1	4,910+1	2,791+1	5,238+1	3,088+1	4,745+1
300	5,110+1	6,065+1	5,535+1	6,451+1	6,104+1	5,697+1
400	8,176+1	6,942+1	8,851+1	7,369+1	9,744+1	6,402+1
500	1,164+2	7,649+1	1,259+2	8,108+1	1,385+2	6,963+1
600	1,541+2	8,241+1	1,667+2	8,726+1	1,831+2	7,428+1
800	2,360+2	9,196+1	2,553+2	9,723+1	2,799+2	8,172+1
1000	3,239+2	9,952+1	3,502+2	1,051+2	3,836+2	8,757+1

$T_0$ , МэВ	NaI		Кость		Дерево	
	Протоны	Электроны	Протоны	Электроны	Протоны	Электроны
0,01	1,052-4	5,347-4	3,802-5	2,889-4	2,932-5	2,641-4
0,015	1,382-4	1,038-3	5,123-5	5,878-4	4,021-5	5,406-4
0,02	1,665-4	1,674-3	6,285-5	9,750-4	4,996-5	9,000-4
0,03	2,151-4	3,305-3	8,329-5	1,990-3	6,742-5	1,846-3
0,04	2,580-4	5,367-3	1,019-4	3,299-3	8,336-5	3,068-3
0,05	2,977-4	7,818-3	1,196-4	4,873-3	9,843-5	4,541-3
0,06	3,354-4	1,062-2	1,366-4	6,691-3	1,129-4	6,244-3
0,08	4,077-4	1,717-2	1,695-4	1,099-2	1,410-4	1,027-2
0,1	4,783-4	2,483-2	2,017-4	1,606-2	1,685-4	1,504-2
0,15	6,594-4	4,787-2	2,830-4	3,154-2	2,386-4	2,963-2
0,2	8,562-4	7,523-2	3,694-4	5,016-2	3,137-4	4,720-2
0,3	1,312-3	1,386-1	5,658-4	9,395-2	4,859-4	8,860-2
0,4	1,850-3	2,094-1	7,988-4	1,435-1	6,916-4	1,355-1
0,5	2,464-3	2,844-1	1,069-3	1,966-1	9,316-4	1,858-1
0,6	3,145-3	3,619-1	1,375-3	2,521-1	1,203-3	2,384-1
0,8	4,690-3	5,204-1	2,091-3	3,676-1	1,841-3	3,473-1
1,0	6,457-3	6,801-1	2,936-3	4,863-1	2,594-3	4,586-1
1,5	1,181-2	1,073+0	5,578-3	7,868-1	4,964-3	7,395-1
2,0	1,845-2	1,451+0	8,914-3	1,086+0	7,978-3	1,019+0
3,0	3,490-2	2,162+0	1,752-2	1,672+0	1,581-2	1,566+0
4,0	5,526-2	2,821+0	2,856-2	2,241+0	2,591-2	2,100+0
5,0	7,927-2	3,437+0	4,195-2	2,792+0	3,816-2	2,620+0
6,0	1,067-1	4,015+0	5,756-2	3,330+0	5,249-2	3,130+0
8,0	1,714-1	5,079+0	9,517-2	4,367+0	8,712-2	4,122+0
10,0	2,485-1	6,040+0	1,409-1	5,359+0	1,294-1	5,082+0
15,0	4,914-1	8,098+0	2,893-1	7,678+0	2,669-1	7,367+0
20,0	8,088-1	9,802+0	4,835-1	9,802+0	4,475-1	9,513+0
30,0	1,643+0	1,274+1	1,000+0	1,369+1	9,294-1	1,348+1
40,0	2,715+0	1,504+1	1,676+0	1,711+1	1,562+0	1,708+1
50,0	4,007+0	1,681+1	2,503+0	2,011+1	2,336+0	2,037+1
60,0	5,506+0	1,831+1	3,471+0	2,282+1	3,245+0	2,341+1
80,0	9,081+0	2,076+1	5,805+0	2,756+1	5,439+0	2,886+1
100	1,336+1	2,271+1	8,631+0	3,162+1	8,099+0	3,365+1
150	2,682+1	2,635+1	1,760+1	3,977+1	1,656+1	4,356+1
200	4,364+1	2,899+1	2,894+1	4,608+1	2,727+1	5,148+1
300	8,531+1	3,275+1	5,729+1	5,556+1	5,409+1	6,371+1
400	1,352+2	3,545+1	9,153+1	6,262+1	8,652+1	7,302+1
500	1,913+2	3,755+1	1,301+2	6,824+1	1,231+2	8,053+1
600	2,520+2	3,928+1	1,722+2	7,291+1	1,630+2	8,681+1
800	3,833+2	4,201+1	2,634+2	8,039+1	2,497+2	9,698+1
1000	5,233+2	4,413+1	3,612+2	8,627+1	3,426+2	1,050+2



Таблица П2.12

Массовая тормозная способность веществ на столкновения для протонов  
(МэВ·см<sup>2</sup>/г). Под названием вещества – его плотность (г/см<sup>3</sup>)

## Простые вещества

T, МэВ	Углерод 2,265	Алюминий 2,7	Титан 4,54	Железо 7,874	Олово 7,31	Вольфрам 19,3	Свинец 11,35
0,01	465,4	271,6	190,6	144,5	100,9	59,52	65,06
0,015	515,1	326,0	228,8	173,5	121,2	71,43	78,08
0,02	553,5	371,1	260,4	197,4	137,9	81,31	88,87
0,03	608,5	431,2	306,4	241,2	161,6	99,70	102,9
0,04	643,3	458,1	334,7	264,6	175,7	113,4	110,0
0,05	667,2	472,0	355,0	282,3	186,0	121,3	115,4
0,06	682,9	477,1	369,2	297,0	193,5	125,6	119,6
0,08	696,7	471,8	384,9	314,4	202,2	129,0	125,1
0,1	694,4	456,6	388,9	319,3	205,3	129,4	127,9
0,15	652,7	411,9	373,2	307,3	200,4	125,7	128,2
0,2	593,6	374,3	344,9	286,3	188,4	119,9	123,5
0,3	486,5	320,2	291,0	247,6	163,5	108,1	110,2
0,4	410,1	282,6	251,1	218,0	143,8	98,12	97,99
0,5	356,8	254,2	222,2	195,4	128,9	89,91	88,37
0,6	318,1	231,6	200,4	177,7	117,5	83,18	80,98
0,8	265,1	197,9	169,4	151,6	101,0	72,83	70,57
1,0	231,0	173,6	148,0	133,2	89,43	65,24	63,53
1,5	172,8	133,2	114,5	104,0	71,07	52,74	52,44
2,0	140,5	109,9	94,67	86,68	59,95	45,00	45,52
3,0	104,0	82,92	71,52	66,37	46,73	35,68	36,81
4,0	83,65	67,42	58,19	54,62	38,94	30,10	31,34
5,0	70,42	57,22	49,68	46,84	33,71	26,33	27,50
6,0	61,08	49,95	43,54	41,24	29,91	23,56	24,64
8,0	48,68	40,19	35,24	33,83	24,70	19,73	20,59
10,0	40,75	33,87	29,82	28,72	21,26	17,17	17,84
15,0	29,41	24,73	21,92	21,22	16,12	13,28	13,63
20,0	23,31	19,74	17,58	17,06	13,41	11,04	11,20
30,0	16,79	14,35	12,85	12,52	9,989	8,697	8,439
40,0	13,32	11,45	10,29	10,05	8,090	7,085	6,830
50,0	11,14	9,627	8,671	8,484	6,871	6,043	5,830
60,0	9,653	8,364	7,547	7,394	6,016	5,309	5,125
80,0	7,723	6,724	6,083	5,970	4,891	4,338	4,190
100	6,525	5,700	5,167	5,077	4,178	3,719	3,594
150	4,871	4,280	3,891	3,831	3,176	2,844	2,750
200	4,017	3,542	3,226	3,180	2,648	2,380	2,303
300	3,146	2,786	2,544	2,511	2,102	1,899	1,838
400	2,709	2,406	2,200	2,174	1,825	1,653	1,602
500	2,451	2,181	1,996	1,974	1,661	1,508	1,461

## Простые вещества

<i>T</i> , МэВ	Углерод 2,265	Алюминий 2,7	Титан 4,54	Железо 7,874	Олово 7,31	Вольфрам 19,3	Свинец 11,35
600	2,283	2,034	1,864	1,844	1,554	1,413	1,370
800	2,085	1,862	1,708	1,692	1,429	1,302	1,264
1000	1,978	1,769	1,625	1,610	1,363	1,244	1,208
1500	1,867	1,674	1,540	1,528	1,299	1,186	1,155
2000	1,839	1,651	1,522	1,511	1,288	1,176	1,148
3000	1,853	1,667	1,539	1,530	1,309	1,194	1,169
4000	1,892	1,703	1,575	1,567	1,344	1,225	1,202
5000	1,934	1,742	1,612	1,606	1,381	1,256	1,236
6000	1,975	1,780	1,648	1,643	1,415	1,285	1,267
8000	2,050	1,848	1,713	1,709	1,477	1,336	1,323
10000	2,114	1,906	1,769	1,766	1,530	1,380	1,370
15000	2,243	2,021	1,879	1,878	1,636	1,465	1,463
20000	2,342	2,109	1,964	1,964	1,717	1,528	1,534
30000	2,491	2,240	2,089	2,092	1,840	1,621	1,640
40000	2,603	2,337	2,183	2,188	1,933	1,690	1,719
50000	2,693	2,415	2,258	2,265	2,009	1,744	1,783
60000	2,769	2,481	2,321	2,330	2,073	1,788	1,837
80000	2,893	2,586	2,423	2,435	2,178	1,860	1,924
100000	2,993	2,671	2,505	2,520	2,263	1,918	1,994

## Сложные вещества

<i>T</i> , МэВ	Воздух 0,00129	Вода 1,0	Лавсан 1,33	Стекло 2,5	NaI 3,667	Кость 1,5	Дерево 0,6
0,01	378,6	417,2	393,1	286,6	137,4	349,1	428,8
0,015	450,4	484,9	451,3	344,0	165,0	406,6	488,2
0,02	506,7	540,0	498,3	391,6	187,8	453,4	535,8
0,03	590,5	620,7	564,4	458,1	221,6	516,7	604,4
0,04	648,4	672,2	604,1	495,6	243,5	552,0	647,6
0,05	687,8	709,3	632,4	521,0	259,3	577,8	678,2
0,06	713,3	735,8	652,3	537,6	270,3	596,3	699,5
0,08	734,3	765,6	674,1	552,1	281,5	617,4	722,0
0,1	729,2	774,0	679,1	550,9	283,0	623,2	726,0
0,15	667,4	745,9	652,7	518,5	266,4	600,5	693,5
0,2	592,4	690,5	604,2	475,5	241,9	556,4	638,3
0,3	474,7	576,9	506,1	399,5	200,7	466,8	530,2
0,4	398,5	488,0	429,8	343,1	173,1	397,1	448,4
0,5	346,7	426,2	375,3	301,5	154,1	347,1	391,2
0,6	309,1	376,8	333,4	270,2	140,2	308,6	347,0
0,8	257,1	309,3	275,9	226,2	120,5	255,5	286,7
1,0	222,2	265,2	238,4	196,5	106,8	220,7	247,5

## Сложные вещества

<i>T</i> , МэВ	Воздух 0,00129	Вода 1,0	Лавсан 1,33	Стекло 2,5	NaI 3,667	Кость 1,5	Дерево 0,6
1,5	165,4	198,2	178,9	150,4	82,37	166,8	185,2
2,0	134,9	160,7	145,5	123,0	69,57	136,3	150,4
3,0	100,3	118,6	107,8	92,21	54,16	101,5	111,2
4,0	80,87	95,14	86,70	74,68	44,99	81,65	89,33
5,0	68,20	79,99	73,01	63,21	38,81	68,91	75,16
6,0	59,24	69,33	63,35	55,06	34,32	59,89	65,17
8,0	47,30	55,19	50,51	44,15	28,16	47,88	51,92
10,0	39,65	46,17	42,29	37,12	24,08	40,17	43,45
15,0	28,68	33,29	30,54	26,99	18,04	29,11	31,35
20,0	22,76	26,36	24,21	21,48	14,10	23,12	24,83
30,0	16,42	18,97	17,44	15,56	10,45	16,70	17,88
40,0	13,03	15,04	13,84	12,39	8,443	13,27	14,18
50,0	10,91	12,57	11,58	10,39	7,156	11,12	11,86
60,0	9,459	10,88	10,03	9,021	6,256	9,647	10,27
80,0	7,572	8,705	8,026	7,237	5,073	7,730	8,217
100	6,400	7,351	6,781	6,126	4,328	6,538	6,941
150	4,782	5,484	5,062	4,588	3,280	4,889	5,180
200	3,945	4,520	4,175	3,791	2,730	4,036	4,271
300	3,092	3,538	3,269	2,977	2,163	3,166	3,344
400	2,663	3,045	2,815	2,567	1,876	2,728	2,879
500	2,410	2,754	2,547	2,325	1,706	2,470	2,604
600	2,246	2,565	2,373	2,168	1,596	2,302	2,426
800	2,052	2,342	2,167	1,983	1,466	2,104	2,215
1000	1,948	2,222	2,057	1,884	1,398	1,998	2,102
1500	1,841	2,093	1,942	1,782	1,330	1,887	1,984
2000	1,815	2,062	1,914	1,758	1,318	1,860	1,954
3000	1,831	2,078	1,930	1,775	1,340	1,877	1,970
4000	1,871	2,122	1,971	1,815	1,376	1,917	2,011
5000	1,915	2,170	2,016	1,857	1,413	1,962	2,057
6000	1,957	2,218	2,061	1,899	1,448	2,004	2,101
8000	2,034	2,303	2,140	1,973	1,512	2,082	2,182
10000	2,100	2,378	2,210	2,038	1,566	2,149	2,253
15000	2,233	2,527	2,349	2,167	1,675	2,283	2,392
20000	2,336	2,643	2,457	2,266	1,760	2,386	2,500
30000	2,491	2,818	2,619	2,415	1,887	2,542	2,664
40000	2,608	2,950	2,742	2,527	1,984	2,659	2,787
50000	2,702	3,057	2,841	2,618	2,062	2,753	2,886
60000	2,782	3,148	2,925	2,694	2,129	2,833	2,970
80000	2,913	3,297	3,062	2,819	2,239	2,963	3,108
100000	3,018	3,417	3,174	2,920	2,328	3,068	3,220

Таблица П2.13

Массовая тормозная способность веществ для альфа-частиц (МэВ·см<sup>2</sup>/г).

Под названием вещества приведена его плотность (г/см<sup>3</sup>)

<i>T</i> , МэВ	Бериллий 1,848	Углерод 2,0	Алюминий 2,6989	Титан 4,54	Железо 7,874	Медь 8,96	Олово 7,2984
0,10	1239	1259	894,5	606,5	467,6	325,6	309,5
0,15	1453	1455	1045	733,1	560,6	398,4	377,3
0,20	1602	1595	1136	831,0	634,3	456,8	430,1
0,25	1706	1698	1195	907,9	694,6	505,1	471,8
0,30	1776	1772	1234	968,3	744,8	545,4	504,8
0,40	1846	1862	1280	1051	821,5	607,0	550,9
0,50	1855	1900	1297	1095	874,1	649,1	577,9
0,60	1829	1906	1297	1112	908,1	676,6	592,2
0,70	1785	1892	1286	1112	928,0	693,4	598,4
0,80	1732	1866	1269	1100	936,8	702,4	599,1
0,90	1674	1833	1248	1082	937,3	705,7	596,4
1,00	1617	1795	1225	1059	931,5	704,9	591,5
1,25	1499	1684	1161	995,6	899,9	692,5	573,8
1,50	1406	1571	1098	933,7	856,7	672,6	552,8
1,75	1326	1466	1039	877,6	810,9	650,3	531,2
2,00	1254	1372	984,9	827,9	766,9	627,6	510,1
2,25	1189	1288	937,6	785,2	727,3	606,0	488,3
2,50	1129	1213	895,4	747,8	691,9	585,6	467,0
2,75	1075	1145	856,8	714,5	660,2	566,3	447,0
3,00	1024	1085	821,0	684,4	631,5	548,0	428,6
3,50	935,3	981,9	756,1	631,9	581,8	514,0	396,3
4,00	858,7	898,2	698,6	587,1	540,1	483,4	369,4
4,50	792,9	829,6	647,8	548,3	504,6	455,8	346,8
5,00	737,6	772,0	604,8	514,3	473,9	431,0	327,7
5,50	690,0	722,9	567,8	484,2	447,2	408,4	311,4
6,00	648,7	680,4	535,7	457,3	423,6	388,0	297,1
6,50	612,5	643,1	507,4	433,4	402,6	369,6	283,9
7,00	580,4	610,2	482,4	412,5	383,5	353,7	271,9
7,50	552,0	580,8	460,0	393,7	366,9	339,1	260,8
8,00	526,4	554,4	439,8	376,7	352,0	325,7	250,6
8,50	503,3	530,6	421,6	361,5	338,3	313,4	241,7
9,00	482,4	509,0	405,1	347,6	325,7	302,0	233,6
9,50	463,3	489,2	389,9	334,9	314,1	291,7	226,0
10,0	445,8	471,2	376,0	323,2	303,6	282,3	218,9
12,5	376,3	399,2	320,5	276,7	261,1	243,9	190,5
15,0	327,0	347,8	280,7	243,2	230,4	215,9	169,8
17,5	290,0	309,1	250,7	217,8	206,9	194,4	153,8
20,0	261,0	278,8	227,1	197,8	188,3	177,3	141,0

<i>T</i> , МэВ	Вольфрам 19,3	Золото 19,32	Свинец 11,35	Уран 18,95	Вода 1,0	Воздух 0,001205	Плексиглас 1,19
0,10	190,1	164,7	194,9	191,7	1131	1018	1283
0,15	229,6	205,8	237,9	240,5	1383	1247	1554
0,20	261,3	239,5	272,3	280,8	1582	1429	1762
0,25	287,7	267,7	300,4	314,8	1743	1575	1923
0,30	310,0	291,5	323,6	343,7	1873	1693	2049
0,40	344,7	328,5	358,2	388,4	2062	1861	2216
0,50	369,2	354,3	380,6	419,0	2178	1961	2300
0,60	385,6	371,5	394,2	438,1	2240	2008	2328
0,70	395,6	382,1	401,3	448,4	2262	2019	2318
0,80	400,6	387,8	404,0	451,8	2256	2002	2282
0,90	401,9	389,6	403,5	450,3	2230	1968	2232
1,00	400,4	388,7	401,0	445,4	2190	1922	2173
1,25	389,5	384,4	392,5	420,0	2050	1774	2008
1,50	374,8	375,7	380,4	390,1	1896	1625	1847
1,75	359,5	362,6	365,3	362,9	1752	1494	1702
2,00	344,8	346,8	348,6	339,6	1624	1382	1574
2,25	331,0	330,5	332,0	319,8	1511	1287	1464
2,50	318,3	316,4	317,6	303,1	1414	1205	1369
2,75	306,5	304,0	304,9	288,9	1329	1133	1288
3,00	295,7	293,0	293,7	276,7	1255	1072	1217
3,50	276,7	274,1	274,4	256,9	1132	968,6	1099
4,00	260,8	258,4	258,3	241,7	1034	885,9	1004
4,50	247,3	245,0	244,7	229,4	952,7	818,0	925,6
5,00	235,5	233,4	232,9	218,6	884,8	760,7	860,1
5,50	225,2	223,1	222,5	209,1	826,9	711,7	804,4
6,00	216,1	214,0	213,2	200,6	777,1	669,6	756,3
6,50	207,8	205,8	205,0	193,0	733,4	632,7	714,1
7,00	200,3	198,4	197,5	186,1	694,9	600,2	676,9
7,50	193,5	191,6	190,7	179,8	660,7	571,2	643,8
8,00	187,3	185,5	184,4	174,0	630,1	545,3	614,2
8,50	181,5	179,7	178,7	168,6	602,5	521,9	587,4
9,00	176,2	174,5	173,4	163,7	577,6	500,6	563,2
9,50	171,3	169,6	168,4	159,1	554,8	481,2	541,1
10,0	166,7	165,0	163,9	154,8	534,0	463,4	520,8
12,5	147,6	146,1	144,9	137,1	451,4	392,6	440,4
15,0	133,2	131,8	130,6	123,7	392,7	342,3	383,2
17,5	121,8	120,5	119,4	113,1	348,7	304,4	340,3
20,0	112,6	111,3	110,2	104,5	314,4	274,7	306,7

Таблица П2.14

*Средний пробег альфа-частиц в различных веществах (мкм).*

*Под названием вещества приведена его плотность (г/см<sup>3</sup>)*

<i>T, МэВ</i>	<i>Бериллий</i> 1,848	<i>Углерод</i> 2,0	<i>Алюминий</i> 2,6989	<i>Титан</i> 4,54	<i>Железо</i> 7,874	<i>Медь</i> 8,96	<i>Олово</i> 7,2984
0,10	0,687	0,591	0,762	0,626	0,443	0,578	0,811
0,15	0,886	0,773	0,951	0,789	0,564	0,730	1,007
0,20	1,061	0,936	1,119	0,928	0,670	0,858	1,175
0,25	1,224	1,087	1,277	1,054	0,764	0,973	1,326
0,30	1,378	1,230	1,429	1,171	0,852	1,079	1,466
0,40	1,675	1,504	1,722	1,388	1,013	1,271	1,723
0,50	1,967	1,768	2,008	1,592	1,162	1,447	1,964
0,60	2,260	2,030	2,293	1,791	1,304	1,616	2,197
0,70	2,558	2,293	2,579	1,988	1,442	1,777	2,428
0,80	2,866	2,559	2,868	2,187	1,578	1,937	2,655
0,90	3,183	2,828	3,162	2,389	1,713	2,094	2,884
1,00	3,511	3,104	3,461	2,594	1,849	2,253	3,114
1,25	4,382	3,821	4,238	3,129	2,194	2,651	3,701
1,50	5,313	4,589	5,057	3,700	2,555	3,059	4,308
1,75	6,304	5,410	5,920	4,308	2,936	3,479	4,939
2,00	7,353	6,295	6,836	4,953	3,338	3,916	5,597
2,25	8,457	7,235	7,799	5,636	3,763	4,368	6,282
2,50	9,626	8,235	8,810	6,354	4,210	4,837	6,999
2,75	10,85	9,295	9,866	7,107	4,679	5,320	7,748
3,00	12,14	10,42	10,97	7,894	5,171	5,821	8,529
3,50	14,90	12,84	13,32	9,570	6,219	6,871	10,19
4,00	17,92	15,50	15,86	11,37	7,352	7,991	11,98
4,50	21,20	18,40	18,62	13,31	8,568	9,178	13,89
5,00	24,74	21,52	21,58	15,39	9,866	10,43	15,92
5,50	28,53	24,87	24,74	17,59	11,24	11,76	18,07
6,00	32,58	28,43	28,10	19,93	12,70	13,16	20,32
6,50	36,87	32,21	31,65	22,40	14,23	14,64	22,67
7,00	41,41	36,20	35,39	25,02	15,86	16,18	25,14
7,50	46,19	40,40	39,31	27,75	17,55	17,79	27,71
8,00	51,20	44,80	43,46	30,59	19,31	19,47	30,39
8,50	56,43	49,41	47,76	33,59	21,15	21,21	33,17
9,00	61,95	54,20	52,24	36,69	23,06	23,03	36,06
9,50	67,69	59,25	56,87	39,91	25,04	24,91	39,03
10,0	73,64	64,45	61,72	43,25	27,10	26,85	42,12
12,5	106,7	93,35	88,48	61,74	38,41	37,51	58,93
15,0	145,4	127,0	119,4	82,99	51,38	49,68	78,00
17,5	189,4	165,2	154,3	106,9	65,93	63,32	99,21
20,0	238,6	207,8	193,2	133,5	82,02	78,37	122,4

## Средний пробег альфа-частиц (мкм), в воздухе (см)

T, МэВ	Вольфрам 19,3	Золото 19,32	Свинец 11,35	Уран 18,95	Вода 1,0	Воздух 0,001205	Плексиглас 1,19
0,10	0,472	0,617	0,836	0,568	1,425	0,13	1,064
0,15	0,593	0,755	1,037	0,688	1,817	0,17	1,357
0,20	0,697	0,869	1,207	0,788	2,151	0,20	1,608
0,25	0,791	0,971	1,360	0,877	2,450	0,23	1,834
0,30	0,877	1,062	1,500	0,956	2,725	0,25	2,045
0,40	1,034	1,228	1,756	1,099	3,230	0,30	2,436
0,50	1,178	1,378	1,993	1,230	3,699	0,34	2,807
0,60	1,315	1,520	2,220	1,352	4,150	0,38	3,168
0,70	1,447	1,657	2,441	1,471	4,593	0,43	3,529
0,80	1,577	1,791	2,659	1,587	5,034	0,47	3,894
0,90	1,705	1,924	2,876	1,704	5,479	0,51	4,266
1,00	1,834	2,056	3,095	1,822	5,931	0,55	4,647
1,25	2,161	2,390	3,649	2,126	7,107	0,66	5,650
1,50	2,500	2,730	4,217	2,451	8,374	0,79	6,741
1,75	2,852	3,080	4,807	2,801	9,744	0,92	7,925
2,00	3,219	3,444	5,423	3,177	11,23	1,06	9,210
2,25	3,602	3,826	6,070	3,577	12,82	1,22	10,58
2,50	4,001	4,226	6,748	4,001	14,53	1,39	12,07
2,75	4,415	4,642	7,455	4,446	16,35	1,56	13,65
3,00	4,845	5,076	8,191	4,912	18,29	1,75	15,33
3,50	5,751	5,988	9,744	5,905	22,49	2,16	18,97
4,00	6,715	6,961	11,40	6,960	27,11	2,61	22,97
4,50	7,735	7,986	13,14	8,079	32,15	3,09	27,33
5,00	8,808	9,068	14,99	9,261	37,59	3,62	32,04
5,50	9,932	10,20	16,92	10,49	43,44	4,18	37,09
6,00	11,10	11,38	18,95	11,77	49,67	4,79	42,47
6,50	12,32	12,61	21,05	13,11	56,30	5,42	48,19
7,00	13,59	13,89	23,24	14,51	63,30	6,10	54,23
7,50	14,91	15,22	25,51	15,95	70,67	6,80	60,59
8,00	16,26	16,59	27,85	17,44	78,42	7,55	67,27
8,50	17,67	18,01	30,28	18,98	86,53	8,33	74,26
9,00	19,12	19,47	32,78	20,56	95,00	9,14	81,57
9,50	20,61	20,97	35,36	22,20	103,8	9,98	89,15
10,0	22,14	22,52	38,00	23,88	113,0	10,8	97,05
12,5	30,41	30,87	52,32	32,95	164,1	15,7	141,0
15,0	39,66	40,20	68,35	43,09	223,6	21,4	192,3
17,5	49,83	50,48	86,00	54,24	291,3	27,8	250,5
20,0	60,88	61,64	105,1	66,38	366,8	35,0	315,7

## ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Активность 26  
Альbedo 182  
Базовые величины  
– дозиметрические 72  
– физические 71  
Барьер деления 463  
Бэр 32  
Выход  
– фотонейтронов 392  
– фотоядерных реакций 394  
Вычислительный фантом 78  
Гамма-излучение 91  
Гамма-постоянная 82  
Гигантский резонанс 105  
Грей 31  
Деление  
– вынужденное 465  
– спонтанное 464  
Длина  
– распада 361  
– релаксации 505  
– свободного пробега 50  
– транспортная 475  
Доза  
– коллективная 63  
– поглощенная 30  
– обобщенная 429  
– первого столкновения 501  
– равноценная 429  
– эквивалентная 31  
– экспозиционная 35  
– эффективная 33  
Дозиметрическая величина  
– базисная 38  
– нормируемая 72  
– операционная 73  
– фантомная 38  
Допустимые уровни 63  
Естественный фон 54  
Защита 46  
– барьерная 48  
– бесконечная 47  
– биологическая 46  
– вторичная 255  
– гетерогенная 47  
– гомогенная 47  
– ограниченная 48  
– первичная 255  
– полубесконечная 47  
– радиационная 46  
– раздельная 47  
– сплошная 47  
– теневая 47  
– тепловая 46  
– частичная 47  
Закон  
– ослабления нерассеянного излучения 50  
– радиоактивного распада 26  
Запретный период 275, 285  
Зиверт 32  
Зона наблюдения 63  
Излучение 25  
– ионизирующее 25  
– корпускулярное 25  
– косвенно ионизирующее 25  
– натекания 258  
– непосредственно ионизирующее 25  
– первичное 129  
– рассеянное 203  
– рентгеновское 91, 210  
– синхротронное 396  
– тормозное 91, 311  
– характеристическое 91  
Изотоп 25  
Индекс безопасности  
по критичности 601  
Интеграл Зиверта 159  
Интенсивность излучения 29  
Ионизирующая частица 25  
Исключительное использование 600  
Источник ионизирующего излучения 44  
– дельта-источник 45  
– закрытый 572  
– изотропный 45  
– линейный 44  
– мгновенный 45  
– мононаправленный 45  
– моноэнергетический 45  
– объемный 44



- открытый 574
- однородный 45
- поверхностный 44
- протяженный 44
- стационарный 45
- техногенный 62
- точечный 44, 45
- Каскад
  - внутриядерный 360
  - нуклон-мезонный 362
  - электрон-фотонный 363
- Категории облучаемых лиц
  - персонал 63
  - группа А 63
  - группа Б 63
  - население 63
- Квазиальbedo 182
- Квантовый выход 27
- Квота 63
- Керма 35
- Керма-постоянная 82
- Керма-эквивалент 86
- Контрольные уровни 64
- Косвенное действие излучения 21
- Космическое излучение
  - вторичное 415
  - галактическое 415
  - первичное 415
- Космогенные радионуклиды 57
- Коэффициент
  - взвешивающий излучения 32
  - взвешивающий биологических тканей и органов 34
  - ослабления 50, 107
  - линейный 50
  - массовый 50
  - качества излучения 32
  - относительной биологической эффективности 32
  - передачи энергии 108
  - перехода (переводной) 39
  - поглощения энергии 109
  - пропускания 318
- Кратность ослабления излучения 137
- Критическая группа 63
- Критическая энергия 315
- Критическая энергия синхротронного излучения 396
- Летаргия нейтрона 443
- Линейная передача энергии 33
- Миллиграмм-эквивалент радия 85
- Минимально значимая
  - активность 575
  - удельная активность 575
- Мощность источника 27
- Мощность показателя
  - образования радионуклида 273
  - поглощенной энергии в воздухе 289
  - тканевой поглощенной дозы тормозного излучения 231
- Мольеровская единица длины 364
- Нейтроны
  - быстрые 439
  - запаздывающие 468
  - мгновенные 468
  - медленные 438
  - промежуточные 439
  - сверхбыстрые 439
  - тепловые 439
- Нуклид 25
- Образцовое рентгеновское излучение 32
- Оже-электрон 93
- Основные пределы доз 63
- Относительный выход 324
- Параметр деления 463
- Период полураспада 26
- Персонал 63
- Плотность звезд 362
- Плотность потока частиц 30
- Поле ионизирующего излучения 27
- Полная тормозная способность 315
- Полный относительный выход 27
- Поправка на барьерность 121
- Постоянная распада 25
- Потенциал ионизации 307
- Потери энергии
  - на столкновения 306, 334
  - на излучение 311, 314
- Приемлемый уровень
  - профессионального риска смерти 60
- Принцип
  - нормирования 70
  - обоснования 70

- оптимизации 70
- радиационно-гигиенический 62
- экологический 62
- ALARA 71
- Пробег заряженной частицы
  - истинный 317
  - линейный 317
  - максимальный 318
  - массовый 317
  - средний 317
  - экстраполированный 319
- Равновесная
  - концентрация 283
  - объемная активность 272
- Рад 31
- Радиационный выход
  - рентгеновской трубки 210
- Радиационно-химический выход 279
- Радиационный переход 92
- Радиационный пояс Земли 418
- Радиевый гамма-эквивалент 85
- Радиоактивность 25
- Радиоактивные материалы 595
- Радиолиз 279
- Радионуклид 25
- Радиопротекторы 434
- Радиотоксичность 575
- Распределение Мольера 303
- Рассеяние
  - кратное 302
  - многократное 302
- Рентген 36
- Риск
  - радиационный 61
  - радиационный суммарный 430
- Санитарно-защитная зона 63
- Свинцовый эквивалент 296
- Свободные радикалы 20
- Сечение взаимодействия
  - полное макроскопическое 50
  - полное микроскопическое 50
- Сечение выведения 509
- Скайшайн 193
- Слой
  - половинного ослабления 51
  - десятикратного ослабления 51
- Солнечный ветер 417
- Солнечные вспышки 417
- Солнечные протонные события 417
- Средства индивидуальной защиты 585
- Средняя энергия возбуждения 307
- Стандартные условия 66
- Техногенный источник излучения 62
- Техногенный радиационный фон 57
- Триплет 102
- Тормозная способность вещества 33
- Транспортная категория 601
- Транспортный пакет 600
- Трек частицы 281
- Упаковка 598
- Упаковочный комплект 596
- Уровень вмешательства 590
- Фактор накопления 114
- Флюенс 29
- Формула
  - Виарда 229
  - Клейна–Нишины 98
  - Бете–Блоха 307, 335
  - Рудстама 385
- Фотоэлектрон 92
- Фотоэффект 92
- Фотоядерная реакция 104
- Шпора 280
- Эквивалент дозы
  - амбиентный 74
  - индивидуальный 74
- Энергия активации 464
- Эффект
  - Оже 93
  - Комптона 96
  - образования электрон-позитронных пар 102
  - плотности 310
- Эффекты лучевого поражения
  - детерминированные 60
  - стохастические 61
- Ядерное торможение 334
- Ядерная тормозная способность 334

Учебное издание

БЕСПАЛОВ Валерий Иванович

# ЛЕКЦИИ ПО РАДИАЦИОННОЙ ЗАЩИТЕ

Учебное пособие

Корректурa *Д.В. Заремба*  
Дизайн обложки *Т.А. Фатеева*

Отпечатано в Издательстве ТПУ в полном соответствии  
с качеством предоставленного оригинал-макета

Подписано к печати 18.12.2017. Формат 60x84/16. Бумага «Снегурочка».  
Печать CANON. Усл. печ. л. 40,42. Уч.-изд. л. 36,56.  
Заказ 315-17. Тираж 100 экз.



**Издательство**

ТОМСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ