



А. И. Малахов

РЕЛЯТИВИСТСКАЯ

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

**ЛАБОРАТОРИЯ
ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ
ИМ. В. И. ВЕКСЕРА И А. М. БААДИНА**

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Учебно-научный центр



А. И. Малахов

Релятивистская ядерная физика

Учебное пособие

Дубна
2021

УДК 539.1
ББК 22.38
М18

Малахов А. И.

М18 Релятивистская ядерная физика: Учебное пособие. — Дубна: ОИЯИ, 2021. — 181 с.: ил.

ISBN 978-5-9530-0554-8

В пособии достаточно детально описан подход исследования релятивистских ядерных взаимодействий в пространстве четырехмерных скоростей, разработанный академиком А. М. Балдиным. Кратко рассмотрены и другие подходы. Также описаны наиболее распространенные современные детекторы, применяемые при исследованиях в области релятивистской ядерной физики. Рассказано об экспериментах, проведенных в Лаборатории высоких энергий (ныне — Лаборатория физики высоких энергий) ОИЯИ в этой области. Представлена информация о мировых физических ускорительных центрах, работающих в области релятивистской ядерной физики, и полученных в этих центрах наиболее важных физических результатах.

Книга написана на основе лекций, прочитанных в Учебно-научном центре ОИЯИ и инженерно-физическом институте университета «Дубна». Рекомендована как учебное пособие и предназначена для студентов старших курсов и аспирантов, специализирующихся в области ядерной физики.

**УДК 539.1
ББК 22.38**

ISBN 978-5-9530-0554-8

© Объединенный институт
ядерных исследований, 2021

ВВЕДЕНИЕ

Одним из важных направлений развития современной физики частиц и ядер является релятивистская ядерная физика. Это направление зародилось в начале 1970-х гг. в связи с необходимостью решения ряда практических задач, а также благодаря некоторым теоретическим разработкам и успехам в ускорении ядер до релятивистских скоростей (близких к скорости света) в Дубне (СССР) и Беркли (США).

Практический интерес, в первую очередь, был вызван развитием космических исследований. Изучение влияния космического излучения, в котором преобладают релятивистские ядра, на биологические объекты и электронику особенно важно для обеспечения безопасности пилотируемых космических полетов. Знание законов взаимодействия релятивистских ядер необходимо и с точки зрения построения моделей образования и развития Вселенной, а также для изучения внутреннего строения звезд. В последнее время релятивистскими ядрами заинтересовались и энергетики в надежде реализовать идею создания безопасного ядерного реактора, управляемого пучками заряженных частиц, а также идею уничтожения ядерных отходов под действием пучков заряженных частиц и ядер.

Релятивистскую ядерную физику можно определить как область ядерной физики, в которой изучаются взаимодействия ядер при условии

$$p^2/m^2 \gg 1,$$

где p и m — соответственно импульс и масса взаимодействующих объектов.

Данная книга познакомит читателя с историей возникновения релятивистской ядерной физики, основными экспериментальными результатами и теоретическими моделями в этой области исследований, а также с планируемыми на ближайшее будущее экспериментами.

Глава 1

О КВАРКОВОЙ СТРУКТУРЕ МАТЕРИИ

Прежде чем перейти к описанию взаимодействий релятивистских ядер, остановимся на современных представлениях о строении ядерной материи.

Интенсивные экспериментальные и теоретические исследования в области физики высоких энергий в последние десятилетия привели к значительным успехам в раскрытии фундаментальных законов микромира. Выяснилась принципиально важная роль пространственно-временных и так называемых внутренних симметрий, связанных с важнейшими законами сохранения в микромире. В результате развития этого симметричного подхода в теории элементарных частиц около 40 лет назад была разработана чрезвычайно плодотворная составная кварковая модель сильновзаимодействующих частиц — мезонов и барионов, опирающаяся на представление о цветных кварках [1].

Идея цветных кварков — фундаментальных фермионов, обладающих специфическим квантовым числом, называемым цветом, и являющихся наравне с лептонами простейшими составляющими веществами, — лежит в основе современных представлений о мире элементарных частиц и атомных ядер. С моделью цветных кварков связаны многие достижения в области физики высоких энергий. Без представления о цветных кварках как фундаментальных составляющих материи вряд ли были бы возможны прогресс в понимании эволюции ранней Вселенной и продвижение по пути реализации кардинальной идеи о единстве всех основных сил природы — электромагнитных, сильных, слабых и гравитационных.

Начало составным моделям адронов было положено Ферми и Янгом, высказавшими в 1949 г. гипотезу о том, что легчайшая из обнаруженных к тому времени сильновзаимодействующих частиц — π -мезон — является не элементарной частицей, а связанным состоянием нуклона и антинуклона [2]:

$$\begin{aligned}\pi^+ &= p\tilde{n}, \\ \pi^- &= n\tilde{p}, \\ \pi^0 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(p\tilde{p} + n\tilde{n}),\end{aligned}$$

где p — протон; \tilde{p} — антипротон; n — нейтрон; \tilde{n} — антинейтрон.

Эта гипотеза, однако, оказалась неудовлетворительной, но поиски «самых элементарных частиц» продолжались. Важную роль в этом отношении сыграло обнаружение так называемой унитарной симметрии элементарных частиц, отражавшей приближенную независимость динамических свойств адронов,

принадлежащих одному и тому же семейству, или унитарному мультиплету, от конкретного набора квантовых чисел: электрического заряда, изотопического спина, странности, или, как сейчас говорят физики, «аромата» частиц.

Когда в 1964 г. Гелл-Манн [3] и Цвейг [4] высказали гипотезу кварков — гипотетических частиц, из которых могли быть построены все наблюдаемые сильновзаимодействующие частицы — мезоны и барионы, кварки рассматривались, скорее, как сугубо математические объекты, в терминах которых можно было наиболее экономичным способом описывать свойства унитарной симметрии сильных взаимодействий. Для описания известных в то время частиц было достаточно наличия трех кварков u , d , s и, соответственно, трех антикварков. Мезоны можно было составить из кварка и антикварка, а барионы из трех кварков:

$$\begin{aligned} \text{мезоны} &= q\bar{q}, \\ \text{барионы} &= qqq \quad (q = u, d, s). \end{aligned}$$

Квантовые числа этих трех кварков приведены в табл. 1.1.

Таблица 1.1. Квантовые числа (ароматы) кварков

Кварки q	Электрический заряд e	Странность S	Изоспин i	Проекция изоспина i_3
u (up)	$2/3$	0	$1/2$	$+1/2$
d (down)	$-1/3$	0	$1/2$	$-1/2$
s (strange)	$-1/3$	-1	0	0

Примечание. Спин кварков $J = 1/2$. Барийное число $B = 1/3$.

Обладающие дробными электрическими и барионными зарядами и не наблюдаемые в свободном, изолированном состоянии кварки не сразу получили необходимое физическое истолкование. На пути к этому стоял ряд принципиальных трудностей кварковой модели. Прежде всего, построение адронов из кварков, имеющих спин $1/2$, приводило к противоречию с принципом Паули для систем частиц с полуцелыми спинами, который играет фундаментальную роль в квантовой механике и квантовой теории поля.

Так, частица Ω^- -гиперон со спином $J = 3/2$ и странностью $S = -3$ должна состоять из трех странных кварков в одном состоянии с одинаковой ориентацией спинов

$$\Omega^-(J = 3/2) = |s\uparrow, s\uparrow, s\uparrow\rangle,$$

что запрещено принципом Паули для частиц с полуцелым спином.

Введение нового квантового числа «цвет» решает эту проблему:

$$\Omega^-(J = 3/2) = |s\uparrow, s\uparrow, s\uparrow\rangle.$$

Оставался также без ответа вопрос: почему в природе реализуются лишь системы, образованные кварк-антикварковыми парами (мезоны) или тройками кварков (барионы), и отсутствуют указания о существовании других многокварковых состояний? И последнее — отсутствовало какое-либо объяснение удивительному факту: почему, несмотря на усиленные экспериментальные поиски, кварки не обнаружены в свободном, изолированном состоянии? Эта

проблема получила известность как проблема конфайнмента, или невылета-ния кварков.

Анализ этих принципиальных проблем физики элементарных частиц привел в 1965 г. Н.Н.Боголюбова, Б.В.Струминского и А.Н.Тавхелидзе [5–7], а также независимо от них Хана и Намбу [8] и Миямото [9] к гипотезе о наличии у кварков нового, неизвестного ранее квантового числа или заряда, названного впоследствии цветом.

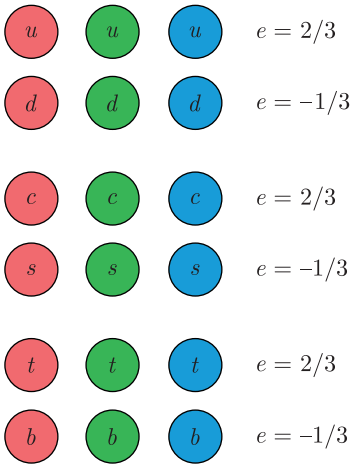


Рис. 1.1. Цветные кварки: красные (слева), зеленые (в центре), синие (справа). Приведены электрические заряды кварков. Спин кварков $J = 1/2$, барионное число $B = 1/3$. Имеется такое же количество антикварков с противоположными квантовыми числами

Согласно этой гипотезе кварки являются обычными фермионами и, следовательно, подчиняются статистике Ферми–Дирака. Однако для каждого типа кварков с заданными значениями изотопического спина, электрического заряда и странности (т.е. для каждого аромата кварков) имеются три эквивалентных состояния, различающихся значениями нового квантового числа — цветом. На рис. 1.1 представлен весь набор кварков, существование которых подтверждается в настоящее время экспериментально (всего шесть кварков: u, d, c, s, t, b). Каждый из них может быть окрашен в три цвета. Условно эти три цвета называют красным, синим и зеленым. Данному семейству кварков соответствует такое же семейство антикварков, обладающих противоположными квантовыми числами.

Таким образом, общее число кварков с учетом цвета утраивается, хотя число самих адронов, наблюдаемых в природе, должно оставаться прежним. Это означает, что мезоны и барионы в отличие от кварков бесцветны, т.е. цвета кварков компенсируют друг друга внутри адронов. Но это не означает, что цвет кварков не проявляется на опыте.

Пример проявления цвета кварков на опыте дает нам результат измерения вероятности образования адронов в процессах аннигиляции сталкивающихся электрон-позитронных пар при высоких энергиях $e^+ + e^- \rightarrow q + \bar{q}$ (рис. 1.2).

В соответствии с предсказаниями теории эта вероятность определяется числом кварковых цветов и значениями электрических зарядов кварков, образующихся в этих процессах.

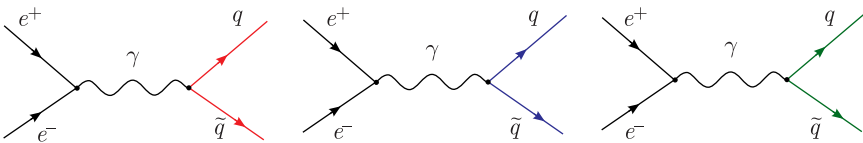


Рис. 1.2. Проявление цвета кварков на опыте. Приведены три диаграммы с участием трех цветных кварков и антикварков

В частности, при энергии $\sqrt{s} > 10$ ГэВ должно выполняться соотношение

$$R(s) = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} \approx 3 \sum_i e_i^2,$$

где \sum_i — сумма по ароматам; 3 — число цветов кварков; $\sqrt{s} > 10$ ГэВ:

$$R = 3(e_u^2 + e_d^2 + e_c^2 + e_s^2 + e_b^2) = 11/3.$$

Результаты эксперимента хорошо подтверждают это теоретическое предсказание (рис. 1.3).

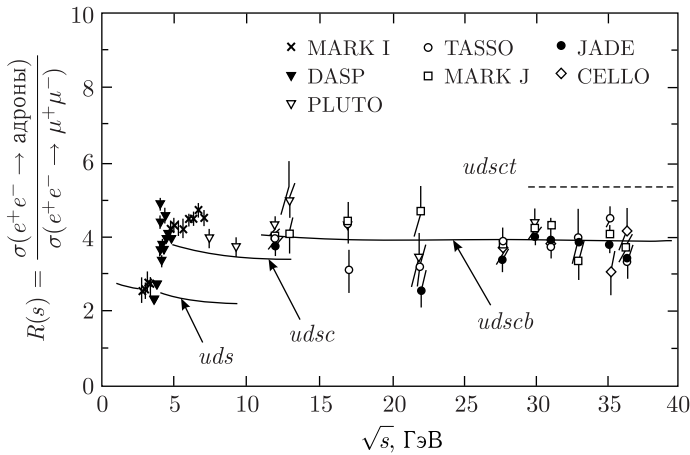


Рис. 1.3. Результаты определения отношения $R(s)$, полученные в различных экспериментах

Подтверждением существования кварков на опыте могут быть результаты наблюдения в 1975 г. образования двух струй адронов в результате аннигиляции электрон-позитронных пар в SLAC (США) (рис. 1.4), а затем — в DESY (Германия).

Две струи образуются кварком и антикварком, рожденными электрон-позитронной парой, как показано на диаграмме, приведенной на рис. 1.5.

Как уже отмечалось, главная проблема кварковой модели заключалась в отсутствии кварков в свободном состоянии. Объяснение явления невылетаия кварков из адронов является одной из наиболее принципиальных проблем, стоящих перед современной физикой элементарных частиц. Хотя окончательное решение проблемы невылетаия кварков остается за экспериментом, предпринят ряд попыток дать объяснение «заклучению» кварков внутри адронов.

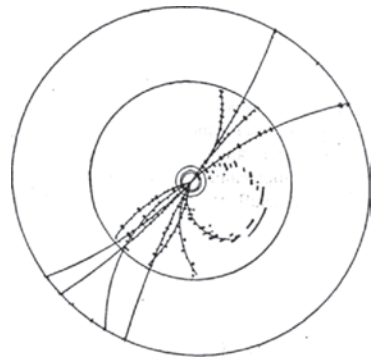


Рис. 1.4. Двухструйное событие, полученное на ускорителе РЕР (электрон-позитронном коллайдере) в SLAC. Представлена проекция события на плоскость, перпендикулярную оси пучков

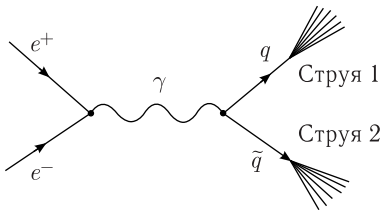


Рис. 1.5. Диаграмма двухструйного события

Так, в основе динамической кварковой модели, разработка которой началась в Дубне в 1965 г., было предположение о том, что кварки — весьма тяжелые объекты, связанные в адронах огромными силами, которые, с одной стороны, обуславливают большой дефект масс кварков в адронах, с другой — препятствуют их вылету наружу [5–7].

Хотя мы не можем вычислить силу взаимодействия между кварками, можно сделать грубую оценку этой величины. Потенциал взаимодействия кварков на больших расстояниях примерно описывается зависимостью

$$U(r) = k r,$$

где k — константа; r — расстояние между кварками. Для того чтобы образовать адрон размером около 1 Фм и массой около 1 ГэВ, константа k должна быть около 1 ГэВ/Фм, что составляет 10^{15} ГэВ/м (1 Фм = 10^{-15} м).

Принимая во внимание, что $1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж и $1 \text{ Дж} = 1 \text{ Н} \cdot \text{м}$, получим для силы взаимодействия между кварками

$$F \approx U(r)/r = k = 10^{15} \text{ ГэВ/м} = 1,6 \cdot 10^{-10} \text{ Дж/м} = 1,6 \cdot 10^5 \text{ Н} = 16 \text{ т.}$$

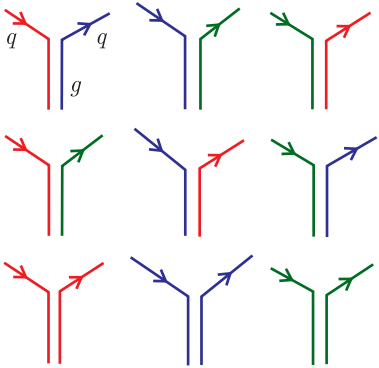


Рис. 1.6. Восемь способов переноса цвета кварков — восемь типов глюонов ($3^2 - 1 = 8$)

Удерживаемые стенками потенциальной ямы кварки в динамической кварковой модели оказывались эффективно свободными или квазинезависимыми внутри нее [10, 11]. Подобное поведение называется асимптотической свободой кварков на малых расстояниях. Принципиальный шаг на пути развития динамической теории адронов сделал Намбу [12], который впервые ввел в рассмотрение векторные поля — переносчики цветового взаимодействия, так называемые глюоны (от англ. glue — «клей») (рис. 1.6). Количество глюонов равно восьми, так как в группе $SU(N)$ число независимых комбинаций определяется выражением $N^2 - 1$, и для $SU(3)$ получим $3^2 - 1 = 8$.

Взаимодействия двух цветовых зарядов, переносимые глюонами, по аналогии с электродинамическим взаимодействием двух электрических зарядов были названы хромодинамическими взаимодействиями, а описывающая их теория — квантовой хромодинамикой. В отличие от электродинамики с единственным фотоном в хромодинамике присутствуют восемь глюонных полей в соответствии с восемью различными способами переноса кварковых цветов. При этом глюоны обладают отличным от нуля цветом и являются источником хромодинамических взаимодействий. Сравнение квантовой электродинамики (КЭД) с квантовой хромодинамикой (КХД) схематично представлено на рис. 1.7.

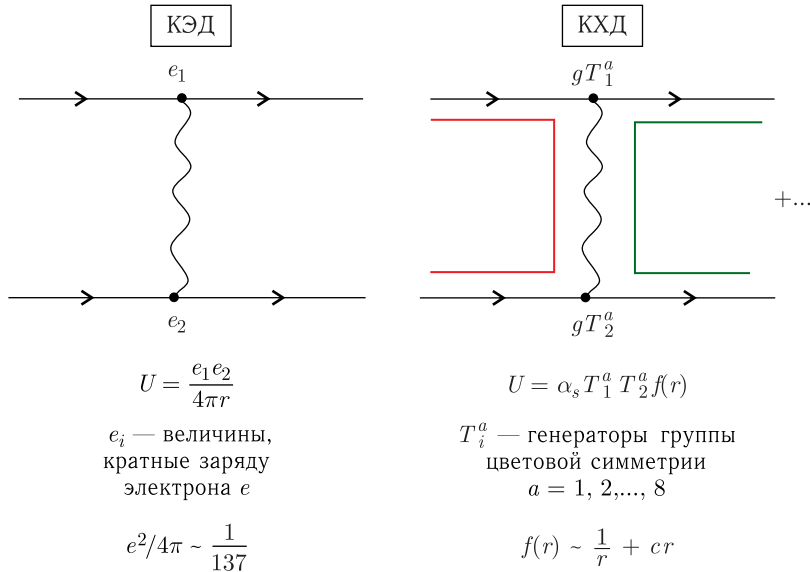


Рис. 1.7. Квантовая электродинамика (КЭД) в сравнении с квантовой хромодинамикой (КХД): U — потенциал; r — расстояние между зарядами

Важным отличием от электродинамики является возможное существование сил, действующих между двумя цветовыми зарядами, которые не убывают с расстоянием. Между разносимыми на большие расстояния кварками как бы натягивается струна, препятствующая их разлету. Струна может разорваться в результате рождения из вакуума новой кварк-антикварковой пары, что приведет к образованию двух новых бесцветных систем, например двух мезонов (рис. 1.8).

Взаимодействие глюонов с кварками довольно сильное. По этой причине глюоны, испускаемые кварками, могут с заметной вероятностью рождают кварк-антикварковые пары. В результате в любом адроне наряду с кварками, составляющими основу его структуры (валентными кварками), содержится равновесная примесь глюонов и кварк-антикварковых пар различных типов. Эта примесь образует как бы «море» кварк-антикварковых пар, которые часто так и называют «морскими».

Как упоминалось выше, свидетельством существования кварков являются двухструйные события. В 1979 г. впервые на электрон-позитронном коллай-

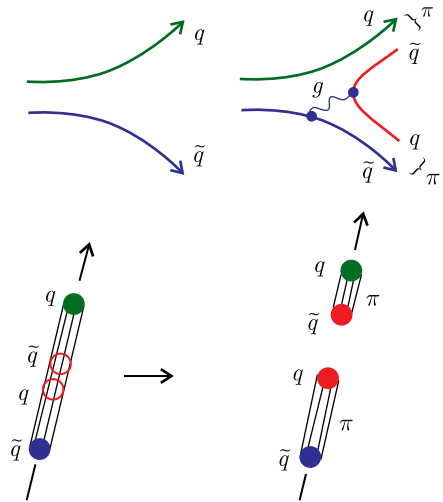


Рис. 1.8. Аналогия проявления не убывающих с расстоянием хромодинамических сил между цветными кварками

дере PETRA (Гамбург, Германия) наблюдались трехструйные события типа $e^+ + e^- \rightarrow j + j + j$, которые подтверждают существование глюонов [13]. Эти события успешно описывались через процессы $e^+ + e^- \rightarrow q + \bar{q} + g$ с глюоном, излучаемым любым из кварков (рис. 1.9).

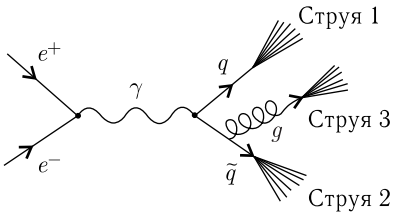


Рис. 1.9. Диаграмма трехструйного события: q — кварк; \bar{q} — антикварк; g — глюон

Статистика и угловые корреляции трех струй были предсказаны КХД. Пример трехструйного события показан на рис. 1.10.

Ярким примером динамического проявления кварковой структуры элементарных частиц в процессах взаимодействия при высоких энергиях являются установленные в 1973 г. В. А. Матвеевым, Р. М. Мурадьяном и А. Н. Тавхелидзе так называемые формулы

кваркового счета, определяющие закон асимптотического поведения сечений упругого рассеяния на большие углы и формфакторов адронов в зависимости от числа составляющих их кварков. Был найден степенной закон для сечения упругого рассеяния адронов $ab \rightarrow cd$ на большие углы θ при высоких энергиях $E = \sqrt{s}$:

$$d\sigma/dt(ab \rightarrow cd) \sim (1/s)^{N_a+N_b+N_c+N_d-2} f(\theta),$$

где N_a, N_b, N_c, N_d — числа кварков в адронах a, b, c, d .

Пример применения формул кваркового счета для взаимодействий $\pi + p \rightarrow \pi + p$ и $p + p \rightarrow p + p$ показан на рис. 1.11.

Идеи, связанные с существованием цветных кварков, проникли и в физику атомного ядра. Главной проблемой в этой области исследований является объяснение природы и основных закономерностей ядерных сил исходя из фундаментальных хромодинамических взаимодействий кварков и глюонов.

В становление этой новой области ядерных исследований, расширяющей наши представления о сложном строении атомного ядра и называемой сейчас релятивистской ядерной физикой, большой вклад внесли теоретические работы, выполненные в Лаборатории высоких энергий им. академиков

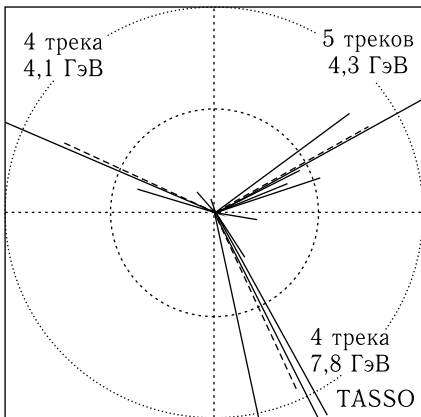


Рис. 1.10. Схема реконструкции первого трехструйного события, полученного на ускорителе PETRA (Германия) при энергии e^+e^- в системе центра масс 27,4 ГэВ. Показана проекция события на плоскость, перпендикулярную направлению сталкивающихся пучков электронов и позитронов. Пунктирными линиями показаны направления, по которым двигались кварки и глюоны, прежде чем они превратились в адроны

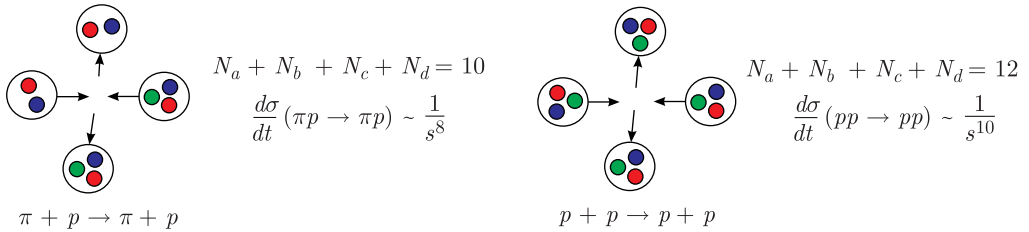


Рис. 1.11. Пример применения формул кваркового счета. Значения сечений, оцененных по формулам кваркового счета, соответствуют экспериментальным значениям

В. И. Векслера и А. М. Балдина ОИЯИ, и экспериментальные исследования на пучках релятивистских ядер синхрофазотрона в Дубне, которые привели, в частности, к установлению границ применимости протон-нейтронной модели ядра [14].

Список литературы к главе 1

1. Боголюбов Н. Н. ОИЯИ, Д2-85-206. Дубна, 1985.
2. Fermi T., Yang C. N. // Phys. Rev. 1949. V. 76. P. 1739.
3. Gell-Mann M. // Phys. Lett. 1964. V. 8. P. 214.
4. Zweig G. CERN Preprint TH-401. Geneva, 1964.
5. Боголюбов Н. Н., Струминский Б. В., Тавхелидзе А. Н. Препринт ОИЯИ Д-1968. Дубна, 1965.
6. Tavkhelidze A. N. High Energy Phys. Elem. Particles. Vienna, 1965. P. 753.
7. Боголюбов Н. Н., Матвеев В. А., Нгуен Ван Хьеу, Стоянов Д. Ц., Струминский Б. В., Тавхелидзе А. Н., Шелест В. П. Препринт ОИЯИ Р-2141. Дубна, 1965.
8. Han M. Y., Nambu Y. // Phys. Rev. B. 1965. V. 139. P. 1005.
9. Miyamoto Y. // Progr. Theor. Phys., Suppl. Extra. 1965. No. 187.
10. Боголюбов П. Н. // ЭЧАЯ. 1972. Т. 3, вып. 1. С. 144; Препринт ОИЯИ Р2-3115. Дубна, 1967.
11. Bogolubov P. N. // Ann. Inst. Henri Poincare. 1968. V. VIII. P. 2.
12. Nambu Y. // Preludes in Theor. Phys. / Ed. by R. Gatto. New York: J. Wiley, 1972.
13. Soding P., Wiik B., Wolf G., Wu S. L. // Intern. Eur. Conf. High Energy Phys. "HEP'95", Brussels, July 27 – Aug. 2, 1995 / Eds. J. Lemonne et al. World Sci., 1995. P. 3.
14. Балдин А. М. // ЭЧАЯ. 1977. Т. 8. С. 429.

ЯДЕРНЫЙ КУМУЛЯТИВНЫЙ ЭФФЕКТ

2.1. Открытие ядерного кумулятивного эффекта

Пучки частиц высоких энергий долгое время получали исключительно на протонных и электронных ускорителях, т. е. при ускорении частиц, обладающих единичным электрическим зарядом. Ускорение частиц, обладающих зарядом больше единицы, в принципе дает возможность получить энергию ускоряемых частиц (при одинаковых параметрах ускорителя) большую, чем энергия протонов, в число раз, равное кратности заряда. Так, на синхрофазотроне в Дубне, рассчитанном на энергию протонов 10 ГэВ, можно было получить ядра гелия с энергией 20 ГэВ, а ядра неона (заряд $10e$) — с энергией 100 ГэВ. Возникает естественный вопрос: не получатся ли в результате столкновения с мишенью ядер, например, неона, обладающих энергией 100 ГэВ, пучки вторичных частиц, такие как на ускорителе в Серпухове, рассчитанном на энергию протонов 70 ГэВ? Утвердительный ответ на этот вопрос означал бы, что с помощью ускорения тяжелых ядер, обладающих более высоким зарядом, можно было бы сравнительно дешевым способом получать пучки частиц рекордно высоких энергий.

Обычно на вопрос о возможности передачи большой энергии составным ядром отдельному протону отвечали отрицательно. Выдвигались соображения о «рыхлости» ядра, о малой вероятности концентрации энергии группы нуклонов на одном нуклоне. Впервые в работе [1] А. М. Балдиным была рассмотрена эта проблема, сделаны определенные предсказания на основе анализа экспериментальных данных и был дан положительный ответ на поставленный вопрос. Для более детальной проверки сделанного вывода требовалось экспериментальное подтверждение.

Образование вторичных частиц при взаимодействии релятивистских ядер с участием группы нуклонов получило название ядерного кумулятивного эффекта. Термин кумуляция (от лат. *cumulatio* — «скопление» или *cumulo* — «накапливаю») дословно означает увеличение или усиление какого-либо эффекта за счет сложения или накопления нескольких однородных с ним эффектов.

В 1970 г. на синхрофазотроне в Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований в Дубне были ускорены простейшие ядра — дейтроны, состоящие из двух нуклонов, до энергии 9 ГэВ. Чаще при измерении энергии ядер используют значение энергии, отнесенное к одному

нуклону. В этих единицах энергии дейтронного пучка 9 ГэВ соответствует величина 4,5 ГэВ/нуклон или, как чаще обозначают, 4,5А ГэВ (А — атомный номер ядра).

Наличие дейтронного пучка в Дубне позволило провести первые эксперименты с релятивистскими ядрами. Ядерный кумулятивный эффект впервые наблюдался на синхрофазотроне группой авторов [2] под руководством В. С. Ставинского. Первичный пучок ускоренных дейтронов попадал на одну из помещенных в камеру ускорителя медных мишеней T_{1-5} (рис. 2.1).

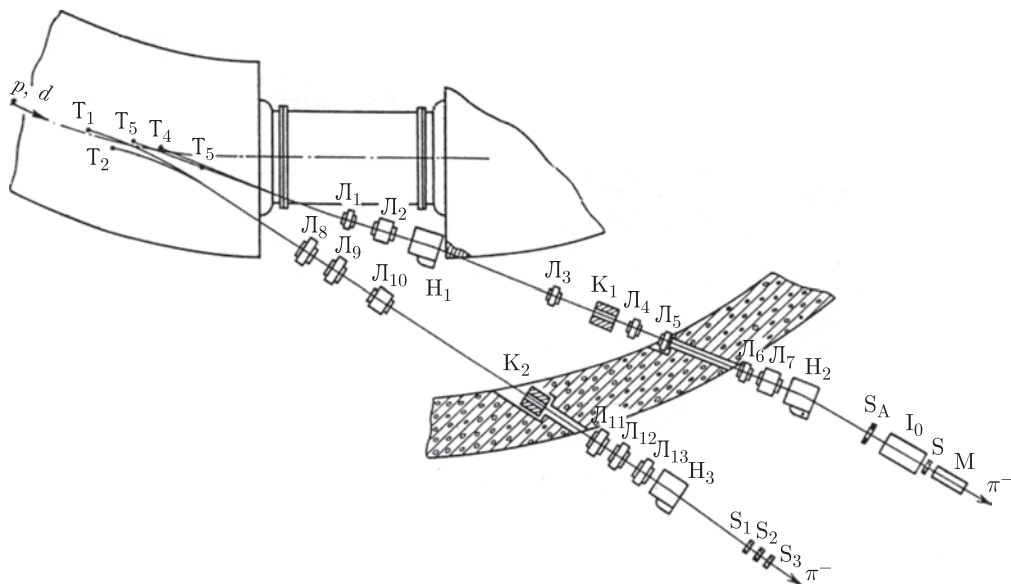


Рис. 2.1. Схема эксперимента по наблюдению ядерного кумулятивного эффекта

Рожденные в направлении падающих дейтронов пионы анализировались по импульсу магнитным полем ускорителя и попадали в магнитные каналы K_1 и K_2 . Анализирующие магниты H_1 , H_2 , H_3 вместе с магнитным полем ускорителя определяли энергию вторичных пионов. Поскольку геометрия магнитных каналов фиксированная, разные энергии вторичных пионов можно получить, меняя либо мишень в камере ускорителя (T_{1-5}), либо магнитное поле ускорителя, т. е. энергию ускоренных дейтронов.

Была экспериментально определена величина отношения двойных дифференциальных сечений для рождения пионов дейтронами и протонами на медной мишени

$$\alpha(x) = \frac{d^2\sigma(d + \text{Cu} \rightarrow \pi^- + \dots)}{d^2\sigma(p + \text{Cu} \rightarrow \pi^- + \dots)}, \quad (2.1)$$

где $x = p_\pi/p_\pi^{\max}$ (p_π — импульс π -мезона, p_π^{\max} — максимальная величина импульса π -мезона). На рис. 2.2 приведены результаты измерений. Видно, что величина относительного выхода пионов $\alpha(x)$ в пределах ошибок измерений не зависит от аргумента x . Среднее значение $\langle \alpha \rangle$ равно $0,06 \pm 0,007$.

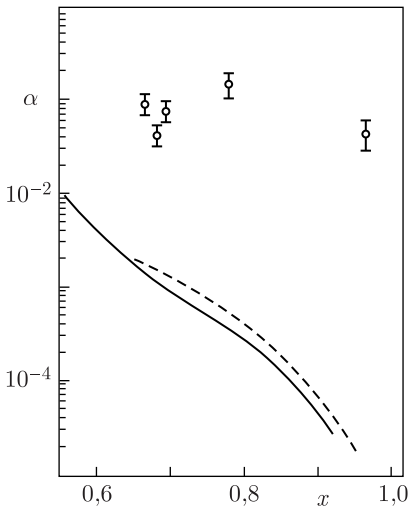


Рис. 2.2. Экспериментальные значения $\alpha(x)$ в сравнении с расчетными. Точки — экспериментальные данные. Штриховая кривая — волновая функция дейтрона с кором (импульс дейтрона 10 ГэВ/с), сплошная кривая — без кора

Чтобы оценить вклад ферми-движения нуклонов в сечение образования пионов, были выполнены соответствующие теоретические расчеты величины $\alpha(x)$. Для численного расчета использовались два варианта волновых функций дейтрона: с отталкивающим кором и без кора. Результаты вычислений приведены на рис. 2.2. Сплошная кривая соответствует волновой функции без кора, а штриховая — с кором. Также на рисунке видно, что расчетная величина α по абсолютной величине примерно на два порядка меньше экспериментальных значений. Кроме того, расчетные кривые зависимости $\alpha(x)$ сильно падают с ростом x , тогда как экспериментальная величина практически не зависит от аргумента x .

Анализ приведенных выше экспериментальных данных по образованию релятивистскими дейтронами пионов с энергией, значительно превышающей энергию, приходящуюся на один нуклон, позволил авторам работы [2] сделать следующие выводы:

1) отношение выходов реакции $d + \text{Cu} \rightarrow \pi^- + \dots$ и $p + \text{Cu} \rightarrow \pi^- + \dots$ при таких энергиях мезонов не может быть объяснено ферми-движением нуклонов в дейтроне;

2) впервые обнаружен ядерный кумулятивный эффект и измерено сечение кумулятивного образования пионов в дейтрон-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях.

После первого экспериментального наблюдения ядерного кумулятивного эффекта началось его систематическое изучение, и к настоящему времени накоплен большой экспериментальный материал. Далее рассмотрим некоторые основные результаты, полученные при исследовании кумулятивного эффекта.

2.2. Экспериментальное исследование кумулятивного эффекта

Кумулятивный эффект является следствием проявления кварк-глюонных степеней свободы и мультикварковых конфигураций в ядрах. Существование кумулятивного ядерного эффекта указывает на то, что нуклоны в ядрах при определенных условиях ведут себя иначе, чем в свободном состоянии. В 1980 г. А. М. Балдин ввел понятие «кварк-партоновая структурная функция ядра» [3] по аналогии с понятием кварк-партоновой структурной функции адрона. Результаты экспериментов по адрон-ядерным (hA) и ядро-ядерным ($A_1 A_2$) взаимодействиям показали, что кварк-партоновая структурная функция ядра $G(X)$ не сводится к совокупности структурных функций свободных нуклонов и является новым объектом, характеризующим кварк-глюонное состояние ядра [4, 5].

Было сделано предположение, что сечение фрагментации ядра мишени A под действием релятивистского адрона h с образованием инклюзивного адрона 1 в процессе

$$h + A \rightarrow 1 + \dots \quad (2.2)$$

пропорционально импульсному распределению кварков в ядрах:

$$\sigma(h + A \rightarrow 1 + \dots) \sim G(X). \quad (2.3)$$

Переменная X , называемая кумулятивным числом [6], имеет физический смысл числа нуклонов, участвующих во взаимодействии, и, в принципе, может находиться в интервале $0 \leq X \leq A$.

Исходя из законов сохранения энергии и трехмерного импульса для процесса (2.2) можно записать следующие соотношения:

$$E_h + E_A = E_1 + E_{\text{ост}}, \quad (2.4)$$

$$\mathbf{p}_h = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_{\text{ост}}, \quad (2.5)$$

где E_h , E_A , $E_{\text{ост}}$ — энергии, а \mathbf{p}_h , \mathbf{p}_1 , $\mathbf{p}_{\text{ост}}$ — трехмерные импульсы налетающего адрона h , ядра мишени A и группы остальных частиц соответственно. Для простоты пока полагаем, что в процессе (2.2) рождается частица 1 , не обладающая квантовым числом, которое не содержит исходные объекты реакции. В противном случае надо вводить в рассмотрение дополнительную частицу 2 с противоположным по знаку квантовым числом. Это будет сделано ниже при более полном рассмотрении взаимодействия двух ядер.

Полагая, что при высоких энергиях $E_h \approx p_h$, можно записать выражение (2.4) в следующем виде:

$$p_h + X m_0 = (p_1^2 + m_1^2)^{1/2} + (p_{\text{ост}}^2 + X m_0^2)^{1/2}. \quad (2.6)$$

Из выражения (2.5) можно получить

$$p_{\text{ост}}^2 = p_h^2 + p_1^2 - 2p_h p_1 \cos(\theta_{h1}), \quad (2.7)$$

где θ_{h1} — угол вылета частицы 1 по отношению к направлению падающего адрона h . Подставляя это выражение для $p_{\text{ост}}^2$ в (2.6) и производя необходимые преобразования, получим выражение для кумулятивного числа в реакции (2.2):

$$X = \frac{(E_1 - p_1 \cos(\theta_{h1}) - m_1^2/2p_h)}{[m_0(1 - E_1/p_h)]}. \quad (2.8)$$

В более общем случае, когда сталкиваются два релятивистских ядра, кумулятивность может проявляться в обоих ядрах. Запишем процесс взаимодействия двух ядер в следующем виде:

$$I + II \rightarrow 1 + 2 + \dots, \quad (2.9)$$

где I и II — сталкивающиеся ядра; $1, 2, \dots$ — вторичные частицы, образующиеся в результате столкновения ядер. Будем, как и прежде, интересоваться рождением частицы 1 .

Для этого процесса (рис. 2.3) можно записать закон сохранения четырехмерного импульса, выделяя кумулятивную частицу 1 и пренебрегая от-

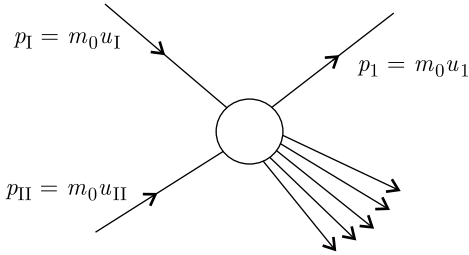


Рис. 2.3. Схема взаимодействия ядра I с ядром II: p_I и p_{II} — четырехмерные импульсы ядра I и ядра II на нуклон; m_0 — масса нуклона; p_1 — четырехмерный импульс кумулятивной частицы с массой m_1

носителем движением остальных частиц (согласно гипотезе минимальной массы):

$$(X_I p_I + X_{II} p_{II} - p_1)^2 = (X_I m_0 + X_{II} m_0 + m_2)^2, \quad (2.10)$$

где p_I и p_{II} — четырехмерные импульсы взаимодействующих ядер на нуклон; p_1 — четырехмерный импульс рожденной частицы; m_0 — масса нуклона; m_2 — масса дополнительной частицы, обеспечивающей сохранение квантовых чисел (барионного числа, странности и др.). Для античастиц и антиядер $m_2 = m_1$, для частиц, рождаемых без сопровождающих их античастиц (π -мезоны, струи и т. п.), $m_2 = 0$.

Полагая $X_{II} = 1$ в (2.10), получим

$$X_I = \frac{[(p_{II} p_1) + m_0 m_2 + (m_2^2 - m_1^2)/2]}{[(p_I p_{II}) - m_0^2 - (p_I p_1) - m_0 m_2]}. \quad (2.11)$$

Для случая $m_2 = 0$ из (2.11) легко получить выражение (2.8).

Группа В. С. Ставинского провела подробные исследования инклюзивного рождения мезонов в заднюю полусферу при столкновении протонов с импульсом 8,9 ГэВ/с с различными ядрами от гелия до урана на синхрофазотроне в Дубне [7]. Результаты измерений показали, что сечения взаимодействия ядер можно представить следующим образом:

$$\sigma(A_I + A_{II} \rightarrow 1 + \dots) = \text{const } A_I^n G(X). \quad (2.12)$$

При этих измерениях были установлены важные свойства функции $G(X)$, называемой ядерной структурной функцией. Величина переменной X изменяется в пределах $0 \leq X \leq A$ (кумулятивный эффект соответствует области $X > 1$).

Рассмотрим некоторые свойства структурной функции $G(X)$. В области $0,6 \leq X \leq 3,5$ она имеет универсальные свойства для различных ядер и может быть аппроксимирована формулой

$$G(X) = A^{m(X)} \exp(-X/\langle X \rangle). \quad (2.13)$$

На рис. 2.4 можно видеть экспериментальное подтверждение этой зависимости.

Параметр $\langle X \rangle$ не зависит в пределах ошибок измерения от квантовых чисел кумулятивных частиц и равен 0,14 с точностью до 10%. По своему физическому смыслу $\langle X \rangle^{-1}$ характеризует размеры мультикварковой системы, из которой вылетают кумулятивные частицы.

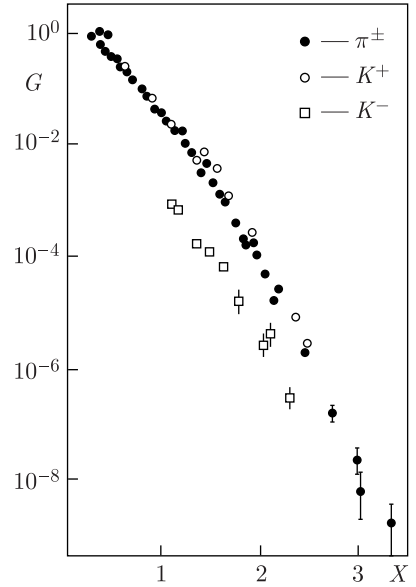


Рис. 2.4. Зависимость $G(X)$ от кумулятивного числа X для процесса рождения π^{+-} , π^{-} , K^{+-} , K^{-} -мезонов в заднюю полусферу под действием протонов с импульсом 9,8 ГэВ/с на свинцовой мишени

Величина $m(X)$ в формуле (2.13) равна

$$m(X) = 2/3 + X/3 \quad \text{при } 0,6 \leq X \leq 1, \quad (2.14)$$

$$m(X) = 1 \quad \text{при } X > 1. \quad (2.15)$$

Таким образом, зависимость сечений от атомного номера ядра A_{II} меняется с ростом X от обычной ($\sim A_{II}^{2/3}$) до A_{II}^1 . Зависимость типа $\sigma \sim A_{II}^1$ ожидалась на основе гипотезы о локальном и равномерном по всему объему ядра взаимодействию для кумулятивной области $X > 1$.

Для области $0,6 \leq X \leq 1$ из (2.13) и (2.14) можно получить отношение структурных функций (сечений), нормированных на A_i :

$$R = \frac{\sigma(A_I A_{II} \rightarrow 1 + \dots)}{A_{II}} \frac{\sigma(A_I A_{III} \rightarrow 1 + \dots)}{A_{III}} \approx (A_{II}/A_{III})^{(x-1)/3}. \quad (2.16)$$

Из (2.16) видно, что доля кварков с $X = 0,6-1,0$ на нуклон в тяжелом ядре ($A_{II} > A_{III}$) меньше, чем в легком.

Этот эффект впервые наблюдался в опытах В.С. Ставинского [7]. Была изучена X -зависимость сечения рождения пионов (на нуклон) на ядрах свинца, дейтерия и алюминия (рис. 2.5). Найдено, что $d\sigma(\text{Pb})/d\sigma(A) < 1$ при $X < 1$ в соответствии с обсуждаемой выше зависимостью показателя m от X . В области $X > 1$ отношение структурной функции ядер свинца к структурной функции дейтрона намного больше единицы. Это происходит благодаря тому факту, что в дейтроне нет кварковых конфигураций более чем двух нуклонов. Отношение сечений на нуклон для ядер свинца и алюминия приблизительно равно единице при $X > 1$.

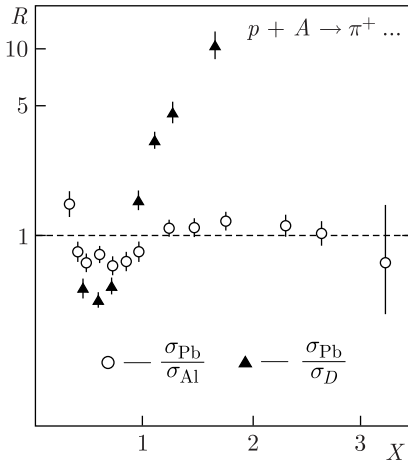


Рис. 2.5. Зависимость отношения сечений рождения пионов на ядрах свинца (Pb), дейтерия (D) и алюминия (Al) от кумулятивного числа X

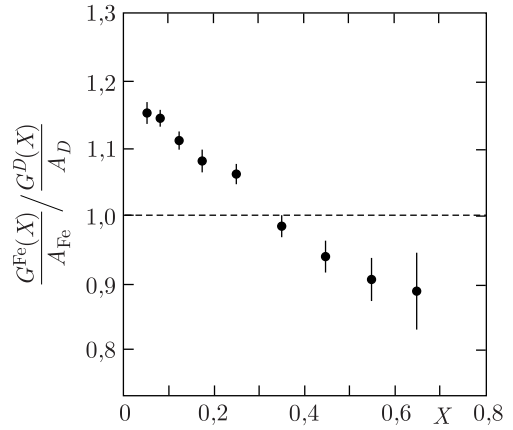


Рис. 2.6. Отношение нормированных на атомный номер структурных функций глубоконеупругого процесса μA при железной и дейтериевой мишенях в зависимости от X

Позднее (в 1983 г.) этот эффект был подтвержден и в глубоконеупругих μA -взаимодействиях при $E_\mu \leq 280$ ГэВ с использованием дейтериевой и железной мишеней в ЦЕРН Европейской мюонной коллаборацией [8]. Результаты эксперимента по определению отношения (2.16) в глубоконеупругом процессе μA при различных ядерных мишенях приведены на рис. 2.6. Строго говоря, в этом эксперименте использовалась несколько другая переменная. Однако в данном случае она близка к введенному ранее кумулятивному числу X . В отличие от данных на рис. 2.5, которые приведены в интервале $0,2 < X < 1,8$, данные работы [8] находятся в более узком интервале $0,05 < X < 0,65$ и перекрывают только начальный участок по переменной X .

На рис. 2.7 приведены экспериментальные данные по отношению структурных функций для разных частиц. Данные при $X > 1$ получены из кумулятивного рождения [9], данные при $X < 1$ — из работы [10]. Из рис. 2.7 также можно видеть следующие закономерности для кумулятивных процессов:

1) все отношения структурных функций при $X > 1$ стремятся к постоянной величине, откуда следует, что в этой области все структурные функции имеют одинаковую зависимость от X ;

2) отношение структурных функций для процессов с участием K^+ - и π^+ -мезонов (K^+/π^+) при $X > 1$ близко к единице, что можно было ожидать, так как в K^+ - и π^+ -мезонах имеются одинаковые валентные кварки (u -кварки), которые входят также в состав нуклонов сталкивающихся ядер;

3) отношение структурных функций для процессов с участием K^+ - и K^- -мезонов (K^+/K^-) равно примерно 30, что можно понять как следствие отсутствия в составе K^- -мезона валентных кварков, входящих в исходные ядра (этот эффект иногда называют подавлением морских кварков).

Экспериментальные данные по сечениям рождения пионов при разных углах испускания [11, 12] позволили изучить поведение зависимости

сечения кумулятивного рождения от квадрата поперечного импульса $p_T^2(\theta)$. Найденная зависимость оказалась довольно слабой, что указывает на факторизацию сечений по переменным X и θ :

$$\begin{aligned} \sigma(A_I + A_{II} \rightarrow 1 + \dots) = \\ = \text{const } A_I^n G(X) \varphi(p_T^2), \end{aligned} \quad (2.17)$$

где

$$\varphi(p_T^2) = 0,9 \exp(-2,7 p_T^2) + 0,1. \quad (2.18)$$

Экспериментальные данные по кумулятивному рождению частиц на ядрах не могут быть объяснены в рамках традиционной концепции ядер, которые состоят из набора отдельных квазисвободных нуклонов. Они могут быть хорошей основой для объяснения явления в рамках концепции мультикварковых состояний, существующих в ядрах.

Свойства кумулятивного эффекта доказывают, что ядерные структурные функции являются независимыми объектами адронной физики. В результате экспериментов с релятивистскими ядрами были установлены пределы протон-нейтронной модели ядра.

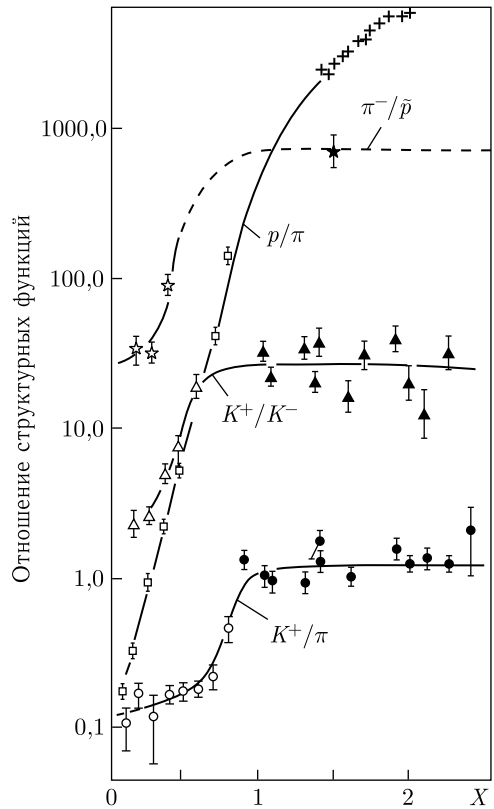


Рис. 2.7. Отношение кварк-партоновых структурных функций с образованием различных вторичных частиц для средних и тяжелых ядер в зависимости от кумулятивного числа X

Список литературы к главе 2

1. Балдин А. М. // Краткие сообщ. по физике ФИАН. М., 1971. С. 35.
2. Балдин А. М. и др. // ЯФ. 1973. Т. 18, вып. 1. С. 79.
3. Baldin A. M. // Proc. of Conf. on Extreme States in Nucl. Syst. Dresden, 1980.
4. Ставинский В. С. // ЭЧАЯ. 1979. Т. 10, вып. 5. С. 949–995.
5. Malakhov A. I., Sissakian A. N., Sorin A. S., Vokal S. // Phys. Part. Nucl. 2007. V. 38, No. 4. P. 407–446.
6. Ставинский В. С. Сообщ. ОИЯИ P2-9528. Дубна, 1976.
7. Baldin A. M. et al. JINR Preprint E2-83-415. Dubna, 1983.
8. Aubert J. J. et al. // Phys. Lett. B. 1983. V. 123. P. 275.
9. Ставинский В. С. // Тр. IX Междунар. семинара по проблемам физики высоких энергий, 14–19 июня 1988 г. Дубна, 1988.
10. Brenner A. et al. // Phys. Rev. D. 1982. V. 26. P. 1497.
11. Baldin A. M. et al. JINR Commun. E1-82-472. Dubna, 1982.
12. Bojarinov S. V. et al. // Sov. Nucl. Phys. 1987. V. 45. P. 1472.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТОЛКНОВЕНИЙ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР В ПРОСТРАНСТВЕ ЧЕТЫРЕХМЕРНЫХ СКОРОСТЕЙ

3.1. Вводные замечания

В связи с новыми экспериментальными возможностями и получением обильного экспериментального материала по физике релятивистских ядерных столкновений существенно возрос интерес к проблемам и возможностям описания сильно возбужденной ядерной материи. Особое внимание в публикациях уделяется проблемам хромоплазмы, содержащей кварки и глюоны, как предельного асимптотического состояния сильно возбужденной ядерной материи. Квантовая хромодинамика, трактующая адроны как составные объекты, имеющие более фундаментальные составляющие — кварки и глюоны, характеризующиеся квантовыми числами — цветом, должна, в принципе, описывать как асимптотические состояния, так и соответствующие фазовые переходы. Однако природа деконфайнмента цветовых степеней свободы и, соответственно, перехода «нормальной» ядерной материи в хромоплазму не ясна. Существующая ситуация напоминает многие задачи механики сплошных сред. Имеются уравнения, вытекающие из первых принципов, однако мы не умеем не только их решать, но и даже реалистически поставить задачу по отысканию интересующих нас решений. Проведено значительное количество численных расчетов термодинамических величин, характеризующих хромоплазму. Эти расчеты проводились для идеализированного случая протяженной и равновесной материи. Далеко не ясно, какое отношение эта идеализация имеет к реальному столкновению релятивистских ядер. Достигается ли термализация в какой-либо степени и достаточно большом объеме, какие температуры необходимо получить? Также не ясно, как детектировать кварк-глюонную плазму, если произойдет коллективный деконфайнмент цветовых степеней свободы. Широко применяется гипотеза о том, что все объекты, обладающие цветовым зарядом, в свободном состоянии наблюдать нельзя. Они удерживаются цветовыми силами внутри адронов (это свойство конфайнмента) и проявляют себя только на малых расстояниях, меньших размеров адронов. Доказать конфайнмент исходя из КХД пока не удастся. В связи с этим существует проблема — придать ясный физический смысл деконфайнменту цвета при превращении ядерной материи в хромоплазму. В то же время существуют так называемые жесткие процессы, характеризующиеся большими переданными импульсами, при которых цветовые заряды (кварки и глюоны) проявляют себя как квазисвободные частицы. В этой области

применима теория возмущений хромодинамики. В экспериментах жесткие процессы наблюдаются выделением адронных струй, т.е. групп адронов, летящих вдоль оси, связанной с направлением движения цветового заряда. Имеются основания полагать, что конечная стадия адронизации, т.е. превращение выбитого цветового заряда в группу адронов, образующих струю, происходит за пределами родительского адрона — в вакууме. Описать адронизацию как результат деформации вакуума цветовым зарядом не удастся из-за существенности эффектов конфайнмента на этой стадии. Тем не менее само существование струй и возможность описания жестких процессов на основе КХД свидетельствуют о том, что на ограниченном участке пути выбитых из адронов цветовых зарядов деконфайнмент существует. Для ответа на вопрос, существует ли множественный деконфайнмент кварков и глюонов, с которым связывается возникновение хромоплазмы в релятивистских ядерных столкновениях, необходима строгая количественная постановка задачи с возможностью экспериментальной проверки. Экспериментально наблюдаемыми величинами, характеризующими многокварковые процессы, являются сечения множественного рождения частиц.

Проблема состоит в описании свойств распределений вторичных частиц по импульсам в терминах кварковых степеней свободы исходя из первых принципов и минимального числа гипотез общего характера. Такая постановка задачи возникла еще до создания КХД. Ее экспериментальная реализация подтвердила существование кварков как динамически проявляющих себя фундаментальных частиц. В работе А. М. Балдина [1] была высказана идея о том, что масштабная инвариантность, обнаруженная в Институте физики высоких энергий (ИФВЭ, Серпухов), отражает точечный характер взаимодействия адронов с адронами и что она является следствием общих законов автомодельности, аналогичных законам автомодельности механики сплошных сред. На основе этой идеи была высказана гипотеза о том, что, начиная с некоторой критической энергии, релятивистское ядро можно рассматривать как кварк-партонный газ, в котором кварки, относящиеся к различным нуклонам ядра, обобществляются. Были получены оценки вероятностей обобществления группой нуклонов составляющих их кварков и предсказаны эффекты, лежащие за пределами классической протон-нейтронной модели ядра. Экспериментальные исследования на синхрофазотроне в Дубне автомодельных спектров вторичных частиц подтвердили указанные закономерности и предсказания. В частности, группой В. С. Ставинского было обнаружено кумулятивное рождение мезонов (см. п. 2.1) — первое проявление кварковых степеней свободы атомных ядер, а также то, что существует автомодельный режим при столкновении релятивистских ядер, который наступает уже при энергии 4А ГэВ.

Объединение принципа автомодельности адронных взаимодействий с идеей квазисвободных кварков в адронах привело к установлению в 1973 г. знаменитых правил кваркового счета Матвеевым, Мурадяном и Тавхелидзе [2, 3]. Эта закономерность позволила установить связь наблюдаемого на опыте степенного асимптотического убывания сечений рассеяния адронов со свойствами кварковой структуры этих частиц.

В механике сплошных сред законы автомодельности становятся особенно информативными, когда их удается сформулировать в виде инвариантных отношений и выразить через безразмерные величины. В связи с этим в работах А. М. Балдина [4–6] были введены безразмерные релятивистски-инвариантные переменные, позволившие придать основным следствиям кварковой структуры ядер строгую релятивистски-инвариантную форму, а также была поставлена и решена задача классификации столкновений релятивистских ядер, дано единое описание наиболее обильных фрагментационных процессов. Посредством новых переменных в дальнейшем оказалось возможным сформулировать такие общие и универсальные закономерности множественных процессов, как принцип ослабления корреляций, промежуточные асимптотики и др. Основанный на этих переменных метод позволяет дать релятивистски-инвариантное описание асимптотических свойств сильно возбужденной материи, включая наиболее характерные особенности множественных процессов, идущих при высоких энергиях (струи, кластеры, изолированные системы, предельная фрагментация и др.). При этом подходе полностью исключаются из рассмотрения широко используемые переменные (продольные быстроты, поперечные импульсы, сфериситы, траст и др.), что позволило, в частности, показать, что обсуждаемые в публикациях свойства струй — их зависимость от системы координат и характеристик сталкивающихся частиц — являются следствием неинвариантного подхода. При данном подходе струи оказались релятивистски-инвариантными объектами, обладающими универсальными свойствами, что позволило сформулировать наблюдаемость деконфайнмента цветных зарядов. Излагаемый ниже подход имеет цель установить общие динамические закономерности физики сильных взаимодействий и применим не только к описанию релятивистских ядерных столкновений. Он дополняет инклюзивный подход к множественным процессам, сформулированный А. А. Логуновым с соавторами [7], так как позволяет использовать всю доступную для эксперимента информацию. Изучаемые здесь асимптотические свойства сечений сильного взаимодействия включают значительно более широкий класс законов подобия, чем фейнмановский скейлинг [8] и автомодельность Матвеева, Мурадяна, Тавхелидзе, являющиеся законами подобия, связанными только с движением частиц вдоль оси столкновения и масштабнo-инвариантными параметрами подобия (т. е. параметрами, инвариантными по отношению к преобразованию импульсов: $p_i \rightarrow \lambda p_i$). Обсуждаемый принцип автомодельности ротационно- и релятивистски-инвариантен, а распределения, удовлетворяющие этому принципу, зависят как от масштабнo-инвариантных, так и от масштабнo-неинвариантных параметров подобия. Здесь использованы заимствованные из механики сплошных сред понятия автомодельности второго рода и промежуточной асимптотики [9].

3.2. Переменные

В инвариантном методе анализа множественного рождения частиц процесс (2.9) рассматривается в пространстве, точками которого являются четырехмерные скорости $u_i = p_i/m_i$, где p_i — четырехмерный импульс и m_i — масса i -й частицы [10, 11].

Основными переменными, от которых зависят распределения вероятности (сечения), выбраны безразмерные положительные релятивистски-инвариантные величины:

$$b_{ik} = -(u_i - u_k)^2 = -(p_i/m_i - p_k/m_k)^2 = 2(p_i p_k/m_i m_k - 1) = 2(u_i u_k - 1), \quad (3.1)$$

где индексы i и k принимают значения I, II, 1, 2, 3, ... (номера всех объектов, участвующих в реакции (2.9)). Величины b_{ik} имеют смысл относительных расстояний между участниками взаимодействия в пространстве четырехмерных скоростей. Знание всех значений b_{ik} дает полную информацию о процессе (2.9), которая может быть представлена для каждого события в виде табл. 3.1.

Таблица 3.1.

	I	II	1	2	3	4	5	...
I	0	b_{II}	b_{I1}	b_{I2}	b_{I3}	b_{I4}	b_{I5}	...
II	b_{II}	0	b_{II1}	b_{II2}	b_{II3}	b_{II4}	b_{II5}	...
1	b_{1I}	b_{1II}	0	b_{12}	b_{13}	b_{14}	b_{15}	...
2	b_{2I}	b_{2II}	b_{21}	0	b_{23}	b_{24}	b_{25}	...
3	b_{3I}	b_{3II}	b_{31}	b_{32}	0	b_{34}	b_{35}	...
4	b_{4I}	b_{4II}	b_{41}	b_{42}	b_{43}	0	b_{45}	...
5	b_{5I}	b_{5II}	b_{51}	b_{52}	b_{53}	b_{54}	0	...
...

В работах [4–6] приводятся аргументы в пользу того, что именно величины b_{ik} , а не передачи энергии-импульса определяют силу взаимодействия объектов i и k . Таким образом, величины b_{ik} определяют уровень (нуклонный или кварк-глюонный), на котором следует рассматривать структуру взаимодействующих объектов i и k .

При столкновении ядер как составных объектов величина передачи импульса-энергии не может служить хорошим критерием для определения перехода от квазичастиц нуклонов к квазичастицам кварков. Передача импульса-энергии распределена между многими частицами, входящими в составной объект. Не случайно пучки ядер характеризуются энергией, приходящейся на один нуклон, так как энергию и импульс надо делить на число частиц внутри составного объекта, если столкновение рассматривается на уровне конститuentов. Поэтому было предложено делить импульсы и энергии адронов на их массы, так как массы в известном смысле характеризуются средним числом частиц, составляющих адрон. Это нашло свое отражение во введенных выше переменных — b_{ik} .

А. М. Балдиным было предложено классифицировать ядерные взаимодействия с помощью переменной b_{ik} . В соответствии с этой классификацией выделяются следующие три области:

1) область $b_{ik} \approx 10^{-2}$, соответствующая взаимодействию ядер как систем из слабосвязанных нуклонов (это область классической ядерной физики);

2) область $0,1 < b_{ik} < 1$, являющаяся промежуточной (в этой области кварковые степени свободы начинают играть существенную роль в перестройке адронных систем);

3) область $b_{ik} \gg 1$, в которой нуклоны утрачивают значение квазичастиц ядерной материи и ядра следует рассматривать как кварк-глюонные системы.

Физический смысл критерия 3 состоит в следующем: при достаточно больших относительных четырехмерных скоростях взаимодействие между кварками, входящими в объект i , и кварками, входящими в объект k , существенно ослабевает. В связи с этим появляется возможность использовать в этой области теорию возмущений.

В пользу разумности критерия $b_{ik} \gg 1$ можно привести следующие качественные соображения.

• Основной величиной квантовой хромодинамики, которая характеризует силу взаимодействия кварк-глюонных объектов, является бегущая константа связи α_s :

$$\alpha_s = 1,4 / \ln(Q^2 / \Lambda^2) = 1,4 / \ln[-(k/\Lambda - k'/\Lambda)^2]. \quad (3.2)$$

Здесь Q^2 — квадрат переданного четырехмерного импульса; Λ — основной параметр КХД, который можно рассматривать как некую эффективную массу квазисвободного кварка; k и k' — четырехмерные импульсы кварка до и после взаимодействия.

Если в (3.2) принять четырехмерную скорость кварка до столкновения k/Λ приблизительно равной четырехмерной скорости исходного адрона p_i/m_i , то $Q^2/\Lambda^2 \approx b_{ik}$ будет представлять собой квадрат разности четырехмерной скорости исходного адрона и выбитого кварка.

Тогда величина α_s может быть записана в виде

$$\alpha_s = 1,4 / \ln b_{ik}. \quad (3.3)$$

Эта величина будет характеризовать силу взаимодействия выбитого кварка с адроном-родителем. Чтобы это взаимодействие можно было рассматривать в рамках теории возмущений, необходимо условие $\alpha_s \ll 1$, при этом из (3.3) получим $b_{ik} \gg 1$.

• Определим деконфайнмент как явление, при котором выбитый кварк проходит расстояние, намного большее размеров родительского адрона, и адронизуется в вакууме. По аналогии с электродинамикой расстояние, которое успеет пройти кварк, прежде чем сформирует цветовое поле l_f , можно выразить следующим образом:

$$l_f = r_0 E_k / m_k, \quad (3.4)$$

где E_k и m_k — энергия и эффективная масса выбитого кварка. Размер адрона R по порядку величины составляет $R \sim r_0 \sim 1/m_k$. В системе покоя адрона-родителя I для выбитого кварка k имеем $b_{ik} = 2[(P_i P_k)/m_i m_k - 1] = 2(E_k/m_k - 1)$. Тогда для длины формирования цветового поля получим

$$l_f \sim R b_{ik} / 2. \quad (3.5)$$

Отсюда видно, что $l_f \gg R$ при $b_{ik} \gg 1$, т. е. получается тот же критерий, как и в предыдущем пункте.

Таким образом, приведенные рассуждения позволяют интерпретировать критерий $b_{ik} \gg 1$ как определение области, в которой деконфайнмент играет определяющую роль.

В работах [4–6] показано, что асимптотический режим (деконфайнмент) начинает проявляться уже при $b_{ik} \gg 5$, что соответствует энергии налетающего ядерного пучка на неподвижную мишень 3,5А ГэВ. Это означает, что проявления кварк-глюонной структуры ядер можно было начинать изучать при энергии синхрофазотрона в Дубне, который обладал энергией ядер 4,5А ГэВ.

Основной смысл перехода к пространству четырехмерных скоростей состоит в том, что посредством переменных b_{ik} можно сформулировать достаточно общие асимптотические закономерности, которые управляют множественными процессами.

Одним из важнейших наблюдений является то, что сечения множественных процессов монотонно и достаточно быстро убывают с ростом b_{ik} . Величины b_{ik} являются дополнительными к относительным расстояниям в обычном пространстве r_{ik} : большим значениям b_{ik} соответствуют малые значения r_{ik} и наоборот. Убывание сечений при $b_{ik} \rightarrow \infty$ соответствует уменьшению силы взаимодействия между объектами i и k на малых расстояниях — асимптотической свободе.

Убывание сечений с ростом b_{ik} можно видеть на примере пион-углеродных взаимодействий, зарегистрированных с помощью пропановой пузырьковой камеры, облученной в пучке отрицательных пионов с импульсом 40 ГэВ/с на ускорителе ИФВЭ (Протвино) (рис. 3.1).

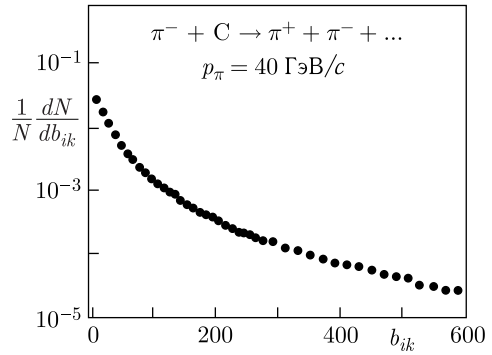


Рис. 3.1. Распределение пар заряженных пионов по квадрату их относительных четырехмерных скоростей b_{ik} в π^- -С-взаимодействиях при импульсе π^- -мезонов 40 ГэВ/с

3.3. Принцип ослабления корреляций

Принцип ослабления корреляций (ПОК) впервые был предложен Н. Н. Боголюбовым в статистической физике как универсальное свойство распределений вероятности положения частиц в обычном пространстве-времени (\mathbf{r}, t) . Принцип основан на интуитивном представлении о том, что корреляция между пространственно отдаленными частями макроскопической системы практически исчезает и выражение, характеризующее систему частиц, распадается на множители. ПОК, предложенный А. М. Балдиным, формулируется в пространстве относительных четырехмерных скоростей. В силу дополненности r_{ik} и b_{ik} ПОК А. М. Балдина прямо противоположен ПОК Н. Н. Боголюбова. Последний выполняется при $|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_k|^2 \rightarrow \infty$, а ПОК

А. М. Балдина — при $|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_k|^2 \rightarrow 0$, что соответствует асимптотической свободе кварков на малых расстояниях.

Для строгой формулировки ПОК в терминах наблюдаемых распределений (сечений) по переменным b_{ik} разобьем совокупность аргументов b_{ik} на группы $\{\dots b_{ik}^\alpha \dots\}$ и $\{\dots b_{ik}^\beta \dots\}$. В первую группу пусть входит m_α частиц, а во вторую — m_β частиц. В это разбиение входят частицы как конечного состояния 1, 2, 3..., так и начального состояния I и II. Рассмотрим асимптотический случай, когда $b_{\alpha\beta} = -(V_\alpha - V_\beta)^2 \rightarrow \infty$. Здесь V_α — средняя точка в группе α , а V_β — средняя точка в группе β . Иначе говоря, $(u_i^\alpha V_\alpha) \sim (u_j^\beta V_\beta) \leq 1$, но $(u_i^\alpha V_\beta) \sim (u_j^\beta V_\alpha) \sim (V_\alpha V_\beta) \rightarrow \infty$.

Для дальнейшего рассмотрения будут полезны векторы $N_\alpha = V_\alpha / (V_\alpha V_\beta)$ и $N_\beta = V_\beta / (V_\alpha V_\beta)$, $(N_\alpha V_\beta) = (N_\beta V_\alpha) = 1$, $N_\alpha^2 = N_\beta^2 \rightarrow 0$.

Для рассмотрения преемственности с обычным описанием запишем фазовый объем в виде

$$\prod_{i=1}^{m_\alpha} \left(\frac{dp_i}{E_i} \right) \prod_{j=1}^{m_\beta} \left(\frac{d\mathbf{p}_j}{E_j} \right)$$

и вместо относительных расстояний между частицами b_{ik} введем расстояния между частицами и средними точками: $b_{\alpha i} = -(V_\alpha - u_i)^2$ и $b_{\beta j} = -(V_\beta - u_j)^2$.

Величина $b_{\alpha i} = 2[(V_\alpha u_i) - 1]$ в системе, где $\mathbf{V}_\alpha = 0$, имеет вид $b_{\alpha i} = 2(E_i/m_i - 1)$, кроме того, $(u_i N_\beta) = u_{i0} N_{\beta 0} - |\mathbf{u}_i| |\mathbf{N}_\beta| \cos(\theta_i)$.

Отсюда следует, что

$$\frac{d\mathbf{p}_i}{E_i} = P_i dE_i d\cos(\theta_i) d\varphi_i = \left(\frac{m_i^2}{2} \right) db_{\alpha i} \left[\frac{d(u_i N_\beta)}{|\mathbf{N}_\beta|} \right] d\varphi_i.$$

Аналогично получим $d\mathbf{p}_j/E_j = (m_j^2/2) db_{\beta j} [d(u_j N_\alpha)/|\mathbf{N}_\alpha|] d\varphi_j$.

При $(V_\alpha V_\beta) \rightarrow \infty$ $|\mathbf{N}_\beta| \rightarrow N_{\beta 0} \rightarrow 1$ и $|\mathbf{N}_\alpha| \rightarrow N_{\alpha 0} \rightarrow 1$, а переменные $(u_j N_\alpha)$ и $(u_i N_\beta)$ превращаются в переменные светового фронта:

$$\begin{aligned} X_j &= u_{j0} - u_{jz}, \\ X_i &= u_{i0} - u_{iz}. \end{aligned} \quad (3.6)$$

Учитывая вышеприведенные соотношения, приходим к следующей формулировке ПОК как общего свойства инвариантных распределений, описывающих множественное рождение частиц:

$$\begin{aligned} F[\dots, b_{\alpha i}, (N_\beta u_i), \dots, b_{\alpha\beta}, \dots, b_{\beta j}, (N_\alpha u_j), \dots] \Big|_{b_{\alpha\beta} \rightarrow \infty} \\ \longrightarrow_{b_{\alpha\beta} \rightarrow \infty} F^\alpha[\dots, b_{\alpha i}, X_i, \dots] F^\beta[\dots, b_{\beta i}, X_j, \dots]. \end{aligned} \quad (3.7)$$

Предельная фрагментация ядер представляет собой частный случай принципа при $\alpha = \text{I}$ и $\beta = \text{II}$. Сечение образования мезонов имеет вид

$$d^2\sigma/db_{\text{II}1} dX_1 \rightarrow F^{\text{I}} F^{\text{II}}(b_{\text{II}1}, X_1). \quad (3.8)$$

Из (3.8) видно, что в распределении выделяется множитель, не зависящий от начального состояния. Отсюда, в частности, следует, что для изучения инвариантных функций $F^{\text{II}}(b_{\text{II}1}, X_1)$ нет необходимости ускорять ядра.

Как показала большая серия экспериментов, предельная фрагментация ядер реализуется уже при $b_{ik} > 5$. Универсальная величина $F^{\text{II}}(b_{\text{II}1}, X_1)$ в (3.8) в соответствии с ПОК практически не зависит от свойств ядра или частицы I.

ПОК позволяет ввести понятие изолированной системы. Пусть V_α — средняя точка системы (группы) частиц, u_i — четырехмерная скорость i -й частицы, входящей в систему, а u_k — четырехмерная скорость k -й частицы, не относящейся к системе.

Назовем систему изолированной, если $b_{\alpha i}$ для всех частиц, входящих в систему, намного меньше $b_{\alpha k}$ для всех не относящихся к системе частиц:

$$b_{\alpha k} \gg b_{\alpha i} < 1. \quad (3.9)$$

Согласно ПОК взаимодействие и корреляции частиц, входящих в систему, с частицами, не входящими в систему, пренебрежимо малы. Введенные выше функции F^α и F^β и, в частности, F^{I} и F^{II} описывают изолированные системы. Важным примером изолированных систем являются струи.

3.4. Инвариантное определение адронных струй

В описываемом подходе струя рассматривается как группа (кластер) адронов с малыми относительными четырехмерными скоростями b_{ik} .

Осью струи предлагаем назвать единичный четырехмерный вектор $V(V_0, \mathbf{V})$:

$$V = \frac{\sum_i u_i}{\sqrt{\left(\sum_i u_i\right)^2}}. \quad (3.10)$$

По определению

$$V_0^2 - \mathbf{V}^2 = 1. \quad (3.11)$$

Суммирование в (3.10) ведется по всем частицам, относящимся к выделенной группе частиц (кластеру).

Определим четырехмерную скорость частицы относительно оси струи:

$$b_k = -(V - u_k)^2. \quad (3.12)$$

Определение оси струи (3.10) вытекает из требования минимального значения суммы $\min_k \sum_k b_k$ для частиц струи и условия (3.11). Распределение самих струй по отношению к оси реакции можно исследовать по переменным

$$b_{s\text{II}} = (V - u_{\text{II}})^2, \quad b_{s\text{I}} = (V - u_{\text{I}})^2. \quad (3.13)$$

Таким образом, в этом определении адронных струй не используются выделенные системы координат, продольные быстроты, поперечные импульсы

и т. п. Струи определены полностью релятивистски-инвариантным способом без привлечения таких понятий, как сферисити или траст.

В отличие от обычного трехмерного описания струй в данном описании струи являются четырехмерными объектами, аналогичными адронам. Существенное отличие адронов от струй состоит в том, что средние величины относительных четырехмерных скоростей частиц в струе составляют $\langle b_k \rangle \approx 1$, а для адронов и ядер, рассматриваемых как кварк-глюонные кластеры, справедливо соотношение $\langle b_k \rangle \ll 1$. Струя четко выделяется только в том случае, если ее скорость по отношению к сталкивающимся частицам b_{sI} и b_{sII} удовлетворяет следующему условию:

$$b_{sI} > \langle b_k \rangle, \quad b_{sII} > \langle b_k \rangle. \quad (3.14)$$

3.5. Автомоделность

Как было показано выше, при $b_{ik} \rightarrow \infty$ наступают асимптотические режимы, характеризующиеся убыванием распределений вероятности (сечений) $\sigma(b_{II}, b_{Ii}, b_{IIi}, b_{ik}, \dots)$ с ростом b_{ik} и распадением (факторизацией) σ на множители, относящиеся к различным группам (кластерам) вторичных частиц (ПОК). Проявление асимптотических режимов и справедливость ПОК для сечений σ является следствием существования характерной корреляционной длины в пространстве относительных четырехмерных скоростей $b_2^k \approx 1-2$, которая соответствует масштабу кварковых явлений. В то же время в пространстве четырехмерных скоростей, как отмечалось ранее, должна существовать корреляционная длина $b_1^k \sim 0,01$, характеризующая масштаб нуклонных (ядерных) явлений. Таким образом, при $b_{ik} \gg b_1^k$ функция σ должна обладать асимптотическими свойствами. Асимптотический режим в поведении функции σ по аналогии с механикой сплошных сред можно рассматривать как проявление автомоделности распределений σ . Автомоделность решений механики сплошных сред означает уменьшение числа аргументов исследуемой функции за счет существенности только некоторых комбинаций независимых переменных. Эти комбинации называются параметрами подобия. Фиксируя параметры подобия, нетрудно убедиться, что при изменении других аргументов решение остается неизменным, подобным самому себе (автомоделным). Уменьшение числа аргументов обычно связано с существованием в задаче группы симметрии. В этом случае параметрами подобия являются инварианты группы. Частным, но наиболее успешно применяемым методом нахождения автомоделных решений служит размерный анализ, который основывается на требовании о том, чтобы решение зависело только от безразмерных комбинаций, инвариантных по отношению к выбору единиц измерения величин, обладающих независимой размерностью. Это требование, в сущности, содержит гипотезу об однородности, континуальности размерных величин. Например, не учитывается молекулярное строение сплошной среды.

Впервые понятие автомоделности к процессам глубокоупругого рассеяния лептонов на протонах было применено В. А. Матвеевым, Р. Н. Мурадяном и А. Н. Тавхелидзе. Они исходили из идеи локальности лептон-адронных взаимодействий и сформулировали гипотезу приближенной масштабной инва-

риантности. Гипотеза заключается в том, что сечения процессов множественного рождения при высоких энергиях должны удовлетворять требованию приближенной инвариантности при масштабных преобразованиях $p_i \rightarrow \lambda p_i$, где p_i — импульсы адронов, участвующих в реакции, а λ — константа. Подобное предположение означает, что в асимптотическом пределе сечения множественных процессов определяются функциями безразмерных величин (например, $x = p_{||} / p_{\max}$) и приближенно не зависят от массы частиц и других размерных параметров.

В пространстве четырехмерных относительных скоростей с самого начала имеют дело с безразмерными релятивистски-инвариантными величинами b_{ik} , и при формулировке принципа автомодельности исходят не из соображений размерности, а из условия существования асимптотического предела сечений при стремлении некоторых значений $b_{ik} \rightarrow \infty$. Бесконечность следует понимать как «физическую бесконечность», т. е. величину, позволяющую произвести разложение функции по степеням $1/b_{ik}$. Тем самым коэффициенты разложения оказываются автомодельными по этой переменной. Такие свойства решений иногда называют автомодельностью второго рода, а соответствующие зависимости называются промежуточными асимптотиками. Иными словами, сечение процесса в пространстве относительных четырехмерных скоростей b_{ik} можно представить в виде функции следующих переменных:

$$\sigma(b_{\alpha\beta}, b_{\alpha i}, b_{\beta i}, \dots, b_{ik}, \dots) \xrightarrow{b_{\alpha\beta} \rightarrow \infty} 1/(b_{\alpha\beta})^m \sigma_m(b_{\alpha i}, b_{\beta i}/b_{\alpha\beta}, \dots). \quad (3.15)$$

Параметр m находится экспериментально или предсказывается теоретически. В силу триангуляционных связей между b_{ik} условие $b_{ik} \rightarrow \infty$ влечет за собой стремление к бесконечности некоторых других значений b_{ik} , в нашем случае — $b_{\beta i}$. Решение не должно зависеть от бесконечных величин, но может зависеть от их отношений, имеющих конечную величину. Переменная $x = b_{\beta i}/b_{\alpha\beta}$ при $b_{\alpha\beta} \rightarrow \infty$ конечна и переходит в известную переменную светового фронта $x = u_{i0} - u_{iz}$. Предлагаемая формулировка автомодельности сечений множественных процессов содержит как частный случай масштабную инвариантность. При масштабном преобразовании $p_i \rightarrow \lambda p_i$ величины b_{ik} преобразуются как $b_{ik} \rightarrow \lambda^2 b_{ik}$. Переменная $b_{\beta i}/b_{\alpha\beta}$, очевидно, инвариантна по отношению к такому преобразованию, однако остальные переменные, например $b_{\alpha i}$, неинвариантны.

Таким образом, масштабная инвариантность является частным случаем автомодельности второго рода, когда зависимость от масштабных неинвариантных переменных несущественна и главным параметром подобия является переменная $x = b_{\beta i}/b_{\alpha\beta}$.

Формулировки принципа автомодельности и принципа ослабления корреляций позволяют предложить общую параметризацию сечений множественных процессов в пространстве относительных четырехмерных скоростей:

$$\sigma(b_{\alpha\beta}, b_{\alpha i}, b_{\beta i}, b_{\alpha k}, b_{\beta k}, \dots) \xrightarrow{b_{\alpha\beta} \rightarrow \infty} 1/(b_{\alpha\beta})^m \sigma_{\alpha}(b_{\alpha i}, b_{\beta i}/b_{\alpha\beta}, \dots) \sigma_{\beta}(b_{\beta i}, b_{\alpha ki}/b_{\alpha\beta}, \dots). \quad (3.16)$$

Автомодельность величины сечения σ , т.е. предположение о существовании универсальных асимптотик в различных областях релятивистских ядерных столкновений (ядерной, промежуточной и кварк-глюонной), является гипотезой и требует экспериментального обоснования.

3.6. Лоренц-инвариантный метод выделения кластеров (струй)

В процессах множественного рождения частиц при высоких энергиях большую роль играют адронные струи, которые образуются в результате адронизации кварков. Много работ посвящено изучению свойств адронных струй, что дает информацию о механизме адронизации кварков в различных процессах и динамике их взаимодействий. На рис. 3.2 для примера приведены диаграммы возможных механизмов образования адронных струй в некоторых процессах (π^-p -, π^-C -столкновениях и e^+e^- -аннигиляции).

Свойства адронных струй в этих различных процессах подобны, но зависят от типа фрагментирующей системы. Кумулятивные адрон-ядерные взаимодействия обычно связываются с существованием мультикварковых конфигураций в ядрах. При столкновении налетающих частиц с такими конфигурациями в области фрагментации ядра-мишени рождаются струи, которые являются результатом адронизации кварков, входящих в состав таких мультикварковых объектов. Свойства этих струй также подобны свойствам струй в мягких адрон-адронных, e^+e^- - и νN -взаимодействиях, но зависят от типа фрагментирующей системы и энергии столкновения.

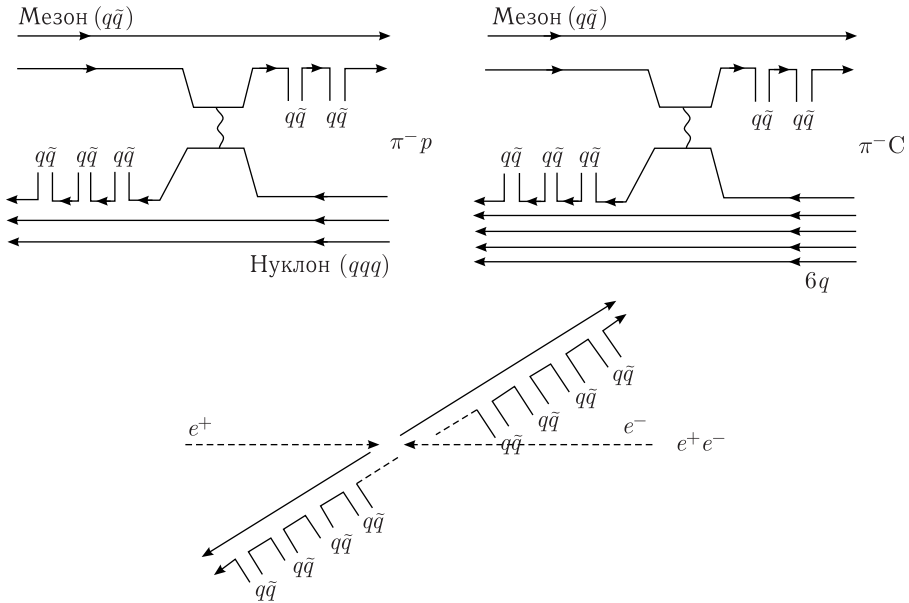


Рис. 3.2. Диаграммы различных процессов с образованием адронных струй

Однако традиционные методы выделения и изучения адронных струй основаны на использовании лоренц-неинвариантных переменных (сферисити, траст и др.), которые всегда определяются в системе центра инерции взаимодействующих объектов. Для адрон-адронных и адрон-ядерных столкновений ввиду составной структуры первичных частиц определение системы центра инерции взаимодействия, во-первых, очень затруднительно, а во-вторых, основано на каких-либо модельных предположениях, что приводит к модельной зависимости получаемых результатов.

Данный подход к определению струй как кластеров адронов в пространстве относительных четырехмерных скоростей с малыми значениями b_{ik} дает возможность релятивистски-инвариантным способом выделять струи и изучать их свойства. Выделение групп вторичных частиц с величиной $b_{ik} \leq b^k = 1-2$ при хорошем разрешении струй в пространстве относительных четырехмерных скоростей и большой множественности вторичных частиц в событии будет соответствовать выделению кластеров (струй) адронов.

Экспериментально при промежуточных энергиях, где не наблюдается хорошего разделения струй, удобнее пользоваться для выделения двух струй величиной

$$A_2 = \min \left[- \sum_k (V_\alpha - V_k^\alpha)^2 - \sum_i (V_\beta - V_i^\beta)^2 \right], \quad (3.17)$$

для выделения трех струй — величиной

$$A_2 = \min \left[- \sum_k (V_\alpha - V_k^\alpha)^2 - \sum_i (V_\beta - V_i^\beta)^2 - \sum_j (V_\gamma - V_j^\gamma)^2 \right] \quad (3.18)$$

и т. д.

Минимизация величин (3.17) и (3.18) дает возможность определить оси (центры) V_α , V_β , V_γ соответствующих кластеров частиц α , β и γ . Для минимизации A_2 , A_3 и т. д. в каждом событии рассматриваются все возможные разбиения на две (три и т. д.) группы. Из всего набора значений A_2 (A_3 и т. д.), соответствующих каждому разбиению, отбирается такая комбинация, которая дает минимальное значение этой величины.

Для определения области образования струй можно использовать релятивистски-инвариантные переменные X_{SH} и X_{SM} , которые характеризуют долю четырехмерного импульса первичных частиц, уносимых струей. Эти переменные выражаются следующим образом:

$$X_{SH} = \frac{M_{\alpha(\beta)} (V_{\alpha(\beta)} u_{II})}{m_I (u_I u_{II})}, \quad (3.19)$$

$$X_{SM} = \frac{M_{\alpha(\beta)} (V_{\alpha(\beta)} u_I)}{m_{II} (u_I u_{II})}, \quad (3.20)$$

где $M_{\alpha(\beta)}$ — эффективная масса струи α или β ; m_I — масса налетающей частицы; m_{II} — масса мишени.

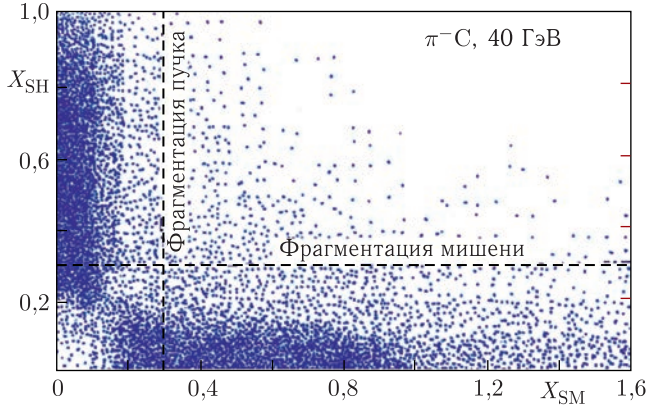


Рис. 3.3. Распределение струй пионов по переменным X_{SH} и X_{SM} для π^-C -взаимодействий

Выражения (3.19) и (3.20) получаются из законов сохранения, которые можно записать в виде

$$X_I p_I + X_{II} p_{II} = p_{IS} + p_{IIS} + p_X, \quad (3.21)$$

где p_I , p_{II} , p_{IS} , p_{IIS} и p_X — четырехмерные импульсы первичных частиц, двух струй и группы частиц, не вошедших в струи. Выражения (3.19) и (3.20) легко получить, умножая левую и правую части равенства (3.21) на p_I (или p_{II}) и пренебрегая в нем малыми членами.

На рис. 3.3 приведено для примера распределение струй пионов по переменным X_{SH} и X_{SM} для π^-C -взаимодействий. Область больших значений переменной X_{SM} соответствует области фрагментации мишени, а область больших значений переменной X_{SH} — фрагментации налетающей частицы. Из этого рисунка видно, что в событиях образуются в основном две группы, расположенные на диаграмме в области фрагментации либо мишени, либо налетающей частицы.

На рис. 3.4 показаны распределения π -мезонов по определяемой выражением (3.12) величине b_k , нормированные по площади на единицу, для π^-p -, π^-C - и pp -взаимодействий в областях фрагментации пучка и мишени. По этому рисунку виден универсальный характер распределений π^- -мезонов в струях по b_k , форма которых в широких пределах не зависит от энергии и типа взаимодействия.

Таким образом, анализ распределений π^- -мезонов по величине b_k в струях показывает замечательную универсальность этих распределений, не зависящую ни от энергии взаимодействия в области от 22,4 до 205 ГэВ/с, ни от типа фрагментирующей системы (p , π^- , \tilde{p} , C ...). Среднее значение $\langle b_k \rangle \approx 4$ характеризует квадрат средней четырехмерной скорости π^- -мезонов относительно оси струи при фрагментации различных кварковых объектов. Обнаруженная универсальность свойств четырехмерных адронных струй указывает на то, что адронизация кварковых систем определяется динамикой взаимодействия цветового заряда с КХД-вакуумом.

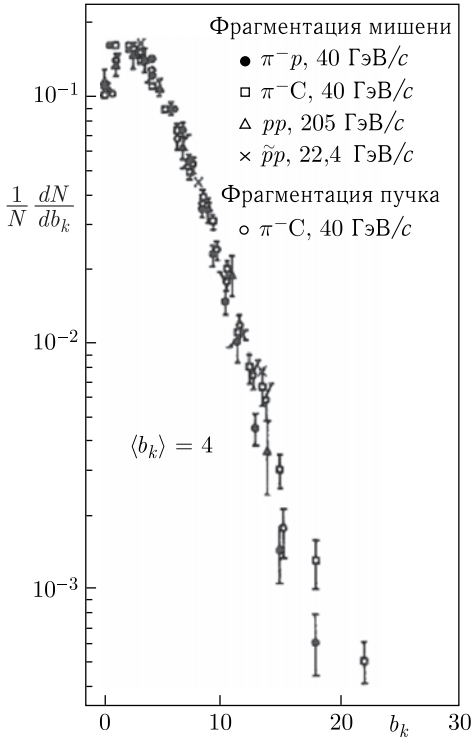


Рис. 3.4. Распределения π^- -мезонов по величине b_k в струях, образующихся в области фрагментации пучка и мишени, для различных типов взаимодействий

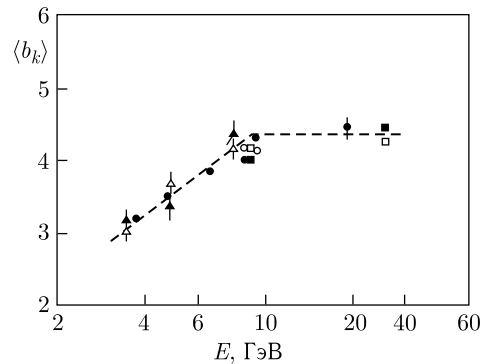


Рис. 3.5. Зависимость $\langle b_k \rangle$ от энергии E в системе центра масс для pp -, $\tilde{p}p$ -, π^-p -, π^-C -взаимодействий. Светлые точки — фрагментация пучка, темные — фрагментация мишени

Важный результат совместного анализа свойств адронных струй в адрон-адронных и адрон-ядерных столкновениях можно видеть на рис. 3.5, на котором представлено среднее значение квадрата четырехмерной скорости отрицательных пионов $\langle b_k \rangle$ относительно оси струй, образующихся в различных процессах, в зависимости от энергии в системе центра масс взаимодействия E .

3.7. Наблюдаемость цветных зарядов

В публикациях существует мнение о том, что цветные объекты, в частности кварки и глюоны, ненаблюдаемы, так как они сильно взаимодействуют с вакуумными флуктуациями и превращаются в адроны. Рассмотрим, однако, в чем состоят критерии наблюдаемости микрообъектов.

Наблюдаемость нейтронов и нейтрино не вызывает сомнений в силу того, что их вторичные взаимодействия (которые, собственно говоря, и наблюдаются) происходят на значительном расстоянии от места их образования, а также в силу применимости к изолированным системам универсальных кинематических законов. Очевидно, что измеримость расстояния между точкой

образования объекта и точкой ее вторичного взаимодействия или распада не является необходимым критерием наблюдаемости. В наблюдаемости таких нестабильных частиц, как η -, ψ -, ρ -, ω -мезоны и ряд других, никто не сомневается, хотя для них соответствующие расстояния неизмеримы.

Наблюдаемость короткоживущих частиц (помимо кинематических законов) основывается на двух необходимых критериях. Рассмотрим их.

1. Сечение образования реально наблюдаемых продуктов вторичного взаимодействия (распада) можно с достаточной точностью представить в виде двух множителей:

$$\sigma = \sigma_p W_d, \quad (3.22)$$

где W_d имеет смысл вероятности распада (или вероятности вторичного взаимодействия) предполагаемой частицы, σ_p — сечение ее образования. Этот критерий характеризует независимость событий образования и распада (вторичного взаимодействия) изолированной системы. Наблюдаемость расстояния между точкой образования и точкой вторичного взаимодействия является, очевидно, частным случаем этого критерия.

2. Универсальность W_d , или одинаковость свойств W_d , в разных реакциях. Сюда же входит релятивистская инвариантность (независимость от системы координат) и возможность приписать распадающейся системе определенные квантовые числа, включая массу.

Анализ образования струй показывает, что сформированные критерии наблюдаемости микрообъектов выполняются для объектов, обладающих цветными зарядами. Иначе говоря, кварки являются столь же наблюдаемыми, как и нестабильные частицы. Поясним это утверждение.

Из принципа ослабления корреляций следует, что сечение образования струй, т. е. сечение процесса

$$I + II \rightarrow \text{Jet}^\alpha + \text{Jet}^\beta + \dots, \quad (3.23)$$

факторизуется:

$$\sigma = \sigma_p W^\alpha(b_k) W^\beta(b_k). \quad (3.24)$$

Это означает, что процесс образования четырехмерных струй удовлетворяет первому критерию.

Кроме того, показано, что релятивистски-инвариантные функции $W^\alpha(b_k)$, $W^\beta(b_k) \dots$ и т. д. обладают одинаковыми свойствами в различных реакциях. То есть для четырехмерных струй выполняется и второй критерий наблюдаемости. Таким образом, свойства четырехмерных струй демонстрируют наблюдаемость деконфайнмента цветных зарядов.

3.8. Параметр подобия. Уравнения Балдина–Малахова и Балдина–Малахова–Лыкасова

В работе В. С. Ставинского [12] был предложен алгоритм вычисления сечений рождения частиц кумулятивного типа и введен новый аргумент — минимальная энергия сталкивающихся конститuentов, необходимая для рождения наблюдаемой частицы. Обобщение этих идей было сформулировано А. М. Балдиным и А. А. Балдиным в работе [13]. Также введен инвариант,

через который выражается большое число закономерностей релятивистской ядерной физики, имеющий смысл минимальной массы:

$$\min [m_0^2(u_I N_I + u_{II} N_{II})^2]^{1/2} = 2m_0 \Pi \quad (3.25)$$

при условии сохранения четырехмерного импульса

$$m_0 u_I N_I + m_0 u_{II} N_{II} = \Sigma p_i. \quad (3.26)$$

Здесь u_I и u_{II} — четырехмерные скорости ядер; m_0 — масса нуклона; N_I и N_{II} — известные нам кумулятивные числа. В более общем случае эти числа есть не что иное, как доли четырехмерных импульсов ядер, участвующих во взаимодействии.

Введение единого параметра подобия

$$\Pi = \frac{1}{2} [(u_I N_I + u_{II} N_{II})^2]^{1/2} \quad (3.27)$$

позволило количественно описать кумулятивный эффект, глубокоподпороговые и околопороговые явления и образование антиматерии в ядро-ядерных столкновениях.

Для большого количества экспериментальных данных [13] дифференциальные сечения описываются с помощью параметра подобия

$$E \frac{d^3 \sigma}{dp^3} = C_1 A_I^{\alpha(N_I)} A_{II}^{\alpha(N_{II})} \exp\left(\frac{-\Pi}{C_2}\right), \quad (3.28)$$

где $\alpha(N_I) = 1/3 + N_I/3$, $\alpha(N_{II}) = 1/3 + N_{II}/3$, $C_1 = 1,9 \cdot 10^4$ мб \cdot ГэВ $^{-2} \cdot$ с $^3 \times$ ср $^{-1}$ и $C_2 = 0,125 \pm 0,002$.

Учитывая, что $E d^3 \sigma / dp^3 = d^2 \sigma / (\pi dm_{1t}^2 dy)$, получим

$$\frac{d^2 \sigma}{(m_{1t} dm_{1t} dy)} = 2\pi C_1 A_I^{1/3+N_I/3} A_{II}^{1/3+N_{II}/3} \exp\left(\frac{-\Pi}{C_2}\right), \quad (3.29)$$

где $m_{1t} = (m_1^2 + p_{1t}^2)^{1/2}$ — поперечная масса частицы 1; p_{1t} — ее поперечный импульс, $C_1 \approx 1,9 \cdot 10^4$ мб \cdot ГэВ $^{-2} \cdot$ с $^3 \cdot$ ср $^{-1}$, $C_2 = 0,125 \pm 0,002$.

Величины N_I и N_{II} становятся измеримыми, если учесть закон сохранения четырехмерного импульса в виде

$$(N_I m_0 u_I + N_{II} m_0 u_{II} - m_1 u_1)^2 = (N_I m_0 + N_{II} m_0 + M)^2, \quad (3.30)$$

пренебрегая относительным движением всех остальных нерегистрируемых частиц. Здесь M — масса частицы, обеспечивающей сохранение барионного числа, странности и других «внутренних» квантовых чисел.

Для антиядер и K^- -мезонов $M = m_1$, для ядерных фрагментов $M = -m_1$. Для частиц, образующихся без сопровождающих античастиц (π -мезонов, струй и др.), $M = 0$. Для K^+ -мезонов $M = m_\Lambda - m_0$, где m_Λ — масса Λ -гиперона. Это следствие того, что рождается K^+ -мезон с положительным зарядом (в ядре уже имеются положительные заряды) в отличие от случая рождения K^- -мезона. Для рождения массы K^+ -мезона достаточно превышения энергии над массой нейтрального Λ -гиперона.

В 1998 г. была опубликована работа А. М. Балдина и А. М. Малахова [14], в которой получено аналитическое решение для параметра Π в центральной области быстрот. Это позволило, в частности, предсказать отношения выходов различных частиц во взаимодействиях релятивистских ядер при высоких энергиях и описать спектры вторичных адронов с хорошей точностью в широком диапазоне энергий.

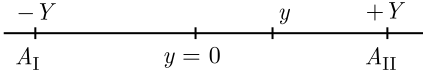


Рис. 3.6. Схема столкновения двух ядер A_I и A_{II} : Y — скорости ядер; y — скорость рожденной частицы 1

На рис. 3.6 условно представлена схема столкновения двух ядер A_I и A_{II} , движущихся с скоростями Y навстречу друг другу. Рождаемая частица 1 имеет скорость y . В центральной области быстрот при $y = 0$ был найден минимум параметра Π в аналитическом виде [14].

Для случая рождения частицы 1 в центральной области быстрот имеем $N_I = N_{II} = N$:

$$N = [1 + (1 + \Phi_M/\Phi^2)^{1/2}] \Phi, \quad (3.31)$$

где $\Phi = (1/m_0)[m_{1t} \operatorname{ch} Y + M]/(2 \operatorname{sh}^2 Y)$, $\Phi_M = (M^2 - m_1^2)/(4m_0^2 \operatorname{sh} 2Y)$, m — масса.

В итоге получаем уравнение Балдина–Малахова для центральной области быстрот [14]:

$$\Pi = N \operatorname{ch} Y. \quad (3.32)$$

Для примера оценим отношение выходов антибарионов к барионам в центральной области быстрот. Из уравнения Балдина–Малахова (3.32) получаем для барионов

$$\Pi_b = [(m_{1t}/m_0) \operatorname{ch} Y - m_1/m_0](\operatorname{ch} Y/\operatorname{sh}^2 Y). \quad (3.33)$$

Соответственно, для антибарионов получаем

$$\Pi_a = [(m_{1t}/m_0) \operatorname{ch} Y + m_1/m_0](\operatorname{ch} Y/\operatorname{sh}^2 Y). \quad (3.34)$$

Из (3.29) следует

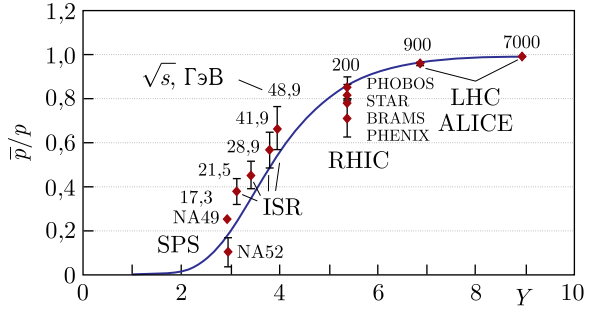
$$d\sigma/dy = 2\pi C_1 A_I^{1/3+N_I/3} A_{II}^{1/3+N_{II}/3} \int \exp(-\Pi/C_2) m_{1t} dm_{1t}. \quad (3.35)$$

Используя (3.33) и (3.34), получим для отношения выходов антибарионов к выходу барионов R следующее соотношение:

$$R = \frac{(d\sigma/dy)_a}{(d\sigma/dy)_b} = \exp[-2m_1 \operatorname{ch} Y/(C_2 m_0 \operatorname{sh}^2 Y)]. \quad (3.36)$$

На рис. 3.7 приведены результаты вычисления отношения выходов антипротонов к выходу протонов с помощью этого выражения [15] и данные различных экспериментов [15, 17]. Видно хорошее согласие результатов вычислений с экспериментальными данными.

Рис. 3.7. Результаты вычисления отношения выходов антипротонов к выходу протонов в различных реакциях с помощью параметра подобия [15] и данные различных экспериментов [16, 17]. По вертикальной оси отложены быстроты сталкивающихся ядер, обозначены энергии взаимодействия в системе центра масс ($E = \sqrt{s}$)



Параметр подобия можно записать с помощью переменных s и m_{1T} . При высоких энергиях $\sqrt{s} \gg 1$ ГэВ, учитывая, что $\text{ch} Y = \sqrt{s}/(2m_0)$, из (3.32) получим

$$\Pi = \left\{ \frac{m_{1t}}{2m_0\delta} + \frac{M}{\sqrt{s}\delta} \right\} \left\{ 1 + \sqrt{1 + \frac{M^2 - m_1^2}{m_{1t}^2} \delta} \right\}, \quad (3.37)$$

где $\delta = 1 - 4m_0^2/s$.

Это соотношение, выведенное Г. Лыкасовым и А. Малаховым в работах [21, 22] из (3.32), получило название уравнение Балдина–Малахова–Лыкасова.

Для π -мезонов $M = 0$. Подставляя это значение в (3.37), получим следующее выражение для параметра подобия:

$$\Pi = \frac{m_{1t}}{2m_0(1 - 4m_0^2/s)}. \quad (3.38)$$

Из (3.28), используя (3.38), получим

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} \approx \exp\left(\frac{-\Pi}{C_2}\right) = \exp\left\{\frac{-m_{1t}}{C_2 m_0(1 - 4m_0^2/s)}\right\} = \exp\left(\frac{-m_{1t}}{T}\right), \quad (3.39)$$

где

$$T = C_2 m_0(1 - 4m_0^2/s). \quad (3.40)$$

Таким образом, в этом подходе T является функцией энергии (обычно в других моделях $T = \text{const}$). На рис. 3.8 представлен вычисленный по фор-

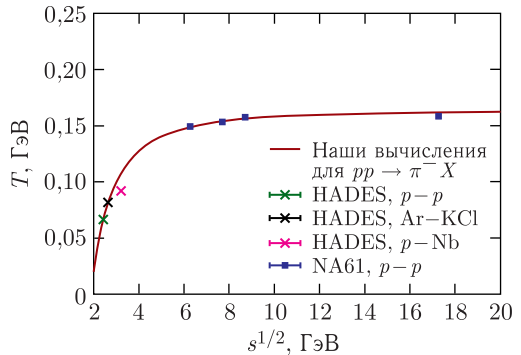


Рис. 3.8. Вычисленный обратный параметр наклона T в зависимости от энергии [18] в сравнении с экспериментальными данными. Крестики — данные, полученные на установке HADES в GSI [19], прямоугольники — данные эксперимента NA61 в ЦЕРН [20]

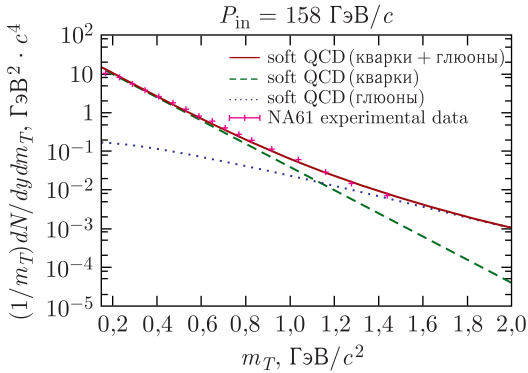


Рис. 3.9. Зависимость дифференциального сечения рождения пионов в pp -столкновениях от поперечной массы пионов m_T при импульсе 158 ГэВ/с. Приведены экспериментальные данные NA61 [19]

муле (3.40) обратный параметр наклона спектра пионов T в зависимости от энергии [18] в сравнении с экспериментальными данными [19, 20]. Видно хорошее описание экспериментальных данных.

В рамках релятивистских ядерных взаимодействий в пространстве четырехмерных скоростей с использованием параметра подобия Π хорошо описываются спектры вторичных адронов в широкой области энергий — от нескольких гигаэлектронвольт до нескольких тераэлектронвольт (ЛНС). На рис. 3.9 для примера приведен спектр для пионов (зависимость дифференциального сечения от поперечной массы) в pp -столкновениях при энергии 158 ГэВ. Видно хорошее описание спектра с учетом кваркового и глюонного вкладов.

Список литературы к главе 3

1. Балдин А. М. Сообщ. ОИЯИ P7-5808. Дубна, 1971.
2. Матвеев В. А., Мурадян Р. М., Тавхелидзе А. Н. // ТМФ. 1973. Т. 15. С. 332–339.
3. Matveev V. A. et al. // Lett. Nuovo Cim. 1972. V. 5. P. 907–912.
4. Балдин А. М. // Докл. АН СССР. 1975. Т. 222, № 5. С. 1064.
5. Балдин А. М. // ЭЧАЯ. 1977. Т. 8, № 3. С. 429.
6. Baldin A. M. // Nucl. Phys. A. 1985. V. 434.
7. Logunov A. A. et al. // Phys. Lett. B. 1967. V. 25. P. 617.
8. Feynman R. // Phys. Rev. Lett. 1969. V. 23. P. 1415.
9. Седов Л. И. Механика сплошных сред. Т. 1. М.: Наука, 1983.
10. Baldin A. M., Didenko L. A. // Fortschr. Phys. 1990. V. 38, No. 4. P. 261–332.
11. Baldin A. M., Malakhov A. I., Sissakian A. N. // Phys. Part. Nucl. 2001. V. 32. P. S4–S30.
12. Ставинский В. С. Единый алгоритм вычисления инклюзивных сечений рождения частиц с большими поперечными импульсами и адронов кумулятивного типа // Краткие сообщ. ОИЯИ. 1986. № 18-86. С. 5–17.
13. Балдин А. М., Балдин А. А. Релятивистская ядерная физика: пространство относительных 4-скоростей, симметрии решений, принцип ослабления корреляций, подобие, промежуточные асимптотики // ЭЧАЯ. 1998. Т. 29, № 3. С. 576–630.

14. *Baldin A.M., Malakhov A.I.* Relativistic Multiparticle Processes in the Central Rapidity Region at Asymptotically High Energies // JINR Rapid Commun. 1998. No. 1[87]-98. P. 5–12.
15. *Malakhov A.I.* Antiparticle to Particle Ratios in Heavy Ion Interactions and Asymptotic Properties of the Nuclear Matter // Nucl. Phys. B. 2013. V. 245. P. 57–60.
16. *Tawfic A.* Antiproton-to-Proton Ratios for ALICE Heavy-Ion Collisions // Nucl. Phys. A. 2011. V. 859. P. 63–72.
17. <http://hepdata.cedar.ac.uk/view/p7907>
18. *Artemenkov D.A., Lykasov G.I., Malakhov A.I.* Mid-Rapidity Dependence of Hadron Production in $p-p$ and $A-A$ Collisions // Intern. J. Mod. Phys. 2015. V. 39. P. 1560109.
19. *Agakishiev G. et al.* arXiv:1512.07070v1 [nucl-ex]. 22 Dec. 2015. (HADES).
20. *Abgrall A.A. et al.* Measurement of Negatively Charged Pion Spectra in Inelastic $p + p$ Interactions at $p_{\text{lab}} = 20, 31, 40, 80$ and 158 GeV/c // Eur. Phys. J. C. 2014. V. 74. P. 2794.
21. *Lykasov G., Malakhov A.* Hadron Production in pp and AA Collisions at Mid-Rapidity within Self-Similarity Approach // Web Conf. Phys. J. 2019. V. 204. P. 01022.
22. *Lykasov G.I., Malakhov A.I.* Self-Consistent Analysis of Hadron Production in pp and AA Collisions at Mid-Rapidity // Phys. Eur. Phys. J. A. 2018. V. 54. P. 187.

ИЗУЧЕНИЕ ГОРЯЧЕЙ И ПЛОТНОЙ МАТЕРИИ В РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

4.1. Фазовая диаграмма ядерной материи

Изучение экстремально горячей и плотной ядерной материи является актуальной задачей современной физики высоких энергий. Квантовая хромодинамика предсказывает существование нового состояния материи — кварк-глюонной плазмы (КГП), которая может быть образована в релятивистских столкновениях ядер [1]. С изучением свойств КГП связан целый ряд фундаментальных проблем, таких как фазовые переходы в ядерной среде, состояние КХД-вакуума, эволюция Вселенной и механизмы образования нейтронных звезд.

Многие аспекты перехода в КГП до сих пор не ясны, такие как:

- точная величина критической плотности энергии (ϵ_c);
- экспериментальные признаки перехода;
- быстрота установления условий теплового равновесия в ядерных столкновениях.

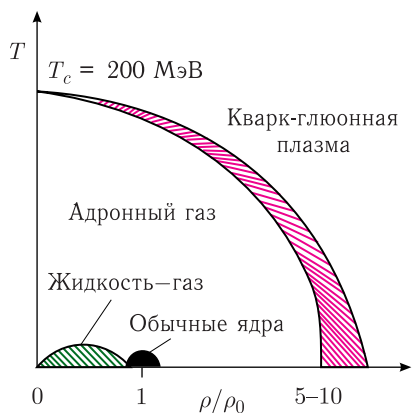


Рис. 4.1. Упрощенная фазовая диаграмма ядерной материи: T — температура ядерной материи; ρ/ρ_0 — плотность ядерного вещества, нормированная на плотность обычных ядер

Все это требует дальнейших теоретических и экспериментальных исследований.

Упрощенная фазовая диаграмма ядерной материи представлена на рис. 4.1.

Связь с космологией. КГП может возникнуть на ранней стадии образования Вселенной. Соотношение между температурой T и временем t Вселенной дается эмпирической формулой [2]

$$T [\text{МэВ}] \cong [5,75N_f(T)]^{1/4} t^{-1/2} [\text{с}], \quad (4.1)$$

где $N_f(T)$ — число степеней свободы частиц.

Сегодняшняя температура космического фонового излучения (реликтовое излучение) составляет 2,7 К. Проводя экстраполяцию по времени назад, получим, что после ~ 20 мкс после Большого взрыва значение $T_c \sim 2 \cdot 10^{12} \text{ К} \cong 200 \text{ МэВ}$. Примерно такую критическую величину температуры

для фазового перехода ядерной материи в кварк-глюонную плазму предсказывает КХД. Таким образом, при $T > T_c$ может образовываться КГП и, следовательно, возможно, что в первое время после рождения нашей Вселенной она существовала в виде КГП. Поэтому для космологии крайне важно изучение этого нового состояния вещества.

Тепловая история Вселенной в соответствии с соотношением (4.1) представлена на рис. 4.2.

Кварковые звезды. Кварковая материя может также играть важную роль во внутренней структуре коллапсирующих звезд. Например, при высоких плотностях, достигаемых в центре нейтронных звезд, нуклоны «разваливаются» на конstituенты и образуется холодная кварковая материя.

Во Вселенной наблюдаются подобные объекты с массой $M \sim 1,5-2$ солнечных масс, радиусом 11–12 км и высокой скоростью вращения — пульсары с субмиллисекундным периодом.

Более детальный вид фазовой диаграммы ядерной материи представлен на рис. 4.3. При низких температурах, а значит, и малой плотности энергии константа взаимодействия α_s велика, а кварки и глюоны связаны в адроны вследствие конфайнмента. При низкой плотности вещества такое состояние материи хорошо описывается как адронный газ (представлено в нижней левой области фазовой диаграммы).

Считается, что при более высокой плотности вещества существуют другие состояния материи, которые образуются, например, в центре нейтронных звезд. Такие состояния с высокой плотностью и низкой температурой являются в основном гипотетическими (располагаются в нижнем правом углу на рис. 4.3). При более высоких температурах, которые могут быть достигнуты в эксперименте, константа связи α_s становится достаточно мала для перехода ядерной материи в состояние деконфайнмента, т. е. образования кварк-глюонной материи.

В области малых значений барионного потенциала и больших температур КХД-вычисления предсказывают плавный переход из адронной формы в кварк-глюонную форму, называемый кроссовер-переходом [3] (показан штриховой линией на рис. 4.3). Для больших значений барионной плотности ожидается фазовый переход первого рода [4]. Точка, в которой фазовый переход первого рода становится кроссовер-переходом, называется критической точкой. Вычисления КХД на решетке предполагают критическую температуру $T_c \approx (154 \pm 9)$ МэВ [5].

Столкновения тяжелых ионов предоставляют уникальную возможность исследовать фазовую диаграмму в контролируемых экспериментальных условиях. Поиски критической точки предполагают движение по диаграмме пре-

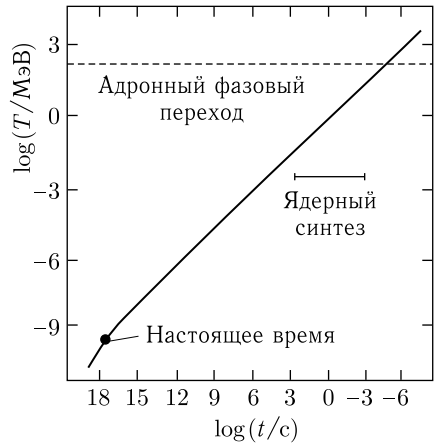


Рис. 4.2. Тепловая история Вселенной: T — температура; t — время

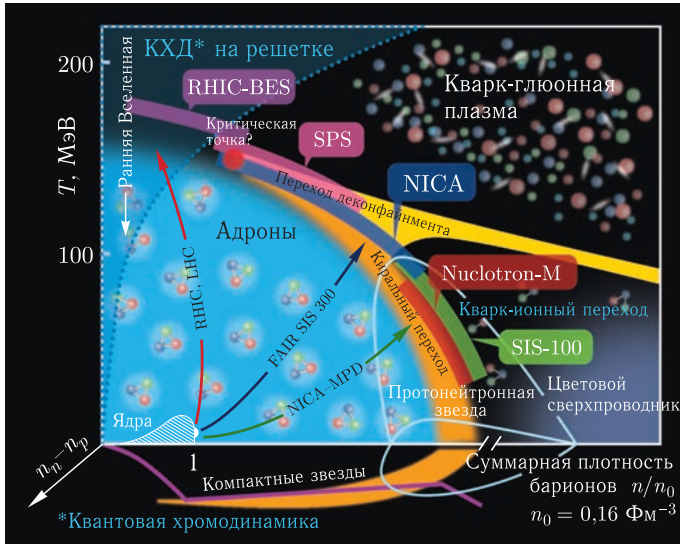


Рис. 4.3. Детальный вид фазовой диаграммы ядерной материи. Указаны области, доступные для исследований в различных ускорительных центрах мира. По вертикальной оси — температура T , по горизонтальной — барионная плотность ядерной материи, нормированная на обычную плотность n/n_0

имущественно вдоль оси барионного потенциала, а не по шкале температуры. Этому, в частности, посвящена программа сканирования по энергии на установке NA61/SHINE на SPS в ЦЕРН и на коллайдере RHIC в Брукхейвенской национальной лаборатории (BNL).

Для большей наглядности фазовую диаграмму ядерной материи иногда сравнивают с хорошо известной фазовой диаграммой воды (рис. 4.4).

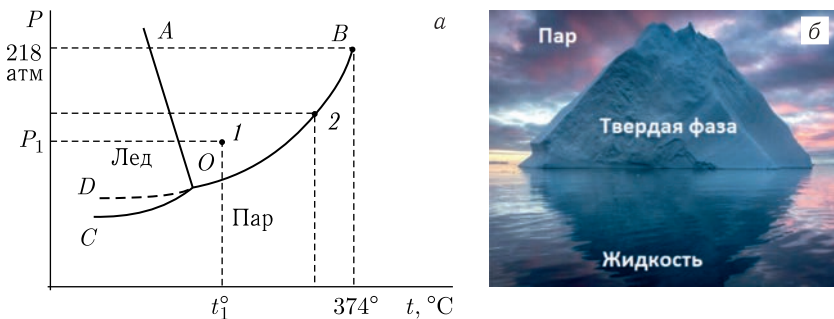


Рис. 4.4. а) Фазовая диаграмма воды: AOB — область жидкости; BOC (под кривой) — область ненасыщенного пара; AOC — область твердой фазы. Кривая испарения воды OB обрывается в критической точке (B) при $t = 374^\circ\text{C}$ и $P = 218$ атм. Выше этой точки жидкая и парообразная вода неразличимы по свойствам. б) Фазы воды в природе

4.2. Множественность частиц и плотность энергии в столкновениях релятивистских ядер

Быстрота частицы (продольная быстрота), как было показано ранее, определяется как

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z}.$$

Часто используется понятие псевдобыстроты η , которая может быть выражена через полярный угол частицы θ :

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{|p| + p_z}{|p| - p_z} = -\ln \operatorname{tg}(\theta/2).$$

При больших импульсах частицы ($p \gg m$) $y \approx \eta$.

Множественность частиц является самой первой и наиболее просто измеряемой характеристикой в эксперименте. По ее свойствам уже можно сделать важные заключения. Данные экспериментов при различных энергиях для поперечной энергии заряженных частиц хорошо аппроксимируются степенной зависимостью от энергии (рис. 4.5). На этом рисунке также приведена оценка плотности энергии в образованном сгустке материи в предположении поперечного расширения при центральных значениях псевдобыстрот по формуле Бьёркена [7]:

$$\varepsilon_{\text{Bj}} = \frac{1}{\pi R_A^2 \tau_0} \frac{dE_T}{d\eta} \Big|_{\eta=0} = \frac{1}{\pi R_A^2 \tau_0} \langle m_T \rangle \frac{dN}{d\eta} \Big|_{\eta=0}.$$

В этом случае при радиусе ядра золота $R = 6,5$ Фм и времени термализации $\tau_0 \sim 1$ Фм/с протяженный объем цилиндра равен $V = \pi R_A^2 \tau_0 \approx 150$ Фм³.

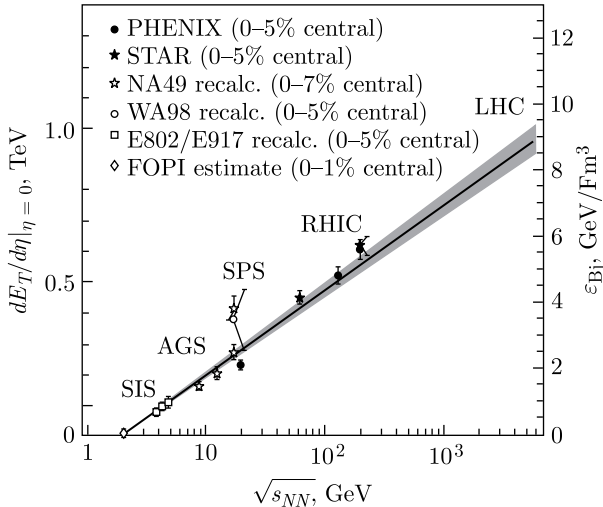


Рис. 4.5. Измеренная поперечная энергия на единицу быстроты при $\eta = 0$ и бьёркеновская плотность энергии рожденного сгустка материи при $\tau_0 = 1$ Фм/с (правая шкала) в центральных столкновениях тяжелых ионов

Значения плотности энергии ε_{Bj} , вычисленные по формуле Бьёркена:

$$\text{AGS (Au + Au, } \sqrt{s_{NN}} = 5 \text{ ГэВ)} - \sim 1,5 \text{ ГэВ}/\Phi_{M^3};$$

$$\text{SPS (Pb + Pb, } \sqrt{s_{NN}} = 17 \text{ ГэВ)} - \sim 2,9 \text{ ГэВ}/\Phi_{M^3};$$

$$\text{RHIC (Au + Au, } \sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ ГэВ)} - \sim 5,4 \text{ ГэВ}/\Phi_{M^3};$$

$$\text{LHC (Pb + Pb, } \sqrt{s_{NN}} = 5 \text{ ТэВ)} - \sim 9 \text{ ГэВ}/\Phi_{M^3}.$$

Уже при энергиях AGS значение ε_{Bj} превышает критическую плотность энергии $\sim 1 \text{ ГэВ}/\Phi_{M^3}$, полученную в расчетах КХД на решетках и необходимую для достижения деконфайнмента.

Список литературы к главе 4

1. Дремин И.М., Леонидов А.В. Кварк-глюонная среда // УФН. 2010. Т. 180. С. 1167–1196.
2. Mueller B. Physics of the Quark-Gluon Plasma. DUKE-TH-92-36. Durham Univ., 1992.
3. Afanasiev S. et al. (PHENIX Collab.) // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 100. P. 232301.
4. Fodor Z. et al. // Nature. 2006. V. 443. P. 675.
5. Cheng M. et al. // Phys. Rev. D. 2012. V. 85. P. 054503.
6. Рыскин М.Г. Феноменология кварк-глюонной плазмы // Материалы XXIV Зимн. шк. ЛИЯФ, 1989. С. 60–124.
7. Bjorken D. // Phys. Rev. D. 1983. V. 27. P. 140.

Глава 5

КВАРК-ГЛЮОННАЯ ПЛАЗМА

Обычной плазмой называют ионизированное состояние вещества, когда вместо нейтральных атомов и молекул в объеме присутствуют заряженные электроны и ионы (ядра). В таком понимании кварк-глюонной плазмы (КГП) можно было бы назвать состояние, в котором вместо бесцветных адронов мы имеем дело с цветными (т.е. заряженными по цвету) кварками и глюонами. Но, как правило, под КГП подразумевают чуть более определенную конструкцию, а именно систему кварков и глюонов, находящуюся в состоянии деконфайнмента и хотя бы локального (в пределах малого элемента объема) термодинамического равновесия. Последнее свойство позволяет использовать для описания КГП такие термодинамические понятия, как температура, давление, энтропия и т.п., и, в частности, обсуждая эволюцию КГП, применять уравнения гидродинамики.

5.1. Сценарии фазовых переходов

Поскольку на опыте регистрируются не глюоны и кварки, а уже сформировавшиеся пионы, каоны и другие адроны, необходимо иметь представление о процессе фазового перехода из состояния КГП в обычную адронную фазу. Надо отметить, что при описании с помощью термодинамических переменных возникает достаточно широкий выбор различных, более или менее правдоподобных, сценариев.

Наиболее популярны режимы стационарного горения. Предполагается, что обе среды однородны, фронт перехода бесконечно узкий и все процессы стационарны. На границе раздела фаз выполняются условия непрерывности потоков вещества, импульса и энергии. Решая уравнения, следующие из условий непрерывности, можно найти скорости потоков начальной фазы V_n и конечной фазы V_k . В зависимости от соотношения между этими скоростями возникают два качественно различных случая: $V_n < V_k$ и $V_n > V_k$. В первом случае конечная фаза оттекает от фронта перехода — испаряется с поверхности. Во втором — начальная фаза движется в том же направлении, что и фронт, как бы давит на него. Этот процесс называется детонацией или взрывом.

Вообще возможностей перехода много. Более подробное представление о них можно получить из работ [1, 2].

5.2. Признаки образования кварк-глюонной плазмы в ядерных столкновениях

Основные признаки, по которым можно экспериментально судить об образовании КГП, свидетельствуют о наблюдаемости системы почти свободных кварков и глюонов. Каждый из признаков в отдельности является скорее необходимым условием регистрации КГП, чем достаточным. Только по совокупности различных сигналов, возможно, удастся установить, что в ходе реакции действительно происходило образование КГП. Поэтому эксперименты, ориентированные на поиск КГП, как правило, многоцелевые и направлены на одновременное измерение сразу нескольких различных характеристик процесса. Ниже перечисляются основные сигналы, которые могут указывать на образование КГП.

5.2.1. Повышенный выход странных частиц. Изучать выходы странных частиц в целях установления факта образования КГП предлагалось во многих работах [3, 4]. Идея состоит в том, что при высокой температуре в КГП концентрации u -, d - и s -кварков одинаковы. Соответственно, отношение числа рожденных каонов и пионов должно быть, грубо говоря, равно единице ($K/\pi \approx 1$), а странных и нестранных барионов $N_s/N_{ns} \approx 2/3$ — пропорционально их статистическим весам. В свою очередь, для столкновений адронов, например $p\bar{p}$ -взаимодействий, значение $K/\pi \approx 0,1$ [5].

5.2.2. Зависимость среднего поперечного импульса от множественности. Для прямого указания на фазовый переход из состояния КГП в фазу адронов часто предлагают рассматривать характерную зависимость среднего поперечного импульса $\langle p_t \rangle$ от множественности адронов N в данном событии. Стандартным рассуждением является следующее.

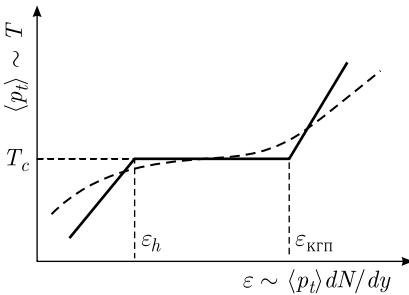


Рис. 5.1. Зависимость среднего поперечного импульса $\langle p_t \rangle \sim T$ от плотности энергии. Сплошная кривая — идеализированная ситуация, штриховые — расчет для смешанного состояния в плазме

Величина $\langle p_t \rangle$ пропорциональна эффективной температуре. Если по вертикальной оси (рис. 5.1) отложить значения $\langle p_t \rangle \sim T$, а по горизонтальной — множественность или произведение $\langle p_t \rangle dN/dy$, пропорциональное плотности энергии ε , то для событий с малой множественностью, когда КГП не образуется и от начала до конца реакция происходит в адронной фазе, ожидаются малые значения $\langle p_t \rangle$.

Для событий с большой множественностью $N(\varepsilon > 2 \text{ ГэВ}/\text{Фм}^3)$, в которых образование КГП весьма вероятно, температура и $\langle p_t \rangle$ должны быть велики. В промежуточной области, где сосуществуют обе фазы, температура постоянна и равна температуре фазового перехода T_c . Такое отвечающее фазовому переходу при $T = T_c$ плато в зависимости $\langle p_t \rangle$ от N и предлагается искать на опыте.

В промежуточной области, где сосуществуют обе фазы, температура постоянна и равна температуре фазового перехода T_c . Такое отвечающее фазовому переходу при $T = T_c$ плато в зависимости $\langle p_t \rangle$ от N и предлагается искать на опыте.

Описанная выше картина сильно идеализирована. В более или менее реалистических вычислениях углы сглаживаются и кривая приобретает вид, представленный на рис. 5.1 штриховой линией.

5.2.3. Плавление резонансов. В упрощенной трактовке такие резонансы, как ρ -, ω -, ψ -мезоны (и им подобные), представляют собой связанные состояния двух частиц — кварка и антикварка, между которыми действует удерживающий потенциал $V(r)$. При высокой температуре в КГП возникает дебаевское экранирование (явление, аналогичное проявляющемуся в электрической плазме) и на расстояниях $r > r_D$ притяжение между кварком и антикварком резко слабеет. Другими словами, размер потенциальной ямы $\alpha = r_D \sim 1/T$ уменьшается, а ее глубина V остается прежней. При некотором минимальном значении α (для прямоугольной ямы $\alpha < \sqrt{4}mV$, m — масса кварка) отвечающий связанному состоянию дискретный уровень исчезает. Система кварк–антикварк описывается только сплошным спектром. Это явление получило название «плавление резонансов». Его легко наблюдать, например, при измерении распределения по массам дилептонов, в частности $\mu^+\mu^-$ -пар. При низких температурах $T < T_c$ в адронной фазе в распределении $d\sigma/dM_{\mu^+\mu^-}$ наблюдаются яркие пики $M_{2\mu} = m_\rho, m_\psi \dots$, обусловленные рождением и распадом соответствующих мезонов ($\rho \rightarrow 2\mu, \psi \rightarrow 2\mu \dots$). В случае образования КГП эти пики должны размываться и в пределе полностью исчезать, оставаясь гладкий сплошной спектр.

5.2.4. Прямые фотоны и дилептоны. Прямые (т. е. испускаемые непосредственно кварками или адронами, а не возникающие за счет распадов $\pi^0 \rightarrow 2\gamma, \eta \rightarrow 2\gamma$ и т. п.) фотоны и $\mu^+\mu^- (e^+e^-)$ -пары являются хорошим источником информации о состоянии КГП на ранних этапах процесса множественной генерации адронов. Благодаря тому, что фотоны и дилептоны практически не взаимодействуют со вторичными адронами, их спектры не искажаются в процессе фазового перехода КГП–адроны.

Поскольку все рассмотренные выше сигналы свидетельствуют лишь о наличии кварков и глюонов, высокой эффективной температуры либо отражают существенную роль взаимодействий в конечном состоянии, то в большинстве случаев остается возможность объяснить наблюдаемые на опыте явления более привычными, традиционными способами, не прибегая к концепции КГП. В качестве основных, конкурирующих с КГП механизмов можно указать полужесткие процессы в теории возмущений КХД и перераспределения частиц на конечной стадии разлета адронного газа.

5.3. Первые эксперименты по поиску КГП

Приведенные в п. 4.2 оценки плотности энергии ядерных пучков на уже существовавших в 1980-х гг. ускорителях давали надежду на возможность обнаружения КГП. Попыты по поиску КГП были начаты в ЦЕРН (Европейской организации по ядерным исследованиям, Швейцария) и BNL (США) еще в начале 1980-х гг. В ЦЕРН пучки ионов кислорода (^{16}O) и серы (^{32}S) ускорялись до энергии 200А ГэВ. В BNL использовались пучки ^{16}O и ^{28}Si с энергией 14,5А ГэВ.

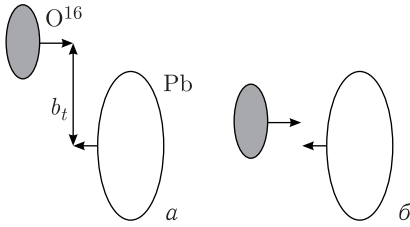


Рис. 5.2. Периферическое (а) и центральное (б) соударения тяжелых ионов

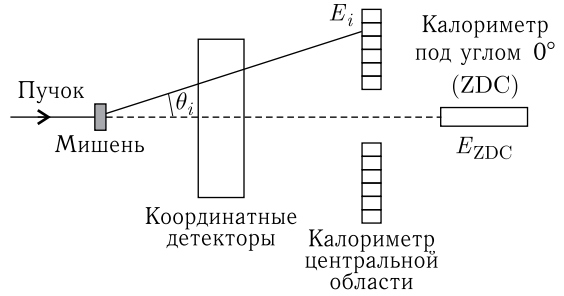


Рис. 5.3. Схема постановки эксперимента по поиску КГП

Для того чтобы подавить вклад периферических соударений (рис. 5.2, а), в которых ничего особо интересного (т.е. КГП) не ожидается, и изучать преимущественно центральные соударения тяжелых ионов (рис. 5.2, б), обычно используют veto-калориметр, расположенный под углом 0° , и отбирают события, для которых энергия, выделенная в этом калориметре, составляет лишь малую часть начальной энергии, либо события, для которых полная поперечная энергия

$$E_T = \sum (\sin(\theta_i) E_i)$$

в калориметре центральной области значительно превышает среднее значение $\langle E_T \rangle$ (рис. 5.3).

В результате обоих случаев выделяются события, в которых с ядром мишени провзаимодействовало большинство нуклонов налетающего иона.

Рассмотрим некоторые данные первых экспериментов по поиску и наблюдению кварк-глюонной плазмы.

5.3.1. Распределения по множественности и поперечной энергии.

Распределения по множественности заряженных вторичных адронов по поперечной энергии в центральном калориметре E_T или калориметре под нулевым углом E_{ZDC} приведены на рис. 5.4–5.7. Они определяются в основном чисто

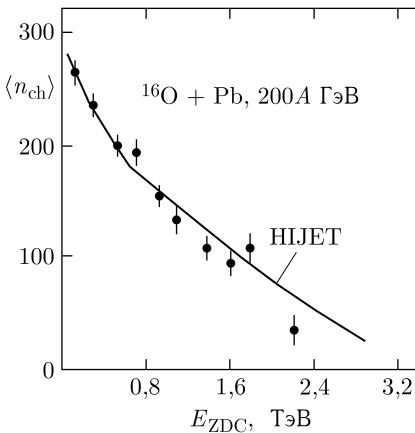


Рис. 5.4. Средняя множественность заряженных частиц в области значений угла $\theta_{\text{лаб}} < 60^\circ$. Кривая — расчет по модели HIJET [6]

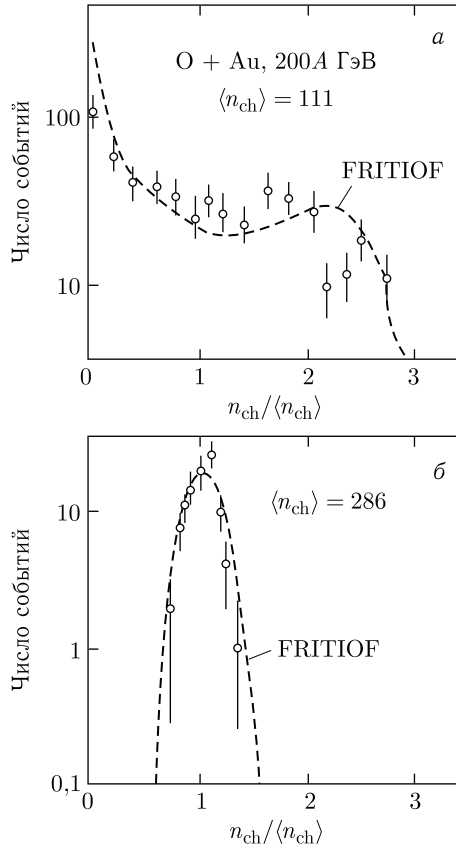


Рис. 5.5. Распределение по множественности для всех неупругих событий (а) и центральных соударений O + Au при энергии 200А ГэВ (б) [7]

геометрическими соображениями — величиной прицельного параметра b_t (т. е. расстоянием между центрами ядер в плоскости, перпендикулярной оси пучка) и хорошо описываются относительно простыми моделями (HIJET, FRITIOF), которые правильно воспроизводят данные по pp -взаимодействиям при соответствующих энергиях и рассматривают ядро-ядерные столкновения как совокупность соударений отдельных нуклонов.

Несколько неудовлетворительное описание в области максимальных энергий E_T (см. рис. 5.7) объясняется тем, что в моделях не учитывалась возможность развития внутриядерного каскада, т. е. взаимодействий вторичных адронов, рожденных в первых нуклон-нуклонных соударениях, с другими нуклонами тяжелого ядра мишени. Поскольку область наибольших значений E_T отвечает центральным столкновениям с $b_t \approx 0$, естественно сравнить правый край распределения с расчетной кривой, учитывающей экспериментальные данные по неупругим соударениям отдельных протонов с ядром-мишенью, в которых также развивается каскад внутриядерных взаимодействий. Таким образом, удастся получить хорошее описание правого края спектра.

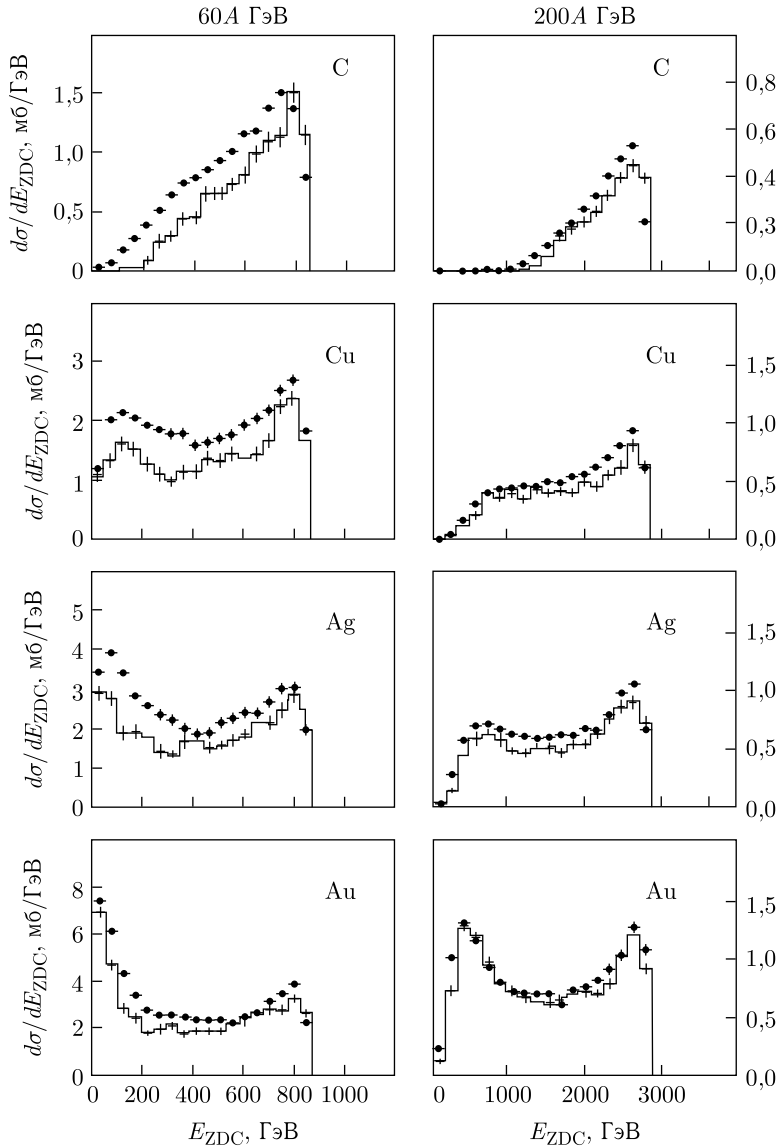


Рис. 5.6. Распределение по энергии, выделяемой в калориметре под углом 0° [8]

В реакциях с тяжелыми ионами в период 1980–1990 гг. были достигнуты плотности энергии ε , несколько превышающие $2 \text{ ГэВ}/\text{Фм}^3$. Из приведенных выше экспериментальных и моделированных данных следует, что существенных отличий от протон-протонных взаимодействий при этой плотности энергии не обнаруживается. Поэтому исследования ядерных взаимодействий были продолжены при более высоких энергиях, что стало возможным благодаря созданию новых ускорителей, позволяющих получать более высокие плотности энергии.

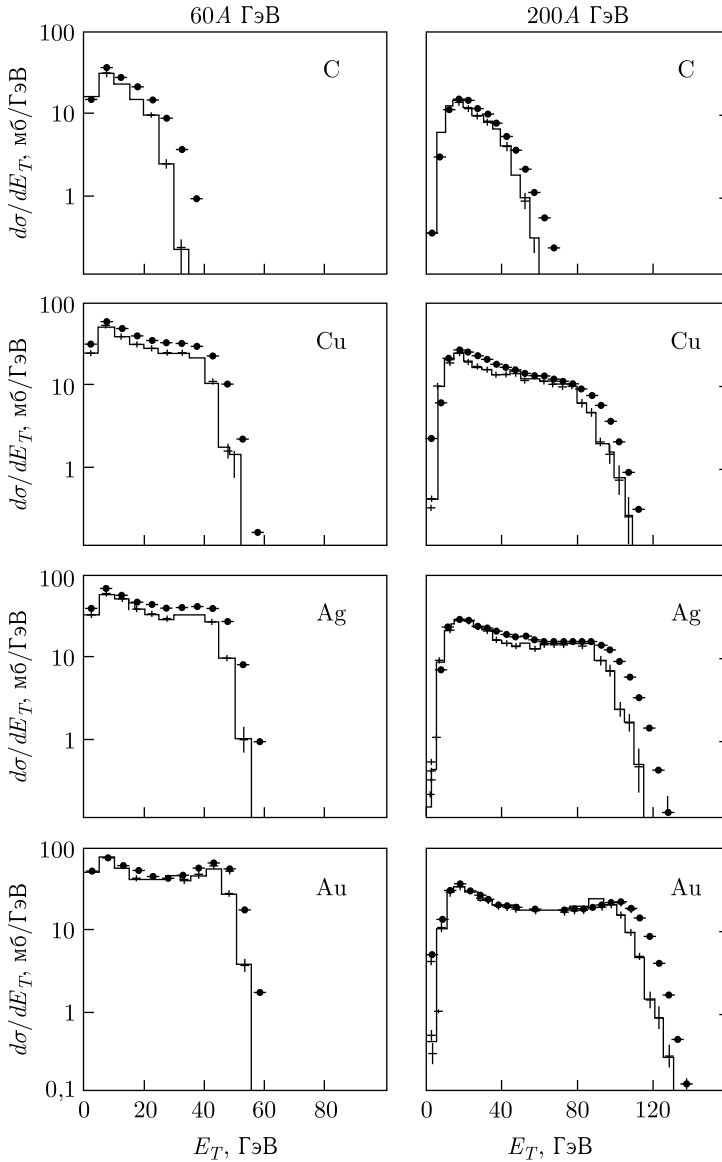


Рис. 5.7. Распределение по энергии в центральном калориметре для ядер C, Cu, Ag, Au при начальных энергиях 60 и 200A ГэВ. Гистограммы — расчет по модели FRITIOF [8]

5.3.2. Подавление выходов ψ -мезонов. Рассмотрим также для примера первый эксперимент по подавлению выходов ψ -мезонов, в котором обнаружены некоторые признаки формирования КГП. Это эксперимент NA38 в ЦЕРН [4, 9], в котором измерялись относительные выходы ψ -мезонов по распаду на два мюона. Схема установки приведена на рис. 5.8.

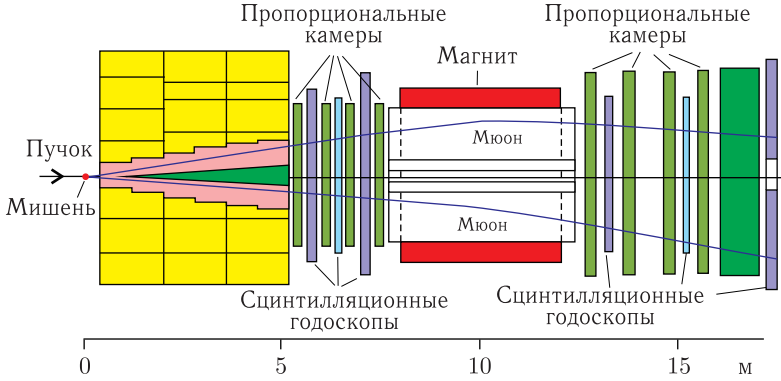


Рис. 5.8. Схема установки NA38. Первичный пучок поглощается мощной защитой (в левой части рисунка), проникающие мюоны регистрируются пропорциональными камерами и сцинтилляционными годоскопами, расположенными впереди и сзади отклоняющего магнита

Как видно из рис.5.9, в событиях с большой поперечной энергией $E_T > 50$ ГэВ, в которых можно было ожидать образование КГП, относительная высота пика ψ , т.е. отношение числа событий в пике к числу событий, отвечающих сплошному спектру дрелл-яновских пар, уменьшается более чем в 1,5 раза от $N_\psi/N_c = 9,33$ при $E_T < 26$ ГэВ до 5,89.

Уменьшение относительной высоты пика ψ ожидалось исходя из представлений о плавлении резонансов в КГП.

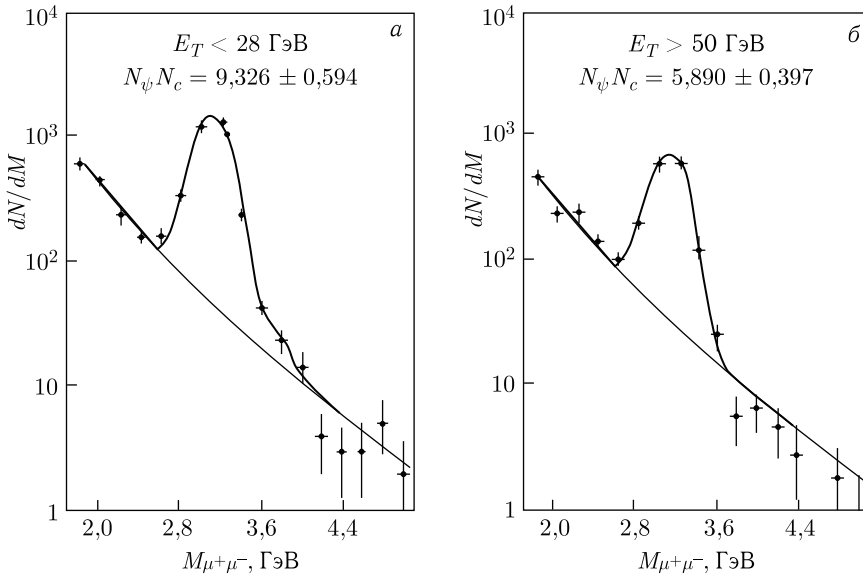


Рис. 5.9. Результаты взаимодействия ионов ^{16}O с атомами U при 200А ГэВ с рождением ψ и последующим распадом $\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. Приведены распределения по массам димюонов в событиях с поперечной энергией $E_T < 28$ ГэВ (а) и $E_T > 50$ ГэВ (б)

Однако утверждать, что в этом эксперименте окончательно было доказано существование КГП, нельзя. Подобное подавление ψ -пика вполне может объясняться и диссоциацией ψ -мезона во время его перерасеяния на частицах адронного газа. В событиях с большими значениями E_T плотность адронного газа выше средней, а вероятность перерасеяний, следовательно, и диссоциаций ψ оказывается больше, чем в событиях с малыми значениями E_T .

Список литературы к главе 5

1. Чернавская О. Д., Чернавский Д. С. // УФН. 1988. Т. 154. С. 497.
2. Рыскин М. Г. Феноменология кварк-глюонной плазмы // Материалы XXIV Зимн. шк. ЛИЯФ, 1989. С. 60–124.
3. Biro T. et al. // Nucl. Phys. A. 1982. V. 386. P. 617.
4. Mueller B., Rafelski J. // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 48. P. 1066.
5. Ansorge R. E. et al. // Phys. Lett. 1987. V. 199. P. 311.
6. Bamberger A. et al. // Phys. Lett. B. 1987. V. 184. P. 271.
7. Bamberger A. et al. // Phys. Lett. B. 1988. V. 205. P. 283.
8. Albrecht R. et al. // Phys. Lett. B. 1988. V. 199. P. 297.
9. Abren M. C. et al. Dimuon and Charm Production in Nucleus–Nucleus Collisions at the CERN-SPS // Eur. Phys. J. C. 2000. V. 14, No. 3. P. 433–455.

Глава 6

ФИЗИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

В гл. 2 и 3 рассматривалось явление ядерного кумулятивного эффекта и подход исследования релятивистских ядерных взаимодействий в пространстве четырехмерных скоростей, предложенный в Дубне А. М. Балдиным. Существует и ряд других моделей и подходов по описанию ядерных взаимодействий при высоких энергиях. В этой главе кратко ознакомимся с наиболее популярными из них.

Чтобы изучать какие-либо процессы, необходимы физические генераторы (генераторы столкновений). Наиболее распространенный генератор протон-протонных столкновений — PYTHIA. Название этого программного пакета связано с греческой мифологией. Пифия (др.-греч. Πύθια, лат. Pythia) — в Древней Греции жрица-прорицательница Дельфийского оракула в храме Аполлона в Дельфах, расположенном на склоне горы Парнас.

Генераторы ядро-ядерных столкновений представлены, например, популярными программами UrQMD (Ultra Relativistic Quantum Molecular Dynamics) и HIJING (Heavy Ion Jet Interaction Generator).

Физика тяжелых ионов — очень сложная область. Для того чтобы описать взаимодействия между тяжелыми ядрами при высоких энергиях, необходимо рассмотреть множество различных физических механизмов. Имеющиеся методы Монте-Карло в виде моделирующих программ достаточно сложны и не являются полностью стандартизированными и развитыми, как соответствующие программы для адрон-адронных столкновений, в силу сложности проблемы [1].

Одной из центральных задач физики тяжелых ионов является изучение образования кварк-глюонной плазмы, в которой проявляется деконфайнмент и происходит восстановление киральной симметрии.

Большая плотность образующихся частиц приводит к нелинейным эффектам, имеющим гораздо меньшее значение в адрон-адронных столкновениях. Требования к генератору событий методом Монте-Карло очень высокие: он должен давать полную информацию о событии в соответствии с пертурбативной квантовой хромодинамикой.

6.1. Классификация моделей

Классификация моделей для столкновений тяжелых ионов является деликатной задачей, поскольку большинство из них являются смешанными моделями: они содержат различные физические допущения для каждого этапа исследования.

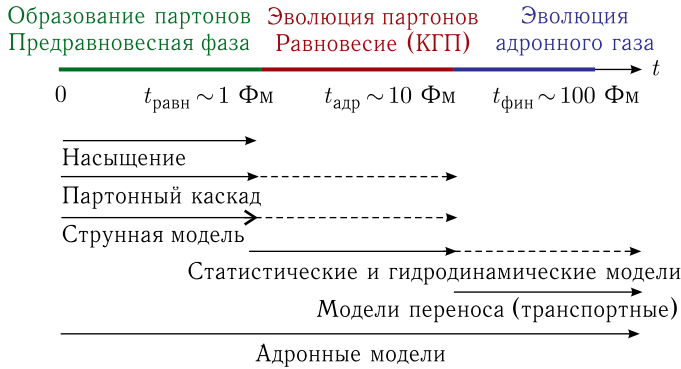


Рис. 6.1. Схема стадий столкновения тяжелых ионов и моделей, которыми пытаются описать каждую стадию. Сплошными линиями обозначены этапы, для которых изначально были разработаны созданные модели, штриховыми линиями — этапы, на которые иногда они распространяются. Приведен примерный временной масштаб развития столкновения

Введем стадии столкновения для тяжелых ионов, чтобы представить некоторую общую картину (рис. 6.1). Модели будем классифицировать в соответствии с их основными особенностями. Окончательное решение пока не предложено в виде моделирующих программ методом Монте-Карло. Партон-каскадные и струнные модели предназначены для описания начальной стадии, обычно называемой предравновесной. Далее рассматриваются последующие стадии, когда не предполагается наличия равновесия. Равновесная партонная стадия (КГП) обычно описывается гидродинамическими или статистическими моделями, которые могут быть расширены для описания последней стадии (адронной фазы). Адронный перенос (транспортные модели) предназначен для описания этой последней стадии, но существуют и такие адронные модели, с помощью которых пытаются смоделировать всю историю столкновения.

6.1.1. Адронные модели. В адронных моделях используется описание ядерных столкновений с помощью простых суперпозиций адрон-адронных столкновений. Число таких столкновений для заданного параметра удара b определяется геометрией ядер с использованием модели Глаубера–Грибова [2]. Недостаток этого приближения состоит в наличии коллективных эффектов между несколькими нуклон-нуклонными столкновениями.

6.1.2. Партон-каскадные модели. В этих моделях для партонов решается релятивистское уравнение Больцмана (уравнение Больцмана описывает эволюцию во времени функцией распределения плотности частиц). Сечения процессов вычисляются в рамках пертурбативной КХД в самом низком порядке. Начальные условия обеспечиваются ядерной волновой функцией или партонами, полученными в исходных партон-партонных столкновениях (как это предусмотрено, например, в HIJING). Вводятся параметры начальных и конечных состояний.

6.1.3. Струнные модели. Струнные модели описывают столкновение посредством обмена цветом или импульсом между партонами в снаряде

и мишени. В результате этих обменов партоны соединяются бесцветными связями, которые называются струнами. Эти модели первоначально были разработаны для адрон-адронных столкновений. Их обобщения на адрон-ядерные и ядро-ядерные взаимодействия осуществлены с помощью теории Глаубера–Грибова [2].

В эти модели включены жесткие столкновения (т.е. партон-партонные столкновения, рассчитанные по пертурбативной КХД). Поэтому они содержат мягкий и жесткий компоненты, которые имеют решающее значение в случае их применения при высоких энергиях RHIC и LHC. К моделям такого типа относятся, например, HIJING и FRITIOF. Струны используются в качестве начального этапа в некоторых транспортных моделях, например в UrQMD.

Вводятся также некоторые коллективные механизмы, такие как померонные взаимодействия, цветовые поля или слияние струн. В HIJING также было введено явление гашения струй.

6.1.4. Гидродинамические/статистические модели. К этому виду принадлежат модели, которые предполагают локальное термодинамическое равновесие на партонном уровне. Некоторые модели, рассматривающие гидродинамическую эволюцию КПП, дают фазовый переход к адронной материи, связанный с переносом адронов (модель UrQMD), в то время как другие рассматривают начальное условие, заданное HIJING с помощью введения гашения струй внутри КПП. В настоящее время также используются статистические модели, в которых адронизация определяется фазовым пространством.

6.1.5. Адронные транспортные модели (модели переноса). В этих моделях для адронов на заключительном этапе столкновения (после адронизации) решается релятивистское уравнение Больцмана. Вводится огромное разнообразие видов адронов и их поперечных сечений. В ряд этих многочисленных моделей входит уже знакомая нам программа UrQMD. Также были введены простые модели для перерассеяния вторичных частиц и спектаторов, чтобы объяснить некоторые экспериментальные данные, такие как усиление выхода мультитрансных барионов.

6.2. Общая оценка моделей взаимодействий тяжелых ионов

Можно сделать несколько замечаний по общему состоянию физических моделей, описывающих взаимодействия тяжелых ионов при высоких энергиях.

- Физически не существует четкой границы между отдельными стадиями столкновения тяжелых ионов, разделение между различными стадиями в какой-то степени искусственно.

- Сохранение энергии-импульса является ключевым требованием для всех подходов, но выполнить его не так-то просто. Обычно это связано с отсутствием каких-либо трудностей при высоких энергиях RHIC и LHC, но может быть проблематично для достаточно тяжелых ядер при меньших энергиях.

- Модели предназначены для описания всего события, а не только одного из этапов. Параметры настраиваются на экспериментальные данные, что требует моделирования или предположения о всей истории события. Таким

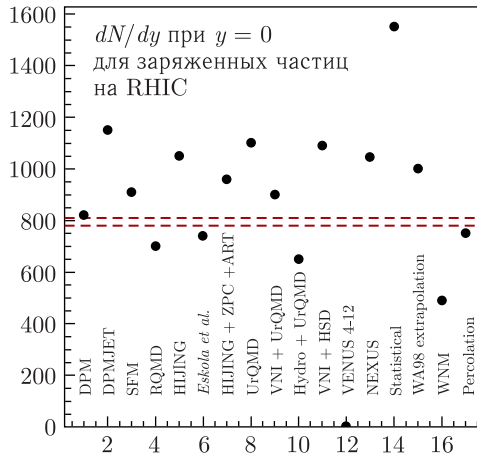


Рис. 6.2. Результаты различных моделей для множественности заряженных частиц на единицу быстроты при $y = 0$ для центральных Au + Au-столкновений при 200А ГэВ. Штриховыми линиями выделена область экспериментальных данных

образом, большинство моделей являются многоступенчатыми, содержащими части, соответствующие разным этапам, связанным друг с другом.

На рис.6.2 для примера представлены и сопоставлены с экспериментальными данными результаты различных моделей для RHIC (множественность заряженных частиц на единицу быстроты при $y = 0$ для центральных Au + Au-столкновений при 200А ГэВ). Пунктирными линиями выделяется полоса, в которой находятся центральные значения заряженных множественностей, полученные в экспериментах на RHIC.

Модели без учета коллективных эффектов, как правило, дают слишком большие значения множественности. Чтобы снизить множественность в модели HIJING, было включено большое глюонное экранирование.

Модели, как правило, содержат различные несвязанные стадии. Необходимо более глубокое теоретическое понимание переходов между этими стадиями. Отсутствие надежной, общепринятой теоретической базы пока затрудняет разработку универсальных программ.

Наконец, отметим, что из приведенной выше информации следует, что статус генераторов событий методом Монте-Карло для столкновений тяжелых ионов находится все еще в начальной стадии. Есть много открытых фундаментальных вопросов, которые теоретически доступны, но еще не решены полностью.

Список литературы к главе 6

1. *Armesto N.* Review of Monte Carlo Methods for Particle Multiplicity Evaluation // J. Phys. Conf. Ser. 2005. V. 5. P. 020.
2. *Gribov V.N.* Glauber Corrections and the Interaction between High-Energy Hadrons and Nuclei // Sov. Phys. JETP. 1969. V. 29. P. 483 (Zh. Eksp. Teor. Fiz. V. 56. P. 892).

Глава 7

УСКОРИТЕЛЬНЫЕ КОМПЛЕКСЫ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР

В этой главе будут рассматриваться установки, которые ускоряют релятивистские ядра. Некоторые из них создавались как протонные машины, но затем на них были ускорены и более тяжелые ядра. Ряд установок создавался специально для ускорения ядер.

В табл. 7.1 приведены данные для циклических ускорителей. Принцип их работы основан на комбинации ВЧ-ускорения и отклонения заряженных частиц в магнитном поле.

Период обращения T частицы с зарядом e связан с индукцией магнитного поля B_0 :

$$T = 2\pi E / eB_0 = 2\pi m / eB_0, \quad (7.1)$$

где $E = m$ — полная энергия частицы, $E = m_0 / (1 - \beta^2)^{1/2} = m_0 \gamma$.

После открытия В. И. Векслером и несколько позднее Э. Мак-Милланом принципа автофазировки частиц были сняты ограничения на энергию ускорителей. Сущность принципа автофазировки состоит в следующем. Из формулы (7.1) находим

$$E = eB_0 n / \omega,$$

где ω — частота ускоряющего поля; n — кратность частоты.

Таблица 7.1. Ускорители релятивистских ядер

Название	Страна	Организация	Максимальная энергия, А ГэВ	Ускоряемые ионы	Тип	Статус
Синхро-фазотрон	Россия	ОИЯИ	5	p, d, \dots, S	С фиксированной мишенью	Выведен
Нуклотрон	Россия	ОИЯИ	6	p, d, \dots, Xe	С фиксированной мишенью	Действует
NICA	Россия	ОИЯИ	12	p, d, \dots, Au	Коллайдер	Строится
У-70	Россия	ИФВЭ	30	p, d, C	С фиксированной мишенью	Действует
SIS100 (FAIR)	Германия	GSI	60	p, d, \dots, Au	С фиксированной мишенью	Строится
RHIC	США	BNL	200	p, d, \dots, Au	Коллайдер	Действует
SPS	Швейцария	ЦЕРН	159	p, Pb	С фиксированной мишенью	Действует
LHC	Швейцария	ЦЕРН	6000	p, Pb	Коллайдер	Действует

Механизм автофазировки заключается в том, что при достаточно медленном изменении во времени $\omega(t)$ и $B(t)$ энергия частицы автоматически принимает значение, близкое к резонансному.

Если $\varphi_1 > \varphi_0$ (рис. 7.1), то частица приобретает энергию меньше равновесной и ее период обращения T уменьшается. Частица отстает по фазе, т.е. приближается к φ_0 , и наоборот. Автофазировка обеспечивает устойчивость движения частиц в азимутальном направлении.

Для успешной работы ускорителя необходимо обеспечить также устойчивость движения частиц (фокусировку) в поперечных направлениях. Это достигается, например, в случае слабого уменьшения магнитного поля с увеличением радиуса орбиты (рис. 7.2):

$$B = B_0(R_0/R)^n,$$

где $0 < n < 1$ (слабая фокусировка). При слабой фокусировке размеры пучка велики, поэтому требуются магниты больших размеров.

В современных ускорителях используется сильная фокусировка — чередование участков кольцевого магнита с сильно спадающим и сильно нарастающим по радиусу полем. Современные циклические ускорители в области релятивистской ядерной физики существуют двух типов. Это ускорители с фиксированной мишенью и ускорители встречных пучков (коллайдеры). При взаимодействии ускоренных частиц с неподвижными мишенями только небольшая доля энергии может быть израсходована на взаимодействие, большая же часть идет на движение всей системы как целого и не несет информации о структуре частиц.

Вычислим s -квадрат полной энергии в системе центра, определяющий полезную энергию $E_{cm} = \sqrt{s}$, которая может быть израсходована на взаимодействие:

$$\begin{aligned} s = E_{cm}^2 &= (p_1 + p_2)^2 = p_1^2 + p_2^2 + 2p_1 p_2 = \\ &= m_1^2 + m_2^2 + 2(E_1 E_2 - \mathbf{p}_1 \mathbf{p}_2) = m_1^2 + m_2^2 + 2m_2 E_1, \end{aligned}$$

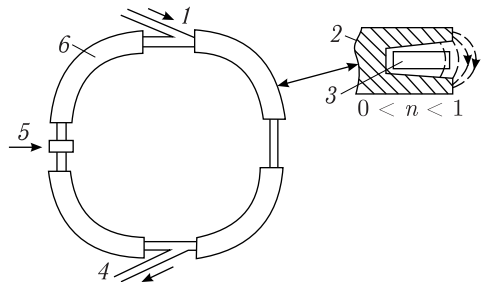


Рис. 7.2. Принципиальная схема синхротрона с мягкой фокусировкой, состоящего из четырех секторных магнитов: 1 — инжектор частиц; 2 — поперечный разрез магнита; 3 — вакуумная камера; 4 — вывод ускоренного пучка; 5 — ВЧ-система; 6 — магнит

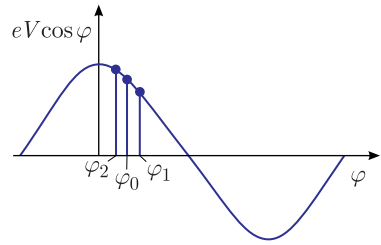


Рис. 7.1. Графическое представление сущности принципа автофазировки: φ_0 — «равновесная фаза» (фаза частицы, находящейся в резонансе с ускоряющим полем)

где p_1, p_2 — четырехмерные импульсы взаимодействующих ядер; E_1, E_2 — полные энергии этих ядер; m_1, m_2 — массы ядер; $\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2$ — трехмерные импульсы взаимодействующих ядер.

Для случая фиксированной мишени $\mathbf{p}_2 = 0$.

При $E \gg m$ ($m_1 = m_2 = m$) получим

$$s = E_{\text{cm}}^2 \approx 2mE, \quad R = \sqrt{s}/E = \sqrt{(2m)/E} < 1.$$

Например, для протона с энергией $E = 200$ ГэВ $R \approx 0,1$, т. е. только 10% энергии эффективно используется для получения нужной информации!

Для встречных пучков $\sqrt{s} = 2E$. Например, эквивалентная энергия $E_{\text{эк}}$, которую должен иметь обычный ускоритель, чтобы полезная энергия была равной $\sqrt{s} = 2$ ТэВ $= (1 + 1)$ ТэВ, составляет $E_{\text{эк}} = S/2m \approx 1000$ ТэВ!

7.1. Действующие ускорители релятивистских ядер с фиксированными мишенями

7.1.1. Нуклотрон в ОИЯИ (Дубна). В 1993 г. в Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований под руководством А. М. Балдина был введен в эксплуатацию специализированный ускоритель релятивистских ядер нуклотрон на основе сверхпроводящих магнитных элементов [1, 2]. Этот современный ускоритель был разработан на замену устаревшему синхрофазотрону, который был создан под руководством В. И. Векслера в 1957 г. и являлся самым мощным в то время ускорителем протонов на энергию до 10 ГэВ [3, 4]. В 1959 г. за создание синхрофазотрона была присуждена Ленинская премия следующим ученым: В. И. Векслеру, Ф. А. Водопьянову, Д. В. Ефремову, Л. П. Зиновьеву, А. А. Коломенскому, Е. Г. Комару, А. Л. Минцу, Н. А. Моносзону, В. А. Петухову, М. С. Рабиновичу, С. М. Рубчинскому, А. М. Столову.

Начиная с 1971 г. на синхрофазотроне начали ускорять сначала дейтроны, а затем и более тяжелые ядра — вплоть до ядер серы. Однако ионы с массой и зарядом больше, чем у ядра серы, не удавалось ускорить с достаточной интенсивностью, так как синхрофазотрон имел большую вакуумную камеру (слабая фокусировка) и трудно было получить глубокий вакуум. Многозарядные ионы взаимодействовали с остаточным газом и теряли энергию, что не позволяло их эффективно ускорять. Был еще ряд причин, требующих замены старого ускорителя (изношенность оборудования, большие затраты на электропитание и т. д.).

На рис. 7.3 видны размеры синхрофазотрона в сравнении с нуклотроном. Понятно, какое преимущество дают сверхпроводимость и сильная фокусировка. Вес магнита синхрофазотрона составлял почти 40 000 т (точнее, 36 000 т), за что был включен в «Книгу рекордов Гиннеса» в 1985 г. как самый тяжелый магнит в мире (рис. 7.4), в то время как магниты нуклотрона существенно легче и весят суммарно всего лишь 80 т.

Нуклотрон представляет собой синхротрон, собранный из сверхпроводящих дипольных магнитов (96 диполей) и квадрупольных сверхпроводящих магнитных линз (64 квадруполь). Квадрупольные линзы находятся между

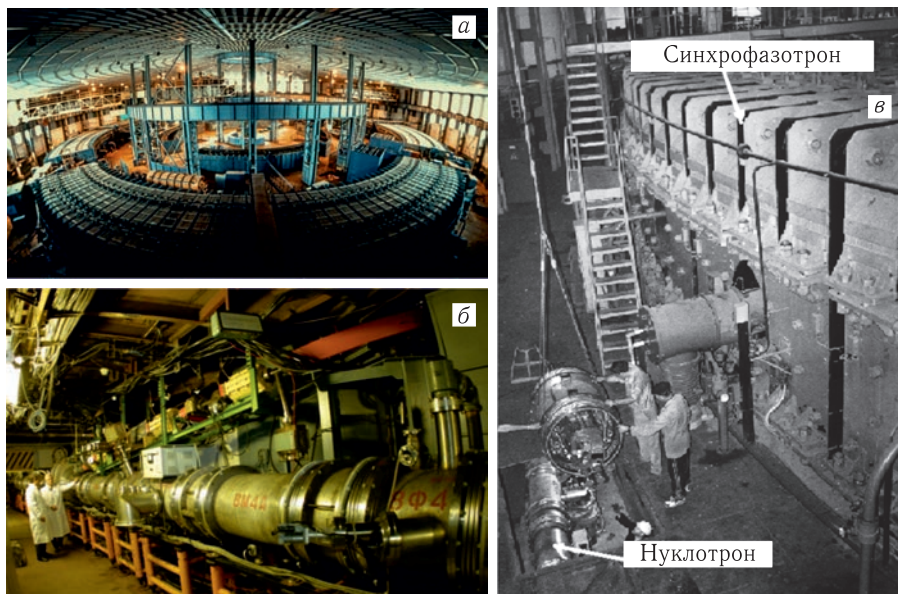


Рис. 7.3. Синхрофазотрон (а) и нуклотрон (б). Монтаж нуклотрона в туннеле под синхрофазотроном (в)

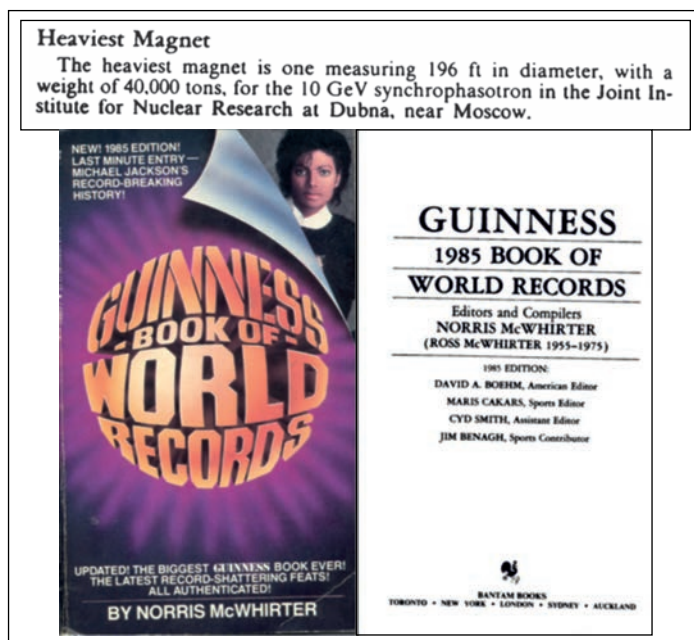


Рис. 7.4. Обложка «Книги рекордов Гиннеса» за 1985 г. и текст из этой книги о магните синхрофазотрона: «Самый тяжелый магнит — это магнит диаметром 196 футов и весом 40 000 т для синхрофазотрона на 10 ГэВ в Объединенном институте ядерных исследований в Дубне под Москвой»

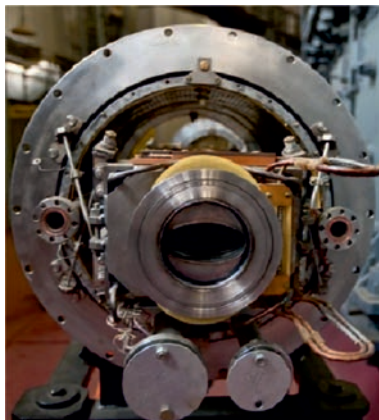
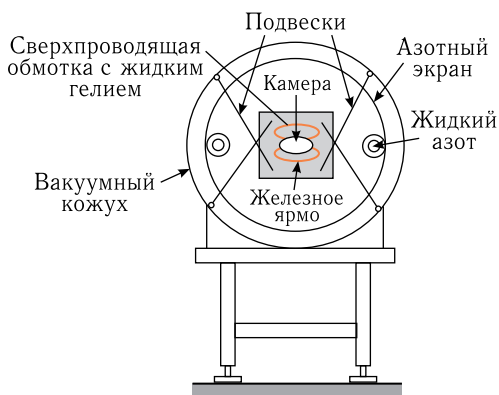


Рис. 7.5. Схема (слева) и внешний вид (справа) сверхпроводящего дипольного магнита

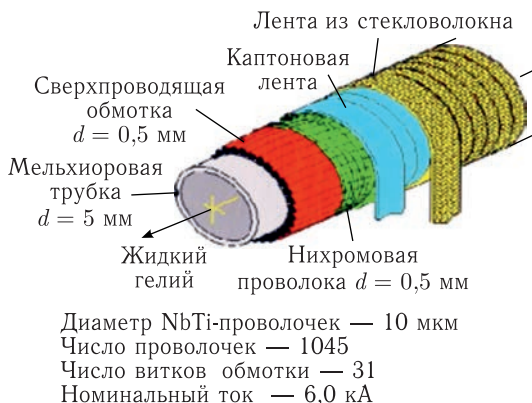
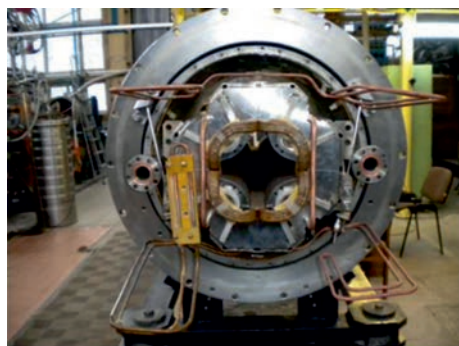


Рис. 7.6. Сверхпроводящая квадрупольная магнитная линза

Рис. 7.7. Устройство сверхпроводящего кабеля магнитов нуклотрона

дипольными магнитами и осуществляют сильную фокусировку пучка в поперечном направлении. Схема и внешний вид дипольного магнита представлены на рис. 7.5. На рис. 7.6 показан внешний вид сверхпроводящей квадрупольной магнитной линзы. Ее конструкция схожа с конструкцией дипольного магнита. Отличие состоит в количестве полюсов — четырех вместо двух, как у диполя.

Конструкция сверхпроводящего кабеля магнитов нуклотрона приведена на рис. 7.7. Он изготовлен на основе мельхиоровой трубки диаметром 5 мм со сверхпроводящей обмоткой, бандажом и изолирующими покрытиями. Сверхпроводящая обмотка содержит 1045 проволочек диаметром 10 мкм из титан-ниобиевого сплава (50% титана и 50% ниобия). Внутри мельхиоровой трубки протекает жидкий гелий при температуре около 3 К и обеспечивает сверхпроводимость кабеля.

Основные параметры нуклотрона в сравнении с параметрами синхрофазотрона приведены в табл. 7.2.

Список ускоряемых в настоящее время ядер на нуклотроне приведен в табл. 7.3.

Таблица 7.2. Основные параметры нуклотрона и синхрофазотрона

Параметр	Нуклотрон	Синхрофазотрон
E_{\max} , А ГэВ	6	4,5
Частота повторения, цикл/с	0,5–1,0	0,1
Время вывода, с	10	0,5
Интенсивность пучка, частиц в цикле: для протонов для ^{238}U	10^{13} 10^8	$4 \cdot 10^{12}$ —
Вакуум, Торр	$10^{-10} - 10^{-11}$	10^{-6}
Мощность, мВт	1,5	8,0
Максимальное магнитное поле, Тл	2,2	1,1
Периметр туннеля, м	250	—
Число диполей	96	—
Число квадруполей	64	—
Апертура, мм	110	—

Таблица 7.3. Ускоряемые ядра на нуклотроне

Пучок	Интенсивность пучка, частиц в цикле	
	Имеется	Планируется (с бустером)
p	$2,5 \cdot 10^{10}$	10^{13}
d	$5 \cdot 10^{10}$	10^{13}
$d\uparrow$	$3 \cdot 10^8$	$5 \cdot 10^{10}$
t	$4 \cdot 10^5$	10^{10}
^4He	$8 \cdot 10^8$	$2 \cdot 10^{12}$
^7Li	$2 \cdot 10^9$	$5 \cdot 10^{12}$
^{10}B	$2 \cdot 10^7$	10^{10}
^{12}C	$6,5 \cdot 10^8$	$2 \cdot 10^{12}$
^{24}Mg	$1,2 \cdot 10^8$	$5 \cdot 10^{11}$
^{40}Ar	10^8	10^{10}
^{56}Fe	10^6	10^{11}
^{84}Kr	10^3	$5 \cdot 10^8$
^{124}Xe	10^3	10^8

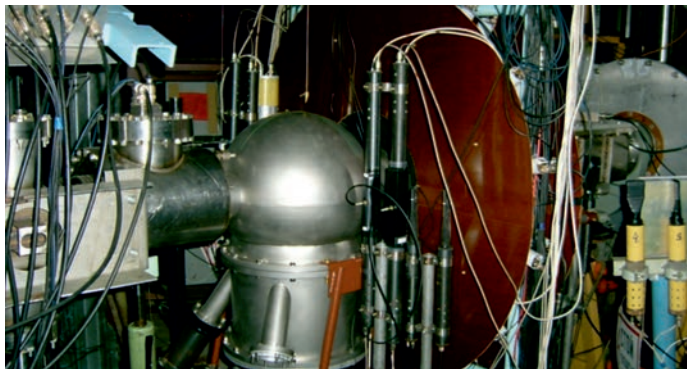


Рис. 7.8. Станция внутренних мишеней на нуклотроне

Нуклотрон оборудован системой медленного вывода пучка частиц, также имеется возможность работать на внутренних мишенях в кольце ускорителя благодаря наличию станции внутренних мишеней [3] (рис. 7.8).

7.1.2. У-70 в ИФВЭ (Протвино). Вид на ускорительный комплекс ИФВЭ (Протвино) с высоты птичьего полета представлен на рис. 7.9. Комплекс был введен в строй в 1967 г. [4]. Магнитные элементы в туннеле ускорителя показаны на рис. 7.10. Магниты изготовлены в «теплом» варианте, т. е. они не сверхпроводящие. Протоны ускоряются в линейном ускорителе до энергии 30 МэВ и инжектируются в бустерный синхротрон У-1,5 периметром 100 м, где ускоряются до энергии 1,32 ГэВ, после чего перепускаются в У-70. Далее в течение ~ 9 с следует цикл ускорения до максимальной энергии 76 ГэВ, и пучок используется для формирования различных вторичных пучков частиц. Система медленного вывода протонного пучка дает возможность выводить ускоренные протоны равномерно в течение длительного промежутка времени (до 2 с). Интенсивность пучка протонов в импульсе — до $1,7 \cdot 10^{13}$. В последнее время на У-70 были ускорены дейтроны и ионы углерода до 34А ГэВ с интенсивностью $3 \cdot 10^9$ ядер в цикле. Периметр У-70 — около 1,5 км. Для устойчивости пучка в поперечном направлении используется сильная фокусировка. Общий вес магнитной системы — свыше 20 000 т.



Рис. 7.9. Ускорительный комплекс ИФВЭ в Протвино (вид сверху)



Рис. 7.10. Элементы магнитного кольца ускорителя У-70

В связи с наличием ускоренного углеродного пучка на У-70 создан «Радиобиологический стенд на углеродном пучке У-70», на котором организованы исследования по двум направлениям:

1) фундаментальному:

— изучение процессов взаимодействия ядер углерода и вторичного излучения с веществом в диапазоне энергии 450–180А МэВ;

— исследования в области ядерной физики;

2) прикладному:

— проведение радиобиологических экспериментов на пучке ядер углерода в диапазоне энергии 450–180А МэВ;

— проведение исследований по дозиметрии в пучке ядер углерода в диапазоне энергии 450–180А МэВ и в полях вторичного излучения, образующихся после взаимодействия ядер углерода с мишенями;

— проведение исследований аппаратуры для измерения ионизирующих излучений в большом диапазоне мощностей доз и энергий;

— проведение исследований по верификации расчетных программ, моделирующих взаимодействие ядер углерода с веществом.

7.1.3. SPS в ЦЕРН (Женева). В начале 1980-х гг. в Европейской организации по ядерным исследованиям (ЦЕРН) была начата программа исследования столкновений релятивистских ядер на ускорителе SPS (Super Proton Synchrotron). Этот ускоритель был построен в 1976 г. под руководством Д. Адамсона как протонный ускоритель, рассчитанный на энергию протонов до 450 ГэВ. Затем он был приспособлен для ускорения тяжелых ионов. Первые экспериментальные данные ионной программы на SPS были получены в конце 1980-х гг. с использованием пучков кислорода и серы, ускоренных до энергии 200А ГэВ, а в 1993 г. после модернизации нескольких систем ускорительного комплекса были успешно ускорены ядра свинца. SPS использовался для ускорения протонов, антипротонов, электронов и позитронов (в качестве инжектора электрон-позитронного коллайдера LEP), а также тяжелых ионов. Наиболее значимой была его работа в качестве протон-антипротонного коллайдера с 1981 по 1984 г. (в этом статусе он назывался

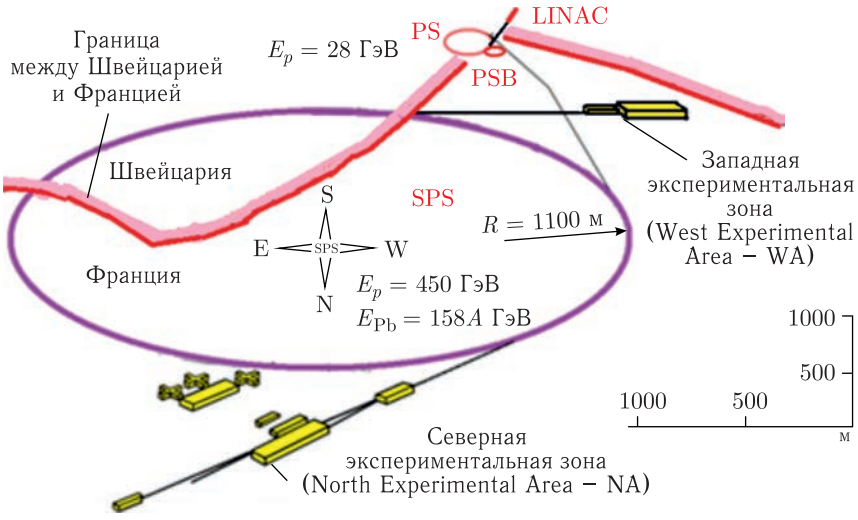


Рис. 7.11. Схема ускорительного комплекса SPS в ЦЕРН

SppS), когда пучки SPS производили данные для экспериментов UA1 и UA2. В результате этих экспериментов были обнаружены W - и Z -бозоны. За их открытие, а также за реализацию метода стохастического охлаждения пучка в 1984 г. Карло Руббиа и Симон ван дер Мер получили Нобелевскую премию по физике.

На рис. 7.11 представлена схема части ускорительного комплекса в ЦЕРН, включающей SPS [5]. Частично ионизированные атомы свинца из источника ионов, основанного на принципе электронного циклотронного резонанса, ускоряются затем в линейном ускорителе (Linear Accelerator — LINAC) и после последующего этапа ионизации (стриппинга) инжектируются в протонный синхротрон — бустер (Proton Synchrotron Booster Ring — PSB). После этого ускоренные до энергии 94A МэВ ядра инжектируются в протонный синхротрон (Proton Synchrotron — PS) для дальнейшего ускорения. После финальной (и полной) ионизации ядра Pb^{82+} инжектируются в SPS, в котором ускоряются до максимальной энергии 158A ГэВ. В настоящее время SPS используется также в качестве заключительного предускорителя протонных пучков для Большого адронного коллайдера, который был запущен в 2008 г.



Рис. 7.12. Магнитные элементы внутри SPS в туннеле, в котором расположен ускоритель

На рис. 7.12 показаны магнитные элементы SPS в туннеле, в котором расположен ускоритель.

7.1.4. SIS18 в GSI (Дармштадт). В Центре по изучению тяжелых ионов им. Гельмгольца (нем. GSI — Gesellschaft für Schwerionenforschung, Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung) в Германии (Виксхаузен, пригород Дармштадта) находится ускорительный комплекс SIS18.

Местоположение центра в Германии показано на рис. 7.13. На рис. 7.14 представлен общий вид ускорительного комплекса SIS18 [6].

В состав комплекса входят:

- UNILAC (Universal Linear Accelerator) — 120-м линейный ускоритель тяжелых ионов на энергию 2–11,4А МэВ, который запущен в 1975 г.;



Рис. 7.13. Местоположение GSI в районе земли Гессен в Германии

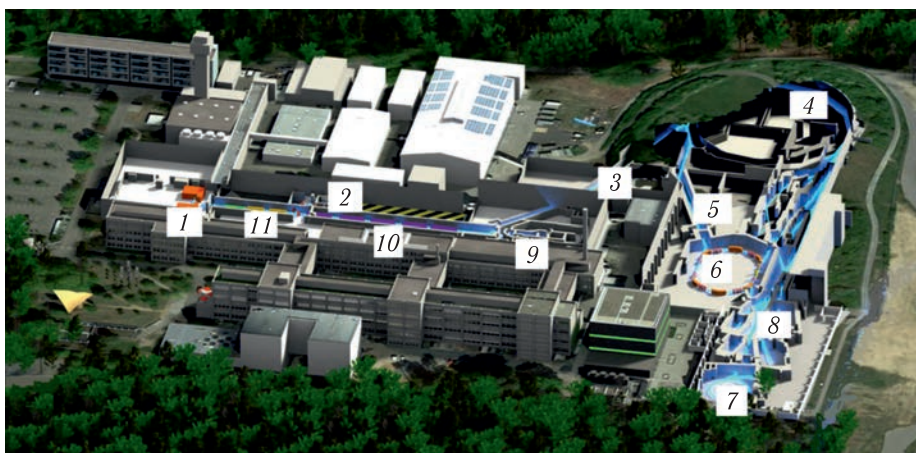


Рис. 7.14. Ускорительный комплекс SIS18: 1 — ионный источник; 2 — инжектор высоких зарядов; 3 — переходной канал; 4 — SIS18; 5 — HITRAP; 6 — ESR; 7 — CRYRING; 8 — зал мишеней (высоких энергий); 9 — экспериментальная зона; 10 — UNILAC; 11 — инжектор высокого тока

- SIS18 (Schwer Ionen Synchrotron) — синхротрон тяжелых ионов периметром 216 м, который может ускорять ионы до 90% от скорости света (что соответствует магнитной жесткости 18 Тл·м);

- ESR (Experimental Storage Ring) — накопительное кольцо с системой электронного охлаждения для накопления как пучков из SIS18, так и вторичных пучков короткоживущих ионов;

- FRS (FRagment Separator) — система каналов транспортировки пучка с разделением пучков изотопов по отклонению в магнитных полях.

Энергия пучков SIS18 для U и тяжелых ядер составляет 50–1000 А МэВ, для более легких ядер — 50–2000 А МэВ, для p — 4,5 ГэВ.

Интенсивности пучков на SIS18 представлены в табл. 7.4.

Таблица 7.4. Параметры пучков SIS18

Ядро	Заряд	Интенсивность пучка, частиц в цикле	Частота повторения, Гц
U	73/68	$2 \cdot 10^9$	1
Pb	67	$5 \cdot 10^8$	0,5
Au	65	$1,5 \cdot 10^9$	1
Xe	48	$2 \cdot 10^9$	1
Ag	45	$1 \cdot 10^9$	1
Ti	22	$2 \cdot 10^8$	1
Ca	20	$5 \cdot 10^8$	1
Ar	18	$3 \cdot 10^{10}$	1
O	8	$5 \cdot 10^{10}$	1
N	7	$7 \cdot 10^{10}$	0,35
C	6	$4 \cdot 10^{10}$	1
p	1	$8 \cdot 10^{10}$	0,1

В этом центре проводятся фундаментальные и прикладные исследования по физике и смежным естественно-научным дисциплинам с тяжелыми ионами. Основные области исследования:

- физика плазмы;
- атомная физика;
- ядерная структура и ядерные реакции;
- биофизика и медицинские исследования.

В настоящее время на базе ускорительного центра SIS18 создается новый международный ускорительный центр FAIR (см. п. 7.3.2).

7.2. Действующие ускорители релятивистских ядер со встречными пучками (коллайдеры)

7.2.1. Ускорительный комплекс RHIC в BNL.

RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) — релятивистский коллайдер тяжелых ионов, который находится в Брукхейвенской национальной лаборатории (BNL) на острове Лонг-Айленд [7]. Лаборатория официально создана в 1947 г. на месте Кэмп

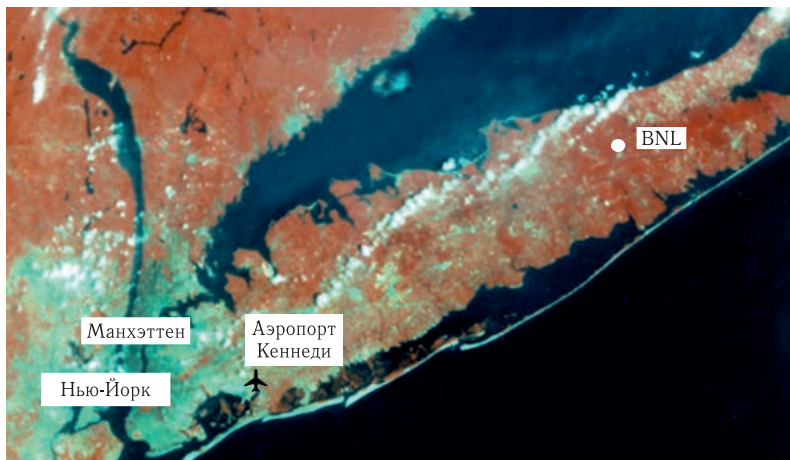


Рис. 7.15. Инфракрасная фотография из космоса (NASA) Лонг-Айленда в районе Нью-Йорка. RHIC обозначен белым кружком. Остров Манхэттен в Нью-Йорке расположен примерно в 100 км к западу от BNL

Аптона — бывшей военной базы США. Ее название происходит от города Брукхейвена, находящегося приблизительно в 100 км к востоку от Нью-Йорка. Местоположение BNL показано на рис. 7.15. На этом комплексе изучается структура нуклонов и кварк-глюонная плазма, возникающая в месте столкновения частиц.

Схема ускорительного комплекса BNL представлена на рис. 7.16. На рис. 7.17 показан внешний вид дипольного магнита коллайдера.

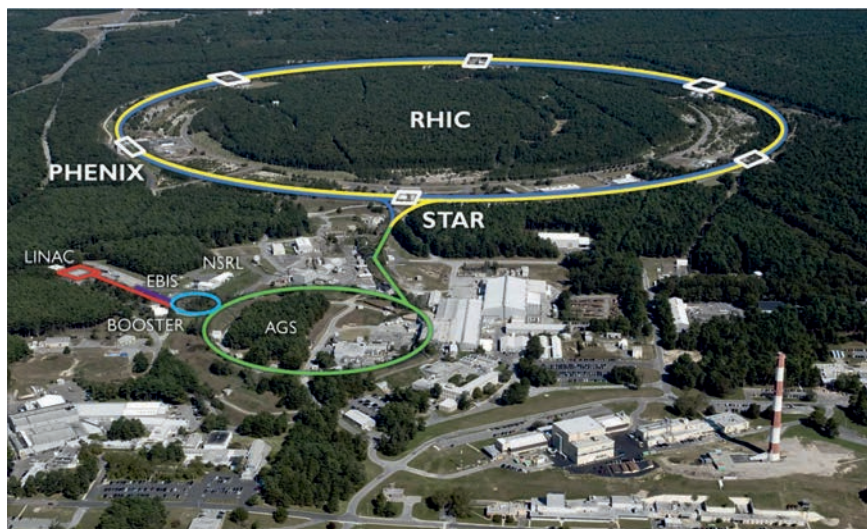


Рис. 7.16. Ускорительный комплекс RHIC BNL (вид сверху)



Рис. 7.17. Внешний вид дипольного магнита коллайдера RHIC. Справа: доктор физико-математических наук, начальник сектора ЛФВЭ А. Г. Литвиненко

7.2.2. ЛНС в ЦЕРН (Женева). Большой адронный коллайдер (ЛНС — Large Hadron Collider) является самым большим и самым мощным в мире коллайдером частиц [8]. Он был построен Европейской организацией по ядерным исследованиям (ЦЕРН) в период между 1998 и 2008 гг. в сотрудничестве с более чем 10 000 ученых и сотней университетов и лабораторий. ЛНС находится в тоннеле на глубине от 50 до 175 м вблизи Женевы на территории двух стран — Швейцарии и Франции. Для удержания, коррекции и фокусировки пучков используются 1624 сверхпроводящих магнита, общая длина которых превышает 22 км. Магниты работают при температуре 1,9 К ($-271\text{ }^\circ\text{C}$). Реализацией проекта руководил английский ученый Линдон Эванс.

Ускоритель назван «большим» из-за своих размеров (длина основного кольца ускорителя составляет около 26,7 км), «адронным» — из-за того,



Рис. 7.18. Территория ЛНС в ЦЕРН (вид сверху)

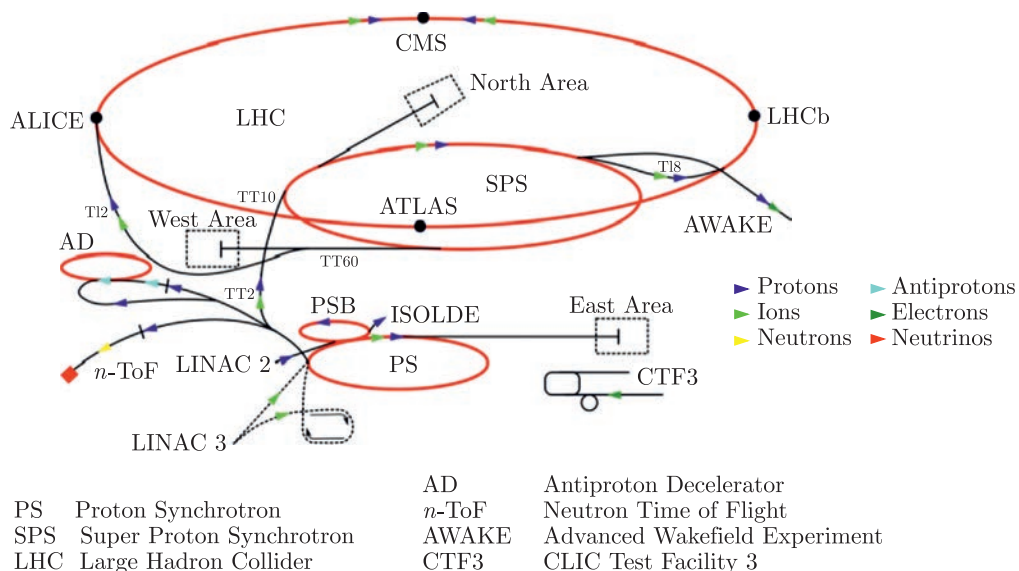


Рис. 7.19. Схема ускорительного комплекса LHC



Рис. 7.20. Туннель, в котором находится LHC. На переднем плане — автор данной книги

что ускоряет адроны (протоны и тяжелые ядра атомов), «коллайдером» — из-за того, что два пучка ускоренных частиц сталкиваются во встречных направлениях в специальных местах. Вид сверху на территорию LHC показан на рис. 7.18. На рис. 7.19 приведена схема ускорительного комплекса ЦЕРН, включающая также LHC. Бустерный синхротрон SPS был описан ранее (см. п. 7.1.3). На рис. 7.20 показан туннель, в котором находится LHC.

Первый период набора данных длился с марта 2010 г. до начала 2013 г. при суммарной энергии пучков до 8 ТэВ. После этого ускоритель проходил модернизацию в течение двух лет. Работа была возобновлена в начале 2015 г. с суммарной энергией до 13 ТэВ для протонов и светимостью $1 \cdot 10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. В конце 2018 г. был начат второй период двухлетней

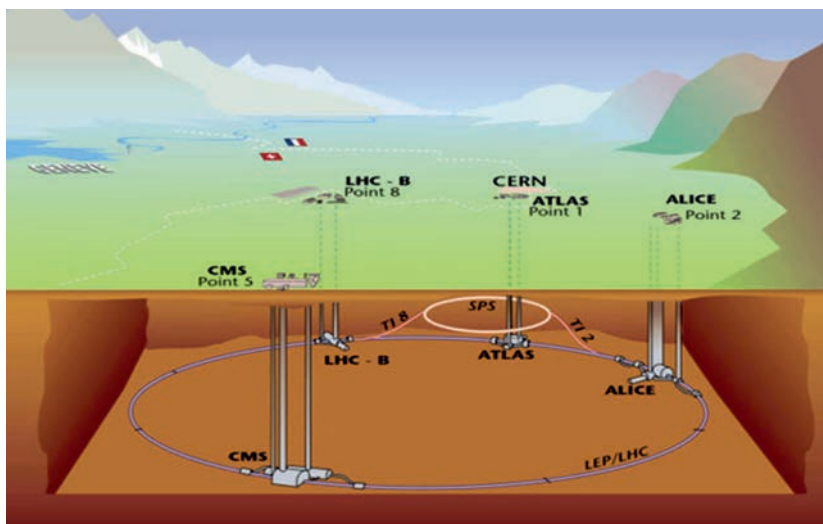


Рис. 7.21. Подземное расположение LHC с экспериментальными установками ALICE, ATLAS, CMS и LHC-B

модернизации LHC. За этот период была осуществлена модернизация каскада предварительных ускорителей с целью повышения доступной интенсивности пучков, в первую очередь, SPS, а также детекторов, что позволило повысить светимость коллайдера вдвое.

С начала 2021 г. до конца 2023 г. последует набор статистики при энергии 14 ТэВ, после чего планируется остановка на 2,5 года для значительной модернизации как ускорителя, так и детекторов (проект HL-LHC — High Luminosity LHC). Предполагается повысить светимость еще в 5–7 раз за счет увеличения интенсивности пучков и значительного усиления фокусировки в месте их встречи. После запуска HL-LHC в 2026 г. продолжится набор экспериментальных данных.

Подземное расположение кольца LHC и физических установок показано на рис. 7.21.

7.3. Строящиеся ускорительные центры релятивистских тяжелых ионов

7.3.1. Проект NICA в ОИЯИ (Дубна). В 2002 г. в ОИЯИ формировалась семилетняя программа развития института. На Ученом совете ОИЯИ было доложено предложение (А. И. Малахова и А. Д. Коваленко) создать в Лаборатории высоких энергий на основе действующего нуклотрона ядерный коллайдер (см. доклад директора ЛВЭ А. И. Малахова на 92-й сессии Ученого совета ОИЯИ 6 июня 2002 г. [8]).

В дальнейшем предложение о создании коллайдерного центра было поддержано дирекцией ОИЯИ, а затем и правительством России. Было выделено соответствующее финансирование от правительства России и ОИЯИ. Коллайдер получил название NICA (Nuclotron-based Ion Collider fAcility) [9–11].



Рис. 7.22. Одно из первых заседаний оргкомитета проекта ускорительного комплекса NICA. Слева направо: В. А. Никитин, В. М. Головатюк, А. Д. Коваленко, А. Н. Сисакян, А. С. Сорин, С. В. Афанасьев, А. И. Малахов, В. Д. Кекелидзе

Одно из первых заседаний оргкомитета проекта ускорительного комплекса NICA прошло под председательством А. Н. Сисакяна (рис. 7.22).

Для подготовки этого проекта в 2008 г. по инициативе А. Н. Сисакяна была образована Лаборатория физики высоких энергий (ЛФВЭ), объединившая коллективы Лаборатории высоких энергий и Лаборатории физики частиц, и начата его реализация под руководством В. Д. Кекелидзе, Г. В. Трубникова и А. С. Сорина (рис. 7.23). Большое внимание этому проекту уделял директор ОИЯИ В. А. Матвеев.

Решением высшего управляющего органа Института — Комитета полномочных представителей правительств стран-участниц ОИЯИ на выездной сессии, проходившей в столице Казахстана Астане, этот проект был определен как флагманский в семилетнем плане развития Института на 2010–2016 гг. Успешная реализация проекта продолжена в следующей семилетке — в 2017–2023 гг.

Ускорительная часть проекта NICA предполагает создание на базе модернизированного ускорителя нуклотрон уникального комплекса, позволяющего проводить исследования:

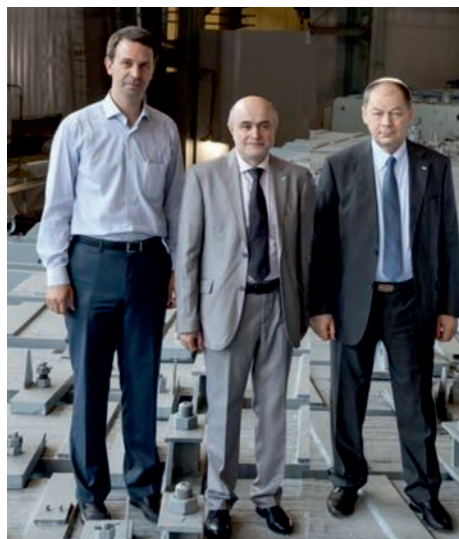


Рис. 7.23. Руководители проекта NICA на магните синхрофазотрона. Слева направо: Г. В. Трубников, А. С. Сорин и В. Д. Кекелидзе



Рис. 7.24. Схема ускорительного комплекса NICA

— на встречных высокоинтенсивных пучках ионов (вплоть до золота Au^{79+}) при средней светимости $L = 10^{27} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ в диапазоне энергии $\sqrt{s_{NN}} = 4\text{--}11 \text{ ГэВ}$;

— на встречных пучках поляризованных протонов и дейтронов с продольной и поперечной поляризацией со светимостью $10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$;

— на выведенных пучках протонов и ионов с энергиями 12,6 ГэВ (для протонов), 5,8 ГэВ (для дейтронов) и 4,5А ГэВ (для тяжелых ионов), а также на пучках поляризованных протонов и дейтронов с интенсивностью более 10^{10} частиц в цикле;

— по многодисциплинарным программам прикладных работ на большом наборе выведенных пучков в широком диапазоне энергии.

Схема ускорительного комплекса NICA представлена на рис. 7.24. В состав ускорительного комплекса входят как действующий нуклотрон, так и создаваемые:

- сверхпроводящий коллайдер NICA;
- бустерный синхротрон, необходимый для создания в коллайдере пучков требуемой интенсивности;
- новые источники ионов и поляризованных частиц;
- новый линейный ускоритель тяжелых ионов;
- экспериментальные установки MPD и SPD;
- экспериментальные установки на канале выведенных пучков нуклотрона (BM@N и др.);
- объекты инфраструктуры, необходимые для эффективного проведения исследований.

На рис. 7.25 представлена строительная площадка комплекса NICA (осень 2019 г.). Сверхпроводящие дипольные магниты бустера и коллайдера, изготовляемые в ЛФВЭ ОИЯИ, представлены на рис. 7.26.



Рис. 7.25. Строительная площадка комплекса NICA (осень 2019 г.)



Рис. 7.26. Изогнутый дипольный магнит бустера (слева) и дипольный двухкамерный магнит коллайдера (справа). Сверхпроводящие магниты изготовлены по нуклотронному типу

7.3.2. Проект FAIR в GSI (Дармштадт). Существующий ускорительный комплекс GSI описан в п. 7.1.4. Главной частью планируемого комплекса FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) являются два отдельных синхротронных ускоряющих кольца с магнитной жесткостью до 100 и 300 Тл·м (SIS100 и SIS300) в одном туннеле.

Назначение первого кольца ($B = 100$ Тл·м) — получение интенсивного пучка ионов урана (10^{12} ионов/импульс, $q = 28^+$) с энергией 1А ГэВ и интенсивных пучков протонов ($2,5 \cdot 10^{12}$) с энергией 29 ГэВ.

Кольцо с магнитной жесткостью 300 Тл·м может обеспечить ускорение тяжелых ионов до энергии 34А ГэВ для Ne^{10+} и до 25А ГэВ для полностью ионизированного U^{92+} . Однако в связи с проблемами финансирования строи-

тельство этого кольца отложено на более дальний срок. Предполагаемый вид комплекса FAIR представлен на рис. 7.27.

На рис. 7.28 приведена схема экспериментального комплекса FAIR.



Рис. 7.27. Предполагаемый вид сверху на ускорительный комплекс FAIR в GSI: существующая часть комплекса (обведена желтой линией); создаваемая часть (справа)

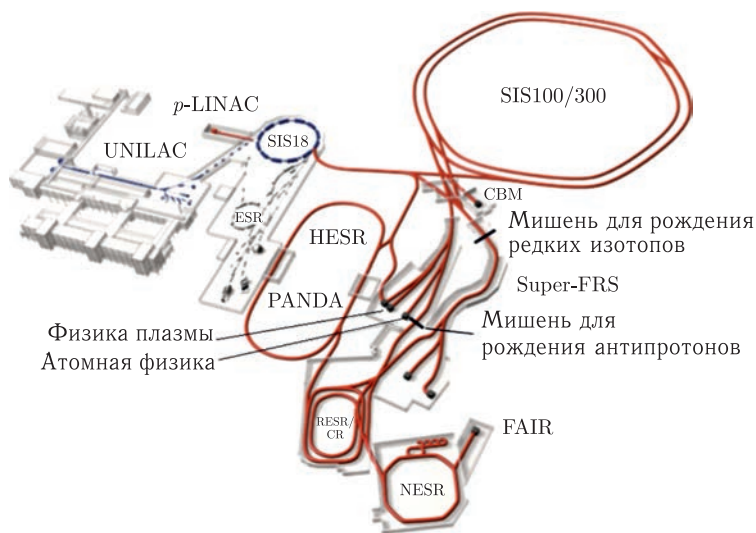


Рис. 7.28. Схема расположения существующего оборудования GSI (UNILAC, SIS18, ESR) (слева) и планируемого оборудования FAIR (справа): сверхпроводящий синхротрон SIS100 и SIS300, коллекторное кольцо CR, аккумулирующее кольцо RESR, новое экспериментальное накопительное кольцо NESR, мишень для производства редких изотопов, сверхпроводящий сепаратор фрагментов Super-FRS, протонный p -LINAC, мишень для производства антипротонов и антипротонное накопительное кольцо высокой энергии HESR. Также показаны экспериментальные станции для физики плазмы, радиоактивных ионных пучков (Super-FRS), атомной физики и антипротонной и ионной физики низких энергий. Показано расположение экспериментальных физических установок CBM и PANDA

Список литературы к главе 7

1. *Agapov N.N., Kovalenko A.D., Malakhov A.I.* Nuclotron: Basic Results and Development Plans // *At. Energy.* 2002. V. 93, No. 6. P. 1001–1006.
2. *Malakhov A.I.* Research Program for the Nuclotron // *Phys. At. Nucl.* 2002. V. 65, No. 2. P. 211–219.
3. *Malakhov A.I. et al.* Potentialities of the Internal Target Station at the Nuclotron // *Nucl. Instr. Meth.* 2000. V. 440, Iss. 2. P. 320–329.
4. <http://www.ihep.su/pages/main/6580/8604/index.shtml>
5. <https://home.cern/science/accelerators/super-proton-synchrotron>
6. https://www.gsi.de/en/work/accelerator_operations/accelerators.htm?no_cache=1
7. *Tannenbaum M.J.* Highlights from BNL and RHIC 2014. arXiv:1504.02771v1 [nucl-ex]. 10 Apr. 2015.
8. http://wwwinfo.jinr.ru/pdf_SC92/Malakhov.pdf
9. *Kekelidze V., Lednicky R., Matveev V., Meshkov I., Sorin A., Trubnikov G. et al.* NICA Project at JINR // *Phys. Part. Nucl. Lett.* 2012. V. 9. P. 313–316.
10. *Trubnikov G. et al.* The NICA Project at JINR // *Proc. of IPAC-2016, Busan, Korea, 2016.*
11. *Кекелидзе В. Д.* Столкновения тяжелых ионов: предельные барионные плотности // *ЭЧАЯ.* 2018. Т. 49, вып. 4. С. 837–851.
12. <https://www.gsi.de/en/researchaccelerators/fair.htm>

ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ УСТАНОВОК ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ В ОБЛАСТИ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

8.1. Общие принципы построения физических установок

Физические установки, которые создаются и используются для исследований в области релятивистской ядерной физики, имеют много общего с установками для исследований по физике частиц. Однако есть некоторые особенности, связанные, в первую очередь, с тем, что при столкновении тяжелых ионов высокой энергии рождается большое число вторичных частиц, в том числе и ядерных фрагментов. Поэтому установки для исследований по релятивистской ядерной физике должны регистрировать большие множественности и многозарядные фрагменты с высокой эффективностью. Желательно также иметь 4π -геометрию установки, чтобы регистрировать все вторичные продукты.

Таким образом, можно сформулировать следующие общие требования к установкам для решения задач в области релятивистской ядерной физики. Они должны обеспечивать:

- большие телесные углы (близкие к 4π);
- идентификацию всех типов частиц и ядерных фрагментов (Δt , ΔE , E , Z , m);
- высокоточные измерения энергии и импульсов вторичных продуктов (0,1–1,0%).

Если будет известно, какими четырехимпульсами обладают все частицы, то картина взаимодействия будет полной. В частности, как описано в п. 3.2, можно восстановить все параметры $b_{ik} = -(p_i/m_i - p_k/m_k)^2$, которые полностью характеризуют взаимодействие. И, конечно, при создании установок требуются некоторые компромиссы. Например, создание 4π -детектора часто бывает высокочрезвычайно затратным, поэтому иногда жертвуют объемом детектора. Этому в ряде случаев помогает симметрия задачи, иногда используются иные физические свойства взаимодействий.

Установки можно разделить на два типа:

- 1) коллайдерные;
- 2) с фиксированной мишенью.

Главное отличие установки, работающей на коллайдере, от установки с фиксированной мишенью состоит в том, что на коллайдере стараются по возможности максимально окружить детекторами место встречи пучков. Установки с фиксированной мишенью, как правило, вытянуты в переднем

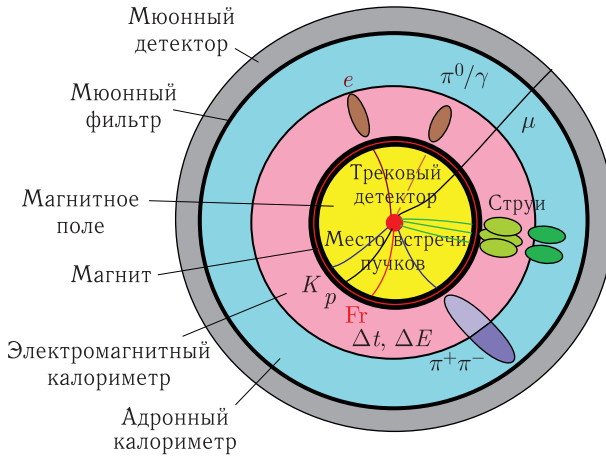


Рис. 8.1. Примерная структура установки на ядерном коллайдере (на встречных пучках)

направлении в связи с тем, что вторичные частицы вылетают в основном в переднем направлении. И, соответственно, детекторы сконцентрированы также в передней части установки. Причем детекторы стараются разместить подальше от мишени, чтобы обеспечить их лучшее пространственное разрешение и уменьшить загрузки на единицу площади (частицы успевают разойтись на большее расстояние).

На рис. 8.1 показана примерная структура установки на ядерном коллайдере. Место встречи пучков окружается координатными приборами с высоким координатным разрешением (например, микростриповыми полупроводниковыми детекторами). Затем в объеме с магнитным полем, создаваемым магнитом, располагаются координатные детекторы, определяющие траекторию частиц (это пропорциональные, дрейфовые или времяпроекционные камеры). По кривизне треков в магнитном поле определяются импульсы частиц. Далее обычно располагаются электромагнитные и адронные калориметры. В электромаг-

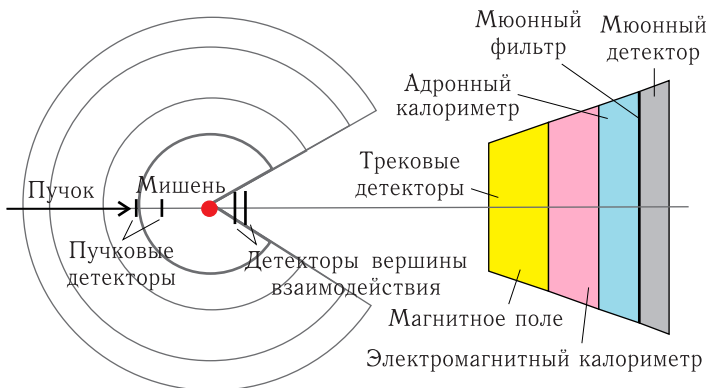


Рис. 8.2. Примерная структура установки с фиксированной мишенью

нитных калориметрах измеряется энергия частиц электромагнитной природы (γ , e^- , e^+ , π^0). В адронных калориметрах измеряются энергии адронных ливней (p , n , $\pi^{+/-}$). Мюоны регистрируются мюонными детекторами, которые, как правило, находятся снаружи, после железных мюонных фильтров. Мюоны обладают большой проникающей способностью и проходят все детекторы установки практически без потерь. Они имеют электрический заряд и регистрируются, например, сцинтилляционными счетчиками, расположенными за мюонными фильтрами, которые отсекают другие частицы.

Примерная структура установки с фиксированной мишенью представлена на рис. 8.2. Структура, похожая на коллайдерный вариант, представляет собой как бы вырезанную часть 4π -детектора и вынесенную вперед относительно мишени. В этой опции добавляются еще пучковые детекторы, определяющие координаты падающего пучка и служащие стартовыми для запуска установки. Также добавляются детекторы вблизи мишени для определения точки взаимодействия.

8.2. Современные детекторы в экспериментах с релятивистскими ядрами

Детекторы частиц можно условно разделить на две группы: трековые и калориметрические.

Техника детектирования частиц развивается с большой скоростью. Многие детекторы, которые еще недавно широко использовались в физическом эксперименте, устарели, а некоторые существенно модернизировались. Характеристики ряда трековых детекторов, которые широко использовались ранее, приведены в табл. 8.1.

С работой некоторых из этих детекторов можно ознакомиться в публикациях [1–4]. В настоящее время из их числа все еще используются пропорциональные и дрейфовые камеры и довольно активно стали применяться кремниевые микростриповые детекторы. В ряде случаев, но довольно редко, используются ядерные эмульсии благодаря их высокому пространствен-

Таблица 8.1. Характеристики детекторов частиц, широко использовавшихся в предыдущие годы в экспериментах по физике высоких энергий

Тип детектора	Пространственное разрешение, мм	Временное разрешение, с	Мертвое время, с
Ядерные эмульсии	10^{-3}	—	—
Камера Вильсона	0,3	0,1	0,01
Диффузионная камера	0,5	1	—
Пузырьковая камера	0,1	10^{-3}	0,1
Искровая камера	0,1–0,3	10^{-6}	10^{-8}
Стримерная камера	0,2–0,3	$2 \cdot 10^{-6}$	0,1
Пропорциональная камера	0,05–0,3	10^{-9} – 10^{-8}	$2 \cdot 10^{-7}$
Дрейфовая камера	0,1–0,2	$2 \cdot 10^{-9}$	10^{-7}

ному разрешению. В частности, для иллюстрации этого факта на рис. 8.3 приведена микрофотография результатов взаимодействия релятивистского ядра серы с энергией 4,5А ГэВ в ядерной трековой эмульсии на фоне человеческого волоса (толщиной примерно 60 мкм). Видно, что практически все треки вторичных частиц (по крайней мере, их начальные участки) укладываются в размеры человеческого волоса. Микронное пространственное разрешение позволяет прекрасно наблюдать эти треки.

Рассмотрим детекторы, используемые в современных физических установках, работающих в крупнейших ускорительных центрах мира.

В настоящее время в экспериментах широко используются следующие регистрирующие устройства:

- сцинтилляционные счетчики;
- черенковские счетчики;
- многопроволочные пропорциональные камеры;
- многопроволочные дрейфовые камеры;
- времяпроекционные камеры;
- детекторы переходного излучения;
- полупроводниковые микростриповые детекторы;
- электромагнитные и адронные калориметры.

В табл. 8.2 приведены характеристики ряда детекторов частиц, используемых в современных установках, применяемых в экспериментах в области релятивистской ядерной физики.

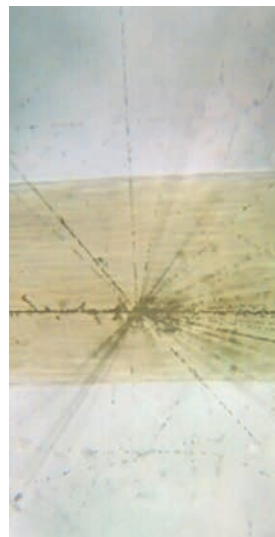


Рис. 8.3. Совмещенные в одном масштабе фотографии взаимодействия релятивистского ядра серы с энергией 4,5А ГэВ в ядерной эмульсии и человеческого волоса толщиной 60 мкм, полученные с помощью микроскопа и цифровой фотокамеры

Таблица 8.2. Характеристики детекторов, широко используемых в настоящее время в экспериментах по релятивистской ядерной физике

Тип детектора	Пространственное разрешение, мм	Временное разрешение, с	Мертвое время, с	Энергетическое разрешение, %
Сцинтилляционные счетчики	5–10	10^{-10}	10^{-8}	—
Черенковские счетчики	5–10	10^{-10}	10^{-8}	—
Многопроволочные дрейфовые камеры	0,1–0,2	$2 \cdot 10^{-9}$	10^{-7}	—
Многопроволочные пропорциональные камеры	0,05–0,3	10^{-9} – 10^{-8}	$2 \cdot 10^{-7}$	—
Времяпроекционные камеры	0,2	10^{-4}	10^{-2}	—
Полупроводниковые микростриповые детекторы	0,01–0,02	10^{-8}	10^{-8}	—
Электромагнитные калориметры	1,0–5,0	—	—	$\sim 5/\sqrt{E}$ (ГэВ)
Адронные калориметры	1,0–5,0	—	—	$\sim 50/\sqrt{E}$ (ГэВ)

8.2.1. Сцинтилляционные детекторы. Упрощенная схема сцинтилляционного счетчика приведена на рис. 8.4.

Световые вспышки от сцинтиллятора регистрируются фотоприемником, ранее использовались фотоэлектронные умножители (ФЭУ), позже для этих целей стали применять также фотодиоды и кремниевые фотоумножители.

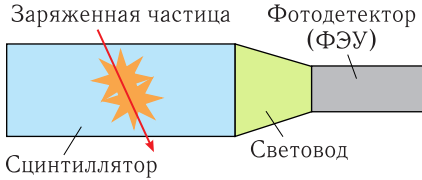


Рис. 8.4. Схема сцинтилляционного счетчика

Сцинтиллятор может быть органическим (кристаллы, пластики или жидкости) или неорганическим (кристаллы или стекла). Используются также газообразные сцинтилляторы. В качестве органических сцинтилляторов часто используются антрацен ($C_{14}H_{10}$), стильбен ($C_{14}H_{12}$), нафталин ($C_{10}H_8$) [5, 6].

В принципе, интенсивность световой вспышки пропорциональна энергии, потерянной частицей, поэтому сцинтилляционный детектор может использоваться в качестве спектрометра, т.е. прибора, определяющего энергию частицы. В физике высоких энергий сцинтилляционные детекторы в основном используются для организации триггера установки и в калориметрах. Для организации триггера используются не очень толстые сцинтилляторы, которые частицы высоких энергий пересекают с небольшими потерями. Таким образом, эти детекторы регистрируют факт прохождения заряженной частицы. Если сцинтиллятор секционировать, то можно определить и координаты частиц, но их точность будет не очень высокой, так как она определяется шириной сцинтилляторов, которая обычно не менее 0,5–1,0 см. Сцинтилляционные детекторы, которые могут регистрировать координаты частиц, изготавливаются в виде полос, просматриваемых с торцов фотоприемниками (рис. 8.5).

8.2.2. Черенковские детекторы. Принцип работы этого детектора основан на регистрации излучения, открытого П. А. Черенковым в 1934 г. и возникающего при движении заряженной частицы в прозрачной среде со скоростью v , большей скорости света в этой среде [7, 8]. Поскольку $v = c/n$, где v — скорость света в среде, а n — показатель преломления среды, то условие возникновения черенковского излучения имеет вид $v > c/n$.

Фотоны черенковского излучения испускаются под углом θ относительно направления движения частицы, причем величина этого угла определяется соотношением:

$$\cos \theta = 1/n\beta, \quad \beta = v/c.$$



Рис. 8.5. Сцинтилляционные детекторы в виде полос на полистирольной основе

Из зависимости угла излучения θ от β в случае, если этот угол измерен, можно найти скорость и энергию частицы. Черенковский детектор позволяет эффективно выделять высокоэнергетические релятивистские частицы на уровне большого фона малоэнергетических частиц. В черенковских детекторах используются твердые, жидкие и газообразные радиаторы.

Различают три типа черенковских детекторов:

- пороговые черенковские счетчики;
- дифференциальные черенковские счетчики (дифференциальные счетчики с полным внутренним отражением и дифференциальные счетчики с кольцевой диафрагмой);
- черенковские детекторы кольцевого изображения, или RICH-детекторы (Ring Imaging Cherenkov): RICH-детекторы с квазифокусировкой (прямой фокусировкой), RICH-детекторы со сферическим зеркалом.

Кратко рассмотрим принцип работы некоторых детекторов из перечисленного выше списка.

Пороговые черенковские счетчики. Пороговые счетчики служат для детектирования частиц со скоростями, превышающими порог:

$$\beta_{\min} = 1/n.$$

Устройство порогового черенковского счетчика представлено на рис. 8.6. С помощью пороговых счетчиков можно различать пионы, каоны и протоны.

На рис. 8.7 приведена зависимость скорости счета частиц в пучке с импульсом 35 ГэВ/с от давления аргона в пороговом черенковском счетчике.

Схема выделения в пучке пионов, каонов и протонов с помощью пороговых счетчиков представлена на рис. 8.8.

В счетчике S_1 радиатор выбран таким образом, что $\beta_{\pi} > 1/n_1$, а $\beta_K, \beta_p < 1/n_1$. В счетчике S_2 — таким образом, что $\beta_{\pi}, \beta_K > 1/n_2$, а $\beta_p < 1/n_2$.

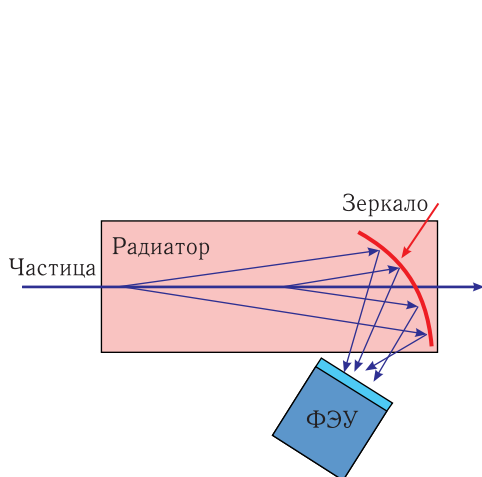


Рис. 8.6. Схема порогового черенковского счетчика

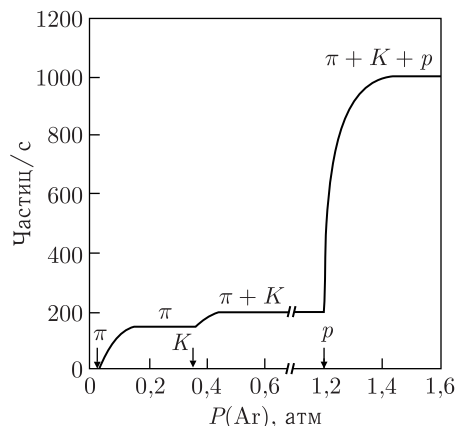


Рис. 8.7. Зависимость скорости счета частиц в пучке с импульсом 35 ГэВ/с от давления аргона в пороговом черенковском счетчике. Стрелками показаны пороги

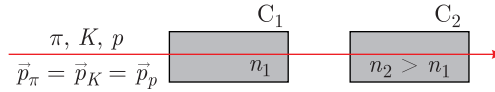


Рис. 8.8. Схема выделения в пучке пионов, каонов и протонов с помощью пороговых счетчиков

Тогда если черенковское свечение наблюдается в C_1 и C_2 , то это пион. Если черенковское свечение наблюдается в C_2 и отсутствует в C_1 , то это каон. Если черенковское свечение отсутствует в C_2 и C_1 , то это протон.

Дифференциальные черенковские счетчики. Дифференциальные черенковские счетчики регистрируют частицы в определенном интервале скоростей. Типичная схема дифференциального черенковского счетчика приведена на рис. 8.9.

Минимальная скорость, при которой в радиаторе с показателем преломления n возникает черенковское излучение, $\beta_{\min} = 1/n$. При этом фотоны летят вперед ($\theta_{\min} = 0$) и попадают в воздушный световод (см. рис. 8.9). При увеличении скорости черенковский угол растет, пока не наступит полное внутреннее отражение:

$$\begin{aligned} \sin \theta_{\max} &= 1/n, \\ \cos \theta_{\max} &= (1 - \sin^2 \theta_{\max})^{1/2} = n(1 - 1/n^2)^{1/2} = (n^2 - 1)^{1/2}/n, \\ \beta_{\max} &= 1/(n^2 - 1). \end{aligned}$$

Таким образом, в ФЭУ будут попадать только фотоны в диапазоне скоростей $\beta_{\min} < \beta < \beta_{\max}$.

Черенковские детекторы кольцевого изображения (RICH-детекторы). В RICH-детекторах с квазифокусировкой (прямой фокусировкой) радиатор обычно выбирается тонким (~ 1 см) с большим показателем преломления. Фотонные детекторы обычно располагаются на расстоянии 5–10 см (рис. 8.10), на котором формируется кольцо черенковского света.

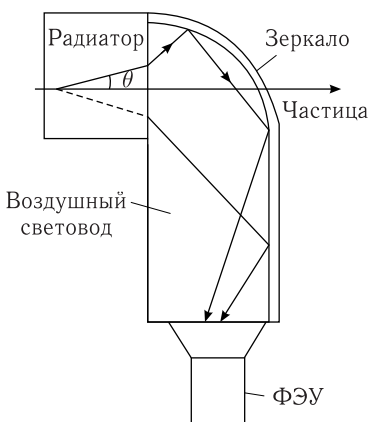


Рис. 8.9. Схема дифференциального черенковского счетчика

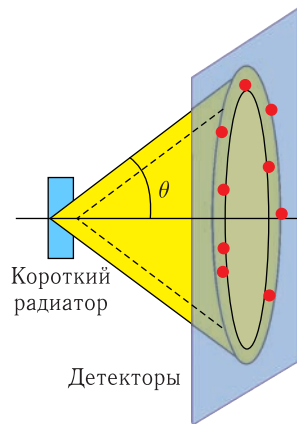


Рис. 8.10. Схема RICH-детектора с квазифокусировкой

Если в RICH-детекторах со сферическим зеркалом в качестве радиатора используется газ, то, чтобы излучалось достаточное количество фотонов, толщина радиатора должна быть довольно большой. В этом случае для фокусировки используются сферические или параболические зеркала. В таком детекторе радиатор находится между двумя сферическими поверхностями (рис. 8.11). Наружная поверхность — сферическое зеркало радиусом R . Источник частиц находится в центре сферы. На внутренней сфере радиусом $R/2$ устанавливаются фотодетекторы. Отраженное от зеркала черенковское излучение фокусируется на внутреннюю сферу, в результате образуется кольцо радиусом

$$r = R/2 \times \operatorname{tg} \theta,$$

которое регистрируется фотодетекторами.

8.2.3. Многопроволочные пропорциональные камеры. Многопроволочная пропорциональная камера (МПК) является координатным детектором. Она представляет собой систему многих тонких ($\sim 10\text{--}20$ мкм) параллельных проволочек, расположенных в одной плоскости и являющихся анодами, которые находятся в газовом объеме между двумя плоскими параллельными друг другу и аноду катодами (сплошными или проволочными).

Схема многопроволочной пропорциональной камеры приведена на рис. 8.12.

В типичном случае анодные проволочки удалены друг от друга на $1\text{--}2$ мм и от катодов на 8 мм. Разность потенциалов между анодом и катодом — несколько киловольт.

При прохождении заряженной частицы через МПК образовавшиеся вдоль следа частицы — свободные электроны — дают начало электронным лавинам, приходящим на анодные проволочки, ближайšie к этим первичным электронам. Электроника регистрирует сигнал с каждой проволочки. Таким образом, приходящие сигналы указывают положение (координаты) частицы в МПК. Предельное пространственное разрешение МПК определяется $\sigma_x \approx d/\sqrt{12}$ при $d = 1$ мм, $\sigma_x \approx \approx 300$ мкм. Временное разрешение МПК достигает нескольких наносекунд.

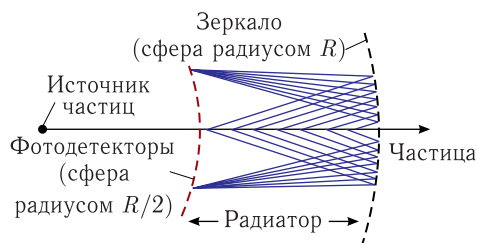


Рис. 8.11. Схема RICH-детектора со сферическим зеркалом

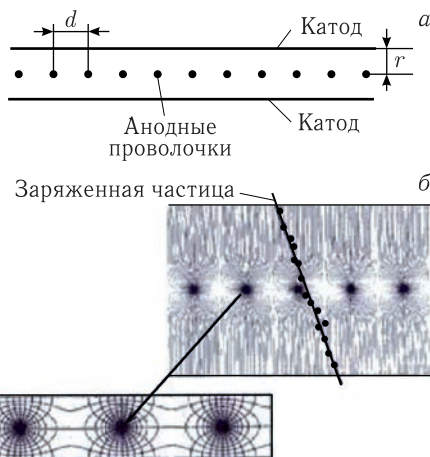


Рис. 8.12. Схема многопроволочной пропорциональной камеры (а) и распределение потенциалов внутри камеры (б). Типичные параметры: $d = 1$ мм, $r = 5\text{--}8$ мм, диаметр проволочки — 20 мкм

8.2.4. Многопроволочные дрейфовые камеры. Многопроволочная дрейфовая камера, так же как и многопроволочная пропорциональная камера, является координатным детектором. Это проволочный газонаполненный ионизационный детектор (как и МПК), в котором координата частицы определяется по времени дрейфа электронов в газе от места ионизации (пролета частицы) до сигнальных анодных проволочек.

Расстояние между сигнальными (анодными) проволочками обычно несколько сантиметров. В отличие от пропорциональной камеры в дрейфовой камере создается дополнительное однородное электрическое поле. Оно включается по стартовым сигналам внешних детекторов (чаще всего сцинтилляционных счетчиков), фиксирующих пролет частицы через камеру. Далее появившиеся в объеме камеры свободные электроны дрейфуют в однородном и постоянном поле к ближайшим проволочкам.

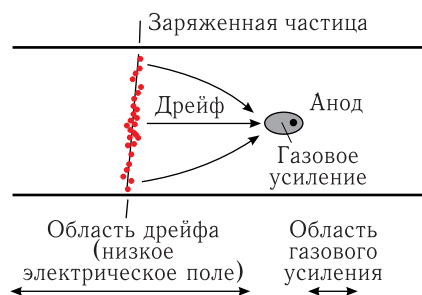


Рис. 8.13. Схема многопроволочной дрейфовой камеры

Схема многопроволочной дрейфовой камеры приведена на рис. 8.13.

Напряженность поля в дрейфовом промежутке — около 1 кВ/см. В непосредственной близости от анодных проволочек происходит образование лавин (при коэффициенте газового усиления 10^6). По времени задержки прихода лавин на анодные проволочки относительно стартового сигнала определяются координаты частицы. Пространственное разрешение дрейфовой камеры — порядка 0,1–0,2 мм, временное — наносекунды.

8.2.5. Времяпроекционные камеры. Времяпроекционная камера (ТРС — Time-Projection Chamber) была изобретена в 1974 г. Дэвидом Ньюреном. Обычно ТРС представляет собой гибридную дрейфовую и пропорциональную камеру. В этом случае пропорциональная камера используется как устройство для регистрации треков, приходящих из дрейфовой камеры.

ТРС хорошо приспособлены для изучения физики на коллайдере. Они бывают цилиндрической и прямоугольной формы. Рассмотрим конструкцию цилиндрической ТРС, схема которой приведена на рис. 8.14. Катодная плоскость цилиндрической дрейфовой ячейки окружает точку взаимодействия встречных пучков и делит дрейфовую область на две части. На торцах цилиндра расположены многопроволочные пропорциональные камеры. В большой, размером несколько метров, дрейфовой ячейке, заполненной газом, с помощью дополнительных электродов создается равномерное электрическое поле.

Релятивистская заряженная частица, пересекающая объем камеры, создает трек из ионизационных первичных и вторичных электронов — ионизационных кластеров. Образованные кластеры под действием равномерного электрического поля движутся от первоначального трека по направлению к анодной плоскости и регистрируются МПК.

На рис. 8.15 представлены треки, восстановленные с помощью цилиндрической ТПС установки STAR на коллайдере RHIC.

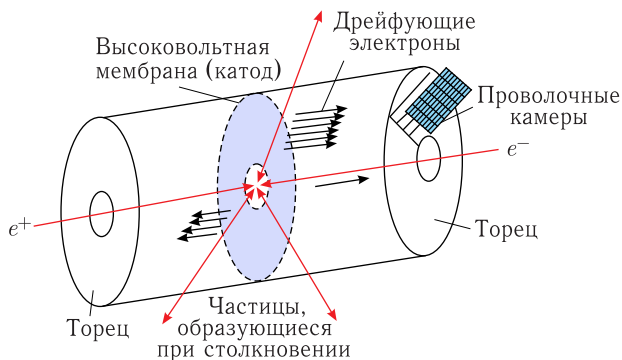


Рис. 8.14. Схема цилиндрической времяпроекционной камеры

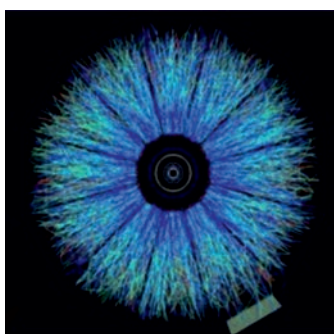


Рис. 8.15. Треки заряженных частиц, восстановленные с помощью ТПС установки STAR в результате столкновения ядер Au + Au

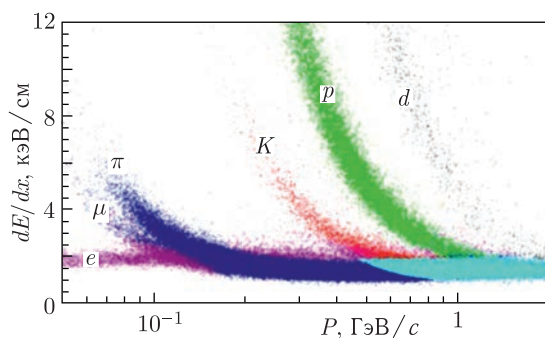


Рис. 8.16. Идентификация частиц, восстановленных с помощью ТПС установки STAR

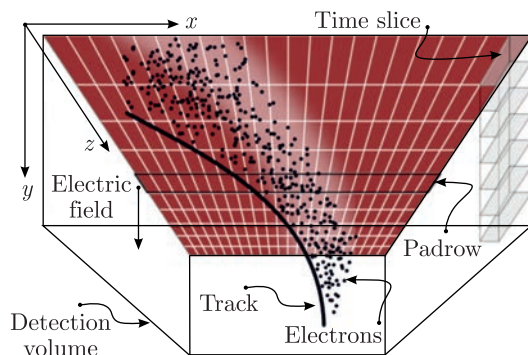


Рис. 8.17. Схема ТПС прямоугольной формы

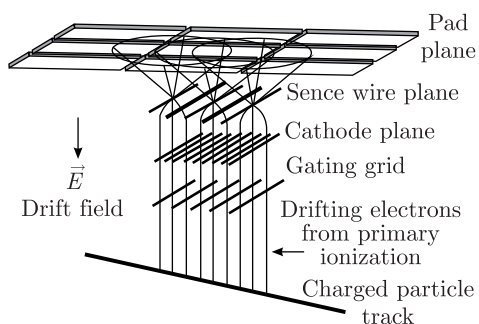


Рис. 8.18. Схема считывания ТРС. Заряженная частица ионизирует газ по своей траектории. Электроны от первичной ионизации затем дрейфуют вертикально вверх в электрическом поле

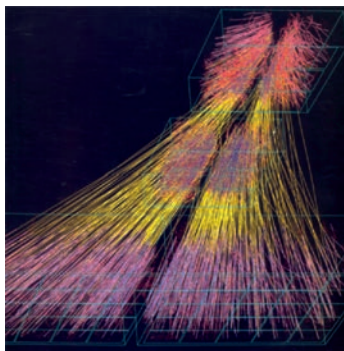


Рис. 8.19. Треки, зарегистрированные ТРС установки NA61 на ускорителе SPS в результате взаимодействия ядер свинца при энергии 158А ГэВ с неподвижной свинцовой мишенью

Времяпроекционные камеры используются также для идентификации частиц при измерении ионизационных потерь. На рис. 8.16 приведены результаты измерений ионизационных потерь ΔE с помощью ТРС установки STAR.

Схема прямоугольной ТРС приведена на рис. 8.17. Заряженная частица, проходящая через детектор, ионизирует газ. Освобожденные электроны дрейфуют под действием электрического поля. Вблизи проводящих площадок (пэдов) электроны размножаются за счет газового усиления расположенных там проволочек (на рис. 8.17 не показаны). Окончательный заряд собирается с помощью пэдов, которые подключены к регистрирующей электронике.

Более детальная схема считывания приведена на рис. 8.18. ТРС такого типа используются в эксперименте NA61 на ускорителе SPS в ЦЕРН [9]. Две из них — главные камеры большого размера $3,9 \times 3,9 \times 1,12$ м и две — вершинные камеры малого размера $2 \times 2,5 \times 0,67$ м, расположенные в магнитном поле двух магнитов.

Треки, восстановленные с помощью ТРС установки NA61 на ускорителе SPS в результате взаимодействия ядер свинца с энергией 158А ГэВ со свинцовой мишенью, приведены на рис. 8.19.

8.2.6. Полупроводниковые микростриповые детекторы. Для точного определения координат частиц используют полупроводниковые микростриповые детекторы. Они представляют собой пластины монокристалла кремния, на поверхность одной из которых наносятся тонкие электроды (стрипы), отстоящие друг от друга на расстоянии ~ 20 мкм, а другая — покрывается металлическим слоем (рис. 8.20). На электроды подается напряжение несколько вольт. Электрон-дырочные пары, образованные пролетающей заряженной частицей в кристалле, движутся к ближайшим элект-

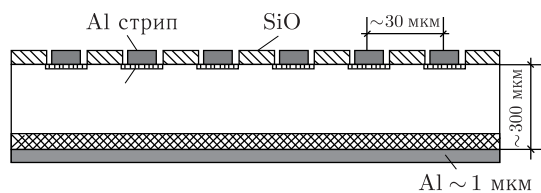


Рис. 8.20. Схема микрострипового детектора

ся напряжением несколько вольт. Электрон-дырочные пары, образованные пролетающей заряженной частицей в кристалле, движутся к ближайшим элект-

роды. Они представляют собой пластины монокристалла кремния, на поверхность одной из которых наносятся тонкие электроды (стрипы), отстоящие друг от друга на расстоянии ~ 20 мкм, а другая — покрывается металлическим слоем (рис. 8.20). На электроды подается

тромам и регистрируются в виде импульсов тока. Пространственное разрешение микростриповых детекторов достигает 10 мкм. Временное разрешение — 10^{-8} с.

Микростриповые детекторы используют в качестве центральных (или вершинных) детекторов, непосредственно окружающих мишень (или место столкновения пучков в коллайдерах). Центральные детекторы играют важную роль в современных экспериментах на ускорителях высоких энергий. Они фиксируют практически со 100%-й вероятностью заряженные продукты взаимодействия пучка с мишенью в точке их образования и определяют направление их вылета.

8.2.7. Электромагнитные и адронные калориметры. Калориметры предназначены для измерения полной энергии (в том числе и нейтральных) частиц. Детекторы с газовой и жидкой рабочей средой неудобны для этой цели, так как имеют низкую плотность. Однородные твердотельные детекторы (сцинтилляторы, полупроводники и др.) сложно изготовить таких размеров, чтобы обеспечить полное поглощение энергии релятивистских и слабоионизирующих частиц.

Проблема решается использованием «сэндвичей», состоящих из чередующихся слоев поглощающих и детектирующих сред. В качестве поглотителей могут быть взяты такие плотные и сильно поглощающие материалы, как железо и свинец, в качестве детекторов — твердые сцинтилляторы или свинцовые стекла, генерирующие черенковское излучение.

Частица, попадая в такой твердотельный сэндвич, создает быстроразмножающийся по мере продвижения вглубь калориметра каскад вторичных частиц. Энергия первичной частицы трансформируется в энергию частиц каскада, а также в возбуждение и ионизацию среды. При размерах калориметра, достаточных для остановки и поглощения всех вторичных частиц, энергия частицы определяется суммированием всех сигналов с детектирующих слоев.

Калориметры делятся на два класса — электромагнитные и адронные. Электромагнитные калориметры служат для измерения энергии мюонов, электронов, позитронов и фотонов с энергией больше 100 МэВ. Каскад вторичных частиц развивается за счет генерации тормозного излучения и рождения электрон-позитронных пар. Толщина электромагнитного калориметра — десятки сантиметров. В адронных калориметрах первичный адрон производит в основном вторичные адроны в реакциях неупругого взаимодействия. Адронные ливни имеют большие размеры, чем электромагнитные. Толщина адронного калориметра может достигать нескольких метров. Адронные ливни подвержены значительно большему

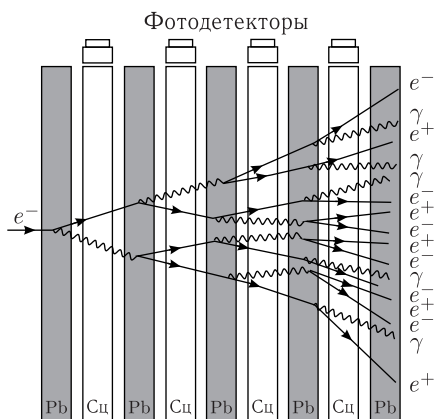


Рис. 8.21. Схема электромагнитного калориметра (Cц — сцинтиллятор)

флуктуациям числа и типа вторичных частиц. Кроме того, не вся доля энергии первичного адрона остается в детектирующем материале калориметра. В связи с этим энергетическое разрешение адронных калориметров хуже электромагнитных. Схема электромагнитного калориметра приведена на рис. 8.21. Конструкция адронного калориметра схожа с конструкцией электромагнитного калориметра, только он, как отмечалось выше, имеет большие размеры в направлении движения частиц.

Энергетическое разрешение калориметров $\Delta E/E$ пропорционально $1/\sqrt{E}$, т.е. улучшается с ростом энергии регистрируемой частицы. При энергии частицы 100 ГэВ оно составляет доли процента для электромагнитного калориметра и несколько процентов для адронного. Временное разрешение калориметра определяется «быстродействием» его детектирующей среды.

8.3. Пример установки на коллайдере LHC (CMS)

CMS (Compact Muon Solenoid) — компактный мюонный соленоид [10]. На первый взгляд, слово «компактный» здесь может показаться неуместным, так как длина детектора составляет 20 м, а диаметр — 15 м. На самом деле этим определением подчеркивается, что данный детектор заметно компактнее второго — из эксперимента ATLAS (длина 43 м, диаметр 22 м) на LHC, хотя не уступает ему по исследовательским возможностям. Этого удалось добиться благодаря очень сильному магниту, из-за которого детектор CMS оказался чрезвычайно тяжелым: 15 000 т против 7 000 т детектора ATLAS. Все это: умеренно большие размеры, большой вес и сильное магнитное поле — налагает на устройство компонентов детектора особые требования.

Общий вид детектора CMS в разрезе показан на рис. 8.22.

На рис. 8.23 представлена схема детектора CMS с последовательно расположенными детектирующими камерами. Внутри установлены трековые детек-

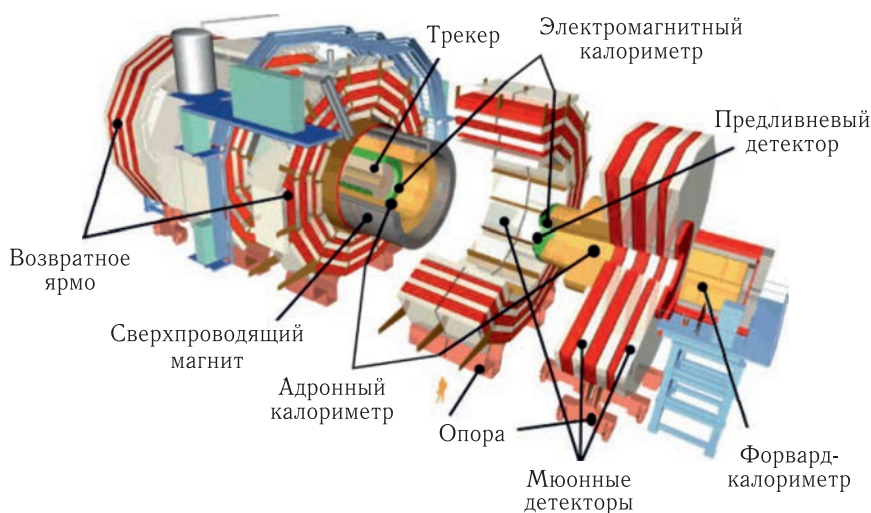


Рис. 8.22. Общий вид детектора CMS в разрезе [11]

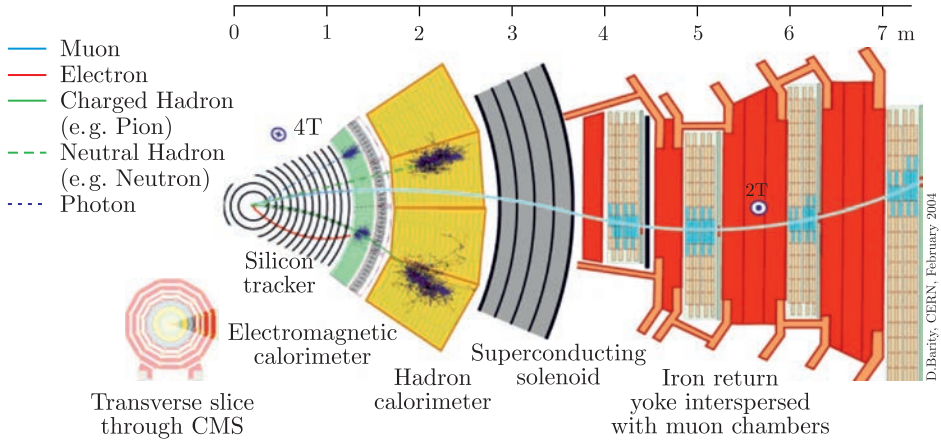


Рис. 8.23. Схема детектора CMS с последовательно расположенными детектирующими камерами [12]

торы в несколько слоев, затем — электромагнитный и адронный калориметры. Снаружи расположен магнитный соленоид, затем — массивное ярмо магнита с мюонными камерами.

Рассмотрим состав аппаратуры установки CMS.

8.3.1. Сверхпроводящий магнит. Важным элементом детектора CMS является тяжелый сверхпроводящий магнит. По своей конструкции он напоминает привычный электромагнит с сердечником, только «вывернутый наизнанку». Вместо внутреннего железного сердечника у него есть внешнее железное ярмо (отмечено красным цветом на рис. 8.22 и 8.23), которое не дает линиям магнитного поля расходиться в пространстве, а как бы удерживает их внутри металла. Благодаря такой конструкции единый электромагнит создает сильное магнитное поле как внутри, так и снаружи цилиндра. Внутри цилиндра помещаются трековые детекторы и калориметры, а наружное поле используется для отклонения мюонов. В результате, когда мюон вылетает из центра детектора и пролетает через центральную область и область возвратного поля, он отклоняется сначала в одну сторону, а потом в другую, вычерчивая характерный профиль, похожий на букву «S».

Магнит CMS — самый крупный из когда-либо созданных сверхпроводящих электромагнитов. Он создает магнитное поле 4 Тл внутри цилиндра диаметром 6 м и длиной 12,5 м. Полная энергия, запасенная в таком электромагните, составляет 2,6 ГДж, чего достаточно, чтобы расплавить десяток тонн металла. Сильное магнитное поле, действующее на сами обмотки электромагнита, порождает также и огромное механическое напряжение. Достаточно сказать, что при запитке магнита он деформируется на 0,15%. Неудивительно, что ток запускается в обмотки магнита очень медленно и осторожно. Дополнительную сложность этому процессу придает необходимость поддерживать электромагнит при температуре жидкого гелия.

Ярмо магнита с массой около 10 000 т — самый тяжелый компонент детектора CMS (для сравнения: масса детектора ATLAS целиком составля-

ет «всего» 7 000 т). В нем содержится в два раза больше железа, чем в Эйфелевой башне. Механическая поддержка ядра является нетривиальной инженерной задачей.

8.3.2. Трековые детекторы. Трековые детекторы расположены в установке CMS согласно классической схеме. Ближе всего к вакуумной трубе расположен пиксельный детектор. Принцип работы сенсоров пиксельных и микростриповых кремниевых детекторов одинаков. Заряженная частица при пересечении детектора в результате ионизационных потерь энергии создает свободные носители заряда в объеме сенсора — электроны и дырки. Приложенное к сенсору высокое напряжение обеспечивает их эффективный сбор и формирует сигнал детектора. Три цилиндрических слоя имеют радиусы 4, 7 и 11 см и содержат в сумме 65 млн отдельных пикселей, каждый размером 100×150 мкм (рис. 8.24).

На больших расстояниях от оси пучка, вплоть до радиуса 130 см, расположены десять слоев кремниевых полосковых детекторов. Первые четыре слоя содержат стрипы $10 \text{ см} \times 180 \text{ мкм}$, затем идут еще шесть слоев со стрипами $25 \text{ см} \times 180 \text{ мкм}$ (см. рис. 8.24). Всего в полосковом детекторе около 10 млн стрипов, информация с которых считывается 80 тыс. каналов сбора данных. Полосковый детектор поддерживается при температуре -20°C .

Трекинговая система CMS — самый большой кремниевый детектор в мире. Общая площадь чувствительных кремниевых сенсоров — более 200 м^2 . По размерам это приблизительно как теннисный корт.

8.3.3. Предливневый детектор. Перед электромагнитным калориметром находится предливневый детектор. Одна из основных задач электромаг-

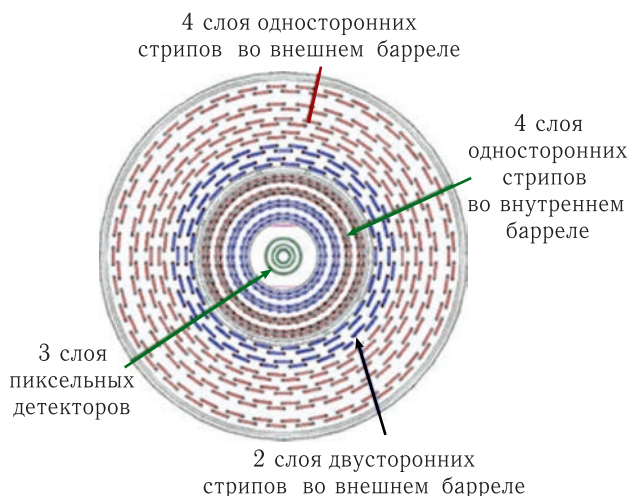


Рис. 8.24. Схема расположения отдельных модулей трековых детекторов CMS. На больших расстояниях от оси пучка, вплоть до радиуса 130 см, расположены десять слоев кремниевого полоскового детектора. Он содержит свыше 15 тыс. отдельных модулей разного дизайна, насчитывающих вместе 10 млн чувствительных полосок, информация с которых считывается 80 тыс. каналов сбора данных. Для оптимизации работы полосковый детектор поддерживается при температуре -20°C

нитного калориметра при поиске бозона Хиггса — регистрация высокоэнергетических фотонов, которые возникают при его распаде. Однако образующиеся π^0 -мезоны, имеющие малые времена жизни, также распадаются на фотоны и сигналы от двух фотонов могут суммироваться и имитировать фотоны от распада бозона Хиггса. Электромагнитный калориметр может не различить эти события. Для решения этой проблемы перед электромагнитным калориметром установлен предливневый детектор.

Предливневые детекторы расположены в торцах, где угол между направлениями двух фотонов распада π^0 -мезона может быть мал. Отдельный детектор состоит из двух слоев свинцовых поглотителей, между которыми расположены кремниевые сенсоры, похожие на сенсоры в трекаре. Когда фотон проходит свинцовый поглотитель, он вызывает электромагнитный ливень, включающий в себя электрон-позитронные пары, которые детектируются в сенсоре. Отсюда извлекается энергия фотона. Так как в предливневом детекторе два слоя, можно определить координаты фотона. Когда «подозрительный» высокоэнергетический фотон детектируется в электромагнитном калориметре, можно экстраполировать его трек в точку столкновения и оценить его вклад в отклик предливневого детектора, добавить этот вклад в отклик электромагнитного калориметра и сделать заключение, был ли это действительно один высокоэнергетический фотон или была фотонная пара.

В каждом предливневом детекторе используются кремниевые полосковые детекторы суммарной площадью 18 м^2 . Каждый кремниевый сенсор размерами около $6,3 \text{ см} \times 6,3 \text{ см} \times 0,3 \text{ мм}$ разделен на 32 стрипа, в результате образуется сетка в торцах, покрывающая практически всю площадь торца электромагнитного калориметра. Это диск с отверстием диаметром 50 см в середине для провода пучка. Диск имеет толщину всего 20 см, но в нем вписаны два слоя поглотителя, два слоя сенсоров с электроникой, а также системы нагрева и охлаждения. Последнее необходимо, так как кремниевые детекторы должны работать при температуре между -10 и -15°C . Расположенный рядом электромагнитный калориметр с кристаллами PbWO_4 очень чувствителен к температуре, которая должна поддерживаться с точностью до $0,1^\circ\text{C}$. Таким образом, предливневый детектор должен быть холодным внутри и теплым снаружи.

Предливневый детектор имеет существенно лучшую гранулярность (стрипы шириной 2 мм), чем электромагнитный калориметр (кристаллы шириной 3 см). Соответственно, предливневый детектор способен различать отдельные фотоны из распада π^0 -мезона.

В соответствии с обычной практикой в детекторе CMS установлены два типа калориметров: внутренний (электромагнитный) для измерения энергии электронов и фотонов и внешний (адронный) для измерения энергии адронов.

8.3.4. Электромагнитный калориметр. После трекинговой системы и предливневого детектора находится электромагнитный калориметр. Гомогенный электромагнитный калориметр детекторного комплекса CMS содержит 76 200 кристаллов вольфрамата свинца (PbWO_4) (рис. 8.25): 61 200 —

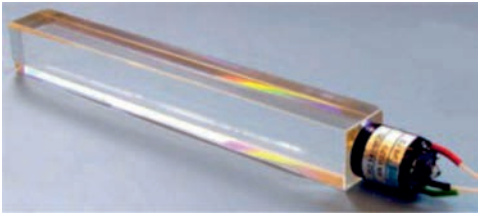


Рис. 8.25. Модуль электромагнитного калориметра

в цилиндрической части (барреле) и 15 000 — на обоих торцах. Размеры кристаллов — $2,2 \times 2,2 \times 23$ см в барреле и $3 \times 3 \times 22$ см на торцах. Кристаллы находятся в матрицах из углеродного волокна или стекловолокна.

С учетом малой радиационной длины (0,89 см) и малого мольеровского радиуса (2,19 см) $PbWO_4$ электромагнитные ливни неплохо уместя-

ются в пределах одного кристалла. Калориметр находится в магнитном поле 4 Тл. Свет регистрируется лавинными фотодиодами (в цилиндрической части калориметра) и вакуумными фототриодами (в торцевой части калориметра), устойчивыми к магнитному полю.

8.3.5. Адронный калориметр. Адронный гетерогенный калориметр CMS состоит из центральной (НВ), внешней (НО), торцевой (НЕ) и передней (НФ) секций. НВ- и НЕ-калориметры находятся в поле соленоида (рис. 8.26). Секции НФ — форвард-калориметры — находятся на обоих концах CMS. НВ-калориметр состоит из 36 отдельных «клиньев», каждый весом 26 т. Еще 36 клиньев чуть меньшего размера установлены на НЕ-калориметре. В НВ- и НЕ-калориметрах используется латунь. Интересно, что для изготовления латунных поглотителей были применены гильзы от старых артиллерийских снарядов, предоставленных Военно-морским флотом России (рис. 8.27).

Латунные полоски толщиной 5 см используются в НВ-калориметре, толщиной 8 см — в НЕ-калориметре. Они прослоены чувствительными ячейками пластического сцинтиллятора с общим числом 8 тыс. каналов считывания. Так как толщина НВ-калориметра может оказаться недостаточной для поглощения адронного ливня, создан еще один калориметр — НО. Для этого после

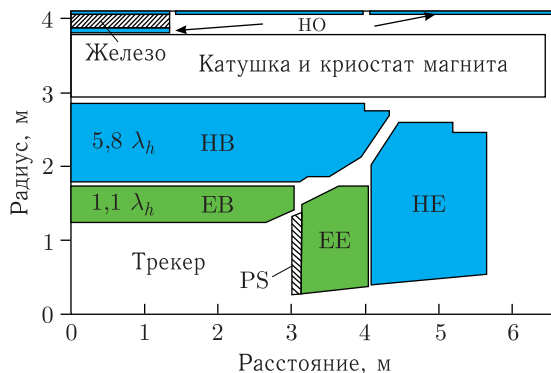


Рис. 8.26. Элементы калориметров CMS: ЕВ и ЕЕ — цилиндрическая и торцевая части электромагнитного калориметра; НВ и НЕ — цилиндрическая и торцевая части адронного калориметра; PS — предливневый детектор. Показана толщина в единицах ядерной длины λ_h при $\eta = 0$



Рис. 8.27. Гильзы артиллерийских снарядов, позднее переплавленные для изготовления латунных поглотителей адронных калориметров установки CMS [13]

первого мюонного поглотителя установлены сцинтилляционные пластины. Таким образом появился дополнительный адронный НО-калориметр.

Для того чтобы увеличить диапазон псевдобыстроты η до 5, после мюонных детекторов были установлены адронные форвард-калориметры ($3 < \eta < 5$). В качестве абсорбера в них используются кварцевые волокна, внедренные в стальную поглощающую матрицу. Под воздействием ультрарелятивистских частиц в кварце генерируется черенковское излучение, которое регистрируется ФЭУ. Световые сигналы от сцинтилляторов считываются светопреобразующими волокнами, а затем по оптическим волокнам передаются фотодетекторам. Установленные на CMS гибридные фотодиоды (НВ, НО, НЕ) постепенно заменяют на микропиксельные лавинные фотодиоды.

8.3.6. Мюонные детекторы. Уже из названия CMS (компактный мюонный соленоид) понятно, что детектирование мюонов — одна из основных его задач. Почти все известные частицы, кроме мюонов и нейтрино, останавливаются в калориметрах. Так что после калориметров только мюоны могут производить сигналы в детекторах. Поэтому мюонные детекторы устанавли-

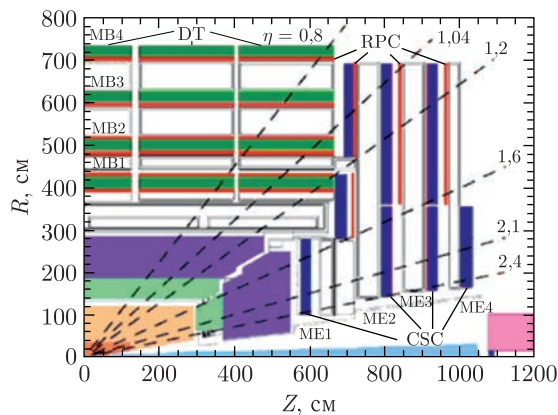


Рис. 8.28. Продольное сечение одного квадранта детектора CMS. Расположение мюонных детекторов

ваются в самом конце детекторного комплекса (см. рис. 8.22 и 8.23). Для идентификации мюонов и измерения их импульсов на CMS используются детекторы трех типов: дрейфовые трубки, катодные полосковые камеры и камеры с резистивными пластинами (рис. 8.28). Дрейфовые трубки (DT) и катодные полосковые камеры (CSC) используются для прецизионного измерения треков: DT — в центральной цилиндрической области, CSC — на торцах. Камеры с резистивными пластинами (RPC) позволяют точно засекают момент, когда мюон проходит через мюонный детектор. Они установлены как в цилиндрической части (барреле), так и на торцах.

8.3.7. Дрейфовые трубки. Мюонная система DT содержит 250 дрейфовых трубок шириной 42 мм. Трубки наполнены газом (85% Ag + 15% CO₂), в них протянуты проволоки (аноды), которые находятся под положительным напряжением (рис. 8.29). Состав газа и электронная оптика трубки оптимизированы таким образом, чтобы обеспечивать линейную зависимость времени дрейфа от расстояния. Из четырех слоев параллельно расположенных дрейфовых трубок формируется суперслой (рис. 8.30).

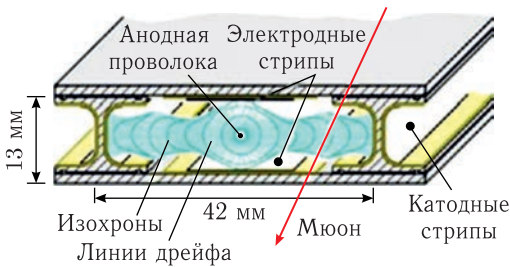


Рис. 8.29. Схема дрейфовой трубки

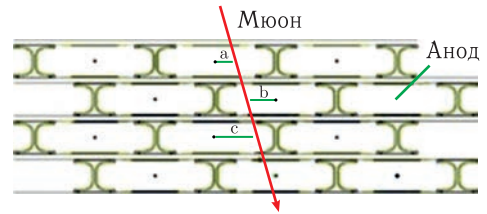


Рис. 8.30. Суперслой из четырех слоев дрейфовых трубок, расположенных в шахматном порядке

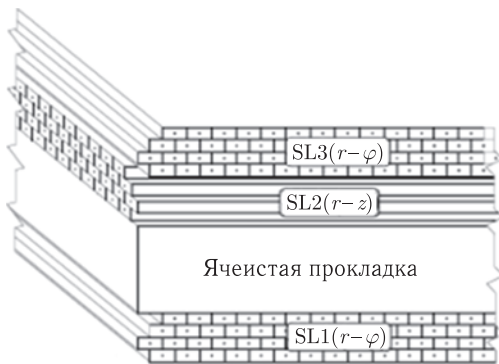


Рис. 8.31. Схема камеры

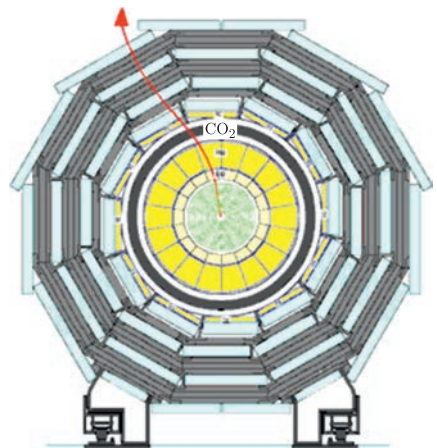


Рис. 8.32. Сечение барреля

Из суперслоев формируются камеры. Каждая камера ($2 \times 2,5$ м) состоит из двух суперслоев для измерения координат $r-\varphi$ и перпендикулярного к ним одного суперслоя для измерения координат $r-z$ (рис. 8.31). Они находятся в пяти кольцах, каждое из которых состоит из 12 секторов. В секторе одна камера находится внутри ярма, две — встроены в ядро, одна — вне ярма (рис. 8.32).

При прохождении через дрейфовую трубку заряженной частицы (мюонов) образуются свободные электроны, которые дрейфуют к аноду. Для определения координат частицы в CMS используются два алгоритма. Один из них базируется на приближении постоянной скорости дрейфа электронов. В этом случае расстояние x , которое пролетает электрон, будет составлять

$$x = v_{\text{drift}} t_{\text{drift}},$$

где v_{drift} и t_{drift} — скорость и время дрейфа, которые определяются в результате калибровки.

8.3.8. Катодные стриповые камеры. Катодные стриповые камеры (рис. 8.33) — это многопроволочные пропорциональные камеры, которые состоят из шести плоскостей анодных проволочек и перпендикулярно к ним расположенных семи плоскостей катодных стрипов. Катодные стрипы имеют трапециевидальную форму ($\Delta\varphi = \text{const}$). В камерах используется газовая смесь (40% $\text{Ar} + 50\% \text{CO}_2 + 10\% \text{CF}_4$).

При пролете мюонов через камеру из атомов газа выбиваются электроны, которые стекают к анодным проволокам, создавая электронную лавину. Лавина вокруг анода индуцирует заряды на катодных стрипах. Распределение заряда на катодных стрипах имеет полную ширину на половине высоты, приблизительно в полтора раза большую, чем расстояние между анодом и катодом. Так как проволоки и стрипы перпендикулярны, с катодных полосковых камер снимается двумерная пространственная информация. Катодные полосковые камеры обеспечивают измерение координаты φ мюонных треков с точностью до ~ 100 мкм. Временное разрешение — порядка нескольких наносекунд.

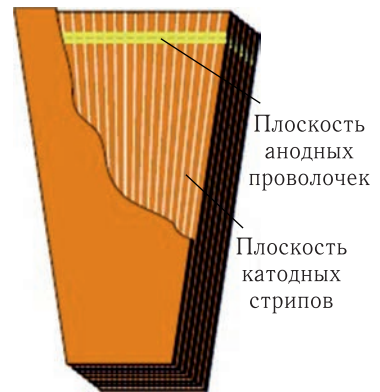


Рис. 8.33. Катодная стриповая камера

8.3.9. Камеры с резистивными пластинами. На CMS установлены двухззорные камеры с резистивными пластинами, работающими в лавинном режиме. Основная их задача — служить быстрыми триггерами для мюонной системы. Время между последовательными пересечениями банчей LHC — 25 нс. Малое время отклика (~ 1 нс) RPC позволяет однозначно связать конкретное событие пересечения банчей с мюонным треком в условиях высокой загрузки и большого фона, характерных для LHC. Сигналы с RPC обеспечивают измерение времени и координат ($\Delta x \sim 1$ см) с достаточной точностью, чтобы эффективно производить отбор интересных событий в условиях,

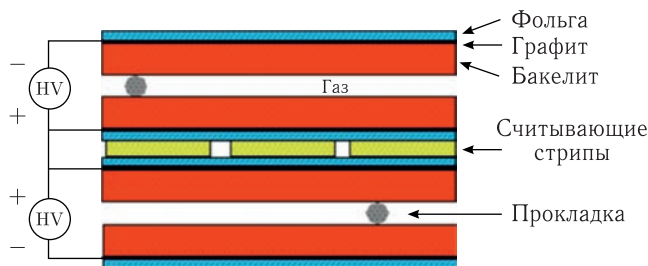


Рис. 8.34. Схема двухзорной камеры с резистивными пластинами

когда потоки могут достигать 10^3 Гц/см². Модуль RPC (рис. 8.34) содержит четыре диэлектрические пластины (бакелит), каждая толщиной 2 мм. Между ними — два газовых ($C_2H_2F_4$ + изо- C_4H_{10} + SF_6) промежутка толщиной 2 мм.

Бакелитовые пластины служат электродами. Считывание сигнала осуществляется полосами, которые расположены между парами бакелитовых пластин. Когда мюон пролетает через газовый промежуток, в нем возникает электронная лавина, которая, попадая на анод, индуцирует заряд на считывающей полосе. Так как бакелитовые аноды расположены по обеим сторонам полос, сигналы суммируются. RPC расположены как в цилиндрической, так и в торцевой части детектора.

В цилиндрической части детектора камеры с резистивными пластинами установлены в виде шести коаксиальных цилиндров, окружающих ось пучка. Они расположены параллельно модулям дрейфовых труб. В торцевой части эти камеры размещены на трех параллельных дисках. Они изготовлены в форме трапеций и перекрываются по азимутальному углу, что обеспечивает непрерывное покрытие.

8.4. Пример установки с фиксированной мишенью на SPS (NA61/SHINE)

Установка NA61/SHINE [14] является дальнейшим развитием установки NA49 [9]. Она предназначена для изучения образования адронов при столкновении адронов с протонами, адронов с ядрами и ядер с ядрами при высоких энергиях. Эта установка с фиксированной мишенью расположена в северной зоне ЦЕРН на ускорителе SPS. Схема установки NA61/SHINE приведена на рис. 8.35.

Основные ее элементы, такие как четыре времяпроекционные камеры большого объема (VTPC-1, VTPC-2, MTPC-L и MTPC-R), передняя времяпроекционная камера малого объема (Gap-TPC), времяпролетные детекторы (ToF-L и ToF-R) и сверхпроводящие магниты (VERTEX-1 и VERTEX-2), были унаследованы из предшествующего эксперимента NA49 [9]. Спектрометр NA61/SHINE также оснащен адронным калориметром, детектором налетающих частиц (PSD), передним времяпролетным детектором (ToF-F), пучковыми детекторами и модернизированной триггерной «логикой». Кроме того, экспериментальная установка дополнена передними времяпроекционными камерами TPC (FTPC-1, FTPC-2 и FTPC-3) и вершинным детектором (SAVD).

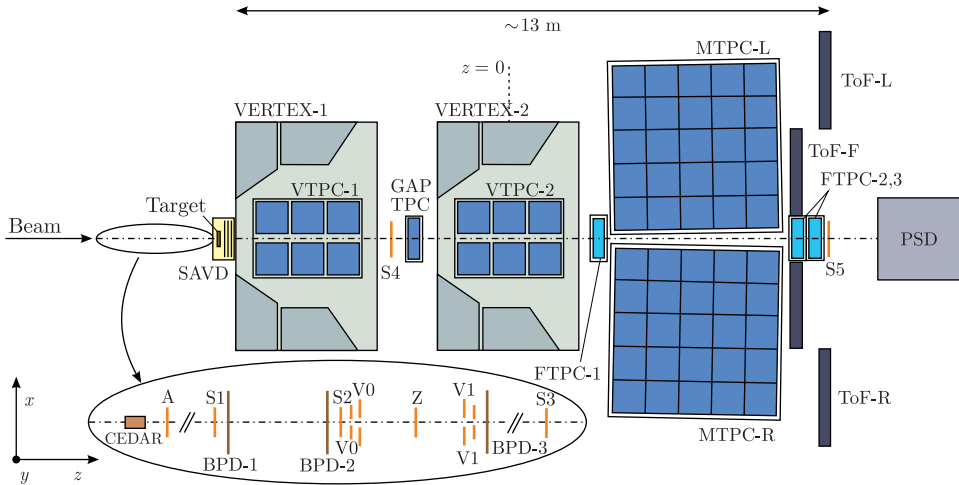


Рис. 8.35. Схема установки NA61/SHINE в ЦЕРН на SPS. Пучковые детекторы и триггерные счетчики представлены отдельно в более крупном масштабе. Магнитное поле магнитов VERTEX-1 и VERTEX-2 искривляет траектории заряженных частиц в (горизонтальной) плоскости $x-z$

Как правило, используются твердые мишени, изготовленные из материала высокой чистоты, в основном состоящего из одного элемента. В зависимости от исследуемой реакции используются мишени из таких элементов, как Be, C, Sc, La, Au или Pb, толщиной от 0,5 до 20 мм. Установка может также работать с жидководородной мишенью во время измерений pp -взаимодействий.

NA61/SHINE работает с разными типами пучков (от адронов до тяжелых ионов) и в широком диапазоне импульсов (от нескольких ГэВ/с до нескольких сотен ГэВ/с).

Трековая система NA61/SHINE основана на четырех больших объемных времяпроекционных камерах. Времяпроекционная камера позволяет измерять траектории движения заряженных частиц в трехмерном пространстве и энергию, которую они оставляют внутри активного объема. Две ТРС (VTPC-1 и VTPC-2) размещены внутри сверхпроводящих дипольных магнитов VERTEX-1 и VERTEX-2 соответственно. Эти две камеры были предназначены для точной реконструкции первичных и вторичных вершин.

Измерение кривизны следа заряженной частицы с помощью VTPC позволяет определять импульс частицы и знак электрического заряда. Две другие времяпроекционные камеры (MTPC-L и MTPC-R) расположены далее симметрично относительно оси пучка вне магнитного поля. Они предназначены для того, чтобы охватить широкую область в передней полусфере, а также улучшить точность измерения потерь энергии.

Дополнительная меньшая камера, называемая GAP-TPC, помещается между двумя VTPC на оси пучка. Она была разработана для регистрации частиц с малыми углами вылета. Времяпроекционные камеры FTPC-1, FTPC-2 и FTPC-3 также используются для регистрации частиц под малыми углами.

Сверхпроводящие магниты генерируют магнитное поле, ориентированное вертикально, к отрицательным значениям y , чтобы искривлять траектории заряженных частиц в плоскости $x-z$ в системе координат NA61/SHINE. Иначе говоря, траектории положительно заряженных частиц изгибаются в левую сторону относительно направления пучка, а отрицательно заряженные частицы — в противоположную сторону.

Максимальное магнитное поле, генерируемое магнитом VERTEX-1, составляет 1,5 Тл, в VERTEX-2 — 1,1 Тл. Такая настройка магнитного поля используется для получения данных при наибольшем импульсе пучка в эксперименте NA61/SHINE, а именно 150А ГэВ/с. Для более низких импульсов пучка магнитное поле пропорционально уменьшается.

Базовая конструкция времяпроекционной камеры представлена на рис. 8.36. Она состоит из активного объема среды (на рис. 8.36 область серого цвета), окруженного полеобразующими электродами, — так называемой полевой клеткой, оканчивающейся катодной плоскостью на одном конце (снизу) и торцевой крышкой камеры со считывающей плоскостью на другом конце (сверху).

В физике элементарных частиц наиболее распространенными являются ТРС, заполненные газообразной средой, которая обычно основана на благородных газах (например, Ar, Ne) со вкладом так называемого гасящего газа (например, CH₄, CO₂).

Напряжение на полосках полевой клетки меняется постепенно между катодом и торцевой крышкой камеры, чтобы обеспечить возможное равномерное электрическое поле внутри активного объема.

Заряженные частицы, проходя через ТРС, ионизируют среду вдоль своей траектории. Электроны, высвобождаемые ионизацией в момент времени t_0 , создают первичные ионизационные кластеры (на рис. 8.36 показаны красными облаками), которые дрейфуют под действием электрического поля в сторону

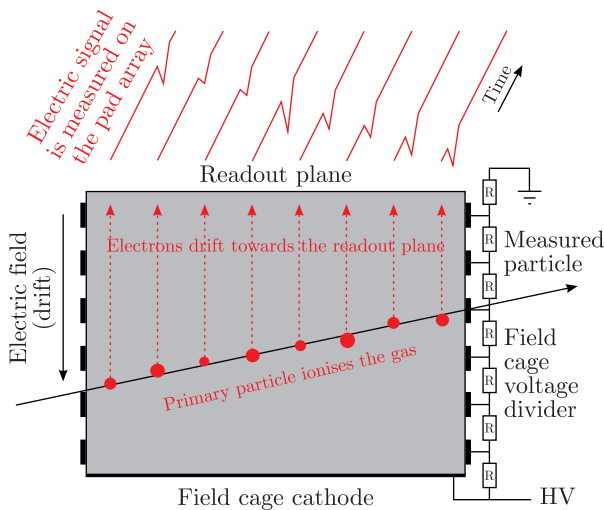


Рис. 8.36. Схема, представляющая принцип работы времяпроекционной камеры [15]

регистрирующей плоскости, на которой они обнаруживаются в момент времени t_1 .

Поскольку число первичных электронов относительно невелико (от нескольких единиц до нескольких сотен на сантиметр для релятивистских частиц), считывающей плоскости обычно предшествует секция усиления, например многопроволочная пропорциональная камера (MWPC).

Положение кластеров в плоскости отсчета известно благодаря сегментации считывающей плоскости, в то время как расстояние кластеров от этой плоскости (s) может быть получено в результате измерения времени дрейфа $\Delta t = t_1 - t_0$ при известной скорости дрейфующих электронов (v_D) в заданных условиях (состав газовой смеси, поле дрейфа, температура, давление):

$$s = \Delta t v_D.$$

Импульс, генерируемый на конкретном пэде, пропорционален энергетическому вкладу, соответствующему одному кластеру.

Средняя потеря энергии частицей является функцией скорости частицы β . Частицы с одинаковым импульсом, но разной массой будут иметь различную скорость β :

$$\beta = p/mc,$$

где p — импульс и m — масса частицы.

Поэтому измерения потерь энергии и импульса позволяют восстановить массу частицы (идентифицировать ее тип). Данные по экспериментально измеренным потерям энергии в зависимости от импульса частицы представлены на рис. 8.37. Черными линиями показана параметризация Бете–Блоха для разных типов частиц. В то время как для частиц с импульсами от 5 ГэВ/с и более кривые Бете–Блоха хорошо разделены, для частиц с импульсами до 5 ГэВ/с кривые сближаются и пересекаются друг с другом, поэтому становится трудно выделить частицы другого типа (например, протоны и каоны).

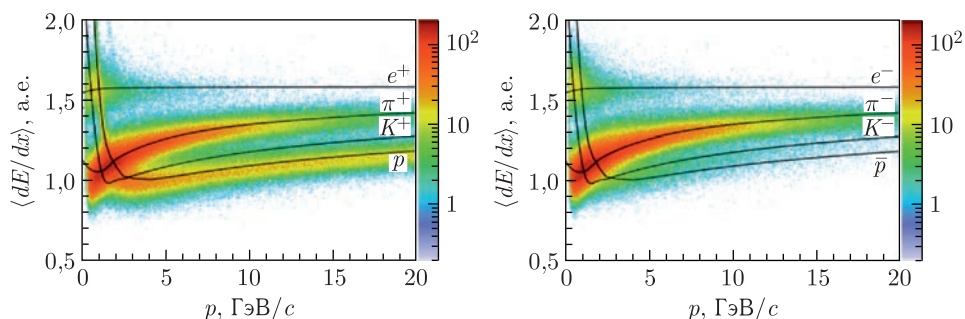


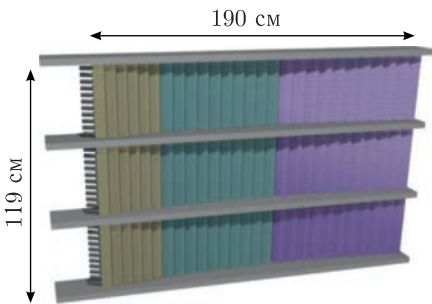
Рис. 8.37. Измеренные TPC NA61/SHINE потери энергии частиц в зависимости от импульса частиц при столкновении ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$ при 40A ГэВ/с. Каждая точка на левой гистограмме соответствует одной положительно заряженной частице, тогда как на правой гистограмме — одной отрицательно заряженной частице. Черными линиями показаны теоретические кривые Бете–Блоха для электронов, пионов, каонов и протонов

Система идентификации частиц NA61/SHINE на основе ТРС дополняется еще методом идентификации с помощью времяпролетных детекторов — детектор ТоF (Time of Flight). Система детектирования NA61/SHINE оснащена тремя детекторами ТоF, так называемыми ТоF-стенками: левыми (ТоF-L), передними (ТоF-F) и правыми (ТоF-R). ТоF-L и ТоF-R являются пиксельными детекторами, унаследованными от NA49, в то время как детектор ТоF-F был дополнительно сконструирован, чтобы расширить область регистрации.

Метод идентификации частиц ТоF основан на измерении времени пролета частиц, проводимом с помощью детекторов с высоким временным разрешением (несколько десятков пикосекунд), например сцинтилляторов. Детекторы регистрируют время прилета частиц (так называемый стоп-сигнал) относительно некоторого общего эталона, например триггера (так называемый стартовый сигнал). Масса частицы находится путем объединения информации, полученной в результате измерения времени пролета частицы $\text{tof} = t_{\text{stop}} - t_{\text{start}}$, длины трека l и импульса p :

$$m^2 = \left(\frac{p}{2}\right)^2 \left(\frac{c^2(\text{tof})^2}{l^2} - 1\right).$$

Две времяпролетные стенки в NA61/SHINE общей площадью 4,4 м² расположены сзади МТРС симметрично относительно оси пучка (см. рис. 8.35).



Размеры сцинтилляторов:

- 60 × 34 × 23 мм
- 70 × 34 × 23 мм
- 80 × 34 × 23 мм

Схематично компоновка пластиковых сцинтилляторов (ТоF-R — Bicron BC-418, ТоF-L — аналогичный сцинтиллятор производства ОИЯИ (Дубна, Россия)) представлена на рис. 8.38. Сцинтилляторы имеют параллелепипедную форму и расположены на малом расстоянии друг от друга в 33 ряда и 27 столбцов.

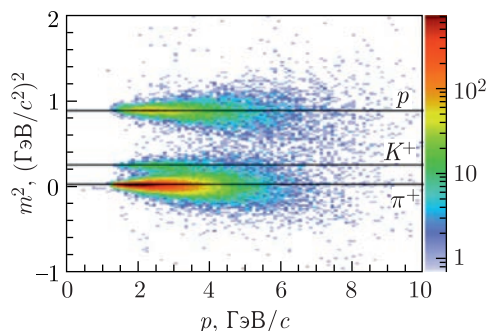
Стенка разделена на три секции (обозначены на рис. 8.38 разными цветами), состоящие из сцинтилляторов разной ширины. Сцинтилляторы имеют толщину 23 мм, высоту 34 мм и ширину 60, 70 или 80 мм. Они располагаются в соответствии с плотностями треков, поэтому наиболее узкие сцинтилляторы находятся ближе к оси. Частицы, измеренные ТоF-L/R, попадают на самую большую по размеру грань сцинтиллятора, в то время как фотоумножитель (ТоF-R: Philips

Рис. 8.38. Схема стенки ТоF-R. Компоновка стенки ТоF-L представлена в зеркальном отображении ТоF-R относительно оси пучка

XP-2972, ТоF-L: FEU-87 МЭЛЗ) приклеивается непосредственно к самой маленькой по размеру грани каждого сцинтиллятора.

Конечное разрешение измерения времени пролета составляет порядка 100 пс. Такое разрешение достаточно для разделения пионов и каонов для импульсов до 3 ГэВ/с и выше, если информация ТоF согласуется с данными измерения dE/dx . Распределение квадрата массы частицы по отношению

Рис. 8.39. Квадрат массы частиц в зависимости от импульса, измеренного ТоF-L при столкновении Ве + Ве при 40А ГэВ/с. Сплошными линиями показаны ожидаемые значения квадратов массы для различных заряженных адронов



к импульсу, измеренному при столкновениях ${}^7\text{Ве} + {}^9\text{Ве}$ при 40 ГэВ/с, представлено на рис. 8.39.

Самым дальним по пучку элементом установки является калориметр под нулевым углом PSD (Projectile Spectator Detector). Этот калориметр измеряет энергию, выделенную теми нуклонами налетающего ядра, которые не взаимодействовали при ядерном столкновении, — так называемую прямую энергию. И чем выше регистрируемая прямая энергия, тем меньше нуклонов провзаимодействовало при столкновении. Поэтому PSD используется для мечения центральных столкновений во время сбора данных на уровне триггера.

Калориметр PSD состоит из 44 модулей, охватывающих в общей сложности поперечную площадь 120×120 см. Схематичный вид PSD спереди показан на рис. 8.40 (слева). Центральная часть калориметра собрана из 16 малых модулей с поперечной площадью 10×10 см, тогда как периферийная часть PSD состоит из 28 больших модулей с поперечной площадью 20×20 см.

Каждый модуль состоит из 60 пар свинцовых пластин и сцинтилляционных пластин толщиной 16 и 4 мм соответственно, образующих структуру модуля калориметра. Принципиальная схема модуля представлена на рис. 8.40 (в центре).

Продольный размер каждого модуля (120 см) соответствует 5,7 длинам ядерного взаимодействия. Сцинтилляционный свет от каждой пластины сцинтиллятора передается волокнами со смещением длины волны (WLS) на микропиксельные лавинные фотодиоды MAPD. Каждый MAPD имеет активную область 3×3 мм с плотностью пикселей 10^3 пикселей/мм², что хорошо

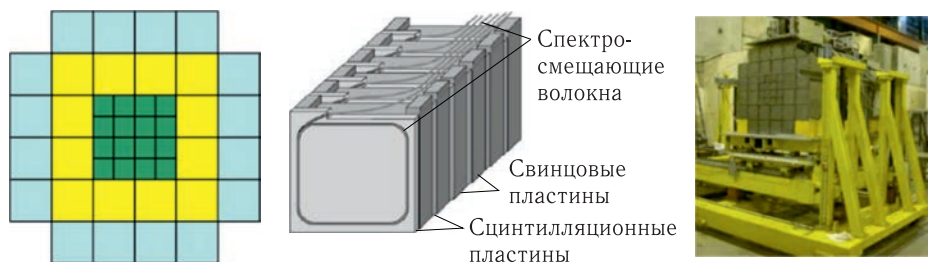


Рис. 8.40. Схематический вид PSD спереди (слева), одиночного модуля (в центре) и полностью собранного детектора (справа)

соответствует размеру пучка WLS-волокон от шести последовательных сцинтилляторов.

Сигналы от калориметра оцифровываются фронтальной электроникой. Внешний вид калориметра показан на рис. 8.40 (справа).

Список литературы к главе 8

1. *Калашникова В. И., Козодаев М. С.* Детекторы элементарных частиц. М.: Наука, 1966.
2. *Тишкин П. А.* Экспериментальные методы ядерной физики. Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1970.
3. *Заневский Ю. В.* Проволочные детекторы элементарных частиц. М.: Атомиздат, 1978.
4. *Дайон М. И., Долгошеин Б. А., Ефременко В. И., Лексин Г. А., Любимов В. А.* Искровая камера. М.: Атомиздат, 1967.
5. *Акимов Ю. К.* Детекторы ядерных излучений на основе пластических сцинтилляторов // ЭЧАЯ. 1994. Т. 25, вып. 2. С. 497–545.
6. *Акимов Ю. К.* Детекторы ядерных излучений на основе неорганических сцинтилляторов // ЭЧАЯ. 1994. Т. 25, вып. 1. С. 229–284.
7. *Зрелов В. П.* Излучение Вавилова–Черенкова и его применение в физике высоких энергий. Ч. 1 и 2. М.: Атомиздат, 1968.
8. *Джелли Дж.* Черенковское излучение и его применение. М.: Изд-во иностр. лит., 1960.
9. *Afanasiev S. et al.* The NA49 Large Acceptance Hadron Detector // Nucl. Instr. Meth. A. 1999. V. 430. P. 210–244.
10. http://nuclphys.sinp.msu.ru/experiment/detectors/det_c/cms.htm
11. <http://public.web.cern.ch>
12. <http://cms-project-cmsinfo.web.cern.ch>
13. <https://cms.cern/detector/measuring-energy/using-russian-navy-shells>
14. *Abgrall N. et al.* NA61/SHINE Facility at the CERN SPS: Beams and Detector System // J. Instrum. 2014. V. 9. P. 06005.
15. *Renfordt R.* Introduction to NA61/SHINE Time Projection Chambers. <https://indico.cern.ch/event/515331/>.

Глава 9

ИССЛЕДОВАНИЯ ПО РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ В ЛАБОРАТОРИИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ОИЯИ

Первые эксперименты, имеющие отношение к релятивистской ядерной физике, в ОИЯИ были выполнены в Лаборатории ядерных проблем в конце 1950-х гг. Схема установки, на которой проводились эти эксперименты, представлена на рис. 9.1 (слева). Работа осуществлялась под руководством Михаила Григорьевича Мещерякова (см. рис. 9.1, справа).

Измерялись импульсные спектры вторичных частиц в зависимости от величины магнитного поля отклоняющего магнита (см. рис. 9.1, 7). В результате был обнаружен процесс, заключающийся в том, что протоны с энергией 675 МэВ выбивают из различных ядер (Li, Be, C, O) наиболее слабосвязанные ядра — дейтроны [1]. Это было крайне неожиданно, так как в то время господствовало убеждение, что упругие и неупругие процессы взаимодействия быстрых протонов происходят с отдельными нуклонами, входящими в состав ядер.

Фактически зарождение релятивистской ядерной физики произошло позднее — в начале 1970-х гг., когда на синхрофазотроне Лаборатории высоких энергий ОИЯИ были ускорены первые легкие ядра — дейтроны, а директором

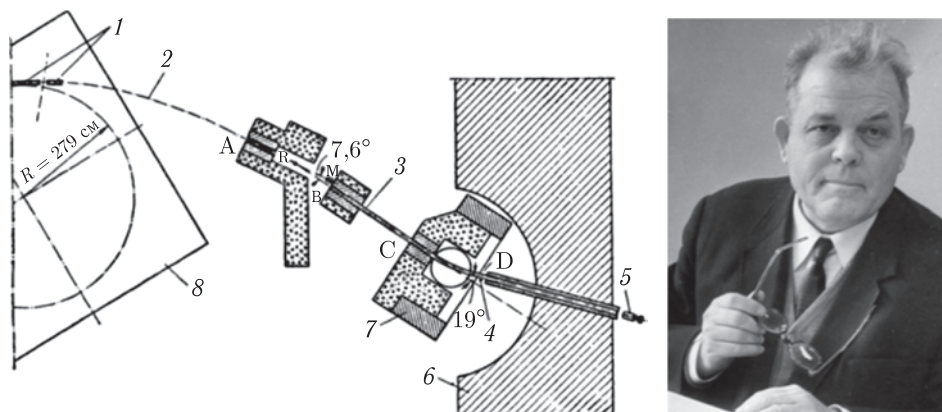


Рис. 9.1. Слева: схема установки, на которой проводились первые эксперименты в области релятивистской ядерной физики: 1 — магнитный канал; 2 — протонный пучок; 3 — вакуумная труба; 4 — вакуумный насос; 5 — телескоп счетчиков; 6 — защитная стена; 7 — магнит; 8 — камера синхротрона; R — мишень; M — мониторный счетчик; A, B, C, D — коллиматоры с щелями высотой 3 см и шириной 1, 2, 3 и 1 см соответственно. Справа: М. Г. Мещеряков — руководитель экспериментов

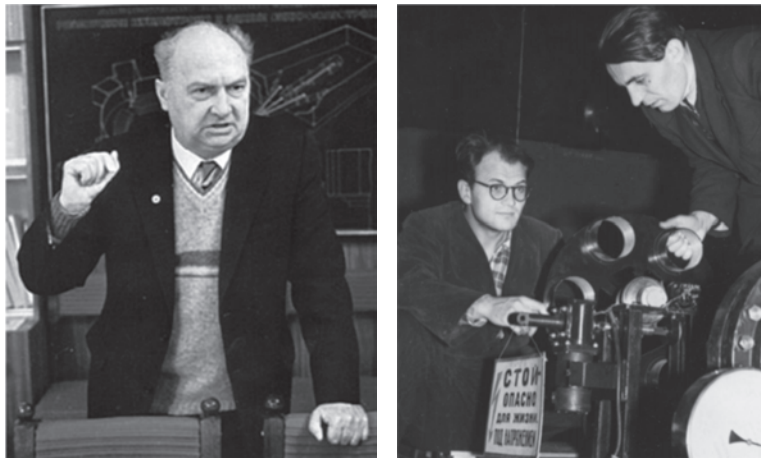


Рис. 9.2. Слева: А. М. Балдин. Справа: В. С. Ставинский (слева) с М. Ф. Лихачевым готовят эксперимент на синхрофазотроне

ЛВЭ Александром Михайловичем Балдиным была высказана идея ядерного кумулятивного эффекта (см. п. 2.1).

Экспериментальное открытие кумулятивного эффекта группой под руководством Валентина Семеновича Ставинского (рис. 9.2) и первые результаты его исследования описаны в п. 2.2.

После первых успехов по ускорению дейтронов на синхрофазотроне были ускорены более тяжелые ядра (вплоть до ядер серы), а также поляризованные дейтроны, что позволило проводить исследования в области ядерной физики широким фронтом. Большое количество физических групп подключилось к этим исследованиям.

После ввода в строй нуклотрона работа по этим исследованиям продолжилась на новом ускорителе (рис. 9.3).

На рис. 9.4 показано расположение экспериментальных физических установок на ускорительном комплексе Лаборатории высоких энергий в период перехода работы от синхрофазотрона к нуклотрону в 1993–2002 гг.

Исследования проводились в области фундаментальной науки, но также уделялось внимание прикладным вопросам. Следует отметить направления работ, выполняемых в период с 1987 по 2007 г. в ЛВЭ в области релятивистской ядерной физики. Это исследования:

- кумулятивного эффекта («Диск», «Сфера», ПИКАСО, «Маруся»);
- структуры нуклона («Стрела», НИС);
- структуры ядра («Фаза», ВЕСQUEREL, СКАН);
- влияния ядерной среды на рождение частиц («Дельта», СКАН);
- модификации ядерной материи («Фаза»);
- экзотических ядер (ГИБС, СКАН);
- поляризационных эффектов (ТПД, ПИКАСО, LNS, ALПОМ, «Стрела», «Маруся»).

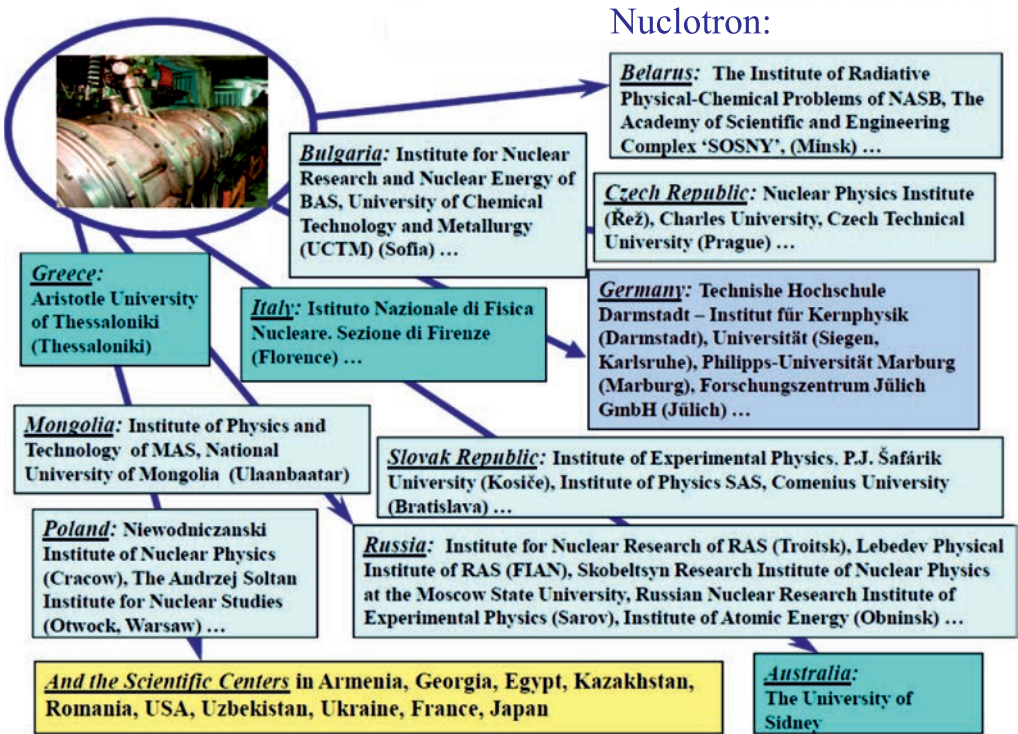


Рис. 9.3. Пользователи пучков нуклотрона после его ввода в эксплуатацию

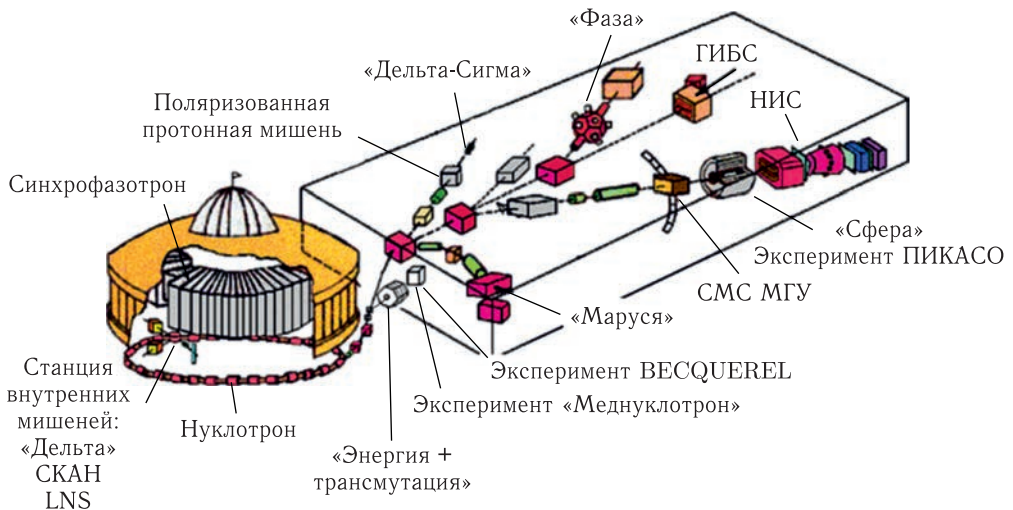


Рис. 9.4. Расположение физических установок на ускорительном комплексе синхрофазотрон–нуклотрон в переходный период работы от синхрофазотрона к нуклотрону (1993–2002 гг.)

Кроме того, велись работы в прикладных областях:

- радиобиологии (Лаборатория радиационной биологии, Институт медико-биологических проблем);
- радиационной медицины (проект «Меднуклотрон»);
- влияния радиации на электронику (эксперимент ПАМЕЛА);
- безопасной ядерной энергетики (эксперимент «Энергия + трансмутация»).

Далее приводятся некоторые результаты исследований в области релятивистской ядерной физики Лаборатории высоких энергий им. В. И. Векслера и А. М. Балдина, которые можно разделить на два направления: с обычными (неполяризованными) ядрами и поляризованными (благодаря наличию поляризованного пучка дейтронов на нуклотроне).

9.1. Эксперименты с неполяризованными ядрами

9.1.1. Установка «Диск». Исследования на установке «Диск» [1] были полностью посвящены исследованию кумулятивного эффекта. Основные физические результаты, полученные на этой установке, подробно изложены в гл. 2. Одним из самых важных результатов является экспериментальное открытие ядерного кумулятивного эффекта на первой очереди установки. Затем установка была усовершенствована и на ней были проведены детальные исследования кумулятивного эффекта, в том числе корреляционные измерения двух вторичных частиц после дополнения ее вторым плечом.

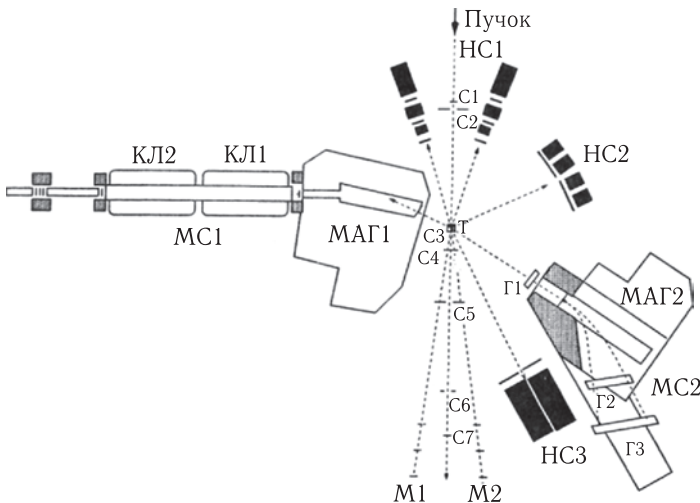


Рис. 9.5. Слева: схема установки «Диск»: МС1, МС2 — магнитные спектрометры; МАГ1, МАГ2 — отклоняющие магниты; КЛ1, КЛ2 — квадрупольные магнитные линзы; Г1–Г3 — годоскопические счетчики; С1 — пучковый счетчик; С2 — вето-счетчик; Т — мишень; С3 — счетчик взаимодействия; С4, С5 — счетчики множественности; С6 — счетчик малых углов; С7 — счетчик фрагментов; М1, М2 — левый и правый мониторы; НС1–НС3 — немагнитные спектрометры. Справа: Ю. А. Панебратцев — руководитель работ на установке «Диск»

На рис. 9.5 приведена схема усовершенствованной установки «Диск», которая представляет собой двухплечевой магнитный спектрометр. Идентификация вторичных частиц, выделенных по заряду и импульсу магнитом спектрометра МС1 с магнитом МАГ1 и квадрупольным дуплетом магнитных линз КЛ1 и КЛ2, осуществлялась по времени пролета, ионизационным потерям частиц в сцинтилляторах и интенсивности черенковского излучения частиц в твердых радиаторах (первое плечо установки). Второе плечо установки МС2 регистрировало частицы, выделявшиеся по импульсу магнитом МАГ2 и вызывавшие срабатывание сцинтилляционных годоскопических счетчиков Г1–Г3. Позднее установка была дополнена немагнитными спектрометрами НС1–НС3, назначение которых здесь рассматриваться не будет.

Работу на установке «Диск» возглавлял Валентин Семенович Ставинский, а позднее эстафету принял Юрий Анатольевич Панебратцев (см. рис. 9.5).

9.1.2. Установка «Фотон». Установка «Фотон» (рис. 9.6, слева) была создана в ЛВЭ ОИЯИ для исследования рождения новых резонансов в системах e^+e^- , 2γ , 3γ и т. д. [2]. На ней был выполнен ряд успешных экспериментов по этой тематике. После открытия кумулятивного эффекта установка «Фотон» была переориентирована на исследования в области релятивистской ядерной физики.

В частности, был проведен эксперимент по изучению выхода кумулятивных π^0 -мезонов в реакции $\pi^- + \text{Cu} \rightarrow \pi^0(180^\circ) + \dots$ и кумулятивных η -мезонов в реакции $\pi^- + \text{Cu} \rightarrow \eta(180^\circ) + \dots$ [3, 4]. Два плеча установки с искровыми камерами (рис. 9.7, справа) и черенковскими калориметрами были переориентированы в заднюю полусферу от мишени с тем, чтобы регистрировать вылет кумулятивных η -мезонов по распаду на два γ -кванта

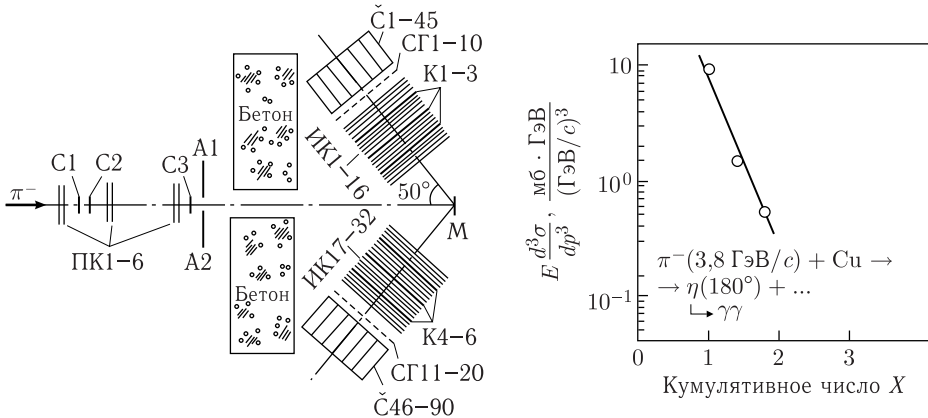


Рис. 9.6. Слева: схема расположения детекторов установки «Фотон» для изучения кумулятивного рождения η -мезонов: С1–С3 — пучковые сцинтилляционные счетчики; ПК1–ПК6 — проволочные пропорциональные камеры; ИК1–ИК32 — проволочные искровые камеры с магнитоотрицательным съемом информации; К1–К6 — латунные конвертеры толщиной 5 мм каждый; С1–С90 — черенковские счетчики с радиаторами из свинцового стекла; СГ1–СГ20 — сцинтилляционные годоскопы; М — медная мишень. Справа: зависимость инвариантного сечения выхода η -мезонов от кумулятивного числа X

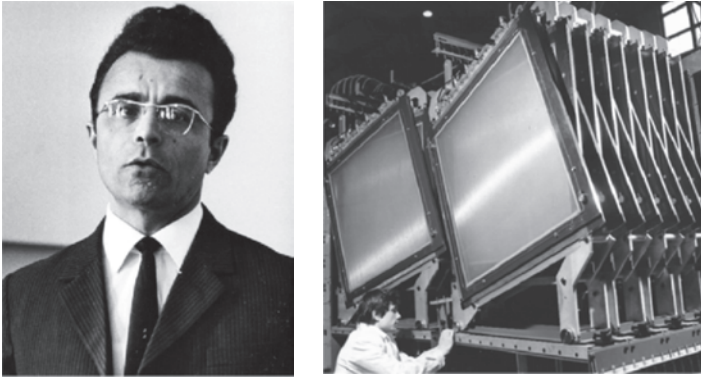


Рис. 9.7. Слева: М. Н. Хачатурян. Справа: искровые камеры установки «Фотон»

по направлению назад относительно налетающего пучка (см. рис. 9.6, слева). Результаты эксперимента, в котором впервые наблюдалось кумулятивное рождение η -мезонов, приведены на рис. 9.6 (справа). Эти данные показывают универсальность кумулятивного рождения частиц и являются крайне необходимыми для создания теории кумулятивных процессов.

Эксперимент проводился под руководством Марлена Норебеевича Хачатуряна (рис. 9.7, слева).

9.1.3. Установка «Сфера». Для более детального исследования кумулятивного эффекта в ЛВЭ в конце 1980-х – начале 1990-х гг. начали создавать установку «Сфера» с 4π -геометрией [5], схема которой приведена на рис. 9.8. Установка включала в себя две части: центральный детектор и

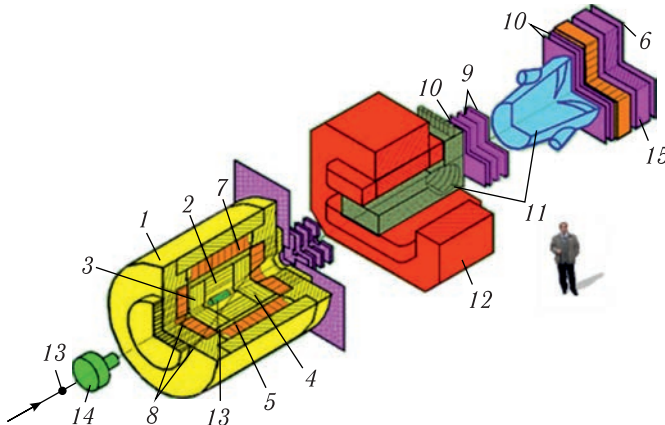


Рис. 9.8. Схема установки «Сфера»: 1 — сверхпроводящий соленоид с железным ярмом; 2 — центральная цилиндрическая дрейфовая камера; 3 — задняя дрейфовая камера; 4 — передняя дрейфовая камера; 5 — цилиндрический сцинтилляционный годоскоп; 6 — мюонный сцинтилляционный годоскоп; 7 — электромагнитный калориметр; 8 — передний и задний сцинтилляционные годоскопы; 9 — пропорциональные камеры; 10 — сцинтилляционные годоскопы; 11 — пороговые газовые черенковские счетчики; 12 — дипольный магнит; 13 — мишени; 14 — пучковый поглотитель; 15 — мюонный фильтр

передний детектор. Более детальное представление о структуре установки можно получить из подписи к рис. 9.8. Центральный детектор должен был обеспечивать регистрацию вторичных частиц, вылетающих под большими углами, а передний детектор служил для регистрации частиц, вылетающих по направлению вперед.

Однако поскольку в 1990-е гг. возникли проблемы с финансированием (кризис в стране), были созданы только передний детектор и упрощенный вариант центрального детектора (первая очередь установки). Тем не менее на созданном оборудовании была успешно проведена серия экспериментов и получен ряд важных результатов по кумулятивному рождению частиц. Установка создавалась в коллаборации с инженерами и учеными из ряда стран-участниц ОИЯИ под руководством Александра Ивановича Малахова. Позднее руководство установкой принял Анатолий Григорьевич Литвиненко. На рис. 9.9 представлены некоторые участники проекта «Сфера».

На первой очереди установки «Сфера» был выполнен цикл физических исследований взаимодействий релятивистских ядер с импульсом 4,5А ГэВ.

- Измерен показатель степени α в A^α -зависимости сечения фрагментации релятивистских дейтронов в кумулятивные π^- -мезоны на ядрах углерода, алюминия, меди и свинца [6, 7] (рис. 9.10). В области кумулятивных чисел $0,8 \leq X \leq 1,2$ получено значение $\alpha = 0,27 \pm 0,09$, существенно отличающееся от значения α в A -зависимости для случая фрагментации ядра мишени. Оно указывает на периферический характер взаимодействия между ядрами мишени и фрагментирующими дейтронами в кумулятивные пионы.

- На пучке релятивистских дейтронов и ядер углерода проводились исследования по изучению поведения спектров кумулятивных π^- -мезонов в зависимости от множественности сопровождающих заряженных частиц, фрагментирующих из ядра мишени [8]. На рис. 9.11 для примера приведено



Рис. 9.9. Участники проекта «Сфера». В нижнем ряду: А. И. Малахов (в центре), А. Г. Литвиненко (крайний справа)

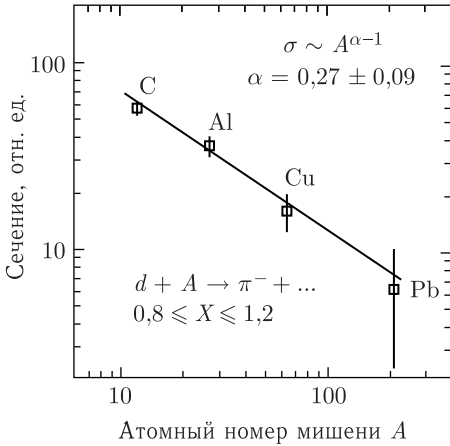


Рис. 9.10. Зависимость сечения фрагментации кумулятивных пионов от A в области кумулятивных чисел $0,8 \leq X \leq 1,2$

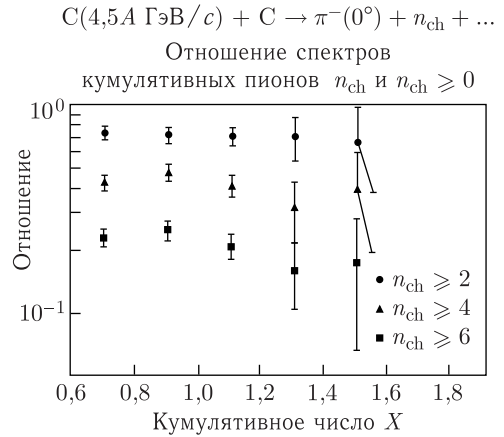


Рис. 9.11. Отношение пионных спектров на углеродной мишени при разных значениях множественности заряженных частиц n_{ch} к инклюзивному спектру

отношение пионных спектров на углеродной мишени при разных значениях множественности заряженных частиц n_{ch} к инклюзивному спектру.

В результате не наблюдалось признаков влияния значительной модификации формы спектра по отношению к инклюзивным спектрам, полученным на протонной, углеродной и свинцовой мишенях. Это указывает на слабость вклада вторичного взаимодействия в кумулятивное рождение пионов. Данные результаты являются подтверждением справедливости гипотезы предельной фрагментации, применяемой к ядерным столкновениям с высокой множественностью. Спектры кумулятивных пионов могут рассматриваться как проявление кварк-партоновой структурной функции ядра. С этой точки

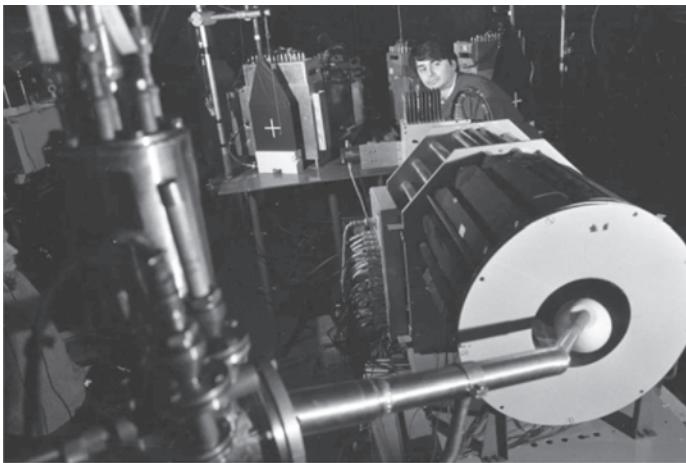


Рис. 9.12. Центральный детектор, состоящий из двух слоев сцинтилляционных счетчиков, с расположенной внутри шарообразной жидководородной мишенью

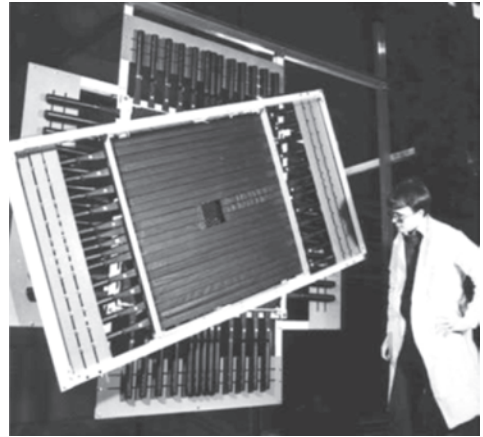
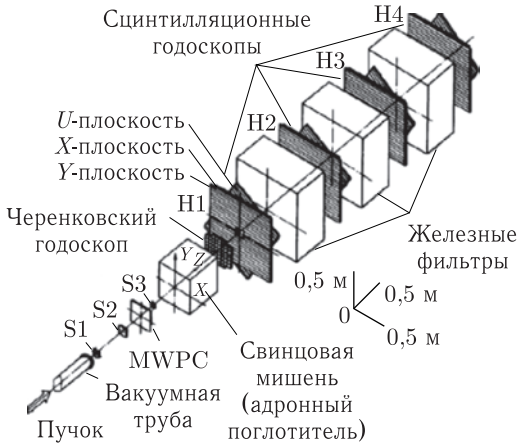


Рис. 9.13. Слева: схема установки «Сфера», собранной для эксперимента по регистрации кумулятивных мюонных пар. Пучок регистрируется пучковыми детекторами и падает на свинцовый куб размерами $0,5 \times 0,5 \times 0,5$ м. Свинцовый куб является мишенью для рождения мюонов и поглотителем для всех остальных частиц. За свинцовым кубом находятся координатные детекторы (сцинтилляционные годоскопы), прослоенные железными блоками, толщиной $0,5$ м каждый. Справа: сцинтилляционные годоскопы, используемые для измерения координат вторичных частиц

зрения данный подход позволяет «метить» сверхбыстрые кварки во фрагментирующем ядре и открывает возможность детального изучения процесса адронизации с помощью корреляционных измерений.

Измерение множественности проводилось посредством упрощенного центрального детектора, состоящего из двух слоев сцинтилляционных счетчиков, образующих цилиндрическое окружение мишени (рис. 9.12).

- Впервые в мире наблюдалось рождение кумулятивных мюонных пар при фрагментации релятивистских дейтронов в процессе $d + Pb \rightarrow \mu^+ \mu^- + \dots$ и было оценено сечение этого процесса. Специально для этого эксперимента установка была перемонтирована, как показано на рис. 9.13.

Благодаря поглощению всех частиц, кроме мюонов, в свинцовом блоке и железных поглотителях сцинтилляционные годоскопы в основном регистрировали мюонные треки. Вид такого мюонного события показан на экране дисплея (рис. 9.14).

В табл. 9.1 приведены полученные в эксперименте верхняя и нижняя оценки сечения рождения мюонных пар в области кумулятивных чисел от $0,9$ до $1,2$.

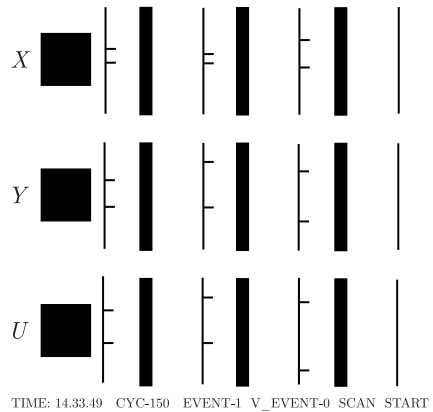


Рис. 9.14. Димюонное событие $d + Pb \rightarrow \mu^+ \mu^- + \dots$ (снимок с экрана дисплея). Показаны три проекции события (x, y, u). Черточками отмечены сработавшие счетчики сцинтилляционных годоскопов

Таблица 9.1. Экспериментально полученные верхняя и нижняя оценки сечения рождения мюонных пар

Параметр	X		
	0,9	1,0	1,2
$E(d\sigma/d^3p)$, мб/(ГэВ ² /с ³)	$(1,2-12) \cdot 10^{-3}$	$(5,0-50) \cdot 10^{-4}$	$(9,5-95) \cdot 10^{-5}$

Таким образом, впервые наблюдались мюонные пары, рожденные вне кинематического предела нуклон-нуклонных столкновений, что свидетельствует об универсальности кумулятивного рождения частиц.

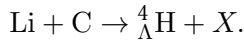
9.1.4. Установка ГИБС. На рис. 9.15 (слева) представлена схема установки ГИБС (гибридного спектрометра). Основным детектором установки служила стримерная камера, помещенная в большой дипольный магнит.

Одним из направлений исследований на установке ГИБС было наблюдение и изучение новых экзотических ядер — гиперядер [10]. Гиперядро — это такое ядро, в котором один нуклон замещен гипероном. Такие объекты предсказывались теорией, и они наблюдались на установке ГИБС.

В экспериментах использовались релятивистские пучки ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, ${}^{6,7}\text{Li}$. Были измерены времена жизни следующих гиперядер:

$${}^3_{\Lambda}\text{H}, {}^4_{\Lambda}\text{H}, {}^7_{\Lambda}\text{H}, {}^6_{\Lambda}\text{He}.$$

Использовалась типичная реакция для рождения гиперядер:



На рис. 9.15 (справа) показано событие распада образовавшегося в мишени гиперядра ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ на π^- и ядро ${}^4\text{He}$ (снимок с экрана). С рекордной точностью было определено время жизни этого гиперядра. Также наблюдался ряд других гиперядер.

Руководителями эксперимента являлись Юрис Лукстиньш, Александр Тарасович Матюшин и Валентин Тарасович Матюшин (рис. 9.16).

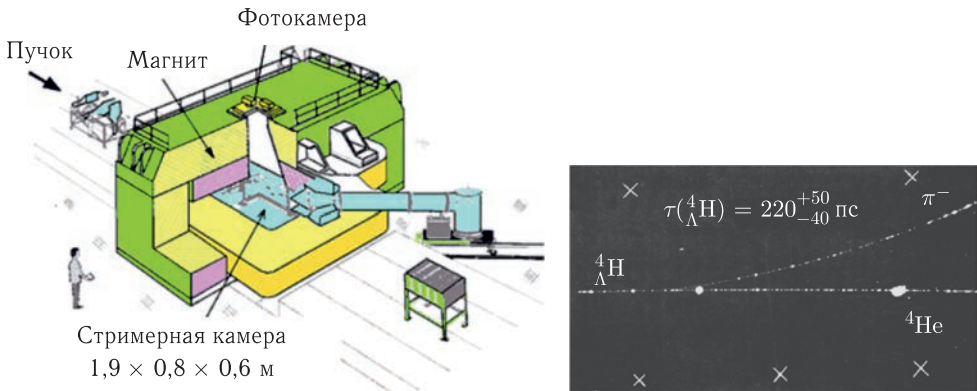


Рис. 9.15. Слева: схема установки ГИБС. Справа: событие распада гиперядра ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ на π^- -мезон и ядро гелия ${}^4\text{He}$ (снимок с экрана)



Рис. 9.16. Руководители эксперимента ГИБС. Слева направо: Ю. Лукстиньш, А. Т. Матюшин и В. Т. Матюшин

На рис. 9.17 показан общий вид стримерной камеры установки ГИБС, выдвинутой из магнита.

На установке ГИБС также было обнаружено новое явление, которое представлено на рис. 9.18 в виде зависимости, получившей название в мировой литературе «GIBS-plot» («ГИБС-плот»). Это явление означает расширение объема, из которого излучаются узкие пионные пары в $Mg-Mg$ -взаимодействиях. Профессор М. И. Подгорецкий предложил способ измерения скорости (и размеров) источника частиц интерференционным методом. Данный метод позволяет получить прямое экспериментальное доказательство нестационарности объема генерации пионов. Это доказательство было впервые получено на установке ГИБС в ЛВЭ для центральных $Mg-Mg$ -взаимодействий при импульсе 4,4 ГэВ/с [11]. Из экспериментальных данных видно, что пионы из разных областей кинематического спектра испускаются различными элементами источника, находящимися в движении относительно друг друга.

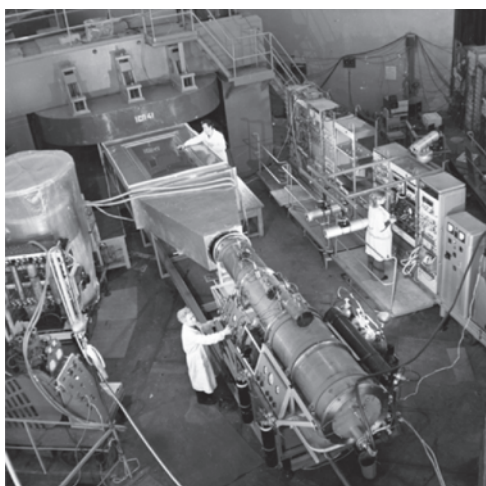


Рис. 9.17. Стримерная камера установки ГИБС

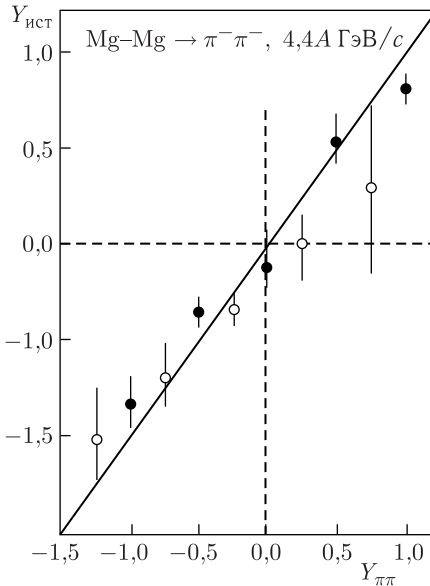


Рис. 9.18. Корреляция быстро́т элементов объема $Y_{\text{ист}}$, излучающего пионы, и быстро́т пионных пар $Y_{\pi\pi}$ в продольном (светлые кружки) и поперечном (черные кружки) направлениях относительно оси реакции в системе покоя Mg–Mg («ГИБС-плот»)

9.1.5. Установка «Фаза». На пучках синхрофазотрона, а затем и нуклотрона работала установка «Фаза» для изучения в 4π -геометрии тепловой мультифрагментации — нового многотельного типа распада горячих ядер, взрывоподобного процесса, сопровождающегося множественной эмиссией фрагментов промежуточной массы [12]. Это явление было доказано коллаборацией «Фаза». Как заметил в одной из статей, посвященных описанию эксперимента, его руководитель Виктор Александрович Карнаухов (рис. 9.19), ситуация похожа на задачу криминалиста, который реконструирует обстоятельства катастрофы по обломкам. Процесс трактуется авторами эксперимента как фазовый переход первого рода жидкость–туман, происходящий при температуре $T_{\text{жт}} = 5\text{--}7$ МэВ. Горячее ядро, расширяясь за счет теплового давления, попадает в область фазовой неустойчивости (спинодальную область). В результате флуктуаций плотности однородная ядерная система распадается на ансамбль, состоящий из капелек и ядерного газа.

Для образования горячих ядер используются ядерные реакции на тяжелых ионах. Однако в этом случае нагрев сопровождается значительным сжатием, вращением и деформацией системы. Картина упрощается, если использовать легкие пучки (протонов, гелия) с релятивистской энергией. Проходя через ядро-мишень, протон испытывает соударения с нуклонами, что вызывает внутриядерный каскад. Быстрые частицы вылетают наружу, медленные — застревают в ядре-остатке, нагревая его. Это уникальный способ получения горячих ядер, энергия возбуждения которых практически целиком тепловая. Разогретый и расширившийся остаток ядра разваливается, испуская нуклоны и фрагменты. Это обеспечивает наиболее чистые условия для изучения ядерной термодинамики при высоких температурах. Именно такой способ нагрева используется на установке «Фаза», чтобы изучать тепловую мультифрагментацию.

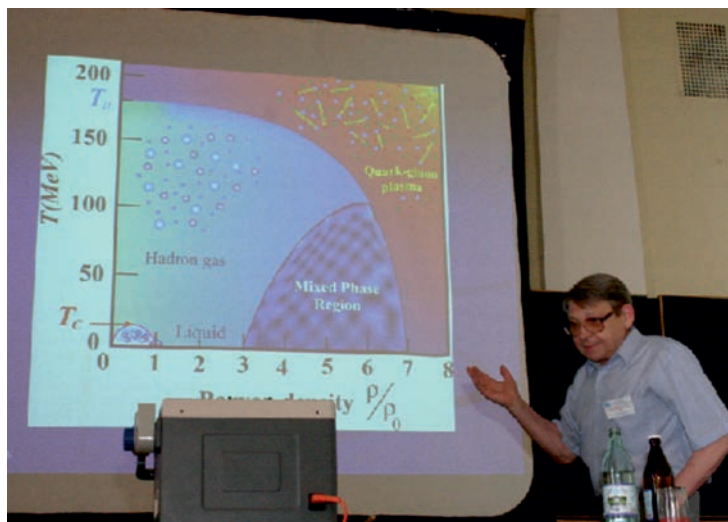


Рис. 9.19. В. А. Карнаухов выступает с докладом по результатам эксперимента «Фаза»

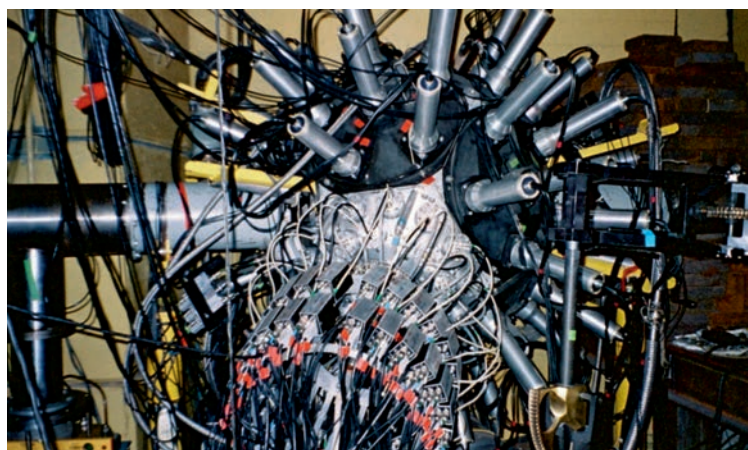


Рис. 9.20. Установка «Фаза»

Вакуумная камера установки имеет сферическую геометрию (рис. 9.20). В центре находится мишень из золота толщиной 0,5 мкм. Золото — популярный материал для мишеней благодаря его химической чистоте и возможности изготовления из него очень тонкой фольги. Тонкая мишень необходима, чтобы не исказить энергетический спектр фрагментов, имеющих небольшой пробег в веществе. Вокруг мишени расположены детекторы двух типов. Во-первых, это 25 телескопов-спектрометров, в которых с помощью ионизационной камеры определяется удельная ионизация частицы, вылетающей из мишени (ΔE). За камерой располагается полупроводниковый детектор, измеряющий полную энергию частицы (E). Зная эти параметры, можно однозначно найти заряд

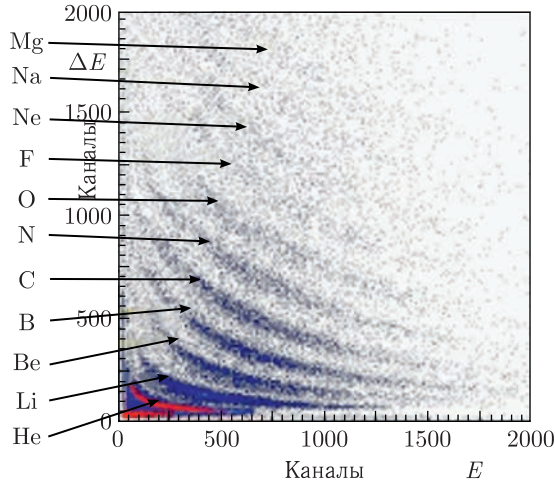


Рис. 9.21. Двумерный ($\Delta E-E$) спектр фрагментов из реакции $d + Au$ при энергии 4,4 ГэВ

частицы (Z), т.е. тип регистрируемого фрагмента, его порядковый номер (рис. 9.21).

Установка «Фаза» оснащена 58 сцинтилляционными счетчиками с пленками CsI(Tl) толщиной 50 мкм, составляющими детектор множественности, который одновременно регистрирует количество и пространственное распределение фрагментов. Информация поступает по 205 каналам электроники. Установка позволяет измерять распределения событий по множественности фрагментов, их энергетические спектры, угловые и зарядные распределения, корреляции по относительному углу и скорости. В конце 1990-х гг. с помощью этой установки была проведена серия экспериментов, по результатам которых сделан вывод, что тепловая мультифрагментация суть фазового перехода жидкость–туман.

Первые эксперименты на установке «Фаза» показали, что при соударении протонов, обладающих энергией более 2 ГэВ, с золотой мишенью наблюдается множественная эмиссия фрагментов. Это вызвало много вопросов, в частности: действительно ли горячее ядро под действием теплового давления расширяется, попадает в область фазовой неустойчивости и только после этого распадается на фрагменты? Ключевой вопрос: какова временная шкала множественной эмиссии фрагментов? Испускаются ли фрагменты независимо и последовательно (тогда это просто еще одно проявление уже известного испарения частиц из ядра) или это совершенно новый взрывоподобный процесс — многотельный распад, когда фрагменты возникают практически одновременно? Как сильно должно быть нагрето ядро, чтобы произошел этот процесс? Возможны ли другие фазовые переходы в ядре? Расчеты, эксперименты и анализ данных позволили сделать ряд фундаментальных выводов.

В этих экспериментах установлена величина критической температуры для фазового перехода жидкость–газ: $T_{жг} = (17 \pm 2)$ МэВ. При критической температуре исчезает поверхностное натяжение на поверхности ядра (по аналогии с нагреванием стакана с водой). При описании поведения более

холодных систем очень важно знать величину $T_{жг}$, так как этот параметр определяет, как быстро поверхностное натяжение уменьшается при нагреве ядра. То, что температура системы при развале на фрагменты меньше критической $T_{жг}$, — веский довод в пользу того, что процесс происходит в так называемой спиноподобной области.

Время жизни ядра, попавшего в спиноподобную область, очень короткое. Оно равно примерно $2 \cdot 10^{-22}$ с. Это впервые было установлено в данном эксперименте путем анализа угловых корреляций фрагментов. Отметим, что время пребывания ядерной системы в состоянии кварк-глюонной плазмы оценивается как в десять раз более короткое.

Таким образом, на установке «Фаза» были получены важные результаты [13], некоторые из которых приведены ниже.

- Впервые экспериментально доказано, что для горячих ядер ($E^* > 300$ МэВ), получаемых на релятивистских легких пучках (протонов, дейтронов, α -частиц), испарение частиц сменяется процессом тепловой ядерной мультифрагментации. Это новый тип распада возбужденных ядер, при котором происходит множественная эмиссия фрагментов промежуточной массы. Они тяжелее α -частиц, но легче осколков деления ($2 < Z < 20$).

- Установлено, что процесс распада — «взрывного» типа и происходит за время $\tau_{ем} \approx 10^{-22}$ с (40 Фм/с). Такое короткое время впервые установлено путем тонкого анализа корреляции генетически связанных фрагментов по относительной скорости (рис. 9.22).

- Сделан весьма существенный вклад в проблему фазовых переходов в горячих ядрах. Доказано, что тепловая мультифрагментация является фазовым переходом (I рода) жидкость–туман. Горячее ядро, расширяясь за счет теплового давления, попадает в область фазовой неустойчивости (спиноподобную область). В результате флуктуаций плотности гомогенная ядерная система распадается на ансамбль, состоящий из капелек (фрагментов) и ядерного газа (нуклонов). Это «ядерный туман», который разлетается под действием кулоновских сил и регистрируется как мультифрагментация.

- Определена типичная температура процесса $T_{жг} = 4\text{--}6$ МэВ, которая существенно меньше, чем критическая температура $T_{жг}$ для фазового перехода жидкость–газ. Величина $T_{жг}$ определена путем анализа зарядового распределения фрагментов, возникающих при соударениях p (8,1 ГэВ) + Au: $T_{жг} = (17 \pm 2)$ МэВ. Отметим, что в течение многих лет была драматическая разница между этим значением

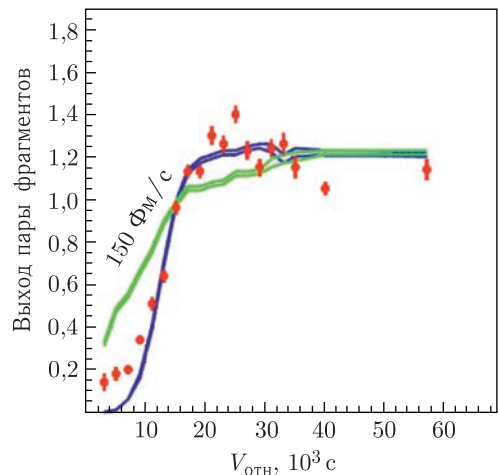


Рис. 9.22. Выход пары фрагментов, возникающих при соударениях d (4,4 ГэВ) + Au, в зависимости от относительной скорости: точки — эксперимент; кривые — расчет для одновременного вылета фрагментов и со сдвижкой в 150 Фм/с

и тем, которое получали в других экспериментах. Недавно это противоречие было разрешено в пользу значения, определенного в эксперименте «Фаза».

Предполагаемая фазовая диаграмма ядерного вещества показана в координатах температура–плотность на рис. 9.23. Последняя дана в единицах нормальной ядерной плотности, и основному состоянию ядра отвечает точка при температуре $T = 0$ и плотности, равной единице.

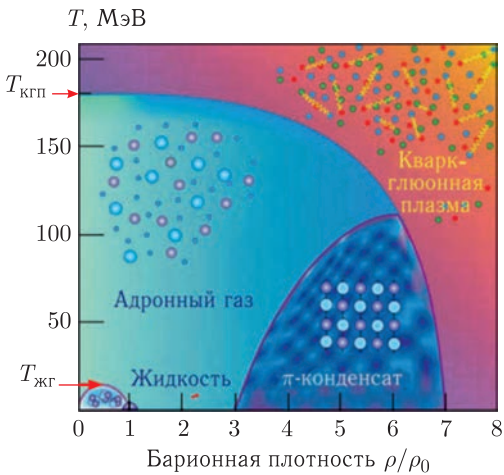


Рис. 9.23. Предполагаемая фазовая диаграмма ядерного вещества. На оси ординат показаны две критические температуры: $T_{жг}$ для фазового перехода жидкость–газ и $T_{кпг}$, соответствующая переходу в кварк-глюонную плазму

при температуре $T = 0$ и плотности, равной единице. При уплотнении ядра более чем в 3 раза и температурах, не превышающих нескольких десятков мегаэлектронвольт, в соответствии с предсказаниями академика А. Б. Мигдала возможно появление необычного состояния, в котором помимо нейтронов и протонов присутствует конденсат π -мезонов. Ядерное вещество приобретает упорядоченную структуру, аналогичную кристаллической. Поиски сверхплотных ядер, которые по такой схеме могли бы образоваться при соударении ядер, пока не привели к успеху. При еще больших плотностях и температурах возможен фазовый переход в кварк-глюонную плазму, когда кварки, входящие в состав барионов и мезонов, освобождаются и свободно перемещаются по всему объему

ядра, обмениваясь глюонами (см. п. 4.1). На рис. 9.23 область фазового перехода жидкость–газ находится в левом нижнем углу. Это область пониженной ядерной плотности. Хотя она занимает небольшое место на диаграмме, но достаточно важна для понимания строения материи.

Весьма интересно отметить астрофизический аспект рассмотренного явления. Во время катастрофического коллапса звездного материала, приводящего к взрыву сверхновой, ядерный газ конденсируется в жидкую фазу. В этом фазовом переходе образуется гигантское ядро — нейтронная звезда, объект с массой Солнца и радиусом порядка 10 км. У такого ядра много общего с обычным атомным ядром при температуре 5–10 МэВ. По плотности атомные ядра и нейтронные звезды близки, и свойства ядерной жидкости и звездной похожи. Различия имеются в размерах и составе: в ядре примерно в равной степени представлены нейтроны и протоны, в нейтронной звезде доминируют нейтроны. Ядерный фазовый переход жидкость–газ — по существу тот же самый процесс, который происходит внутри сверхновой, только идущий в обратном направлении. Поэтому изучение первого — уникальная возможность получить в лабораторных условиях информацию, весьма существенную для понимания динамики сверхновых.

9.1.6. Установка СКАН. Все атомные ядра, естественно встречающиеся в природе, как стабильные, так и нестабильные, состоят из протонов и нейтронов. Однако при воздействии на обычные атомные ядра элементарных частиц высоких энергий могут возникать нестабильные ядра другой природы — с другими составными элементами. С существованием таких ядер ученые столкнулись по мере развития исследований по физике элементарных частиц.

Первым примером стали гиперядра (см. п. 9.1.4). В них один из нуклонов заменен на гиперон. Нуклоны и гипероны и более тяжелые барионные образования имеют сходную внутреннюю структуру. Все они являются составными системами, построенными как различные комбинации из трех более простых элементарных частиц — кварков. Замена одного кварка в Λ -гипероне по сравнению с нейтроном не столь радикальна, чтобы повлиять серьезно на межчастичные взаимодействия. Поэтому и неудивительно, что гиперон может удерживаться в ядре, хотя некоторое ослабление силы взаимодействия происходит.

Не меньший интерес для изучения тонких деталей взаимодействия различных частиц, способных к сильным взаимодействиям (их общее название — адроны), могут представлять ядра, в состав которых входят мезоны, являющиеся частицами небарионной природы. Мезоны, представители второй важной группы из числа адронов, в отличие от барионов построены не из трех кварков, а из двух (кварка и антикварка) или их комбинаций.

Рассмотрим ситуацию с η -мезоном. Эта мезон — нейтральная частица. Его масса составляет 548 МэВ, время жизни $5 \cdot 10^{-19}$ с. Такое время жизни, хотя и малое, все же на четыре порядка больше, чем ядерные времена (10^{-23} с), и в этом плане достаточное, чтобы зафиксировать существование частицы внутри ядра. Самый главный вопрос: достаточны ли силы взаимодействия η -мезона с нуклонами, чтобы удержать его внутри ядра в течение времени его жизни?

То, что это возможно, стало ясно из экспериментов по рождению η -мезона в реакциях типа $\pi + N \rightarrow \eta + N$, $\gamma + N \rightarrow \eta + N$ (здесь N — обозначение любого из нуклонов, γ — фотон). Рождающиеся η -мезоны взаимодействуют с нуклонами в конечном состоянии, и из полученных данных можно извлечь сведения о характере этого взаимодействия. Таким образом, в 1986 г. возникло предположение о существовании η -мезонных ядер. Термин « η -мезонные ядра» был введен в работе [14] Л. Лиу и К. Хайдером, проведшими необходимый теоретический анализ, который показал, что условия существования η -мезонных ядер могут реализоваться для ядер с атомным числом $A \geq 11$.

Был проведен ряд экспериментов (в Брукхейвенской и Лос-Аламосской лабораториях), но они не дали положительных результатов.

В основу исследований по изучению η -мезонных ядер, предпринятых в Физическом институте им. П. Н. Лебедева (ФИАН), было положено предложение по использованию фотонных пучков. Этот подход в конечном счете и привел к успеху.

Важно отметить, что в отличие от зарубежных исследований по поиску η -ядер, упомянутых выше, в планируемом эксперименте была учтена возможная эволюция медленных η -мезонов, рождаемых γ -квантами, кото-

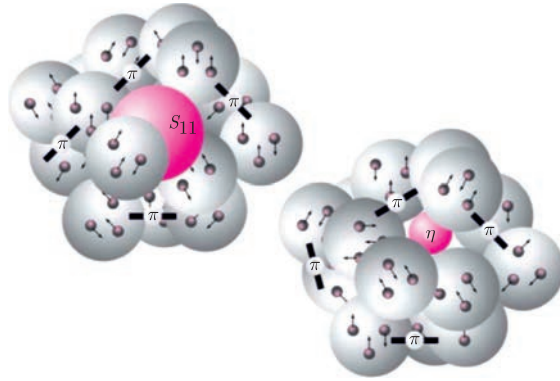


Рис. 9.24. Два состояния η -мезонного ядра: с $S_{11}(1535)$ -нуклонным резонансом внутри ядра (слева) или η -мезоном в ядре (справа). Оба состояния переходят друг в друга за время $\Delta\tau \approx 0,8 \cdot 10^{-23}$ с вследствие процесса $\eta N \rightarrow S_{11} \rightarrow \eta N$

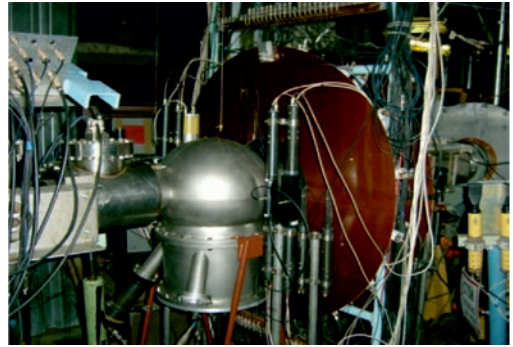
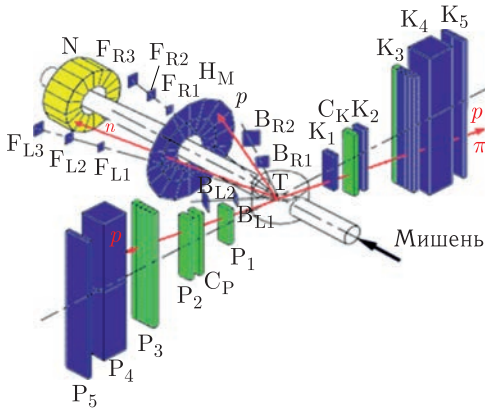


Рис. 9.25. Слева: схема установки SKAN на станции внутренних мишеней нуклотрона. Установка включает в себя два плеча (P и K), расположенных слева и справа от мишени T. В состав установки входят: H_M — две кольцевые сборки сцинтилляционных счетчиков; P_1 – P_5 , K_1 – K_5 — сцинтилляционные счетчики различных размеров; C_P , C_K — пороговые черенковские счетчики; B , $F_{L,R1}$ – $F_{L,R3}$ — сцинтилляционные счетчики, N — нейтронный детектор. Справа: станция внутренних мишеней на нуклотроне

рая ведет к созданию в ядре новых образований с заданной массой — $S_{11}(1535)$ -резонансов (рис. 9.24).

Для уверенного подтверждения существования η -мезонных ядер в ЛВЭ ОИЯИ на установке SKAN (спектрометре кумулятивных адронов на нуклотроне) проводилась работа по обнаружению этих экзотических ядер на пучках релятивистских дейтронов.

Схема установки SKAN приведена на рис. 9.25 (слева). Установка расположена на станции внутренних мишеней нуклотрона [15]. Со стороны ЛВЭ ОИЯИ эксперимент возглавил Сергей Владимирович Афанасьев, вторым руководителем из ФИАН был Гарри Арсентьевич Сокол (рис. 9.26).



Рис. 9.26. С. В. Афанасьев (слева) и Г. А. Сокол (справа)

В основу эксперимента по поиску η -мезонных ядер положена следующая схема, формируемая в реакции вида

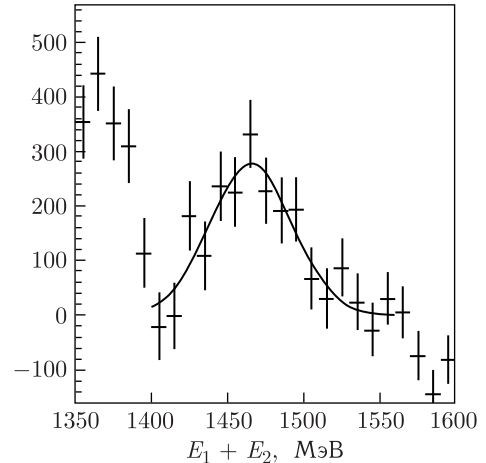
$$p + A \rightarrow (A - 1)_\eta + n + p,$$

$$\eta + N \rightarrow S_{11}(1535) \rightarrow \eta + N \rightarrow S_{11}(1535) \rightarrow \dots \rightarrow S_{11}(1535) \rightarrow \pi + N.$$

Для таких пар (πN) возникает корреляция как по углу разлета ($\theta_{\pi N}$), так и по энергиям компонентов (πN)-пары. Поскольку имеющийся у $S_{11}(1535)$ небольшой импульс ориентирован изотропно, то $\langle \theta_{\pi N} \rangle \approx 180^\circ$, а энергии компонентов равны $\langle E_\pi \rangle \approx 350$ МэВ, $\langle E_N \rangle \approx 100$ МэВ. Именно такие события были зарегистрированы в эксперименте [15]. Регистрация такого состояния возможна по продуктам распада $S_{11}(1535)$ -резонанса на (πp)-пару, и эти частицы легко регистрируются.

Заряженные частицы идентифицируются тремя измеряемыми величинами: ΔE — энергетическими потерями на единицу длины, измеренными всеми счетчиками, ТоF — временем пролета между $P_1(K_1)$ и $P_3(K_3)$ и E — суммой сигналов последовательно сработавших счетчиков. Протоны и пионы хорошо идентифицируются, и вклад протонов в пионный выход — менее 5%. Пороговые черенковские счетчики подавляют вклад в 10 раз.

На рис. 9.27 приведен спектр эффективных масс протонов и пионов, указывающий на существование η -мезонных ядер.

Рис. 9.27. Спектр эффективных масс протонов и пионов, указывающий на существование η -мезонных ядер

9.1.7. Эксперимент BECQUEREL. В эксперименте BECQUEREL использован старый, но надежный метод регистрации частиц — с помощью ядерных фотоэмульсий. Этот метод существенно уступает электронным методам по статистике, однако до сих пор имеет рекордную координатную точность регистрации треков заряженных частиц, что делает его уникальным для поисковых экспериментов [16].

Одна из задач эксперимента BECQUEREL — изучение кластерной структуры ядер (рис. 9.28). На нуклотроне созданы уникальные вторичные пучки релятивистских ядер, в том числе радиоактивных, которые не существуют в природе. Их изучение проводится широким фронтом в рамках проекта BECQUEREL.

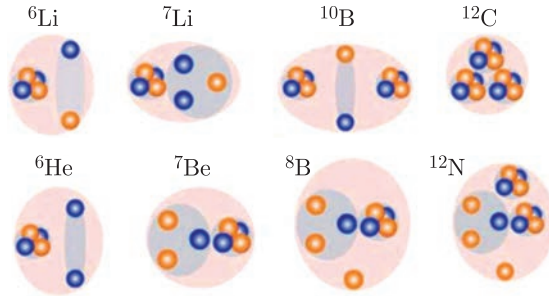


Рис. 9.28. Схема, поясняющая кластеризацию ядер



Рис. 9.29. П. И. Зарубин (слева) и К. Д. Толстов (справа)

Руководит проектом Павел Игоревич Зарубин, который принял эстафету исследований с помощью ядерных эмульсий от Константина Дмитриевича Толстова (рис. 9.29).

На рис. 9.30 представлен снимок с дисплея спектров вторичных частиц ${}^3\text{He}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^{10}\text{C}$, рожденных от углеродного пучка ${}^{12}\text{C}$ нуклотрона. Пример взаимодействия ядра железа ${}^{56}\text{Fe}$ в ядерной эмульсии приведен на рис. 9.31.

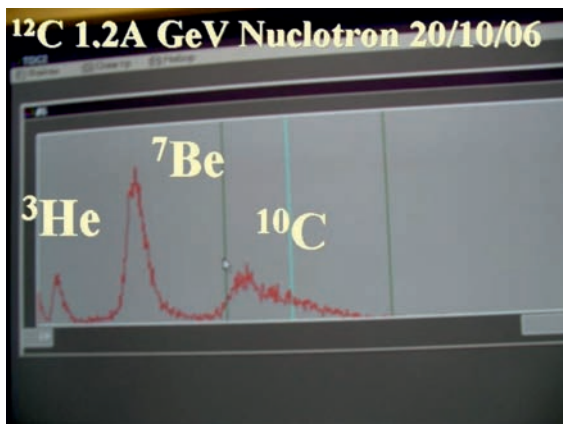


Рис. 9.30. Спектры вторичных частиц, рожденных от углеродного пучка ^{12}C нуклотрона (снимок с дисплея)

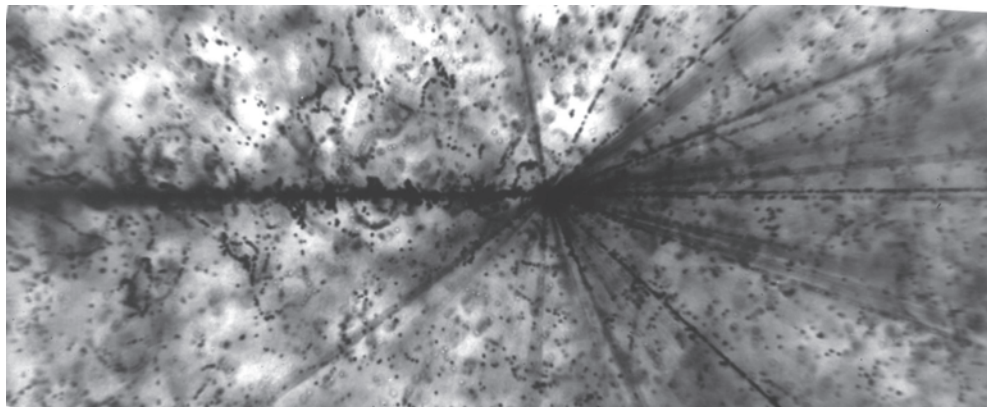


Рис. 9.31. Взаимодействие ядра железа ^{56}Fe с кинетической энергией 1А ГэВ из пучка, выведенного из нуклотрона, в ядерной эмульсии

Фрагментация релятивистских ядер, наблюдаемая в ядерной эмульсии, служит источником набора легчайших ядер, представляющих интерес для современной ядерной физики и ядерной астрофизики. Ядерные эмульсии позволяют изучать образование таких ядер с рекордным угловым разрешением. Самые первые исследования взаимодействий релятивистских ядер были проведены в конце 1940-х гг. при анализе слоев ядерной эмульсии, облучавшихся в стратосфере. Тогда же были обнаружены события развала ядер космического происхождения, содержащих группы следов релятивистских α -частиц, сконцентрированных в узком угловом конусе. Как природное явление они отражают α -частичную кластеризацию в ядерной структуре, исследуемую до настоящего времени.

В 1970-х гг. начали облучать стопки ядерных эмульсий легкими ядрами на синхрофазотроне (ОИЯИ) и ускорителе Bevalac (LBL), а в 1990-х гг. — средними и тяжелыми ядрами на AGS (BNL) и SPS (ЦЕРН).

С начала 2000-х гг. метод ядерных эмульсий применяется на нуклотроне ОИЯИ в эксперименте BECQUEREL для изучения в рамках релятивистского подхода кластеризации легких стабильных и радиоактивных ядер. Изучались особенности изотопов ${}^7,9\text{Be}$, ${}^{8,10,11}\text{B}$, ${}^{10,11}\text{C}$, ${}^{12,14}\text{N}$, измерялись вероятности каналов их диссоциации.

Большой интерес вызывает возможность исследования существования так называемого состояния Хойла в ядре ${}^{12}\text{C}$. По-видимому, благодаря этому состоянию и произошла жизнь на Земле. Дело в том, что зарождение жизни обязано наличию ядер углерода. Происхождение углерода в нашей Вселенной связано со следующим процессом. Когда в звездах средней величины, таких как Солнце, начинает заканчиваться водород, из которого синтезируется гелий, их внешние слои расширяются и краснеют, а ядра сжимаются. Во время сжатия ядра гелия (α -частицы), содержащие по два протона и два нейтрона, сжимаются вместе так сильно, что превращаются в ядра атома из четырех протонов и четырех нейтронов — ${}^8\text{Be}$. До того, как бериллий распадается обратно на две α -частицы, третья α -частица иногда проникает в него и сливается с ним, в результате образуется возбужденное ядро ${}^{12}\text{C}$ (состояние Хойла). В дополнение к обычным для углерода шести протонам и шести нейтронам в этом состоянии содержится и дополнительная энергия.

Ядро в состоянии Хойла почти всегда распадается на бериллий и α -частицу. Но один раз из 2500 этот раздутый углерод переходит в стабильное состояние, излучая лишнюю энергию в виде γ -квантов (рис. 9.32).

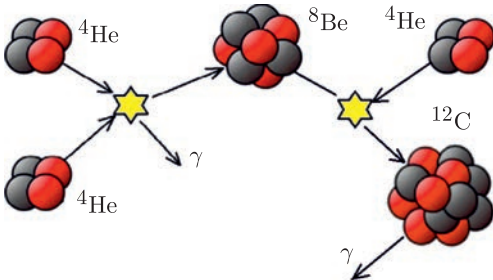


Рис. 9.32. Схема ядерных превращений, поясняющая образование ядра ${}^{12}\text{C}$

Созданные ядра ${}^{12}\text{C}$ формируют другие элементы таблицы Д.И. Менделеева. Некоторые остаются в неизменном виде, а некоторые, сливаясь с другой α -частицей, образуют кислород. Одни кислородные ядра теряют протон и превращаются в азот. Другие сливаются еще с одной α -частицей и превращаются в неон и т. д. Если звезда заканчивает свою жизнь взрывом сверхновой, то она разбрасывает все вновь созданные элементы в космос и они становятся кирпичиками будущих солнечных систем.

В эксперименте BECQUEREL продемонстрирована возможность наблюдения состояния Хойла в ядре ${}^{12}\text{C}$ [17]. На рис. 9.33 представлено распределение по энергии возбуждения α -троек $Q_{3\alpha}$ для процесса ${}^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при импульсах 4,5А и 1А ГэВ/с. Энергия возбуждения определяется следующим образом:

$$Q_{3\alpha} = \sqrt{3m_\alpha^2 + \sum_{i \neq j} (E_{\alpha_i} E_{\alpha_j} - P_{\alpha_i} P_{\alpha_j} \cos \theta_{2\alpha})} - 3m_\alpha,$$

где E_α — энергия α -частиц; p_α — импульс α -частиц; m_α — масса α -частиц.

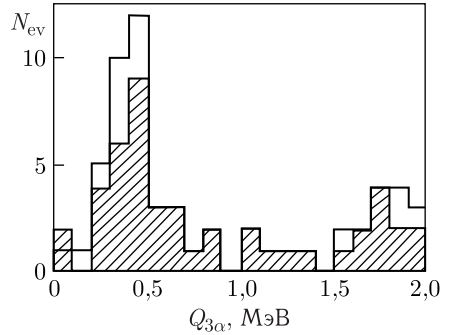


Рис. 9.33. Распределение по энергии возбуждения α -троек $Q_{3\alpha}$ в диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при импульсах 4,5А ГэВ/с (заштриховано) и 1А ГэВ/с (без штриховки)

Видно существование пика в области $Q_{3\alpha} < 1$ МэВ, в которой происходят распады от состояния Хойла. Для событий при 4,5А ГэВ/с среднее значение в пике равно (441 ± 34) кэВ, а при 1А ГэВ/с — (346 ± 28) кэВ. Это совпадает со значениями, которые должны быть в случае наблюдения состояния Хойла.

9.1.8. Установка «Дельта». Интересные исследования проводились на установке «Дельта», схема которой приведена на рис. 9.34.

На рис. 9.35 представлены результаты измерений выходов пионов в зависимости от энергии пучков протонов и дейтронов на различных ядрах в области энергии 300–400А МэВ. Хорошо видно усиление выхода пионов на более тяжелых ядрах Си и Ag, в то время как на более легких ядрах Al и C эффект отсутствует [18]. Таким образом, это явно ядерный эффект.

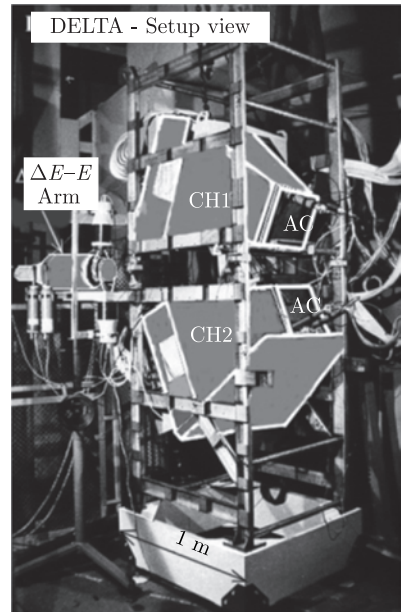
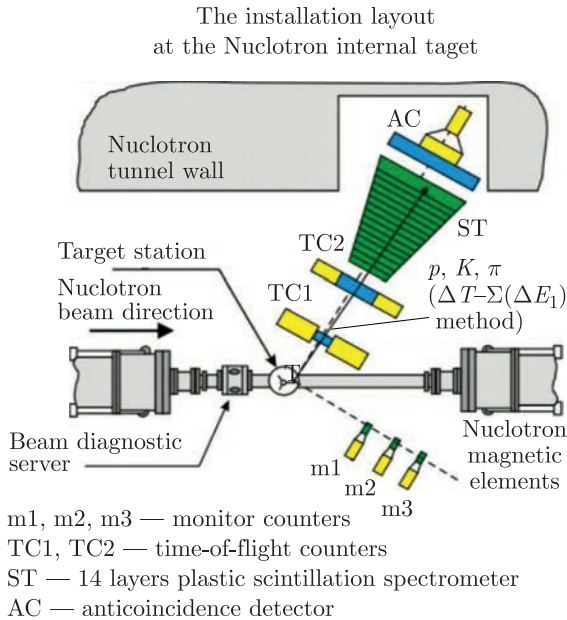


Рис. 9.34. Схема (слева) и внешний вид (справа) экспериментальной установки «Дельта»

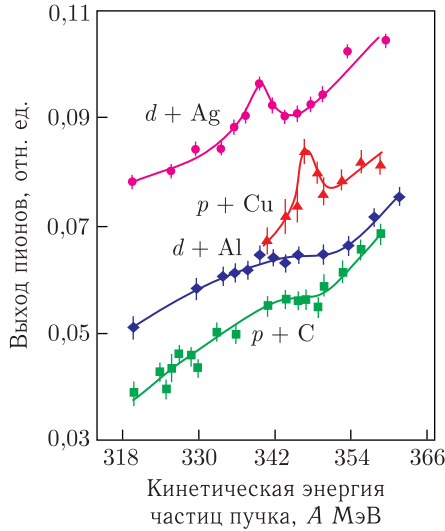


Рис. 9.35. Выход пионов в результате взаимодействия дейтронов и протонов с различными ядрами в зависимости от энергии налетающих частиц. Хорошо виден повышенный выход пионов в области энергии частиц пучка 335–355 А МэВ



Рис. 9.36. Руководители эксперимента «Дельта». Слева: А. Б. Курепин. Справа: В. А. Краснов (стоит справа) с А. Ливановым

Эксперимент возглавляли Алексей Борисович Курепин (ИЯИ РАН, Москва) и Владимир Александрович Краснов (рис. 9.36).

9.1.9. Установка «Кристалл». Первым вариантом установки «Кристалл» руководил Э. Н. Цыганов, и на ней (еще на синхрофазотроне) было открыто явление каналирования протонов в изогнутом монокристалле кремния [19]. Позднее элементы этой установки были применены в экспериментах на нуклотроне, на котором в 2005 г. наблюдалось параметрическое рентгеновское излучение релятивистских ядер в кристаллах.

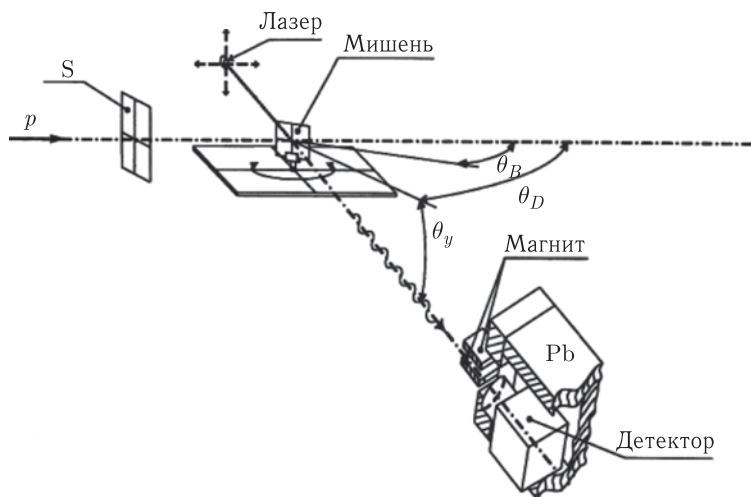


Рис. 9.37. Схема эксперимента по наблюдению параметрического рентгеновского излучения в кристаллах: S — ионизационный монитор пучка; θ_B — угол наклона кристалла к пучку; θ_D и θ_y — углы детектирования

Излучение быстрых заряженных частиц в кристаллах возникает в результате дифракции поля виртуальных фотонов на кристаллографических плоскостях. После теоретических предсказаний параметрического рентгеновского излучения оно было обнаружено и исследовано на пучках электронов различной энергии. Это излучение не связано с ускорением частиц, поэтому должно наблюдаться также и для тяжелых частиц. Кроме того, его выход пропорционален квадрату заряда частицы и большой заряд ядер должен обеспечивать более интенсивное излучение, чем от электронов.

Измерения на нуклотроне были выполнены с кристаллами кремния и графита на пучке протонов с энергией 5 ГэВ и пучке ядер углерода с энергией 2,2А ГэВ [20]. Для регистрации рентгеновских фотонов использовался полупроводниковый кремниевый спектрометр. Пучок падал на тонкий кристалл кремния под углом θ_B . Большие грани кристалла были параллельны плоскостям (001). Использовалась схема Брэгга, согласно которой детектор размещался под углом θ_D , близким к углу дифракции $2\theta_B$ на плоскостях (001). Схема эксперимента приведена на рис. 9.37.

Спектры рентгеновского излучения при взаимодействии протонов с энергией 5 ГэВ и ядер углерода с энергией 2,2А ГэВ с тонким кристаллом кремния представлены на рис. 9.38. Хорошо видны максимумы фотонов параметрического излучения. Положение максимумов зависит от угла ориентации кристалла и соответствует теоретическим значениям для линий параметрического излучения.

Работа выполнялась под руководством Александра Дмитриевича Коваленко и Александра Михайловича Таратина (рис. 9.39).

Таким образом, получено первое экспериментальное подтверждение существования параметрического излучения в кристаллах для тяжелых частиц — релятивистских ядер.

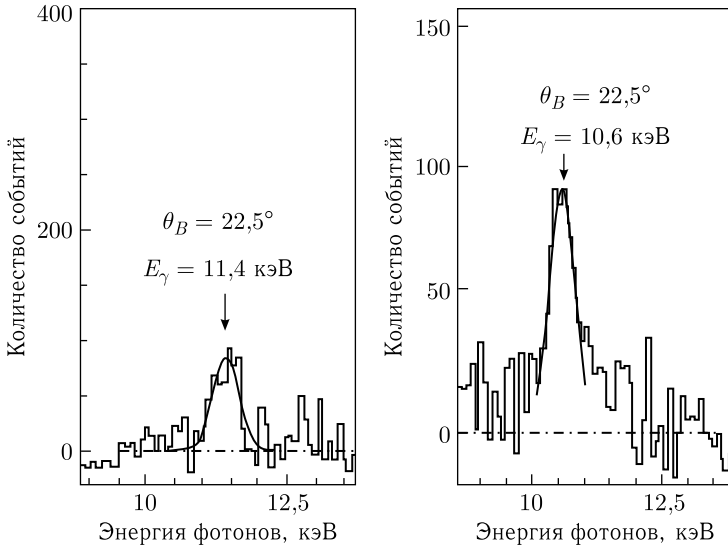


Рис. 9.38. Слева: спектр фотонов параметрического излучения от протонов с энергией 5 ГэВ. Справа: спектр фотонов параметрического излучения от ядер углерода ^{12}C с энергией 2,2А ГэВ



Рис. 9.39. Руководители эксперимента по наблюдению параметрического рентгеновского излучения релятивистских ядер А. Д. Коваленко (слева) и А. М. Таратин (справа)

Обнаружение параметрического излучения в кристалле от релятивистских ядер открывает перспективы для его использования при диагностике пучков ядер в различных ускорительных центрах.

9.2. Эксперименты с поляризованными ядрами

Благодаря наличию на нуклотроне (а ранее — на синхрофазотроне) пучков поляризованных дейтронов стало возможным изучение ядерных взаимодействий с участием спиновой переменной. Эти эксперименты крайне важны для понимания природы спина, они существенно расширяют область исследования взаимодействий релятивистских ядер. В пп. 9.2.1–9.2.8 описываются такие эксперименты.

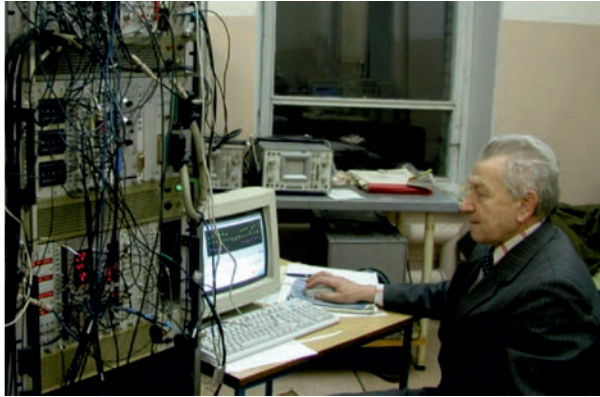


Рис. 9.40. Ю.К. Пилипенко за настройкой источника поляризованных дейтронов «Полярис»

Источником поляризованных дейтронов служила установка «Полярис», которая могла работать в режиме векторной или тензорной поляризации в зависимости от типа индуцированного высокочастотным полем перехода между уровнями сверхтонкой структуры дейтерия в магнитном поле [21]. Типичные значения измеренной поляризации дейтронов при инжекции в кольцевой ускоритель в векторном и тензорном режимах работы источника составляли $p_z = 0,52 \pm 0,02$ и $p_{zz} = 0,75 \pm 0,05$.

Уникальный источник «Полярис» был создан под руководством Юрия Константиновича Пилипенко (рис. 9.40).

Если азимутальный угол вылета регистрируемой частицы $\varphi = 0$, как это обычно бывает в экспериментах, то выражение для сечения при разных знаках поляризации дейтронов ($\pm, 0$) имеет простой вид. В нем сохраняются только два члена с векторной A_y и тензорной A_{yy} анализирующими способностями реакции:

$$\sigma^\pm(\theta) = \sigma_0(\theta)[1 + 3/2A_y(\theta)p_z^\pm + 1/2A_{yy}(\theta)p_{zz}^\pm].$$

Более детально с величинами, используемыми в поляризационных экспериментах, можно ознакомиться, например, в работе [22]. Дейтрон является сложной системой со спином 1. Он может находиться в двух состояниях (рис. 9.41). Первое состояние — это система размером порядка $4 \Phi_M$ с ориентированными параллельно спинами протона и нейтрона и нулевым орбитальным моментом ($L = 0$). Второе состояние — компактная система размером порядка $1 \Phi_M$ с ориентированными параллельно спинами нейтрона и протона и противоположно направленным орбитальным моментом $L = 2$.

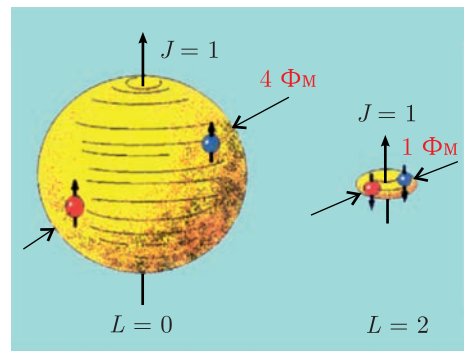


Рис. 9.41. Два состояния дейтрона, в которых он может находиться (вклад состояния с $L = 2$ существенно мал)

9.2.1. Установка ANOMALON. Установка ANOMALON (рис. 9.42) была создана для измерения сечений фрагментации реакции $A(Z) + H \rightarrow A_f(Z_f + X)$ с высокой точностью [23]. В установку входят: магнитный спектрометр (пропорциональные камеры и анализирующий магнит), жидководородная мишень и годоскоп черенковских счетчиков. Для продуктов фрагментации ^{12}C при импульсе 4,5А ГэВ для зарядового и массового разрешения были получены величины 0,26е и 0,18А соответственно.

Руководителями эксперимента ANOMALON являлись Игорь Анатольевич Голутвин и Анатолий Вадимович Зарубин (рис. 9.43).

Измерения сечений фрагментации релятивистских ядер в легкие ядра ($\text{B} + \text{Li}$) имеют важное значение в физике космических лучей. Детальные данные по сечениям для широкого диапазона каналов фрагментации, полу-

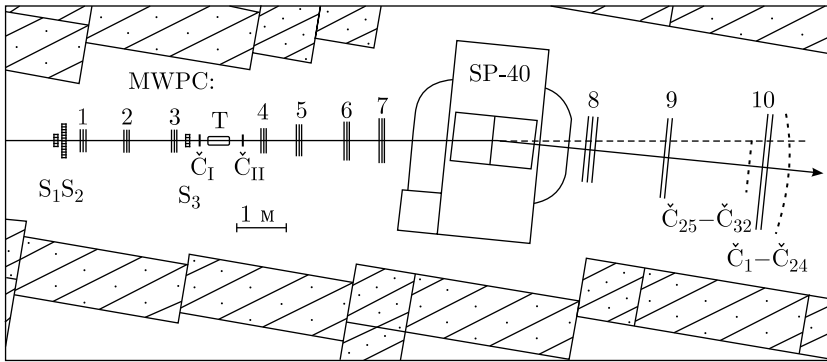


Рис. 9.42. Схема установки ANOMALON: MWPC 1–10 — многопроволочные пропорциональные камеры; S_1 – S_3 — сцинтилляционные счетчики; \check{C}_I , \check{C}_{II} , \check{C}_1 – \check{C}_{32} — черенковские счетчики; Т — жидководородная мишень; SP-40 — анализирующий магнит



Рис. 9.43. На установке ANOMALON. И. А. Голутвин (слева), В. А. Свиридов (в центре) и А. В. Зарубин (справа) обсуждают подготовку пропорциональных камер для экспериментов по фрагментации на синхрофазотроне ОИЯИ

ченные при разных энергиях налетающего пучка, могут прояснить картину распространения космических лучей.

Знание сечений фрагментации ядер на водороде в ГэВ-ной области энергии важно с точки зрения как ядерного взаимодействия, так и астрофизики высоких энергий. Этот эксперимент был проведен с целью получения дополнительной информации о распространении космических лучей в Галактике.

Хорошо известно, что частицы космических лучей, распространяясь в Галактике от своих источников до Солнечной системы, подвергаются столкновениям с межзвездным газом, главным образом, водородом. Наиболее интересным результатом этого является то, что среди различных ядер космических лучей, поступающих в атмосферу Земли, есть такие, которые практически отсутствуют в Солнечной системе, например литий, бериллий и бор. Эти ядра образуются в результате фрагментации более тяжелых элементов при их столкновении с межзвездной материей. Углерод и кислород являются основными источниками ядер Li, Be и B, наблюдаемых в потоке космических лучей. Знание сечений этих процессов необходимо для того, чтобы сделать выводы о длине пути частиц в межзвездном веществе.

На рис. 9.44 для примера приведены результаты измерения сечений рождения изотопов ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ при энергии 3,66 А ГэВ. Также были измерены сечения и для ряда других изотопов (${}^1\text{H}$, ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{Li}$, ${}^9\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{Be}$, ${}^8\text{B}$, ${}^{10}\text{B}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{12}\text{B}$, ${}^{10}\text{C}$, ${}^{11}\text{C}$), в том числе при энергии 1,87 А и 2,69 А ГэВ.

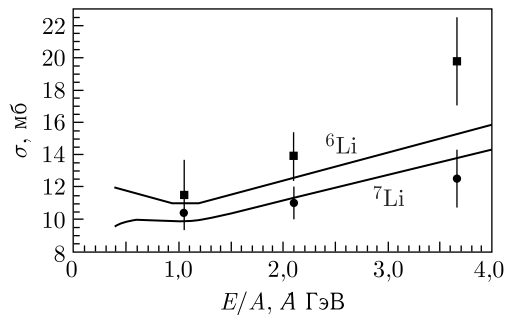


Рис. 9.44. Сечения для изотопов лития. Данные эксперимента ANOMALON при 3,66 А ГэВ [24]. Значения при 1,05 А и 2,1 А ГэВ взяты из работ других экспериментов

9.2.2. Эксперимент ПИКАСО.

Эксперимент ПИКАСО (пи-ка-мезоны) был нацелен на исследование структуры дейтрона с привлечением спиновых степеней свободы. Он ориентировался на изучение тензорной анализирующей способности реакций рождения пионов и каонов на пучке поляризованных дейтронов ускорительного комплекса ЛВЭ. Для этого эксперимента использовалось оборудование установки «Сфера», на которой мезоны регистрировались в подпороговом режиме, когда они могли быть рождены только на сильнокоррелированной нуклонной паре (область кумулятивного рождения).

Тензорная анализирующая способность A_{yy} характеризует разность сечений фрагментации при различной выстроенности спинов дейтрона относительно направления импульса. В общем виде для неполяризованной мишени поляризация пучка связана с анализирующей способностью реакции следующим образом:

$$P_{zz} = \frac{(1/A_{yy})(N^+ - N^-)}{(N^+ + N^-)},$$

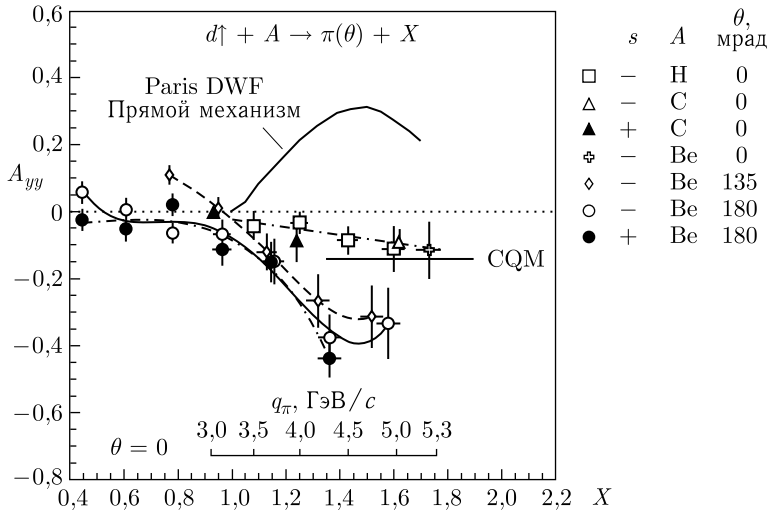


Рис. 9.45. Анализирующая способность A_{yy} в зависимости от кумулятивного числа X . Для угла $\theta = 0^\circ$ приведена шкала импульсов пионов q_π , s — знак поляризации пучка

где N^\pm — интенсивность (число зарегистрированных событий) в зависимости от знака и величины поляризации пучка.

Выполненные измерения [26] анализирующей способности A_{yy} реакции $d + A \rightarrow \pi(0^\circ) + X$ привели к неожиданному результату (рис. 9.45). Значение A_{yy} оказалось и по величине, и по знаку отличным от ожидаемого значения в предположении, что доминирующий вклад в рождение кумулятивных



Рис. 9.46. Участники эксперимента ПИКАСО. Слева направо: Г. Л. Мелкумов, А. Г. Литвиненко, А. И. Малахов, Л. С. Золин, С. Фукуи (Япония), В. В. Перелыгин и японские физики

мезонов вносит «прямой» механизм, т.е. мезоны рождаются в результате взаимодействия высокоимпульсного нуклона в дейтроне с нуклоном мишени ($NN \rightarrow NN\pi$). Измерения при ненулевых углах эмиссии пионов (135 и 180 мрад) также принесли новый результат: с ростом поперечного импульса A_{yy} возрастает по абсолютной величине, достигая значения 0,4 при импульсе пионов 4,5 ГэВ/с. Такое поведение противоположно наблюдаемому при испускании нуклонных фрагментов $d + A \rightarrow p(\theta) + X$, где A_{yy} уменьшается с ростом θ . Эти неординарные результаты заставили искать альтернативное объяснение механизма кумулятивного рождения адронов с привлечением ненуклонных степеней свободы в нуклоне.

По результатам эксперимента можно сделать вывод, что исследование спиновых эффектов при фрагментации поляризованных дейтронов в кумулятивные адроны является эффективным инструментом для изучения структуры дейтрона на малых расстояниях на уровне мезонных и кварк-глюонных степеней свободы.

Эксперимент ПИКАСО проводился под руководством Леонида Сергеевича Золина и Анатолия Григорьевича Литвиненко в коллаборации с японскими коллегами (рис. 9.46).

9.2.3. Установки «Стрела» и ALPOM. Установка «Стрела» создавалась группой исследователей под руководством Николая Михайловича Пискунова, Виктора Викторовича Глаголева и Габриэлы Мартинской (Словакия) (рис. 9.47).

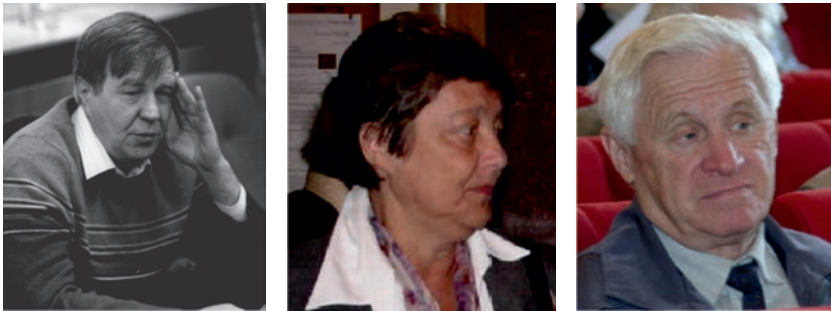


Рис. 9.47. Руководители проекта по созданию установки «Стрела». Слева направо: Н. М. Пискунов, Г. Мартинска, В. В. Глаголев

Проект «Стрела» был нацелен на изучение спин-зависимого компонента амплитуды нуклонного рассеяния в зарядово-обменном процессе $np \rightarrow pn$ в пучке дейтронов, выведенных из нуклотрона.

На возможность получения информации об амплитуде элементарной зарядово-обменной реакции $np \rightarrow pn$ путем зарядово-обменного процесса $dp \rightarrow (pp)n$ из экспериментов с неполяризованными дейтронами обратили внимание А. Б. Мигдал и И. Я. Померанчук. Простейшая версия этих двух процессов представлена на рис. 9.48. Вертикальные стрелки указывают на спины нуклонов относительно произвольных осей квантования. В первом случае (а) обе спиновые ориентации разрешены, в то время как во втором случае (б)

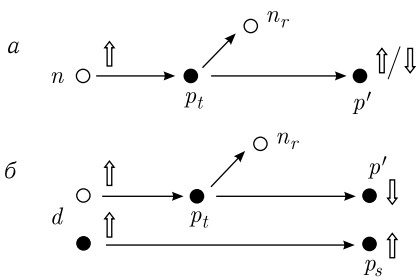


Рис. 9.48. Элементарная $np \rightarrow pn$ (а) и $dp \rightarrow (pp)n$ (б) зарядово-обменные реакции

при малых углах рассеяния благодаря рождению зарядовой симметрии (два протона движутся в переднем направлении с малым относительным импульсом) реакция может проходить, только если спин рассеянного протона переворачивается (по принципу Паули). Таким образом, дейтрон ведет себя как спиновый фильтр.

При нулевом угле рассеяния

$$(d\sigma/dt)_{dp \rightarrow (pp)n} = 2/3(d\sigma_f/dt)_{np \rightarrow pn},$$

где $(d\sigma_f/dt)_{np \rightarrow pn}$ — дифференциальное сечение $np \rightarrow pn$ с переворотом спина.

На основе вышеизложенных идей был разработан эксперимент «Стрела» с целью отбора и обнаружения зарядово-обменных процессов в дейтрон-протонных столкновениях. Эксперимент требовал регистрации двух протонов в узком конусе в реакции $dp \rightarrow (pp)n$ с импульсами, приблизительно равными половине импульсов первичного пучка дейтронов.

Установка «Стрела» — это типичный одноплечевой магнитный спектрометр, состоящий из сцинтилляционных счетчиков (S1, S2), используемых для запуска установки, блока дрейфовых камер (DC1–DC4), применяемых в качестве координатных детекторов, и анализирующего магнита (M). Схема экспериментальной установки «Стрела» показана на рис. 9.49.

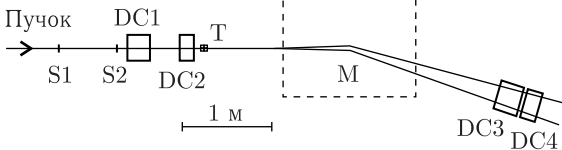


Рис. 9.49. Схема экспериментальной установки «Стрела»: S1, S2 — сцинтилляционные счетчики; DC1–DC4 — дрейфовые камеры; M — анализирующий магнит; T — мишень

На установке «Стрела» на нуклотроне были измерены дифференциальные сечения зарядово-обменной реакции $dp \rightarrow (pp)n$ при импульсе 1,75А ГэВ/с для малых переданных импульсов. Получено отношение дифференциального сечения зарядово-обменной реакции $dp \rightarrow (pp)n$ к сечению элементарного процесса $np \rightarrow pn$ для оценки спин-зависимой части зарядово-обменной амплитуды $np \rightarrow pn$ на основе экспериментальных данных. Амплитуда $np \rightarrow pn$ оказалась преимущественно спин-зависимой.

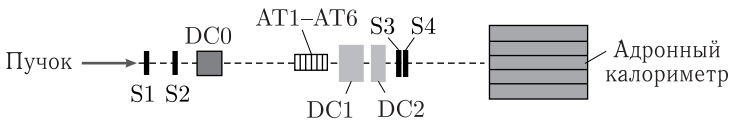


Рис. 9.50. Схема экспериментальной установки ALPOM: S1–S4 — сцинтилляционные счетчики; DC0–DC2 — дрейфовые камеры; AT1–AT6 — активная мишень

Эксперимент ALPOM проводился на нуклотроне, на котором поляризованные нейтроны и протоны были получены из распада поляризованного пучка дейтронов с максимальным импульсом 13 ГэВ/с.

Анализирующая способность реакций для упругого рассеяния протонов ($pA \rightarrow pX$) и зарядово-обменной реакции нейтронов ($nA \rightarrow pX$) на ядрах была измерена на мишенях C, CH, CH₂ и Si при падающих нейтронных импульсах 3,0–4,2 ГэВ/с путем регистрации одной заряженной частицы, вылетающей в прямом направлении. Поляризованные нейтронные измерения явились первыми в своем роде.

Для получения зависимости анализирующей способности от поперечного импульса нуклона в конечном состоянии использовался поляриметр ALPOM (рис. 9.50). Руководили этим проектом Николай Михайлович Пискунов, Эгли Томази-Густафссон и Чарльз Пердрисат (рис. 9.51 и 9.52).

Эти данные были использованы для того, чтобы оценить возможности предлагаемого эксперимента по измерению поляризации нейтрона отдачи в квазиупругой реакции ${}^2\text{H}(e, e', n)$, которая дает информацию о зарядовом



Рис. 9.51. Н. М. Пискунов (слева) и Ч. Пердрисат (США)



Рис. 9.52. Э. Томази-Густафссон (Франция) комментирует доклад В. В. Бурова на XIII Балдинской конференции в 2016 г.

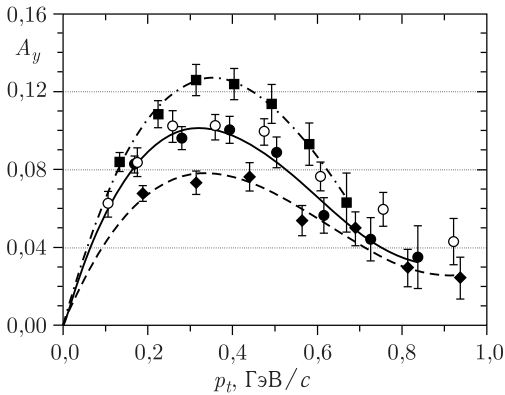


Рис. 9.53. Анализирующая способность A_y для реакции $p + \text{CH}_2 \rightarrow p + X$ при импульсах пучка 3,75 ГэВ/с (черные кружки), 3,0 ГэВ/с (черные квадраты), 3,8 ГэВ/с (светлые кружки) и 4,2 ГэВ/с (черные ромбы)

и магнитном упругом форм-факторах нейтрона, в Лаборатории Джефферсона (США).

Результаты эксперимента ALPOM по измерению анализирующей способности для реакции $p + \text{CH}_2 \rightarrow p + X$ представлены на рис. 9.53.

9.2.4. Установка СМС МГУ. Эксперимент на установке «Сцинтилляционный магнитный спектрометр» Московского государственного университета (СМС МГУ) возглавляли Людмила Ивановна Сарычева и Александр Альбертович Ершов (рис. 9.54). Схема установки СМС МГУ приведена на рис. 9.55.



Рис. 9.54. Руководители эксперимента на установке СМС МГУ Л.И. Сарычева и А.А. Ершов

Эксперимент на этой установке имел название «Лидирующие частицы». В ходе него показано, что фрагментация протонов на ядрах осуществляется через связанное барионное состояние (типа изобары или дифракционного кластера), которое поглощается в ядерном веществе как обычный барион и распадается на конечные адроны за пределами ядра.

Кроме того, экспериментально обнаружен эффект каналирования ядер (углерода и кислорода) с импульсом 4,5А ГэВ в изогнутом монокристалле кремния [31]. Определены характеристики эффекта и осуществлено его применение для вывода пучка частиц на установку. Надо отметить, что ранее эф-

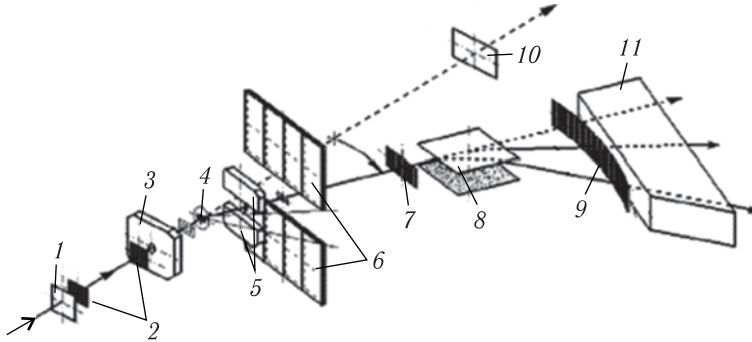


Рис. 9.55. Схема установки СМС МГУ: 1, 10 — сцинтилляционные счетчики; 2, 7, 9 — сцинтилляционные годоскопы с высоким координатным разрешением (~ 1 мм); 3 — сцинтилляционный счетчик антисовпадений; 4 — мишень; 5 — твердотельные черенковские счетчики; 6 — свинцово-сцинтилляционные сэндвичи; 8 — анализирующий магнит; 11 — газовый пороговый черенковский счетчик

фekt каналирования пучка протонов в изогнутом кремниевом кристалле был открыт группой под руководством Э. Н. Цыганова на синхрофазотроне ЛВЭ.

Интересный результат был получен в совместном эксперименте СМС МГУ — «Сфера» по изучению рассеяния поляризованных протонов на внутриядерных нуклонах на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ. Эта работа выполнялась в рамках экспериментальной программы «Лидирующие частицы» физиками НИИЯФ МГУ и ЛВЭ ОИЯИ. Для формирования пучка поляризованных протонов используется методика стриппинга поляризованных дейтронов.

Основная задача этого эксперимента состояла в измерении подавления анализирующей способности при рассеянии на внутриядерных нуклонах и для сравнения на свободных нуклонах в области энергии 1–4 ГэВ. Это позволило осуществить критическую проверку описания адрон-ядерного взаимодействия в рамках модели, которая предсказывает значительные спиновые эффекты в исследуемом явлении, и получить новую информацию о кластеризации нуклонов [32].

Параметр R подавления анализирующей способности $A(T)$ может быть вычислен по формуле для рассеяния на любых внутренних нуклонах

$$R_{pN}(T) = \frac{2A_{qe}(T)}{A_{pp}(T) + A_{pn}(T)}$$

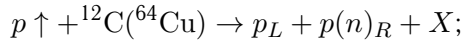
либо по формуле для рассеяния только на внутриядерных протонах

$$R_{pp}(T) = \frac{A_{qe}^p(T)}{A_{pp}(T)}.$$

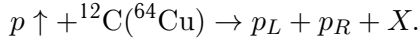
Здесь $A_{qe}(T)$ и $A_{qe}^p(T)$ — анализирующая способность $A(T)$ для квазиупругого канала без регистрации и с регистрацией протона отдачи, $A_{pp}(T)$ и $A_{pn}(T)$ — характеристика $A(T)$ для рассеяния на свободных протонах и нейтронах, T — кинетическая энергия протонов. Эксперимент выполнялся в двух постановках:

1) измерение $A(T)$ протон-ядерного рассеяния с выделением квазиупругого канала посредством магнитного анализа импульса лидирующей частицы,

но без какого-либо разделения протон-протонного или протон-нейтронного взаимодействия:



2) измерение $A(T)$ протон-ядерного рассеяния с регистрацией протона отдачи:



Здесь $p(n)$ означает протон (нейтрон), X — любой другой продукт реакции, индексы $L(R)$ обозначают левое (правое) направление рассеяния.

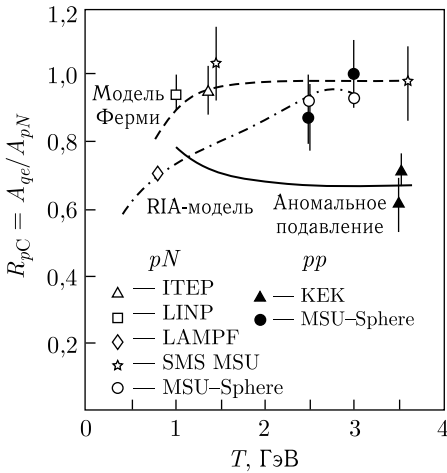


Рис. 9.56. Энергетическая зависимость параметра R для протон-протонного (черные значки) и протон-нуклонного (светлые значки) квазиупругого рассеяния и оценка их асимптотического поведения (сплошная линия при $R(T) \rightarrow 0,67$ — для pp -рассеяния, штриховая при $R(T) \rightarrow 0,96$ — для pN -рассеяния). Также для сравнения приведены моделированные оценки, полученные в рамках импульсного приближения (штрихпунктирная)

зирующей способности и одновременно регистрировался протон отдачи, выделяющий pp -рассеяние. Поэтому данный эксперимент чувствителен к возможному различию подавления анализирующих способностей для pp - и pn -взаимодействий.

Как видно из рис. 9.56, на пучке стриппинговых поляризованных протонов было впервые измерено в рамках одного эксперимента («Сфера» ЛВЭ ОИЯИ – СМС МГУ) подавление анализирующей способности протон-нуклонного взаимодействия, когда протон-мишень также регистрируется детектором частиц отдачи.

Энергетическая зависимость параметра R_{pC} для протон-протонного и протон-нуклонного квазиупругого рассеяния представлена на рис. 9.56 вместе с оценкой их асимптотического поведения. Также на этом рисунке представлены для сравнения моделированные оценки в рамках импульсного приближения, в котором предполагается слабая связанность нуклонов.

Перед проведением данного эксперимента на основе существующих экспериментальных данных была выдвинута гипотеза, что анализирующие способности рассеяния на внутренних протонах и нейтронах подавлены существенно различным образом в области кинетической энергии протонов 1–4 ГэВ. Для проверки этой гипотезы представлялось необходимым провести измерение обоих (R_{pN} и R_{pp}) параметров в одних и тех же экспериментальных условиях в нескольких точках по энергии в указанном диапазоне.

Это было сделано в данном эксперименте. Существенно, что в инклюзивной реакции измерялось усредненное по протонам и нейтронам значение анали-

Анализ полученных данных показал, что подавление анализирующей способности при исследованных энергиях не превышает 0,15 в обоих каналах, аномально большого подавления в реакции с выделением протона не наблюдалось. Измеренные значения R_{pN} в совокупности с данными эксперимента LAMPF при 0,8 ГэВ хорошо описываются в рамках импульсного приближения. Значения подавления анализирующей способности на ядрах углерода и меди практически совпадают.

9.2.5. Эксперимент «Дельта-Сигма». В рамках научной программы исследований эксперимента «Дельта-Сигма» под руководством Леонида Николаевича Струнова, Василия Ивановича Шарова и Франсуа Легара (Франция) (рис. 9.57) были получены интересные результаты по определению энергетической зависимости $R_{dp} = [d\sigma/d\Omega(nd)]/[d\sigma/d\Omega(np)]$ дифференциального сечения квазиупругой np -перезарядки в лабораторной системе координат на связанном в дейтроне протоне и дифференциального сечения упругой np -перезарядки на свободном протоне [33].

Схема установки «Дельта-Сигма» приведена на рис. 9.58.

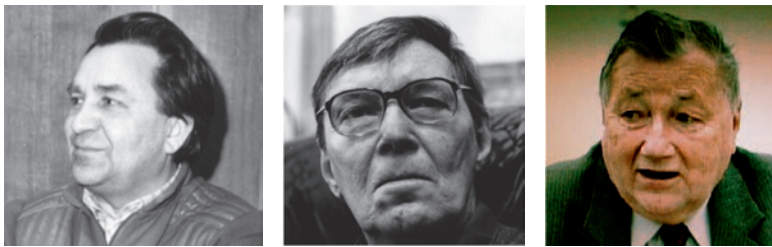


Рис. 9.57. Руководители эксперимента «Дельта-Сигма». Слева направо: Л. Н. Струнов, В. И. Шаров и Ф. Легар (Сакле, Франция)

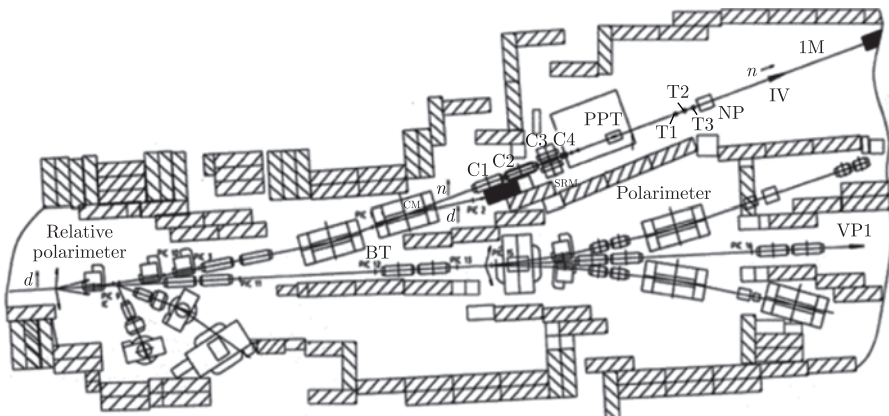


Рис. 9.58. Схема установки «Дельта-Сигма»: VP1 — канал пучка поляризованных дейтронов; 1M — канал пучка поляризованных нейтронов; BT — мишень для рождения нейтронов; CM — отклоняющий магнит; C1–C4 — коллиматоры пучка нейтронов; SRM — дипольный магнит, вращающий спин нейтрона; PPT — поляризованная протонная мишень; NP — профилометр нейтронного пучка; T1–T3 — модули нейтронных детекторов

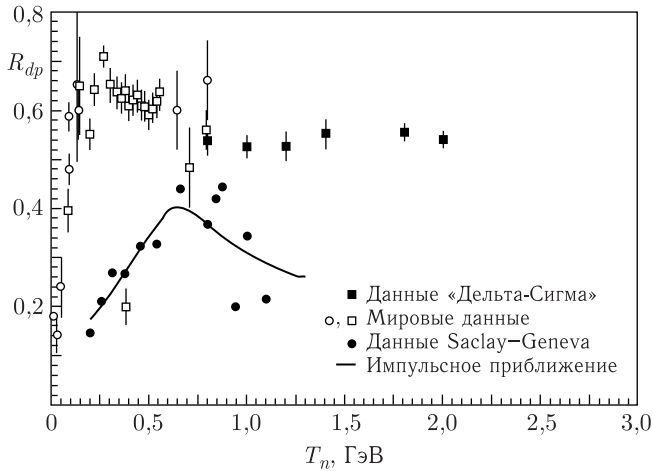


Рис. 9.59. Энергетическая зависимость $R_{dp} = [d\sigma/d\Omega(nd)]/[d\sigma/d\Omega(np)]$ для процесса перезарядки $np \rightarrow pn$ под углом 0° в лабораторной системе координат

Результаты измерений представлены на рис. 9.59. Экспериментальные данные набраны на пучке нейтронов, которые рождаются при развале ускоренных на нуклотроне релятивистских дейтронов высокой интенсивности. Самая простая зависимость R_{dp} от np -амплитуд может быть вычислена в широко используемом так называемом импульсном приближении. Однако, как видно из этого рисунка, формализм импульсного приближения, использованный для выражения R_{dp} (сплошная линия), в данном случае неприемлем.

В этом эксперименте впервые были получены данные в области энергии выше 1 ГэВ, которые принципиально отличаются от мировых данных,

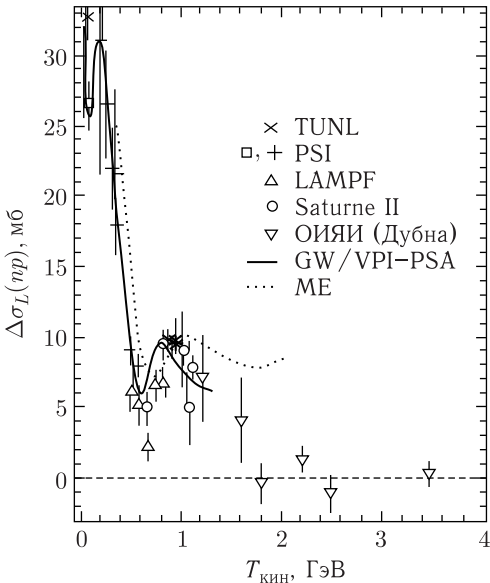


Рис. 9.60. Зависимость $\Delta\sigma_L(np)$ от кинетической энергии поляризованных дейтронов, взаимодействующих с поляризованной протонной мишенью. Данные эксперимента «Дельта-Сигма» находятся выше 1,1 ГэВ и получены впервые в этой области энергии. Данные при меньших энергиях приведены из других экспериментов

полученных ранее при меньших энергиях. Эти результаты требуют новой теоретической интерпретации.

Новые данные по np -спин-зависимой разности полных сечений $\Delta\sigma_L(np)$ были получены на поляризованном пучке нейтронов с кинетической энергией 1,59, 1,79, 2,20 ГэВ. Использовался пучок нейтронов от развала ускоренных и выведенных векторно-поляризованных дейтронов на синхрофазотроне. Нейтроны проходили через большую протонную поляризованную мишень. Величина $\Delta\sigma_L(np)$ определялась как разность между полными np -сечениями для параллельных и антипараллельных поляризаций пучка и мишени, ориентированных вдоль импульса пучка. Впервые было обнаружено быстрое падение $\Delta\sigma_L(np)$ с ростом кинетической энергии нейтронов в области выше 1,1 ГэВ (рис. 9.60).

На рис. 9.61 и 9.62 приведены кадры подготовки установки к сеансу по набору статистики.

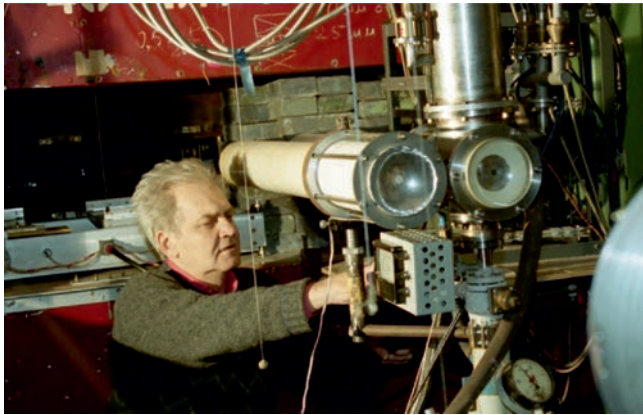


Рис. 9.61. И. М. Ситник готовит установку «Дельта-Сигма» к сеансу

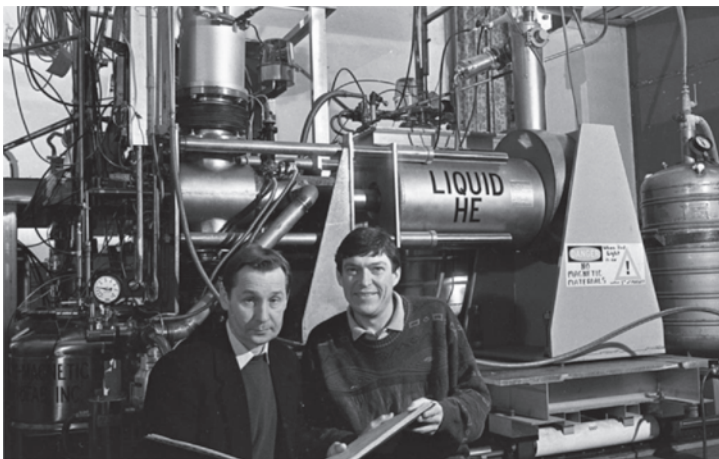


Рис. 9.62. Ю. А. Усов (слева) и Дж. Дьюран (Франция) на фоне большой поляризованной протонной мишени

9.2.6. Эксперимент LNS. Главная цель эксперимента LNS (Light Nuclei Structure) — широкое изучение в энергетической и угловой областях процессов с участием трехнуклонных сил.

Активность в поляризационных исследованиях в ЛВЭ связана с изучением корреляций на малых расстояниях в ядерной материи (SRC — Short Range Correlation), которые являются в последнее время объектом интенсивных теоретических и экспериментальных работ во многих мировых научных центрах. Область этих корреляций характеризуется плотностями ядерной материи, сравнимыми с плотностью в центре нуклона, которая равна $\rho \sim 5\rho_0$ ($\rho_0 \approx 0,17 \text{ Фм}^{-3}$), и могут рассматриваться как капли холодной плотной ядерной материи. Эти исследования важны для развития современной теории строения ядерной материи, а также для понимания эволюции нейтронных звезд.

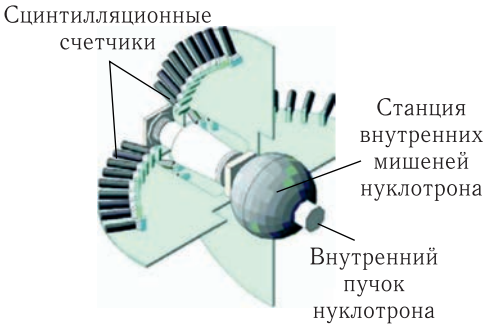


Рис. 9.63. Установка LNS на внутреннем пучке нуклотрона. Используются 36 сцинтилляционных счетчиков, расположенных в четырех плоскостях

Схема экспериментальной установки LNS приведена на рис. 9.63. Руководители эксперимента — Владимир Петрович Ладыгин и Томахио Уесака (Япония) (рис. 9.64).

Были получены экспериментальные данные по угловой зависимости упругого dp -рассеяния при нескольких значениях энергии дейтронов [35, 36]. Для примера на рис. 9.65 приведены угловые зависимости тензорной и векторной анализирующей способности при кинетической энергии дейтронов 400 МэВ. Данные при 270 МэВ были отобраны для сравнения с данными RIKEN, полученными ранее в Японии (с участием коллектива коллаборации LNS) при той же энергии.

Были получены экспериментальные данные по угловой зависимости упругого dp -рассеяния при нескольких значениях энергии дейтронов

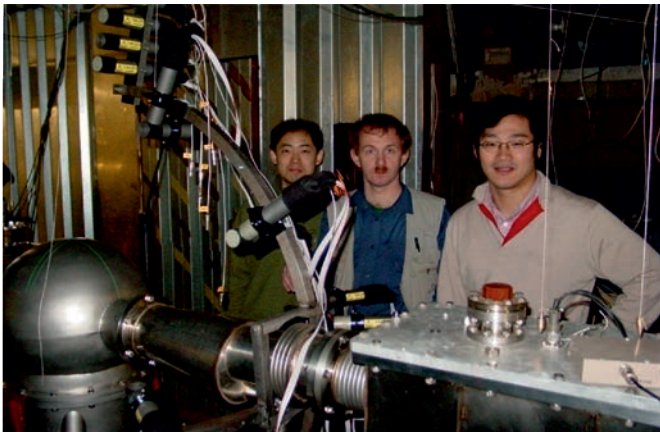


Рис. 9.64. Руководители эксперимента LNS В.П. Ладыгин (в центре) и Т. Уесака (справа)

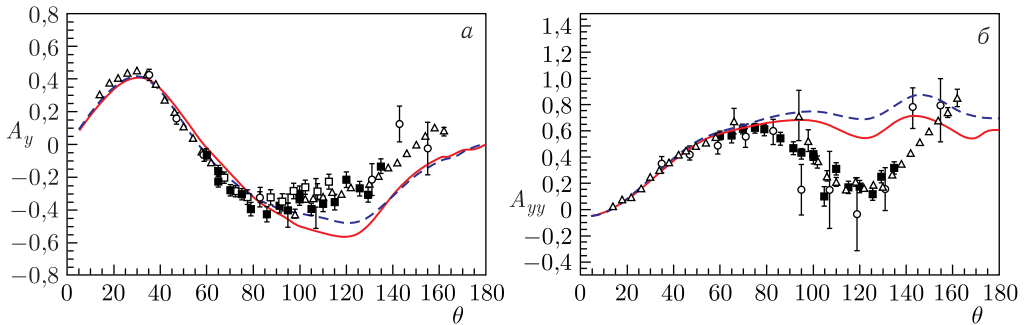


Рис. 9.65. Зависимость угла θ от векторной A_y (а) и тензорной A_{yy} (б) анализирующей способности для упругого dp -рассеяния при кинетической энергии дейтронов 400 МэВ: темные квадраты — данные эксперимента LNS (позднее назван DSS); светлые символы — мировые данные; кривые — результаты моделирования

9.2.7. Эксперимент ТПД. Высокоинтенсивный дейтронный пучок нуклотрона позволил провести серию экспериментов по изучению спиновых эффектов, возникающих у неполяризованных дейтронов при их прохождении через неполяризованную мишень.

В эксперименте ТПД («Тензорная поляризация дейтронов») на нуклотроне было обнаружено следующее явление: неполяризованный пучок дейтронов после прохождения через углеродную мишень становился поляризованным [37, 38]. Величина поляризации росла в зависимости от толщины мишени.

Тензорная поляризация пучка дейтронов, прошедших через мишень, определялась путем выделения реакции $d + \text{Be} \rightarrow p + X$ с испусканием протонов под нулевым углом. Эта реакция имеет хорошо известную анализирующую способность $T_{20} = -0,82 \pm 0,04$, не зависящую от атомного номера ядра-мишени (при $A > 4$) и от импульса падающих дейтронов в области между 2,5 и 9,0 ГэВ/с. Если обозначить дифференциальные сечения этой реакции в случае неполяризованных и поляризованных пучков дейтронов соответственно через σ_0 и σ_n , то тензорную поляризацию P_{zz} можно определить соотношением

$$P_{zz} = \frac{\sqrt{2}(\sigma_n/\sigma_0 - 1)}{T_{20}}.$$

Явление спинового дихроизма (возникновение поляризации у неполяризованного пучка), предсказанное В.Г.Барышевским [39], наблюдалось в эксперименте с пучком неполяризованных дейтронов с импульсом 5,5 ГэВ/с (рис. 9.66). Экспериментом ТПД руководили Леонид Сергеевич Золин (рис. 9.67) и Анатолий Григорьевич Литвиненко.

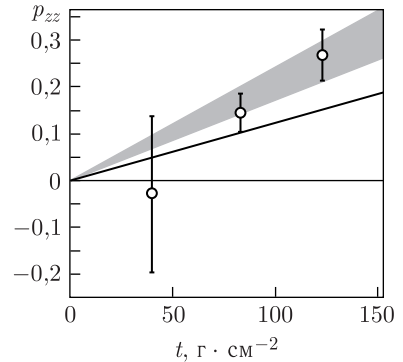


Рис. 9.66. Тензорная поляризация дейтронов в зависимости от толщины углеродной мишени: сплошная кривая — результат расчета, выполненного на основе теории многократного рассеяния Глаубера; заштрихованная область — коридор ошибок для выполненных измерений



Рис. 9.67. Л. С. Золин (в центре) обсуждает результаты эксперимента с японским ученым С. Фукуи (справа) и А. И. Малаховым (слева)

Для описания наблюдаемого эффекта был предложен и использован формализм, основанный на теории глауберовского многократного рассеяния. Результаты расчетов находятся в качественном согласии с экспериментальными данными.

Наблюдаемый эффект может быть использован для создания тензорно-поляризованных пучков дейтронов малой интенсивности и высокой энергии.

9.2.8. Установка «Маруся». Сечения подпороговых и кумулятивных процессов малы, и для их изучения необходимы светосильные магнитооптические спектрометры. Примером такого спектрометра является введенная в эксплуатацию в 2001 г. установка «Маруся» (рис. 9.68). Спектрометр состоит

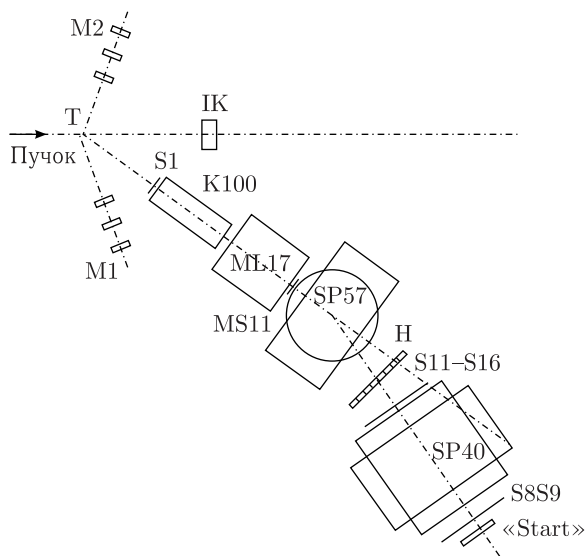


Рис. 9.68. Блок-схема магнитооптического спектрометра «Маруся»

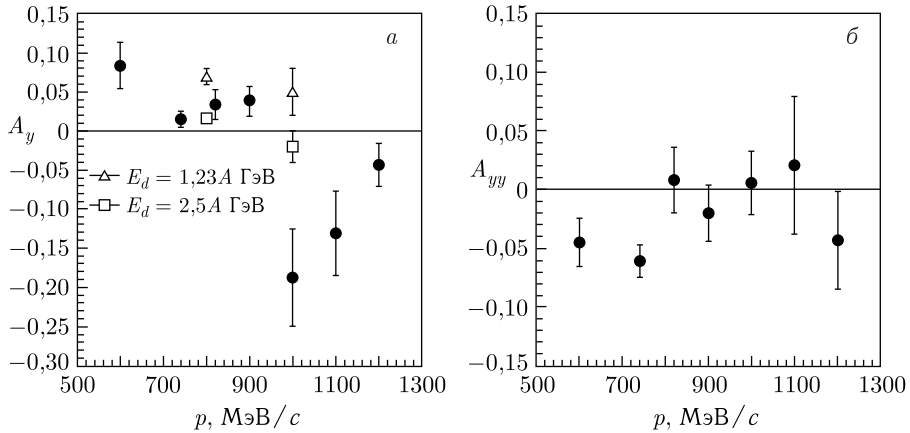


Рис. 9.69. Векторная (а) и тензорная (б) анализирующая способность в реакции с поляризованными дейтронами $dC \rightarrow \pi^+ X$

из дублета квадрупольных линз K100, ML17, двух дипольных магнитов SP57 и SP40 и расположен на вращающейся платформе, обеспечивающей вращение относительно мишени. Для регистрации и идентификации частиц использовалась стандартная времяпролетная методика на основе сцинтилляционных счетчиков S1, MS11, S11–S16, S8 и «Start». Между магнитами SP57 и SP40 располагался дополнительный сцинтилляционный годоскоп H, состоящий из вертикально расположенных сцинтилляционных счетчиков шириной 3 см каждый.

Большая светосила и надежная идентификация регистрируемых частиц с хорошим разрешением по импульсу необходимы:

- для изучения редких процессов, имеющих малые сечения;



Рис. 9.70. Руководитель эксперимента «Маруся» А. А. Балдин настраивает центральную часть установки

- для получения достоверной, статистически обеспеченной информации о поляризационных характеристиках взаимодействия;
- для создания пучков вторичных частиц для прикладных исследований.

На спектрометре «Маруся» были получены новые экспериментальные данные по асимметриям в реакциях с поляризованными протонами и дейтронами [41]. Для примера на рис. 9.69 приведены результаты измерений векторной и тензорной анализирующей способности в реакции с поляризованными дейтронами $dC \rightarrow \pi^+ X$.

Дальнейшие исследования подпороговых и кумулятивных реакций с измерением множественности, а также в зависимости от направления поляризации сталкивающихся объектов являются одним из наиболее перспективных направлений экспериментальных исследований на нуклотроне. Руководителем эксперимента «Маруся» является Антон Александрович Балдин (рис. 9.70).

9.3. Прикладные исследования

9.3.1. Эксперимент «Энергия + трансмутация». В последние годы широко обсуждается вопрос о перспективах развития ядерной энергетики, ее экономической конкурентоспособности и экологической безопасности, включая утилизацию отработанного ядерного топлива. Среди нескольких подходов выделяется концепция создания гибридных электроядерных систем, объединяющая протонный ускоритель высоких энергий, мишень из тяжелых элементов (вольфрам, свинец, висмут) для генерации интенсивных нейтронных потоков и blankets из делящегося вещества (урана, тория, плутония или их композиции), окружающий эту мишень. В качестве blanketа рассматриваются различные варианты подкритических ядерных реакторов.

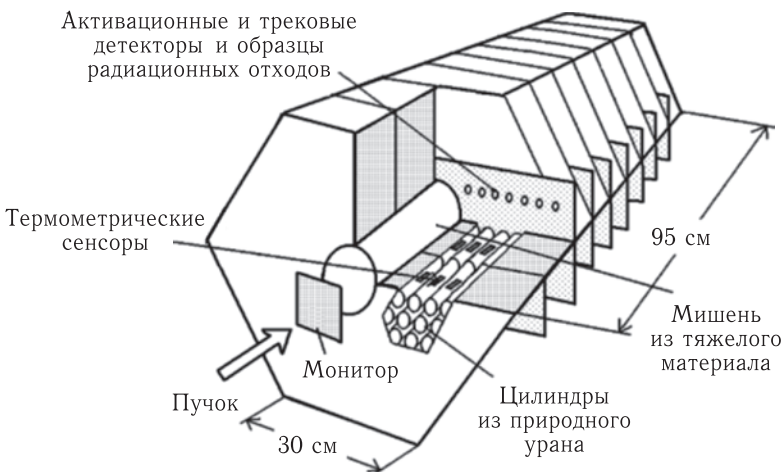


Рис. 9.71. Схема установки «Энергия + трансмутация»



Рис. 9.72. Участники эксперимента «Энергия + трансмутация». В первом ряду слева направо: руководитель эксперимента М. И. Кривопустов, М. Замани-Василиаду (Греция) и В. Вестмайер (Германия), во втором ряду — А. Н. Соснин, И. Адам (Чехия), Э. Лангрок (Германия), А. Куглер (Чехия), в последнем ряду — И. В. Жук (Беларусь) и Р. Брандт (Германия)

Эксперимент «Энергия + трансмутация» был направлен на систематическое изучение генерации нейтронов в свинцовых и урановых мишенях на протонных пучках при энергии в области нескольких гигаэлектронвольт и трансмутации радиоактивных отходов атомной энергетики (^{129}I , ^{237}Np и ^{239}Pu) в поле вторичных нейтронов (экологический аспект) [42].

Схема установки приведена на рис. 9.71. Эксперимент выполнялся в рамках широкого международного сотрудничества (рис. 9.72). Руководителем эксперимента являлся Михаил Иванович Кривопустов, позднее его возглавил Сергей Иванович Тютюнников (рис. 9.73).



Рис. 9.73. Руководитель проекта С. И. Тютюнников

9.3.2. Радиобиологические исследования и космическая медицина.

Пучки заряженных частиц (ядер) широко используются для исследований в области радиобиологии и космической медицины. Космическое пространство пронизано заряженными частицами широкого энергетического диапазона. Поэтому для полета человека в космос крайне важно иметь информацию по действию таких излучений на человека и другие живые организмы. Наличие ядерных пучков на ускорительном комплексе ЛВЭ позволило успешно проводить такие эксперименты [43]. Работу по ним возглавлял Евгений Александрович Красавин (рис. 9.74).



Рис. 9.74. Директор Лаборатории радиационной биологии ОИЯИ Е. А. Красавин

На рис. 9.75 приведен пример зависимостей дозы от частоты транслокаций хромосомы-1 после облучения лимфоцитов крови человека γ -квантами, протонами с энергией 1 ГэВ и ионами азота ^{14}N .

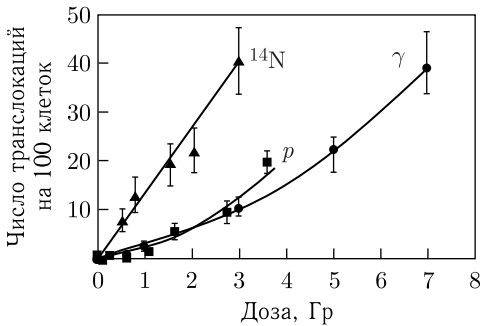


Рис. 9.75. Зависимость дозы от частоты транслокаций хромосомы-1 после облучения лимфоцитов крови человека γ -квантами (кружки), протонами с энергией 1 ГэВ (квадраты) и ионами азота ^{14}N (треугольники)

Распределение передаваемой биологическим структурам энергии при прохождении тяжелых ионов (например, ионов железа) через вещество принципиально отличается от такого распределения в случае электромагнитных видов ионизирующих излучений. Это обуславливает специфичность радиационного воздействия галактических космических лучей на организм в условиях полета в дальнем космосе, где могут развиваться радиационные синдромы совершенно иного типа, чем наблюдаемые, например, от протонов высокой энергии. Такое обстоятельство требует серьезных исследований, и его необходимо учитывать при оценке радиационного риска для космонавтов в условиях полета вне магнитосферы Земли.

9.3.3. Проект «Меднуклотрон». Целью проекта «Меднуклотрон» было изучение влияния пучка заряженных частиц (в основном углерода ^{12}C) на раковые опухоли. Вначале работу возглавил Николай Николаевич Агапов,



Рис. 9.76. Н. Н. Агапов (слева) и С. Дубничка (Словакия)



Рис. 9.77. В. М. Головатюк (в центре), Я. Ружичка (справа) и А. Г. Молоканов готовят установку для исследований по проекту «Меднуклотрон»

а позднее — Вячеслав Михайлович Головатюк при участии Яна Ружички и Станислава Дубнички (Словакия) (рис. 9.76 и 9.77).

Метод облучения раковых опухолей пучком углерода оказался очень эффективным и стал широко использоваться в мире для лечения онкологических заболеваний.

Эффект разрушения опухолей основан на том, что выделяемая заряженными частицами энергия при прохождении в веществе подчиняется зависимости Брэгга. Максимальное выделение энергии (и разрушительный эффект) происходит в конце пути пробега. Подбирая энергию пучка, можно совместить положение пика кривой Брэгга с расположением опухоли и достигнуть максимального разрушительного эффекта злокачественного образования. Пример кривой Брэгга, полученной на нуклотроне в рамках эксперимента «Меднуклотрон», приведен на рис. 9.78.

Также в рамках этого эксперимента был разработан проект специализированного сверхпроводящего ускорителя для лечения онкологических заболеваний [44] и сверхпроводящей системы вращения пучка вокруг пациента (система «Гантри»). Макет системы «Гантри» приведен на рис. 9.79.

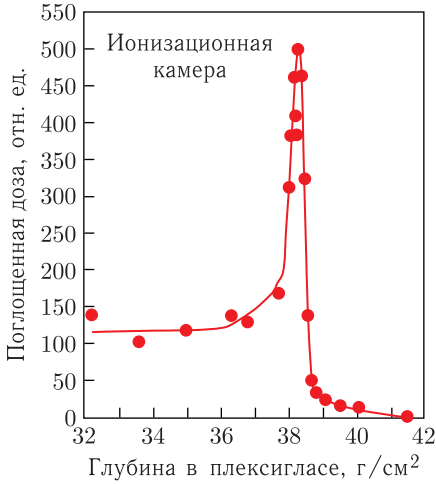


Рис. 9.78. Кривая Брэгга, характеризующая поглощенную дозу от углеродного пучка на нуклотроне с энергией 500 МэВ, в зависимости от толщины плексигласового поглотителя

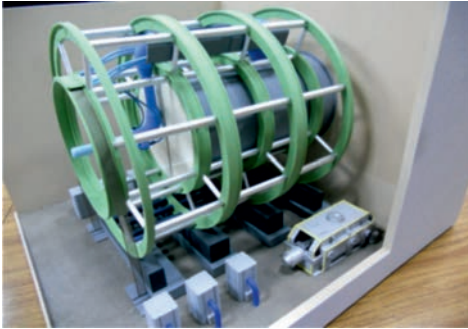


Рис. 9.79. Макет сверхпроводящей системы вращения пучка вокруг пациента (система «Гантри»)

9.3.4. Другие сопутствующие результаты.

Исследования в фундаментальной области, как было показано выше, дают прекрасные результаты и в прикладной области. Можно привести еще ряд таких примеров, но мы ограничены объемом и тематикой книги. Приведем еще только один яркий пример. Конструирование мишеней для физических установок, наполненных сжиженными газами, такими как водород и гелий, под руководством Леонида Борисовича Голованова (рис. 9.80) позволило достичь высокого технологического уровня конструирования сосудов для сжиженных газов, работающих при низких температурах.

В связи с этим ЛВЭ получила заказ от Авиационного научно-технического комплекса под руководством А. Н. Туполева на конструирование сосуда для жидкого водорода самолета Ту-155, в котором



Рис. 9.80. Заслуженный конструктор России Л. Б. Голованов



Рис. 9.81. Ходатайство о присвоении почетного звания «Заслуженный конструктор Российской Федерации» Л.Б. Голованову и иллюстрация из статьи А. Н. Туполева «Ту летит на водороде» [46]

жидкий водород использовался бы в качестве топлива [46]. Водород — очень калорийное топливо и экологически чистое, так как результатом горения является дистиллированная вода. Заказ был успешно выполнен, Ту-155 летал, а Л.Б. Голованову за эту работу было присвоено почетное звание «Заслуженный конструктор Российской Федерации» (рис. 9.81).

Список литературы к главе 9

1. Аверичев Г. С., Бондарев В. К., Зарубин П. И. и др. Экспериментальные данные по исследованию двухчастичных пион-протонных, протон-протонных, дейтрон-протонных корреляций в кумулятивном рождении частиц при взаимодействии протонов, дейтронов и альфа-частиц с ядрами // Краткие сообщ. ОИЯИ. 1989. № 4[37]-89. С. 5–17.
2. Аверичев С. А. и др. Десяностоканальный черенковский масс-спектрометр электронов и гамма-квантов высоких энергий // ПТЭ. 1979. № 4. С. 57.
3. Аствацатуров Р. Г. и др. Кумулятивное рождение π^0 -мезонов под углом 180° в реакции $\pi^- \text{Cu} \rightarrow \pi^0(180^\circ)X$ при импульсе 3,8 ГэВ/с. Препринт ОИЯИ P1-81-125. Дубна, 1981.
4. Архипов В. В. и др. Поиск кумулятивных η -мезонов в реакции $\pi^- \text{Cu} \rightarrow \eta(180^\circ)X$ при импульсе 3,8 ГэВ/с. Препринт ОИЯИ P1-81-504. Дубна, 1981.
5. Анисимов Ю. С. и др. Сцинтилляционный передний спектрометр установки «Сфера» // Краткие сообщ. ОИЯИ. 1991. № 5[51]-91. С. 23–37.
6. Afanasiev S. V. et al. An Experiment on the A-Dependence of the Cross Section for Relativistic Deuteron Fragmentation into Cumulative Pions // JINR Rapid Commun. 1991. No. 5[51]-91. P. 5.

7. *Afanasiev S. V. et al.* Study of Charged Multiplicity in Cumulative Pion Production // JINR Rapid Commun. 1993. No. 1[38]-93. P. 21.
8. *Afanasiev S. V. et al.* Experimental Study of Multiplicity Dependence of Cumulative Pion Production in Fragmentation of Relativistic Deuterons and Carbon Nuclei // JINR Rapid Commun. 1993. No. 3[60]-93. P. 40.
9. *Afanasiev S. V. et al.* An Experiment to Search Cumulative Muon Pairs with Low Invariant Mass // JINR Rapid Commun. 1990. No. 7[46]-90. P. 6.
10. *Avramenko S. A. et al.* // Nucl. Phys. A. 1992. V. 547. P. 95c.
11. *Anikina M. Kh. et al.* // Phys. Lett. B. 1997. V. 397. P. 30–36.
12. *Карнаухов В. А.* Горячие ядра и фазовый переход жидкость–газ в ядерном веществе // Природа. 2000. №2. С. 5–12.
13. *Karnaikhov V. A. et al.* Spinodal Decomposition, Nuclear Fog and Two Characteristic Volumes in Thermal Multifragmentation // Nucl. Phys. A. 2005. V. 749. P. 65–72.
14. *Liu L. C., Haider Q.* Signature for the Existence of the Eta-Mesic Nucleus // Phys. Rev. C. 1986. V. 34, No. 5. P. 1845–1854.
15. *Afanasiev S. V. et al.* Search Results of η -Mesic Nuclei in the $d + C$ Reaction in JINR // Nucl. Phys. B. 2011. V. 219–220. P. 255–258.
16. *Zarubin P. I.* “Tomography” of the Cluster Structure of Light Nuclei via Relativistic Dissociation // Clusters in Nuclei. V. 3. Lecture Notes in Physics. 2014. V. 875. P. 51.
17. *Артеменков Д. А., Зайцев А. А., Зарубин П. И.* Поиск состояния Хойла в диссоциации релятивистских ядер ^{12}C // ЭЧАЯ. 2018. Т. 49, вып. 4. С. 929–945.
18. *Krasnov V. A., Anisimov Yu. S., Gmuca S., Janek M., Karpechev E. V., Kizka V. A., Kuznetsov S. N., Ladygin V. P., Livanov A. N., Malakhov A. I., Kliman J., Matousek V., Morhac M., Plekhanov E. B., Topilskaya N. S., Turzo I., Kurepin A. B., Vasiliev T. A.* Experimental Study of Resonant Like Structure in the Pion Production Reaction on the JINR Nuclotron // Proc. of XXXIII Intern. Conf. on High Energy Physics (ICHEP'06), Moscow, 2006. P. 988–989.
19. *Водопьянов А. С. и др.* Управление траекториями заряженных частиц с помощью изогнутого монокристалла // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 30, вып. 7. С. 474–478.
20. *Afanasiev S. V., Kovalenko A. D., Kuznetsov V. N., Romanov S. V., Saifulin Sh. Z., Taratin A. M. et al.* // Nucl. Instr. Meth. B. 2005. V. 227. P. 16–21.
21. *Ershov V. P. et al.* // Proc. of Intern. Workshop on Polarized Beams and Polarized Gas Target, Cologne, Germany, 1995. P. 193.
22. *Ажгирей Л. С. и др.* Исследование спиновой структуры дейтрона на малых межнуклонных расстояниях в реакции фрагментации поляризованных дейтронов в кумулятивные пионы // ЯФ. 2011. Т. 74, № 10. С. 1420–1437.
23. *Borzunov Yu. T. et al.* Experimental Set-Up ANOMALON for Measurement of Relativistic Nuclear Fragmentation Cross Sections // JINR Rapid Commun. 1997. No. 1[81]-97. P. 75–80.
24. *Korejwo A. et al.* The Measurement of Isotopic Cross Section of ^{12}C Beam Fragmentation on Liquid Hydrogen at 3.66 GeV/nucleon // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 2000. V. 26. P. 1171–1186.
25. *Korejwo A. et al.* Isotopic Cross Section of ^{12}C Beam Fragmentation on Hydrogen Measured at 1.87 and 2.69 GeV/nucleon // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 2002. V. 28. P. 1199–1208.
26. *Afanasiev S. et al.* Fragmentation of Tensor Polarized Deuterons into Cumulative Pions // Phys. Lett. B. 1998. V. 445, Iss. 1–2. P. 14–19.

27. Zolin L. S. *et al.* Measurement of the Tensor Analyzing Power $T(20)$ in the Fragmentation of 9-GeV Tensor Polarized Deuterons into Cumulative Pions // Few Body Syst. Suppl. 1999. V. 10. P. 455–458.
28. Afanasiev S. V. *et al.* Fragmentation of 7- to 9-GeV/c Deuterons to Cumulative Kaons // Phys. At. Nucl. 2014. V. 77, No. 1. P. 22–30; Yad. Fiz. 2014. V. 77, No. 1. P. 25–33.
29. Bazilev S. N. *et al.* Charge Exchange $dp \rightarrow (pp)n$ Reaction Study at 1.75A GeV/c by the STRELA Spectrometer // J. Phys.: Conf. Ser. 2016. V. 678. P. 012040.
30. Bazilev S. N. *et al.* Measurement of Neutron and Proton Analyzing Powers on C, CH, CH₂ and Cu Targets in the Momentum Region 3–4.2 GeV/c // Eur. Phys. J. A. 2020. V. 56. P. 1; 26.
31. Бельзер Л. И. и др. Отклонение пучка релятивистских ядер углерода с импульсом 53 ГэВ/с изогнутым монокристаллом кремния // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46, вып. 8. С. 303–306.
32. Yershov A. A. *et al.* Quasielastic and Inelastic Scattering of the Polarized Protons on Nuclei (MSU-SPHERE Experiment) // Proc. of the XV Intern. Seminar on High Energy Physics Problems “Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics” (ISHEPP XV), Dubna, Sept. 25–29, 2000 / Eds. A. M. Baldin, V. V. Burov, A. I. Malakhov. Dubna, 2001. V. II. P. 54–59.
33. Sharov V. I. *et al.* // XI Workshop on High Energy Spin Physics “SPIN-2005”, Dubna, Sept. 27 – Oct. 1, 2005.
34. Malakhov A. I. Research Program at the Nuclotron // Proc. of XV Intern. Seminar on High Energy Physics Problems “Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics” (ISHEPP XV), Dubna, Sept. 25–29, 2000 / Eds. A. M. Baldin, V. V. Burov, A. I. Malakhov. Dubna, 2001. P. 339–355.
35. Ladygin V. P., Uesaka T., Glagolev V. V. *et al.* Recent Results with Polarized Deuterons and Polarimetry at Nuclotron–NICA // J. Phys. 2011. V. 295. P. 012131.
36. Ladygin V. P. *et al.* Energy Dependence of the Vector A_y and Tensor A_{yy} and A_{xx} Analyzing Powers in Deuteron–Proton Elastic Scattering at Large Scattering Angles // Europhys. J. Web of Conf. 2019. V. 204. P. 01019.
37. Azhgirey L. S. *et al.* Observation of Tensor Polarization of Deuteron Beam Traveling through Matter // Part. Nucl. Lett. 2008. V. 5, No. 5(147). P. 728–735.
38. Ажгирей Л. С. и др. Измерение тензорной поляризации проходящего через вещество пучка дейтронов // Письма в ЭЧАЯ. 2010. Т. 7, № 1(157). С. 49–58.
39. Baryshevsky V. G. About Possible Influence of Birefringence Effect on Processes of Production (Photoproduction, Electroproduction) of Vector Mesons (Particles with the Spin $S \geq 1$) in Nuclei // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 1993. V. 19. P. 273.
40. Арефьев В. А. и др. Исследование многочастичных ядерных взаимодействий в переходной области энергий на пучках нуклотрона. Препринт ОИЯИ Р1-2001-277. Дубна, 2001.
41. Балдин А. А. и др. Экспериментальное исследование асимметрий в инклюзивных спектрах π^+ , p , d при взаимодействии поляризованных протонов и дейтронов с углеродными мишенями на установке «Маруся». Препринт ОИЯИ Р1-2007-180. Дубна, 2007.
42. Krivopustov M. I. *et al.* Experimental Studies of Electronuclear Method of Energy Production and Transmutation of Radioactive Wastes Using Relativistic Beams from JINR (Dubna) Synchrophasotron/Nuclotron // Proc. of the XV Intern. Seminar on High Energy Physics Problems “Relativistic Nuclear Physics and

- Quantum Chromodynamics" (ISHEPP XV), Dubna, Sept. 25–29, 2000 / Eds. A. M. Baldin, V. V. Burov, A. I. Malakhov. Dubna, 2001. V. II. P. 3–21.
43. Красавин Е. А. Радиобиологические исследования на ускорителях ОИЯИ // УФН. 2016. Т. 186, № 4. С. 435–443.
44. Malakhov A. *et al.* Construction of the Proton–Ion Complex (PROTION) for Early Diagnostics and Oncology Therapy in Dubna Special Economic Zone // Proc. of the XX Intern. Baldin Seminar on High Energy Physics Problems, Dubna, Oct. 4–9, 2010. P. 299–304.
45. Malakhov A. *et al.* Superconducting “Gantry” for Medical Proton–Ion Therapy Center // Proc. of the 12th Intern. Workshop “Relativistic Nuclear Physics: From Hundreds of MeV to TeV”, Stara Lesna, Slovak Republic, June 16–20, 2014. P. 135–142.
46. Туполев А. // Наука и жизнь. 1989. № 1. С. 33.

ИССЛЕДОВАНИЯ ПО РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ В ДРУГИХ ФИЗИЧЕСКИХ ЦЕНТРАХ

В этой главе приводится краткая информация о некоторых результатах в области релятивистской ядерной физики, полученных в экспериментах в других физических центрах, таких как ЦЕРН и BNL. Но прежде рассмотрим некоторые вопросы, касающиеся взаимодействий релятивистских ядер, которые позволят лучше понять результаты этих экспериментов.

10.1. Еще раз о взаимодействии релятивистских ядер

Как упоминалось выше (в гл. 1), динамика кварков и глюонов описывается в рамках квантовой хромодинамики (КХД) — релятивистской квантовой теории сильных взаимодействий. Предложенная кварковая модель позволяет достаточно хорошо объяснить многие характерные свойства наблюдаемого спектра адронов: массы, квантовые числа и моды распада [1, 2]. Ненаблюдаемость свободных кварков и глюонов, т. е. принципиальная невозможность экспериментального обнаружения партона с цветным зарядом в свободном состоянии, является результатом присущего КХД механизма удержания цвета — «color confinement». Напомним, что в основе конфайнмента находится факт глюонного самодействия (когда обладающие цветным зарядом глюоны могут взаимодействовать друг с другом, как и с кварками), приводящего к тому, что при увеличении расстояния r между двумя цветными объектами глюонное поле формируется в виде трубки цветного заряда (струны) длиной около 1 Фм и эффективным потенциалом $V(r)$ между двумя (анти)кварками, содержащим член, пропорциональный расстоянию:

$$V(r) \sim -\alpha_s/r + kr,$$

где α_s — эффективная константа связи сильного взаимодействия, а k — «натяжение» струны.

С увеличением расстояния возрастает и потенциальная энергия струны, что приводит при некотором предельном значении «натяжения» к рождению пары кварк–антикварк из вакуума и образованию уже двух струн, так что вновь образованные объекты остаются бесцветными (синглетами по цвету). Зависимость эффективной константы связи от величины переданного импульса Q определяется выражением

$$\alpha_s(Q) \approx \frac{12\pi}{33 - 2N_f \ln(Q^2/\Lambda_{\text{QCD}}^2)},$$

где N_f — число активных ароматов кварков, а КХД-параметр $\Lambda_{\text{QCD}} \sim \sim 200$ МэВ получен из данных по глубоконеупругому рассеянию. На рис. 10.1 представлены результаты по измерению величины α_s при разных значениях переданного импульса Q . Видно, что уменьшение сильной связи с ростом энергии зафиксировано в широком диапазоне переданных импульсов. Присущая КХД так называемая асимптотическая свобода («asymptotic freedom») [3] позволяет использовать в расчетах теорию возмущений КХД — пертурбативную КХД (pQCD), согласно которой основной вклад в межкварковые взаимодействия при больших значениях Q (малых расстояниях) вносят одноглюонные обмены [4] (см. рис. 10.1).

Благодаря асимптотической свободе при высоких плотностях и температурах ядерная материя может переходить в состояние квазисвободных кварков и глюонов — кварк-глюонную плазму (КГП) [5–7]. Хотя теоретические методы для предсказания характеристик таких систем (КХД-термодинамика) пока развиты недостаточно, но на основе эффективных моделей показано, что при возрастании плотности адронов среднее расстояние между партонами становится настолько малым, что отдельные кварки более не принадлежат какой-то отдельной частице, а становятся свободными в пределах объема, занимаемого адронами (рис. 10.2). При данных условиях межкварковые взаимодействия становятся достаточно слабыми, поэтому в расчетах можно применить пертурбативную КХД.

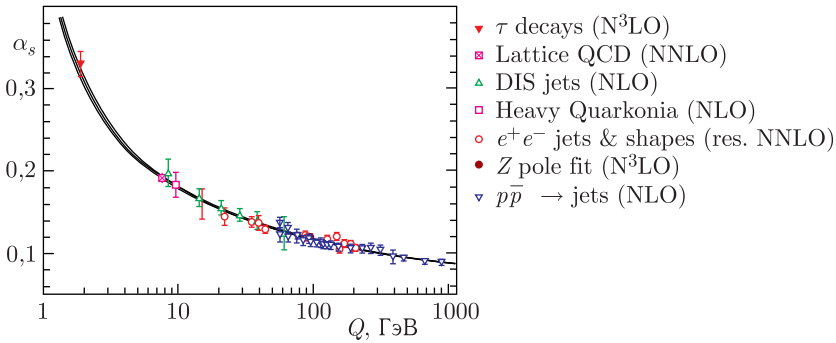


Рис. 10.1. Зависимость константы связи сильного взаимодействия α_s от переданного импульса Q . Кривыми показаны предсказания на основе КХД [4]

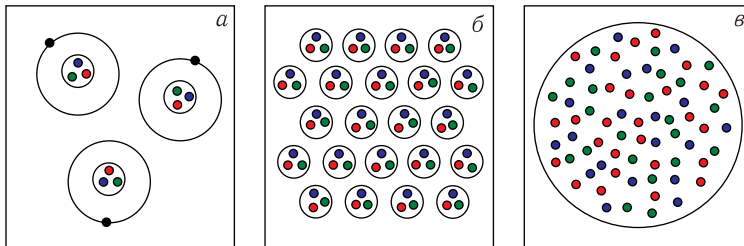


Рис. 10.2. Схематическое представление эволюции материи с увеличением плотности от отдельных атомов (а) до ядерной (б) и кварковой (в) материи

Согласно КХД-расчетам на решетке [8] критическая плотность энергии перехода в состояние КГП составляет порядка $0,6\text{--}1,0 \text{ ГэВ}/\text{Фм}^3$. Эта величина эквивалентна значению температуры, именуемой критической температурой T_c , равному примерно $155\text{--}170 \text{ МэВ}$ ($\sim 10^{12} \text{ К}$). Эти плотности энергии в два раза больше плотности энергии в нуклоне ($0,5 \text{ ГэВ}/\text{Фм}^3$) и почти на порядок больше плотности энергии в ядре ($0,14 \text{ ГэВ}/\text{Фм}^3$). Результаты расчетов указывают на резкое изменение характеристик системы при приближении к T_c (рис. 10.3), что связано с изменением эффективного количества степеней свободы [9]. Деконфайнмент является следствием как больших переданных импульсов при высоких температурах, так и эффекта экранирования линейной части КХД-потенциала при больших плотностях цветных зарядов. Как видно из рис. 10.3, на котором представлено отношение плотности энергии к T^4 , остаточное сильное взаимодействие (неполное экранирование) приводит к отклонению результатов от уровня значения для идеального газа Стеффана–Больцмана, обозначенного стрелкой в верхнем правом углу рисунка.

При рассмотрении двух фаз КХД-материи — адронного газа и КГП — естественно возникает вопрос о фазовом переходе между ними и в более общем смысле — о фазовой диаграмме сильновзаимодействующей материи. Эта диаграмма для удобства схематично приведена на рис. 10.4 и представляет собой зависимость температуры от барионной плотности, характеризуемой величиной барионного химического потенциала μ_B , который отражает количество барионов за вычетом антибарионов и связан с плотностью ядерной материи.

Напомним, что химический потенциал — это термодинамическая функция, применяемая для описания состояния системы с переменным числом частиц. Химический потенциал равен энергии добавления одной частицы в систему без совершения работы. Из определения следует, что при добавлении

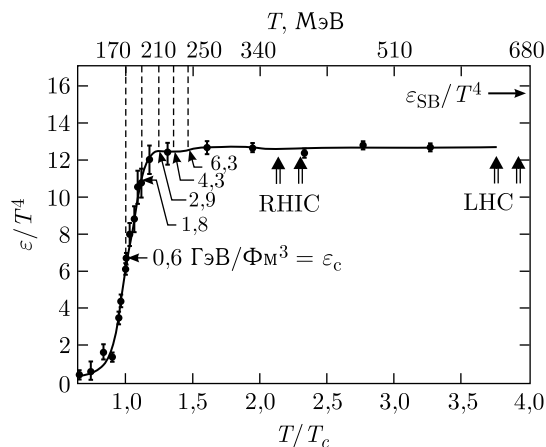


Рис. 10.3. Зависимость плотности энергии КГП из трех ароматов в расчетах КХД на решетках от T/T_c . Критическая температура $T_c = 170 \text{ МэВ}$. Вертикальными стрелками указаны температуры, достигнутые на коллайдерах RHIC и LHC. Справа вверху показано предельное значение плотности энергии для идеального газа невзаимодействующих кварков и глюонов

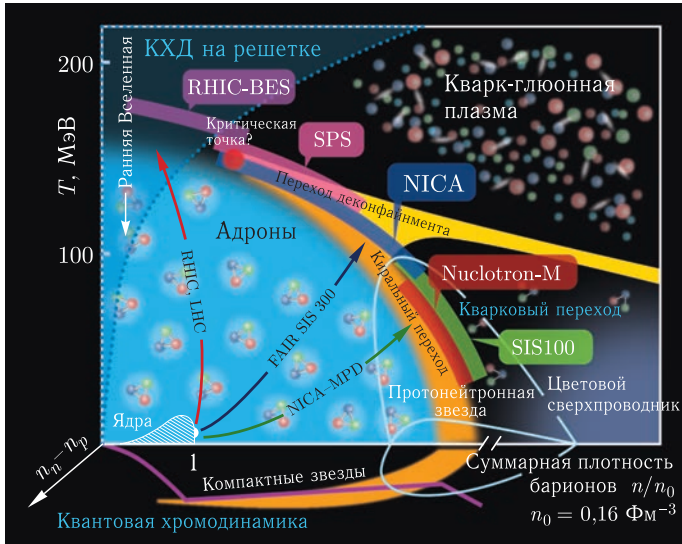


Рис. 10.4. Схематическое представление фазовой диаграммы КХД-материи. По горизонтальной оси — барионная плотность ядерной материи в единицах нормальной плотности, по вертикальной оси — температура ядерной материи

в систему dN частиц энергия этой системы меняется на $dE = \mu dN$. Поясним физический смысл химического потенциала на примере ядерной материи. Мы знаем, что масса покоя образующих ядерную материю частиц (нуклонов) равна примерно 940 МэВ. Также известно, что энергия связи в ядре равна ~ 10 МэВ. Значит, при внесении нового нуклона энергия системы изменится на $dE = \mu_B dN = \mu_B \approx 940 - 10 = 930$ МэВ.

Согласно расчетам на решетке КХД при больших T и малых μ_B характеристики фазовой трансформации соответствуют непрерывному переходу типа кроссовер (crossover), который преобразуется в фазовый переход первого рода при больших μ_B [10]. Фазовый переход первого рода — это переход, в котором происходит резкий скачок термодинамических потенциалов. Кроссовер — это плавный переход из одного фазового состояния в другое, не сопровождающееся резким скачком термодинамических потенциалов. Такая структура диаграммы требует существования критической точки, которой оканчивается линия перехода первого рода [11], однако точное ее положение и даже само существование пока не подтверждено экспериментально. Для подробного изучения свойств фазовых переходов в сильновзаимодействующей материи требуется создание в лабораторных условиях ядерной материи достаточного объема при экстремальных значениях плотности и температуры.

Как упоминалось ранее, для создания в лабораторных условиях материи при экстремальных плотностях энергии было предложено использовать столкновения релятивистских ядер. Этот метод экспериментально был подтвержден на синхрофазотроне ОИЯИ (Дубна) и ускорителе Bevalac (Беркли). В настоящее время столкновения релятивистских ядер являются единственным

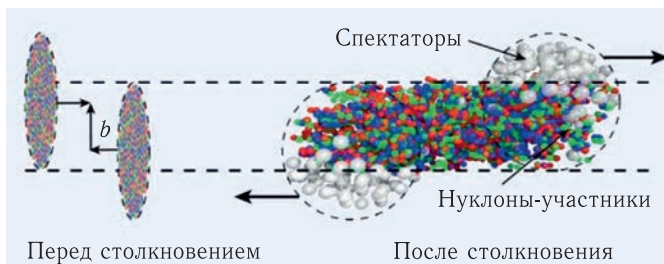


Рис. 10.5. Схематическое представление столкновения двух ядер. Форма сталкивающихся ядер отражает результат лоренц-сокращения продольных размеров релятивистских ядер

способом получать и изучать в лабораторных условиях ядерную материю, частично (или полностью) находящуюся в фазе КГП.

Реакция столкновения (рис. 10.5) характеризуется величиной прицельного параметра b (т. е. расстояния между центрами ядер (см. п. 5.3)), определяющей центральность столкновения. В результате многократных столкновений нуклонов-участников взаимодействия (participants) образуется область с высокой плотностью энергии и частиц, называемая файерболом. Длительность процесса первичного столкновения между нуклонными структурными элементами (партонами) составляет порядка $2R/\gamma$, где R — радиус ядра, а γ — гамма-фактор в системе центра масс. Например, для области энергий ускорителя SPS (от 6 до 17 ГэВ в системе центра масс) этот промежуток времени составляет примерно от 1,5 до 4 Фм/с. Кинетическая энергия сталкивающихся ядер частично диссипирует в области взаимодействия, и если плотность энергии достигает критического значения ($T > T_c$), то система в результате нагрева переходит в фазу КГП. В результате термального давления при столкновении горячей и плотной ядерной материи файербол расширяется и охлаждается.

Важно понять, что происходит потом в системе двух сталкивающихся ядер и какова динамика, определяющая эволюцию файербола.

Основными целями экспериментальных программ с релятивистскими тяжелыми ионами на ускорителях SPS (ЦЕРН), RHIC (Брукхейвен) и LHC (ЦЕРН) в течение последних 20 лет являлись:

- определение набора наблюдаемых и нахождение диапазона энергий для начала фазового перехода в ядерной материи (onset of deconfinement), а также определение характеристик этого фазового перехода;
- изучение свойств ядерной материи в форме КГП.

В соответствии с современными представлениями о динамике файербола на основе результатов модельных расчетов с помощью генераторов ядерных столкновений образованные в реакции частицы испытывают большое количество вторичных перерассеяний в плотной среде, при этом теряется значительная доля информации о характеристиках материи в момент их рождения. Поэтому выбор оптимальных сигналов («пробников») для наблюдения возможных фазовых переходов в ядерной материи является весьма нетривиальной задачей. Необходимо помнить о том, что длительность интервала

времени, в течение которого материя находилась в фазе КГП, не превышает нескольких ферми в секунду, поэтому сигналы о фазовом переходе могут быть потеряны в процессе последующей динамической эволюции длительностью в несколько десятков ферми в секунду. Оптимальным «пробником» считается сигнал, который характеризуется некоторой аномалией в энергетической зависимости.

На основании анализа экспериментальных данных и теоретических расчетов перспективными считаются следующие наблюдаемые явления:

- повышенный выход странности в $A + A$ -реакциях по сравнению с элементарными столкновениями;
- увеличение выхода античастиц в центральных $A + A$ -столкновениях;
- повышенный уровень событийных динамических флуктуаций (к примеру, флуктуаций среднего поперечного импульса) и отношения выходов частиц (например, флуктуации в событийном отношении K/π);
- подавление J/ψ ;
- подавление (гашение) струй в центральных $A + A$ -столкновениях (jet quenching);
- выход прямых фотонов и дилептонов.

Рассмотрим еще раз некоторые признаки образования КГП.

В качестве одной из наиболее оптимальных стратегий для поиска КГП в эксперименте NA49 (позднее — NA61) было предложено изучать энергетическую зависимость выходов пионов и каонов: предсказывалось, что при фазовом переходе меняется характер роста выходов пионов с энергией и проявляется немонотонность в отношении K^+/π^+ . На основании анализа первых экспериментальных данных, полученных при максимальной энергии ускорителей AGS (11A ГэВ) и SPS (158A ГэВ), было высказано предположение, что ожидаемая в связи с фазовым переходом аномалия в энергетической зависимости рождения пионов и каонов находится где-то между этими двумя значениями энергии [14].

Одним из важных результатов в первых экспериментах с тяжелыми ионами на ускорителе SPS в ЦЕРН было обнаружение коллективных радиальных потоков (кластеров) при центральных столкновениях тяжелых ядер. Частицы, находящиеся в общем поле скоростей, приобретают дополнительный импульс, который пропорционален их массе, так что характер зависимости параметра наклона распределений по поперечному импульсу (эффективной температуры T_{eff}) от массы частицы позволяет прояснить детали динамической эволюции источника частиц.

Интерес к исследованию выхода легких ядер и антиядер связан с возможностью изучения механизма образования нуклонных кластеров внутри горячей адронной материи, а также внутренней динамики файерболла, образуемого при столкновении релятивистских ядер. Легкие ядра в кинематической области, далекой от областей фрагментации мишени и пучка, могут или рождаться в результате столкновений нуклонов (в комбинации с несколькими антибарионами при сохранении барионного числа), или образовываться в результате реакции слияния нескольких вторичных нуклонов, расположенных близко друг к другу в конфигурационном пространстве и имеющих малый относительный импульс. Прямое рождение ядер возможно, в принципе, при

больших энергиях. К примеру, порог рождения дейтрона при нуклон-нуклонном столкновении составляет около 35 ГэВ, однако присутствие таких (рожденных в первичном столкновении) частиц в экспериментально измеренном распределении представляется сомнительным, так как средняя величина температуры в центре взаимодействия составляет примерно 150 МэВ, а количество вторичных взаимодействий равно в среднем 20–30. Принимая во внимание большое сечение взаимодействия адронов с ядрами и чрезвычайно малую энергию связи (в среднем несколько мегаэлектронвольт на нуклон) по сравнению с температурой, можно с уверенностью утверждать, что большинство таких кластеров в процессе эволюции фэйрбола разваливается на составляющие их нуклоны. Более вероятным представляется подход в рамках коалесцентной модели, в которой выход ядер определяется произведением инвариантных распределений нуклонов и эмпирическим параметром — коэффициентом коалесценции B_A , обратно пропорциональным эффективному объему источника. Вследствие значительных коллективных эффектов в источнике процесс образования нуклонных кластеров чувствителен не только к плотности нуклонов в фазовом пространстве, но и к пространственно-импульсным корреляциям в полях коллективных скоростей. Для того чтобы получить детальную информацию о структуре источника частиц (о распределении плотности нуклонов и профиле коллективных скоростей), необходимы многочисленные измерения распределений по поперечному импульсу и быстрой для кластеров различной массы при нескольких энергиях и центральных столкновениях.

10.2. Результаты на SPS

Для начала приведем оценки плотности энергии, достигаемой на ряде ускорителей:

AGS (Au + Au, $\sqrt{s_{NN}} = 5$ ГэВ) — 1,5 ГэВ/Фм³;

SPS (Pb + Pb, $\sqrt{s_{NN}} = 17$ ГэВ) — 2,9 ГэВ/Фм³;

RHIC (Au + Au, $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ) — 5,4 ГэВ/Фм³.

Таким образом, на SPS и RHIC [15] плотности энергии, достигаемые в центральных столкновениях, превышают необходимый предел для образования КГП, который получается из расчетов на решетке.

Основная цель программы с тяжелыми ионами в ЦЕРН на суперпротонном синхротроне (SPS) — экспериментальное исследование свойств ядерной материи в экстремальных условиях.

Одним из основных экспериментов на SPS является NA61/SHINE (дальнейшее развитие эксперимента NA49) (см. п. 8.4). В рамках этого эксперимента на фиксированной мишени реализуется большая программа по физике сильных взаимодействий, которая охватывает изучение начала деконфайнмента и поиск критической точки на фазовой диаграмме ядерной материи. Для достижения этих целей в эксперименте NA61/SHINE было выполнено сканирование широкой области фазовой диаграммы КХД путем изменения импульса и размера сталкивающихся систем ($p + p$, $p + \text{Pb}$, $\text{Be} + \text{Be}$, $\text{Ag} + \text{Sc}$, $\text{Xe} + \text{La}$, $\text{Pb} + \text{Pb}$).

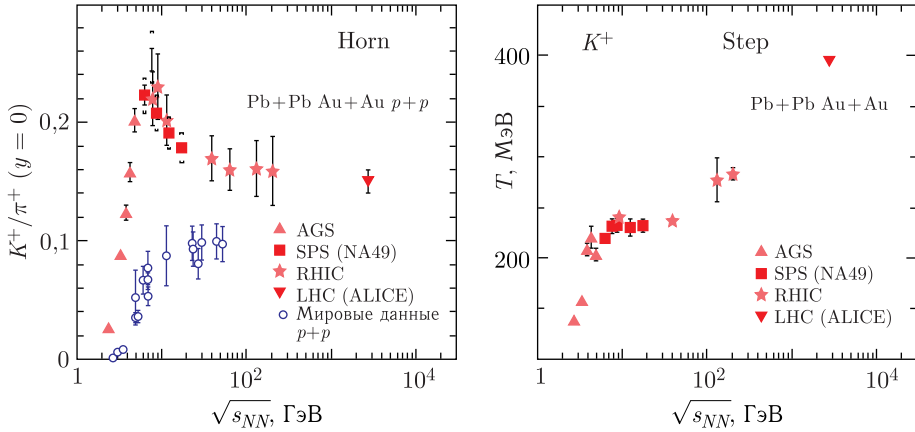


Рис. 10.6. Зависимость отношения выхода K^+/π^+ («horn») и параметра наклона для каонов («step») от энергии в центральных взаимодействиях $A + A$ и $p + p$

Также было изучено рождение легких ядер. Механизм формирования кластеров недостаточно хорошо изучен и требует дальнейших исследований. Дейтроны и тритоны обладают малой энергией связи (2,2 и 8,2 МэВ соответственно) и с большой вероятностью не выдерживают повторных столкновений. Таким образом, вероятно, что наблюдаемые дейтроны и тритоны, а также значительная доля малонуклонных связанных состояний, зарегистрированных в области центральных быстрот, образуются на поздней стадии реакции, близкой к точке «замерзания». Следовательно, легкие ядра, наблюдаемые в эксперименте и образующиеся вблизи «вымораживания», могут давать информацию о пространственно-временной структуре этой поздней стадии столкновения.

Основные результаты (рис. 10.6), полученные на установке предыдущей версии NA49, — данные по энергетической зависимости отношения K^+/π^+ и обратного параметра наклона T спектров поперечных масс K^+ -мезонов, измеренного в центральных столкновениях Pb + Pb (Au + Au) [15]. Эти данные стали первым указанием на наличие фазового перехода к кварк-глюонной материи в энергетической области порядка 10 ГэВ.

Поиск критической точки осуществляется в эксперименте NA61 путем сканирования энергии и атомного номера сталкивающихся ядер. Положение критической области неопределенно, но лучшие теоретические оценки, основанные на расчетах КХД на решетке, предсказывают ее при $T \sim 158$ МэВ и $\mu_B \sim 360$ МэВ. Характерным свойством фазового перехода в области критической точки могут быть большие флуктуации, в частности, прогнозируется усиление флуктуаций множественности и поперечного импульса [16, 17].

На рис. 10.7, а показаны результаты сканирования по энергии и атомному номеру взаимодействующих ядер в эксперименте NA61. Видно, что пока критическая точка не наблюдается.

Изучено рождение ядер d и ${}^3\text{He}$ при центральных взаимодействиях Pb + Pb при пяти значениях энергии столкновений ($\sqrt{s_{NN}} = 6,3, 7,6, 8,8, 12,3$ и $1,3$ ГэВ) [18, 19]. Измерены поперечные спектры импульса и быстрые

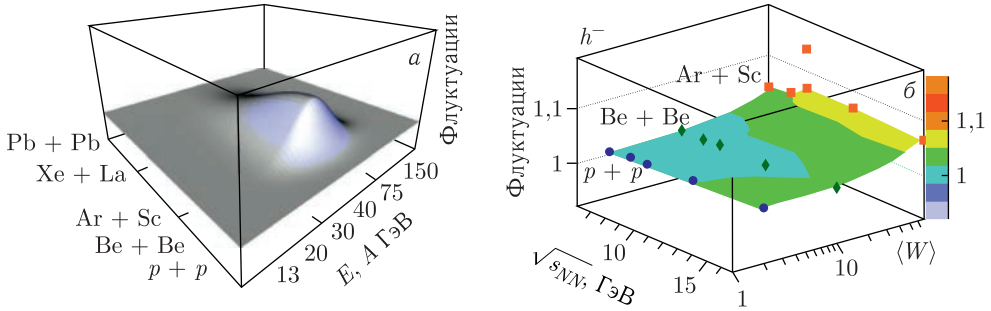


Рис. 10.7. а) Холм флуктуаций, которые могут наблюдаться при сканировании по импульсу пучка и размеру системы вблизи критической точки. б) Флуктуации, измеренные NA61/SHINE в неупругих взаимодействиях $p + p$ и жестких столкновениях $Be + Be$ и $Ar + Sc$ при энергиях SPS (результаты относятся к отрицательно заряженным адронам)

распределения. Результаты сравнивались с предсказаниями статистических моделей. Обсуждены и сравнены фазово-пространственные распределения легких ядер с распределениями протонов в контексте коалесцентного подхода.

В рамках модели коалесценции предполагается, что нуклоны с близкими значениями координат и импульсов могут образовывать связную систему — нуклонный кластер. Численно инвариантный выход ядер N_A с зарядом Z и массовым числом A пропорционален произведению выходов протонов N_p и нейтронов N_n :

$$E_A \frac{d^3 N_A}{d^3 P_A} = B_A \left(E_p \frac{d^3 N_p}{d^3 p} \right)^Z \left(E_n \frac{d^3 N_n}{d^3 p} \right)^{A-Z}.$$

Определены параметры коалесценции B_2 и B_3 для d и ${}^3\text{He}$ при всех доступных значениях энергии. Параметры коалесценции для d и ${}^3\text{He}$ при центральных $A + A$ -столкновениях представлены на рис. 10.8.

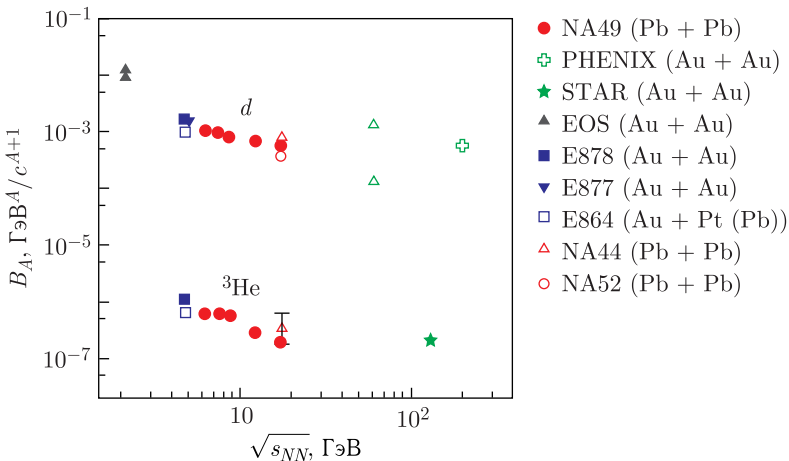


Рис. 10.8. Параметры коалесценции для d и ${}^3\text{He}$ при центральных $A + A$ -столкновениях

10.3. Результаты на RHIC

10.3.1. Множественность вторичных частиц. Что касается множественности при энергиях RHIC, то перед началом его работы (в 2000 г.) ожидалось, что множественность, которая определяется выходом мягких частиц, будет описываться моделями, учитывающими рождение мини-струй. Указанные модели предсказывают быстрый рост множественности с увеличением начальной энергии, и этот рост будет более резким с увеличением центральности. Данные, полученные на RHIC уже в первый год его работы, показали, что рост множественности происходит заметно слабее, чем ожидалось. Для объяснения такого сравнительно слабого роста множественности с увеличением энергии столкновений предлагались два возможных механизма. Одним из таких механизмов является затенение глюонов. В качестве другого механизма рассматривается насыщение глюонных распределений при малых значениях x за счет нелинейного взаимодействия глюонов. Такое насыщение распределений за счет большой плотности глюонов называют «конденсатом цветного стекла» (color glass condensate). Экспериментальные данные показывают, что наиболее вероятным кандидатом для описания множественности мягких частиц (а именно такие частицы дают основной вклад в множественность) являются модели, учитывающие насыщение глюонных распределений.

10.3.2. Термодинамическое равновесие. Распределения отношений выходов каонов, протонов и антипротонов в зависимости от центральности быстро насыщаются. Эти отношения для центральных столкновений были проанализированы в рамках термодинамической модели, правомерность использования которой подтверждается большой множественностью частиц в событиях. Пример такого анализа представлен в работах [21, 22]. Результаты анализа приведены на рис. 10.9.

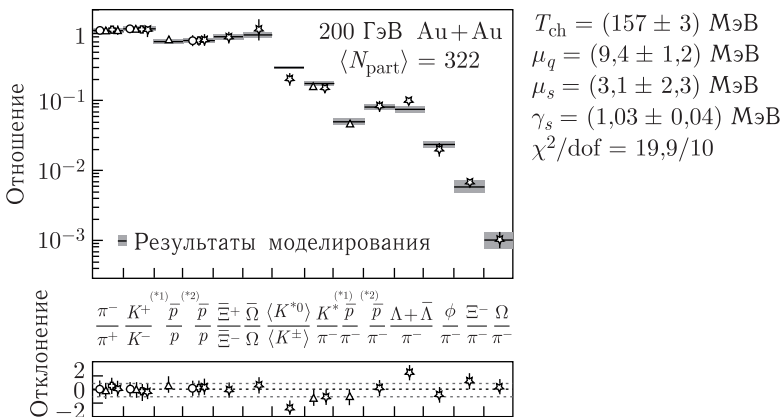


Рис. 10.9. Отношения выходов частиц для центральных Au + Au-столкновений при максимальной энергии RHIC, полученные в разных экспериментах: PHENIX (треугольники), STAR (звездочки), BRAHMS (кружки) и PHOBOS (крестики). На нижнем графике показаны отклонения от фитирования, выполненного в рамках термодинамической модели. Параметры фитирования показаны на верхнем графике

Таким образом, в результате анализа отношений выходов частиц на основе термодинамических моделей можно сделать вывод, что полное термодинамическое равновесие устанавливается на кварковом уровне в центральных столкновениях при энергиях RHIC и температуре $T_{ch} \approx 157-177$ МэВ (см. рис. 10.9).

10.3.3. Рождение легких ядер. Наряду с выходами адронов при энергиях RHIC были измерены спектры легчайших ядер и антиядер (дейтронов и ${}^3\text{He}$) [23, 24]. Поскольку дейтрон (антидейтрон) является слабо связанной системой ($\varepsilon = 2,24$ МэВ), то они возникают на последней стадии реакции. Общепринятым механизмом их образования является коалесценция. Как было показано в п. 10.2, в рамках модели коалесценции предполагается, что нуклоны с близкими значениями координат и импульсов могут образовывать связную систему — нуклонный кластер. Там же дано определение коэффициентов коалесценции.

Полученные значения коэффициентов коалесценции при разных энергиях RHIC показаны на рис. 10.10. Из этого рисунка видно, что, начиная с энергии $\sqrt{s_{NN}} = 20$ ГэВ, коэффициент коалесценции перестает зависеть от энергии, что согласуется с измерениями размера области взаимодействия методом корреляции тождественных частиц. В пределах ошибок коэффициенты коалесценции для дейтронов и антидейтронов равны. Это указывает на одинаковые времена вымораживания для нуклонов и антинуклонов. На основании равенства этих коэффициентов в работе [24] получено отношение антинейтронов к нейтронам в центральной области $\bar{n}/n = 0,37 \pm 0,04$ (отметим, что $\bar{p}/p = 0,73 \pm 0,01$). При этом часть протонов (нейтронов) p_a и антипротонов рождаются парами, а часть являются протонами (нейтронами), входящими в состав p_n .

Отсюда получаем связь

$$p_n = \frac{(1 - \bar{p}/p)}{\bar{p}/p} p_a = (0,37 \pm 0,04) p_a,$$

$$n_n = \frac{(1 - \bar{n}/n)}{\bar{n}/n} n_a = (0,56 \pm 0,11) n_a.$$

Из этих равенств следует, что при равном числе нейтронов и протонов, рожденных в паре с соответствующими античастицами, значения плотности

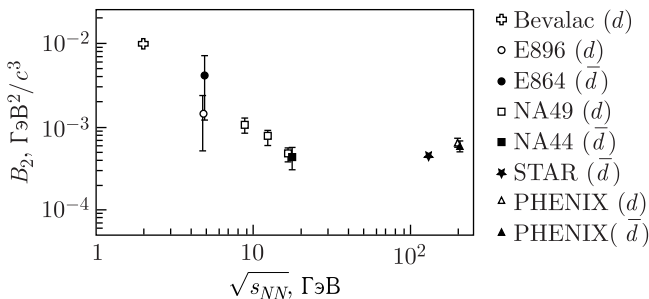


Рис. 10.10. Зависимость коэффициента коалесценции от энергии столкновений [24]

первичных протонов и нейтронов пропорциональны их числу в сталкивающихся ядрах (что представляется естественным).

10.3.4. Определение средней скорости расширения фибрбола от энергии. Величина средней скорости расширения фибрбола β_T слабо зависит от выбора модели образования адронов. Определена ее зависимость от энергии столкновения [25] (рис. 10.11). Видно, что β_T практически не зависит от энергии столкновения.

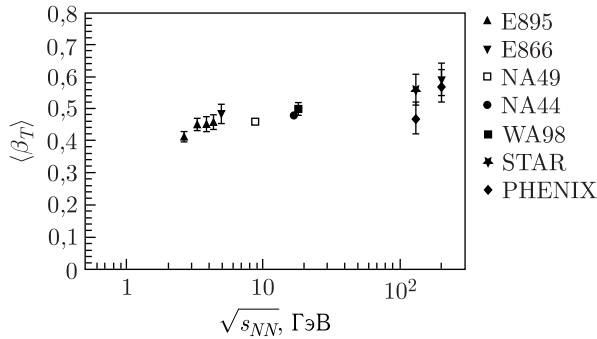


Рис. 10.11. Зависимость средней скорости расширения фибрбола от энергии столкновения

10.3.5. Эллиптические потоки. При нецентральных столкновениях область пересечения взаимодействующих ядер имеет анизотропную форму (рис. 10.12). Для наглядности можно считать ее имеющей форму эллипсоида. Если в фибрболе, который образуется при нецентральном столкновении, существует сильное взаимодействие (конституенты имеют малую длину пробега), то такое взаимодействие приводит к возникновению эллиптического потока, который в конечном счете находит выражение в асимметрии испускания частиц по отношению к плоскости реакции.

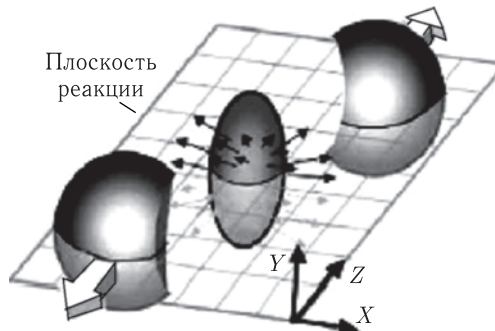


Рис. 10.12. Схематическое представление области взаимодействия, образующейся в первые мгновения после нецентрального ядро-ядерного столкновения. Сталкивающиеся ядра движутся вдоль оси z

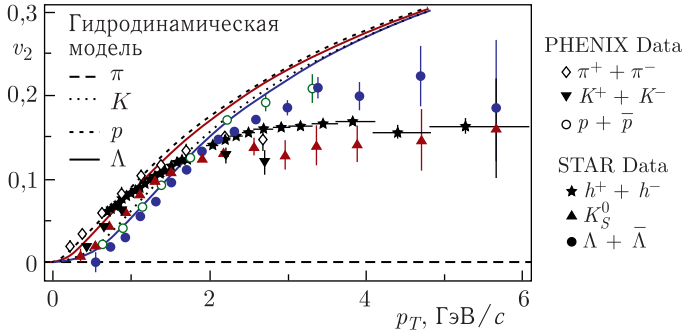


Рис. 10.13. Зависимость величины эллиптического потока v_2 от поперечного импульса

Потоки, возникающие при нецентральных столкновениях, определяются распределением выходов частиц по азимутальному углу по следующей формуле:

$$\frac{dN}{d\varphi} = v_0/2\pi + (v_2/\pi) \cos(2\varphi) + (v_4/\pi) \cos(4\varphi) + \dots,$$

при этом коэффициент v_0 называется прямым потоком, v_2 — эллиптическим потоком, а угол φ отсчитывается от плоскости реакции. Эллиптический поток чувствителен не только к величине взаимодействия между конститuentами, но и к уравнению состояния образовавшегося файерболла. Это понятно из того факта, что для установления достаточно большой величины эллиптического потока необходимо, чтобы анизотропия сохранялась в течение значительного времени.

Пример экспериментальных данных для эллиптического потока при энергиях RHIC приведен на рис. 10.13 [26]. Также на этом рисунке показано, как эти данные описываются гидродинамической моделью.

10.3.6. Эффект гашения струй. Эффект гашения струй, возможно, является одним из самых ярких результатов, полученных в ядро-ядерных столкновениях при энергиях RHIC.

Этот эффект имеет следующие особенности:

- его нельзя наблюдать при более низких энергиях из-за малого сечения рождения струй;
- он относится к так называемым жестким «пробникам», несущим информацию о ранних стадиях реакции;
- он имеет наглядную интерпретацию и был предсказан до запуска RHIC;
- разные аспекты явления можно изучать, используя широкий набор наблюдаемых величин, что существенно повышает его информативность.

На качественном уровне эффект гашения струй можно описать следующим образом. На первой стадии реакции партоны из сталкивающихся ядер, жестко рассеиваясь, рожают партоны с большими поперечными импульсами, которые в дальнейшем фрагментируют в струю адронов с поперечными импульсами $p_T \geq 3-6$ ГэВ/с. Проходя через сжатую и разогретую ядерную материю, эти партоны теряют энергию, что приводит к эффекту гашения струй. При этом величина потерь энергии партонами зависит от свойств среды, через

которую они проходят. В случае образования КГП, т. е. среды, элементарными возбуждениями которой являются не бесцветные адроны, а несущие цветовой заряд кварки и глюоны, потери энергии партонами существенно больше по сравнению с потерями энергии в среде, состоящей из бесцветных адронов. В работе [27] для условий RHIC приводится оценка потерь энергии кварком $dE/dx = 1$ ГэВ/Фм.

Одним из прямых сигналов, позволяющих наблюдать проявление эффекта гашения струй, является относительное измерение выходов адронов с большими поперечными импульсами в ядро-ядерных и нуклон-нуклонных соударениях при одинаковой энергии столкновений. Из описанного выше сценария следует, что потери энергии партонами с большими поперечными импульсами приведут к уменьшению относительных выходов высокоэнергетических адронов в ядро-ядерных столкновениях. Для количественной характеристики такого подавления вводят коэффициент модификации ядерной среды (nuclear modification factor) R_{AB} , который равен отношению числа зарегистрированных адронов к числу адронов, которые должны родиться с учетом числа парных соударений между нуклонами, входящими в состав сталкивающихся ядер.

Иногда вместо коэффициента модификации ядерной среды R_{AB} используют коэффициент R_{CP} , равный отношению выходов в центральных N^c и периферических N^p столкновениях, нормированных на число столкновений между нуклонами в сталкивающихся ядрах (на число барионных столкновений) $\langle N_{coll}^c \rangle$, $\langle N_{coll}^p \rangle$:

$$R_{CP} = \frac{dN^c / \langle N_{coll}^c \rangle}{dN^p / \langle N_{coll}^p \rangle}.$$

Для периферических столкновений $R_{AB} = 1$. Это значит, что выходы заряженных адронов и нейтральных пионов в периферических столкновениях пропорциональны числу барионных столкновений, следовательно, $R_{AB} = R_{CP}$. В работах, посвященных эффекту гашения струй, используется как R_{AB} , так и R_{CP} .

Потери энергии зависят от свойств среды, в частности от плотности партонов в образовавшемся файерболе и его динамики. Пример последних экспериментальных данных и теоретических расчетов показан на рис. 10.14. Также из этого рисунка видно, что выходы пионов и η -мезонов подавлены в одинаковой степени, а коэффициент модификации ядерной среды для прямых фотонов не зависит от поперечного импульса и равен единице.

Эффект гашения струй должен проявляться не только в подавлении относительных выходов жестких адронов. Если поставить вопрос шире, то можно извлечь более детальную информацию о свойствах рожденного файербола, не только рассматривая изменения выходов жестких адронов, но и изучая зависимости корреляционных характеристик струй от широкого набора переменных.

Остановимся на некоторых результатах проявления эффекта гашения струй для корреляционных наблюдаемых в экспериментах на RHIC. В протон-протонных столкновениях при энергиях RHIC рождаются две струи в противоположных направлениях (что следует из закона сохранения импульса).

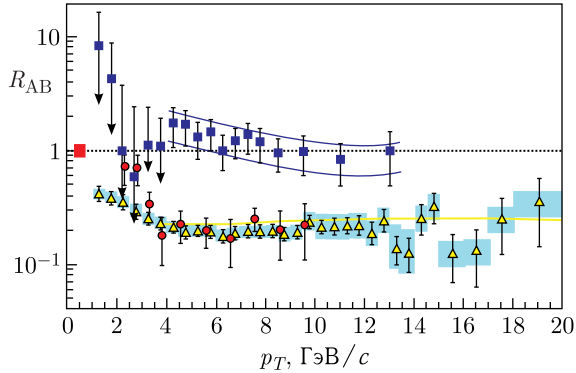


Рис. 10.14. Коэффициент модификации ядерной среды R_{AB} в зависимости от p_T для жестких фотонов (квадраты), нейтральных пионов (треугольники) и η -мезонов (кружки). Линия — результаты расчетов потерь энергии [28]

Естественно поставить вопрос о том, сохраняется ли особенность топологии парного рождения струй в Au + Au-столкновениях, характерная для реакций $p + p$, $d + Au$. Данные по изучению корреляций струй с противоположными направлениями для столкновений $p + p$, $d + Au$ и Au + Au при энергии RHIC показаны на рис. 10.15.

Остановимся подробнее на том, как были получены эти данные. Прежде всего отбирались события, которые содержат триггерную частицу. В обсуждаемых данных в качестве триггерной частицы выбиралась частица с поперечным импульсом $p_T > 4$ ГэВ/с. После этого строилось распределение для частиц с достаточно большими поперечными импульсами (в рассматриваемом случае $p_T > 2$ ГэВ/с) по углу между импульсами выбранных частиц и импульсом триггерной частицы. Из рис. 10.15 видно, что для столкновений $d + Au$ и $p + p$ имеются две струи, направленные в противоположных направлениях. Отсутствие струи в противоположном к триггерной частице направлении для центральных Au + Au-столкновений указывает на то, что партон про-

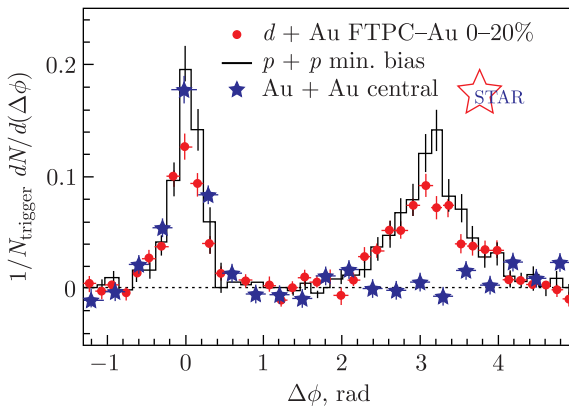


Рис. 10.15. Азимутальные корреляции адронов в $p + p$, $d + Au$ и центральных Au + Au-столкновениях [29]

ходит большое расстояние внутри фэйрбола, теряет значительную часть своей энергии и не порождает струю. Партон же, породивший триггерную частицу, рождается близко к границе фэйрбола и, следовательно, теряет незначительную энергию. Способ анализа эффекта гашения струй по изучению корреляций является наглядным и предоставляет дополнительную возможность для количественного изучения свойств сжатой и нагретой ядерной материи.

По результатам, полученным на RHIC, можно сделать следующие выводы [20].

- Пиковое значение плотности энергии, достигаемой в центральных Au + Au-столкновениях в момент образования вторичных частиц, не менее 15 ГэВ/Фм³. Эта величина заведомо превышает полученное в расчетах на решетках пороговое значение плотности энергии, необходимой для образования КГП.

- Гидродинамические вычисления, которые хорошо воспроизводят эллиптические потоки, наблюдаемые в Au + Au-столкновениях, требуют установления локального термодинамического равновесия за времена порядка 1 Фм/с или быстрее.

- Анализ соотношений выходов частиц в области центральных быстрот позволяет сделать вывод, что химическое равновесие устанавливается на кварковом уровне до стадии образования адронов.

- Быстрые времена установления термодинамического равновесия и большие величины эллиптических потоков указывают на то, что адронная материя, образующаяся при центральных Au + Au-столкновениях, состоит из сильновзаимодействующих партонов.

- Данные для плотности частиц и поперечной энергии для области центральных быстрот в Au + Au-столкновениях, а также данные по зависимости от быстроты величины подавления выходов заряженных адронов в $d + Au$ -столкновениях описываются в предположении проявления эффекта насыщения глюонных распределений (эффектов образования «конденсата цветного стекла» (CGC)) в начальном состоянии ядра Au.

- Данные по изучению эффекта гашения струй (совместный анализ столкновений Au + Au и $d + Au$) позволяют сделать вывод, что образующаяся при центральных Au + Au-столкновениях адронная материя является настолько плотной, что энергию теряют даже тяжелые кварки.

10.4. Результаты, полученные на LHC

Первые столкновения ядер свинца на LHC (ЦЕРН) были осуществлены в конце 2010 г. при энергии в центре масс на пару нуклонов $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ ТэВ. Это событие ознаменовало начало новой эры в ультра-релятивистской физике тяжелых ионов. Позднее, в конце 2015 г., энергия Pb + Pb-столкновений была увеличена до $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ ТэВ. Исследование свойств образующейся горячей и плотной сильновзаимодействующей материи при этих самых высоких в настоящее время энергиях экспериментально проводится на четырех больших установках: ALICE, ATLAS, CMS и LHCb.

Главная научная задача таких экспериментов — изучить свойства адронного вещества при высоких температуре и давлении, а также проверить, как

меняются характеристики частиц, когда они погружены в эту плотную и горячую среду.

В целом наше понимание столкновений ядер пока не претерпело никаких революционных изменений и в общих чертах соответствует теоретическим ожиданиям.

За все время работы LHC было проведено несколько сеансов ядерных столкновений. Ядра свинца сталкивали либо друг с другом ($Pb + Pb$), либо в асимметричном режиме с протонами ($p + Pb$).

Основные вопросы, которые изучались по тематике проявления кварк-глюонной плазмы на LHC [30–33]:

- множественность и распределение по быстротам вторичных адронов;
- распределения рожденных адронов по поперечным импульсам;
- эллиптические потоки;
- эффект гашения струй.

В результате были получены следующие характеристики кварк-глюонной плазмы:

- начальная температура: 300 МэВ;
- время жизни до адронизации: примерно 10^{-24} с;
- объем кварк-глюонной плазмы в момент адронизации: около 5000 фм^3 ($1 \text{ фм} = 10^{-15} \text{ м}$).

Эти значения вполне согласуются с данными экстраполяции из области меньших энергий, куда входят и данные коллайдера тяжелых ионов RHIC.

Также были изучены свойства частиц в КГП. В частности, показано, что адроны, погруженные в горячую КГП, могут менять свою массу и прочие характеристики и даже диссоциировать на отдельные кварки и антикварки. Оказалось, что тяжелые мезоны по-разному плавятся в КГП.

В результате сравнения столкновений $p + p$, $p + Pb$, $Pb + Pb$ изучались два главных вопроса: как меняются вероятности рождения частиц при переходе от протонов к ядрам и где та граница, за которой фактически происходит рождение капельки кварк-глюонной плазмы.

Самые неожиданные результаты, полученные на коллайдере, — подтверждение необычных корреляций частиц (ридж-эффект, см. ниже), а также намеки на проявление КГП в протон-протонных столкновениях.

В частности, измерялись двухчастичные угловые корреляции заряженных адронов в столкновениях $Pb + Pb$ и $p + p$ в экспериментах на LHC в широком диапазоне псевдобыстрот η и азимутальных углов φ частицы. Псевдобыстрота η — безразмерная физическая величина, показывающая, на сколько направление движения элементарной частицы отличается от направления оси пучка, и определяемая как (см. п. 4.2)

$$\eta = -\ln \left[\text{tg} \left(\frac{\theta}{2} \right) \right],$$

где θ — угол между направлением импульса частицы и осью пучка.

Двухчастичные корреляции являются мощным средством исследования свойств сильновзаимодействующей среды, образуемой при столкновении ультрарелятивистских ядер. В этом исследовании получена новая информация как для коллективных эффектов, так и для жестких процессов КХД. Сначала

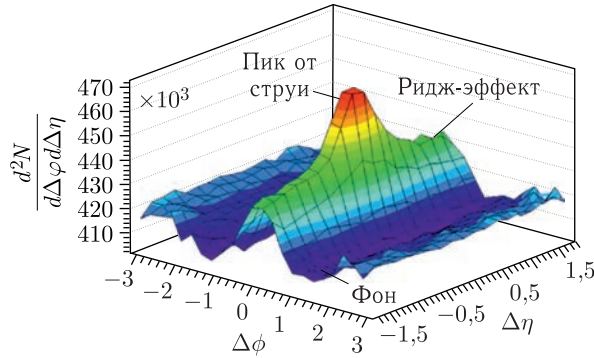


Рис. 10.16. Графическое представление ридж-эффекта. Красным цветом выделен пик от струи, зеленым — события, обусловленные ридж-эффектом, синим — фоновые события. $|\Delta\eta| = \eta_1 - \eta_2$ и $|\Delta\phi| = \phi_1 - \phi_2$ — разность между величинами азимутальных углов адронов пары. При моделировании с помощью стандартных моделей типа РУТНИА эффект не наблюдается

в Pb + Pb-взаимодействиях (в частности, на установке CMS) наблюдался интересный эффект «хребта», получивший название «ридж-эффект» (рис. 10.16). Затем такой же эффект был обнаружен при высокой множественности событий $p + p$ с энергией в системе центра масс 7 ТэВ. Этот эффект наблюдался ранее при энергии 200 ГэВ в экспериментах RHIC.

В Pb + Pb-столкновениях ридж-эффект проявляется с большей интенсивностью [34]. Кроме того, наблюдается сильная его зависимость от центральности столкновения, усиливающаяся с ростом центральности.

Несомненно, новые экспериментальные данные вызывают сильный интерес теоретиков. Можно сказать, что эксперимент по своим результатам идет впереди теории. Пока нет внятного объяснения ридж-эффекта ни в столкно-

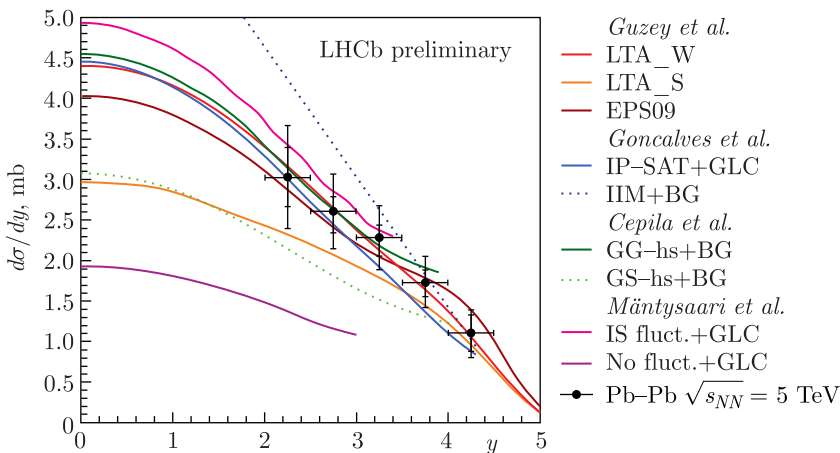


Рис. 10.17. Данные измерений дифференциального сечения для когерентного рождения J/ψ в сравнении с данными различных феноменологических предсказаний. Измерения LHCb показаны черными точками

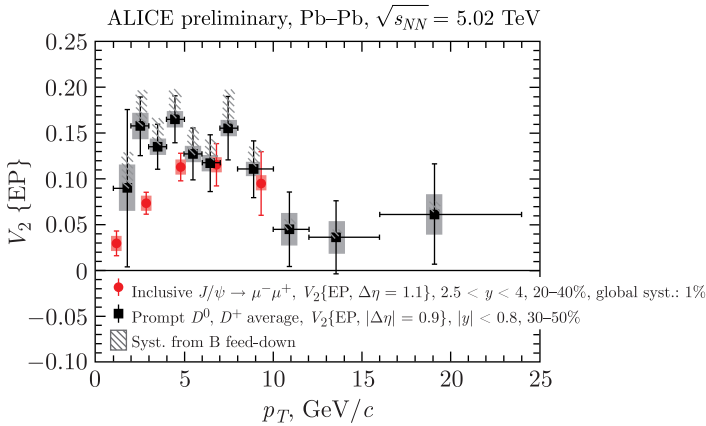


Рис. 10.18. Результаты измерения параметра v_2 для открытого и скрытого тяжелых ароматов при столкновениях Pb + Pb при $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ ТэВ

вениях $p + p$, ни в столкновениях Pb + Pb. Самым интригующим вопросом является повторение ридж-эффекта в $p + p$ -столкновениях.

Ниже для примера приведен один из результатов, полученных на установке LHCb, который позволяет проверить довольно много различных теоретических моделей. Было изучено образование J/ψ -мезонов по данным столкновения Pb + Pb при энергии 5 ТэВ [35]. J/ψ -мезоны реконструировались по двум мюонам в конечном состоянии. Было измерено дифференциальное сечение рождения J/ψ в зависимости от быстроты. Полученные результаты приведены на рис. 10.17, где также представлены для сравнения и теоретические предсказания по различным моделям. Хорошо видно, что эксперимент исключает сразу множество моделей.

Пример изучения эллиптических потоков в эксперименте ALICE приведен ниже. Как отмечалось ранее, параметры переноса, определяющие взаимодействие тяжелых кварков со средой при столкновениях тяжелых ионов, могут быть вычислены с помощью различных подходов, например пертурбативной КХД, эффективных потенциальных моделей КХД на решетке и др. Величина параметра v_2 для тяжелого кварка чувствительна к этим транспортным параметрам. На рис. 10.18 приведены результаты измерения v_2 (см. п. 10.3) для J/ψ при столкновениях Pb + Pb при $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ ТэВ, полученные на установке ALICE [36]. Впервые при измерениях на ЛHC наблюдался поток от очарованного кварка. Для сравнения приведены данные для случая открытого тяжелого аромата (D -мезона) при той же энергии. Есть различия и при низком значении p_T , предположительно, связанные с различиями в потоке легких и тяжелых кварков. Полученные при сравнении данные должны помочь в ограничении выбора механизмов адронизации очарованного кварка.

Список литературы к главе 10

1. Lipkin H. J. // Phys. Rep. C. 1973. V. 8. P. 173.
2. Rosner J. L. // Phys. Rep. C. 1974. V. 11. P. 191.

3. Gross D.J., Wilczek F. // Phys. Rev. Lett. 1973. V. 30. P. 1343.
4. Bethke S. MPP-2012-132. arXiv:1210.0325.
5. Collins J.C., Perry M.J. // Phys. Rev. Lett. 1975. V. 34. P. 1353.
6. Cabibbo N., Parisi G. // Phys. Lett. B. 1975. V. 59. P. 67.
7. Shuryak E.V. // Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1978. V. 74. P. 408.
8. Borsanyi S. et al. // Phys. Lett. B. 2014. V. 730. P. 99;
Borsanyi S. et al. // Phys. Rev. D. 2015. V. 92. P. 014505.
9. Karsch F., Laermann E., Peikert A., Schmidt C., Stickan S. // Nucl. Phys. Proc. Suppl. 2001. V. 94. P. 411–414.
10. Rapp R., Schafer T., Shuryak E.V., Velkovsky M. // Ann. Phys. 2000. V. 280. P. 35–99.
11. Stephanov M.A., Rajagopal K., Shuryak E.V. // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 4816.
12. Andersen E. et al. (WA97 Collab.) // Phys. Lett. B. 1999. V. 449. P. 401.
13. Rafelski J., Muller B. // Phys. Lett. 1982. V. 48. P. 1066.
14. Gazdzicki M., Rohrich D. // Z. Phys. C. 1995. V. 65. P. 215; 1996. V. 71. P. 55;
Gazdzicki M. // Z. Phys. C. 1995. V. 66. P. 659.
15. Gazdzicki M., Gorenstein M.I. // Acta Phys. Polon. B. 1999. V. 30. P. 2705;
arXiv:hep-ph/9803462 [hep-ph].
16. Anticic T. et al. Search for the QCD Critical Point at SPS Energies // PoS EPS-HEP2009. 2009. P. 030.
17. Melkumov G. (NA61 Collab.). Recent Results of Strong Interaction Program from NA61/SHINE Experiment at CERN SPS // Europhys. Web of Conf. 2019. V. 204. P. 010.
18. Aduszkiewicz A. et al. Measurements of π^\pm , K^\pm , p and Anti- p Spectra in Proton-Proton Interactions at 20, 31, 40, 80 and 158 GeV/c with the NA61/SHINE Spectrometer at the CERN SPS // Eur. Phys. J. C. 2017. V. 77. P. 671.
19. Колесников В.И. Изучение рождения $\pi^{+/-}$, $K^{+/-}$, протонов, антипротонов, легких ядер (d , t , ^3He) и антинейтронов в столкновениях Pb + Pb при энергиях от 20 до 158 ГэВ/нуклон. Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. Дубна: ОИЯИ, 2017.
20. Литвиненко А.Г. Некоторые результаты, полученные на коллайдере релятивистских ионов (RHIC) // ЭЧАЯ. 2007. Т. 38, вып. 2. С. 409–459.
21. Xu N., Kaneta M. // Nucl. Phys. 2002. V. 306. P. 182301.
22. Xu N., Kaneta M. hep-th/0405068v1. 2004.
23. Adler C. et al. // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87. P. 082301.
24. Adler S.S. et al. // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 94. P. 122302.
25. Adcox K. et al. (PHENIX Collab.) // Ibid. P. 184–283.
26. Adams J. et al. // Phys. Rev. C. 2005. V. 72. P. 014904.
27. Wang X.-N. // Phys. Rev. C. 1998. V. 58. P. 2321.
28. <http://qm2005.kfki.hu>. 2005.
29. Adams J. et al. // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. P. 072304.
30. https://elementy.ru/LHC/LHC_results/nuclei
31. Foka P., Janik M.A. An Overview of Experimental Results from Ultra-Relativistic Heavy-Ion Collisions at the CERN LHC: Hard Probes // Rev. Phys. 2016. V. 1. P. 172.
32. Salgado C.A. Lectures on High-Energy Heavy-Ion Collisions at the LHC. arXiv:0907.1219.

33. Müller B., Schukraft J., Wyslouch B. First Results from Pb+Pb Collisions at the LHC // Ann. Rev.: Nucl. Part. Sci. CERN, 15 Feb. 2012. P.361–386; arXiv:1202.3233.
34. CMS Collab. Long-Range and Short-Range Dihadron Angular Correlations in Central Pb+Pb Collisions at a Nucleon–Nucleon Center of Mass Energy of 2.76 TeV // JHEP. 2011. V. 7. P. 76; arXiv:1105.2438.
35. Bursche A. et al. (LHCb Collab.). Study of Coherent J/ψ Production in Lead–Lead Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5$ TeV with the LHCb Experiment // Nucl. Phys. A. 2019. V. 982. P. 247–250.
36. Timmins A. (ALICE Collab.). Highlights of Experimental Results from ALICE // Nucl. Phys. A. 2017. V. 967. P. 41–50.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В книге представлен краткий обзор состояния исследований взаимодействий релятивистских ядер. Большое внимание уделено подходу, разработанному академиком А. М. Балдиным в Лаборатории высоких энергий (ныне — Лаборатория физики высоких энергий им. В. И. Векслера и А. М. Балдина) Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ), по изучению взаимодействий релятивистских ядер в пространстве четырехмерных скоростей.

Совсем кратко рассмотрены и другие подходы. Интересующиеся читатели могут ознакомиться с ними более детально, например, в работах:

1. Введение в физику тяжелых ионов: Учеб. пособие / Под ред. Ю. Ц. Оганесяна. М.: МИФИ, 2008. 434 с.

2. *Емельянов В. М., Тимошенко С. Л., Стриханов М. Н.* Введение в релятивистскую ядерную физику. М.: Физматлит, 2004. 184 с.

Также в книге приведено описание ускорительных центров, в которых ведутся исследования по релятивистской ядерной физике. Кратко представлены экспериментальные результаты в этой области, полученные в Лаборатории физики высоких энергий ОИЯИ на нуклотроне, а также в ЦЕРН на SPS и LHC и BNL на RHIC.

Релятивистская ядерная физика является еще довольно молодой наукой. Поэтому требуется проведение новых экспериментов, а также дальнейшая разработка новых теоретических подходов.

Автор выражает глубокую благодарность академику РАН Ю. Ц. Оганесяну и профессорам С. З. Пакуляку и Д. В. Фурсаеву за поддержку идеи написания этой книги. Отдельная благодарность — начальнику научно-информационного отдела ОИЯИ Б. М. Старченко за помощь в оформлении книги, в которой использованы фотографии Ю. А. Туманова из фотоархива ОИЯИ и личного архива автора.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	3
Глава 1. О кварковой структуре материи	4
Список литературы к главе 1	11
Глава 2. Ядерный кумулятивный эффект	12
2.1. Открытие ядерного кумулятивного эффекта	12
2.2. Экспериментальное исследование кумулятивного эффекта	14
Список литературы к главе 2	19
Глава 3. Исследование столкновений релятивистских ядер в пространстве четырехмерных скоростей	20
3.1. Вводные замечания	20
3.2. Переменные	22
3.3. Принцип ослабления корреляций	25
3.4. Инвариантное определение адронных струй	27
3.5. Автомодельность	28
3.6. Лоренц-инвариантный метод выделения кластеров (струй)	30
3.7. Наблюдаемость цветных зарядов	33
3.8. Параметр подобия. Уравнения Балдина–Малахова и Балдина–Малахова–Лыкасова	34
Список литературы к главе 3	38
Глава 4. Изучение горячей и плотной материи в релятивистских ядерных столкновениях	40
4.1. Фазовая диаграмма ядерной материи	40
4.2. Множественность частиц и плотность энергии в столкновениях релятивистских ядер	43
Список литературы к главе 4	44
Глава 5. Кварк-глюонная плазма	45
5.1. Сценарии фазовых переходов	45
5.2. Признаки образования кварк-глюонной плазмы в ядерных столкновениях	46
5.2.1. Повышенный выход странных частиц	46
5.2.2. Зависимость среднего поперечного импульса от множественности	46
5.2.3. Плавление резонансов	47
5.2.4. Прямые фотоны и дилептоны	47
5.3. Первые эксперименты по поиску КГП	47
5.3.1. Распределения по множественности и поперечной энергии	48
5.3.2. Подавление выходов ψ -мезонов	51
Список литературы к главе 5	53
Глава 6. Физические модели релятивистских ядерных взаимодействий	54
6.1. Классификация моделей	54
6.1.1. Адронные модели	55
6.1.2. Партон-каскадные модели	55
6.1.3. Струнные модели	55

6.1.4. Гидродинамические/статистические модели	56
6.1.5. Адронные транспортные модели (модели переноса)	56
6.2. Общая оценка моделей взаимодействий тяжелых ионов	56
Список литературы к главе 6.	57
Глава 7. Ускорительные комплексы релятивистских ядер	58
7.1. Действующие ускорители релятивистских ядер с фиксированными мишенями	60
7.1.1. Нуклотрон в ОИЯИ (Дубна)	60
7.1.2. У-70 в ИФВЭ (Протвино)	64
7.1.3. SPS в ЦЕРН (Женева)	65
7.1.4. SIS18 в GSI (Дармштадт)	67
7.2. Действующие ускорители релятивистских ядер со встречными пучками (коллайдеры)	68
7.2.1. Ускорительный комплекс RHIC в BNL	68
7.2.2. LHC в ЦЕРН (Женева)	70
7.3. Строящиеся ускорительные центры релятивистских тяжелых ионов	72
7.3.1. Проект NICA в ОИЯИ (Дубна)	72
7.3.2. Проект FAIR в GSI (Дармштадт)	75
Список литературы к главе 7.	77
Глава 8. Принципы построения физических установок для исследований в области релятивистской ядерной физики.	78
8.1. Общие принципы построения физических установок	78
8.2. Современные детекторы в экспериментах с релятивистскими ядрами	80
8.2.1. Сцинтилляционные детекторы	82
8.2.2. Черенковские детекторы	82
8.2.3. Многопроволочные пропорциональные камеры	85
8.2.4. Многопроволочные дрейфовые камеры	86
8.2.5. Времяпроекционные камеры	86
8.2.6. Полупроводниковые микростриповые детекторы	88
8.2.7. Электромагнитные и адронные калориметры	89
8.3. Пример установки на коллайдере LHC (CMS)	90
8.3.1. Сверхпроводящий магнит	91
8.3.2. Трековые детекторы	92
8.3.3. Предливневый детектор	92
8.3.4. Электромагнитный калориметр	93
8.3.5. Адронный калориметр	94
8.3.6. Мюонные детекторы	95
8.3.7. Дрейфовые трубки	96
8.3.8. Катодные стриповые камеры	97
8.3.9. Камеры с резистивными пластинами	97
8.4. Пример установки с фиксированной мишенью на SPS (NA61/SHINE)	98
Список литературы к главе 8.	104

Глава 9. Исследования по релятивистской ядерной физике в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ	105
9.1. Эксперименты с неполяризованными ядрами	108
9.1.1. Установка «Диск»	108
9.1.2. Установка «Фотон»	109
9.1.3. Установка «Сфера»	110
9.1.4. Установка ГИБС	114
9.1.5. Установка «Фаза»	116
9.1.6. Установка СКАН	121
9.1.7. Эксперимент BECQUEREL	124
9.1.8. Установка «Дельта»	127
9.1.9. Установка «Кристалл»	128
9.2. Эксперименты с поляризованными ядрами	130
9.2.1. Установка ANOMALON	132
9.2.2. Эксперимент ПИКАСО	133
9.2.3. Установки «Стрела» и ALPOM	135
9.2.4. Установка СМС МГУ	138
9.2.5. Эксперимент «Дельта-Сигма»	141
9.2.6. Эксперимент LNS	144
9.2.7. Эксперимент ТПД	145
9.2.8. Установка «Маруся»	146
9.3. Прикладные исследования	148
9.3.1. Эксперимент «Энергия + трансмутация»	148
9.3.2. Радиобиологические исследования и космическая медицина	149
9.3.3. Проект «Меднуклотрон»	150
9.3.4. Другие сопутствующие результаты	152
Список литературы к главе 9	153
Глава 10. Исследования по релятивистской ядерной физике в других физических центрах	157
10.1. Еще раз о взаимодействии релятивистских ядер	157
10.2. Результаты на SPS	163
10.3. Результаты на RHIC	166
10.3.1. Множественность вторичных частиц	166
10.3.2. Термодинамическое равновесие	166
10.3.3. Рождение легких ядер	167
10.3.4. Определение средней скорости расширения файерболла от энергии	168
10.3.5. Эллиптические потоки	168
10.3.6. Эффект гашения струй	169
10.4. Результаты, полученные на LHC	172
Список литературы к главе 10	175
Заключение	178

Учебное издание

Малахов Александр Иванович

РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УНЦ-2020-61

Редактор *Е. В. Григорьева*

Корректор *Е. А. Черногорова*

Компьютерная верстка *Е. М. Граменицкой, Е. В. Дергуновой*

Подписано в печать 27.04.2021.

Формат 70×100/16. Усл. печ. л. 14,71. Уч.-изд. л. 17,19. Тираж 300 экз. Заказ № 60140

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/



Александр Иванович МАЛАХОВ (р. в 1946 г.) — российский физик, доктор физико-математических наук, профессор, академик Российской инженерной академии (РИА) и Международной инженерной академии, руководитель секции «Ядерная энергетика» РИА, заведующий кафедрой физико-технических систем университета «Дубна». После окончания Московского инженерно-физического института учился в аспирантуре Института теоретической и экспериментальной физики (Москва). С 1971 г. работает в Объединенном институте ядерных исследований в Дубне. С 1997 по 2007 г. — директор крупнейшей лаборатории ОИЯИ — Лаборатории высоких энергий.

В основу книги легли лекции по курсу «Введение в релятивистскую ядерную физику», прочитанные автором в Учебно-научном центре ОИЯИ и в университете «Дубна».

