

## 6-Атомная, ядерная физика, физика элементарных частиц

Гнетков Фёдор Викторович, 3 курс

Томск, Томский политехнический университет, физико-технический

**Источники нейтронов в керамическом облучённом ядерном топливе**

Шаманин Игорь Владимирович, д.ф.-м.н.

e-mail: [bedenko@k21.phtd.tpu.ru](mailto:bedenko@k21.phtd.tpu.ru) стр. 286

Жунусбеков Марк Казбекович, инженер

Алматы, Физико-технический институт, физики ядра и элементарных частиц

**Калибровка модели развития нейтронного каскада в объеме монитора НМ-06 с использованием экспериментальных данных**

Садыков Т.Х., д.ф.-м.н.

e-mail: [gereski@mail.ru](mailto:gereski@mail.ru) стр. 287

Каравдина Анастасия Владимировна, магистрант 2 года обучения

Новосибирск, Новосибирский государственный университет, Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН, физический

**Реконструкция событий в дрейфовой камере детектора КМД-3**

Хазин Борис Исаакович, д.ф.-м.н.

e-mail: [karavdina@gmail.com](mailto:karavdina@gmail.com) стр. 288

Килин Роман Юрьевич, ст.преподаватель

Томск, Томский политехнический университет, естественных наук и математики

**Угловое распределение фотонов при рамановском рассеянии на атомах**

Килин Виктор Андреевич, д.ф.-м.н.

e-mail: [kilin\\_r@mail.ru](mailto:kilin_r@mail.ru) стр. 289

Королев Александр Сергеевич, 4 курс

Томск, Томский государственный университет, физический

**Угловое распределение и поляризация фотонов при комптоновском рассеянии на атомах с заполненными оболочками**

Килин Виктор Андреевич, д.ф.-м.н.

e-mail: [xander\\_korolev@mail.ru](mailto:xander_korolev@mail.ru) стр. 290

Макаренко Ирина Витальевна, м.н.с.

Москва, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, НИИ ядерной физики

**Многочастичные фотоядерные реакции**

Капитонов Игорь Михайлович, д.ф.-м.н.

e-mail: [makarenkoirina@gmail.com](mailto:makarenkoirina@gmail.com) стр. 291

Павлова Елена Геннадьевна, 4 курс

Омск, Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского, физический

**Влияние периодичности генератора псевдослучайных чисел на результаты расчёта скорости деления возбуждённых ядер**

Гончар Игорь Иванович, д.ф.-м.н.

e-mail: [pavlova\\_elen\\_a@list.ru](mailto:pavlova_elen_a@list.ru) стр. 292

Першин Андрей Александрович, аспирант 2 года обучения

Ростов-на-Дону, Южный федеральный университет, физический

**К теории захвата электронов каналированными ионами**

Мальшевский Вячеслав Сергеевич, д.ф.-м.н.

e-mail: [pershin.andrew@gmail.com](mailto:pershin.andrew@gmail.com) стр. 293

Прохорова Валентина Петровна, м.н.с.

Якутск, Институт космофизических исследований и аэронауки им. Ю.Г.Шафера СО РАН, отдел частиц сверхвысоких энергий

**Восстановление каскадной кривой развития широких атмосферных ливней по данным черенковского трекового детектора**

Слепцов Иван Ефимович, д.ф.-м.н.

e-mail: [v\\_p\\_prokhorova@ikfia.ysn.ru](mailto:v_p_prokhorova@ikfia.ysn.ru) стр. 294

Шевелев Михаил Викторович, инженер

Томск, НИИ ядерной физики при Томском политехническом университете, НИИ ядерной физики

**Исследование когерентного излучения Вавилова-Черенкова в миллиметровом диапазоне длин волн**

Науменко Геннадий Андреевич, д.ф.-м.н.

e-mail: [s062014.@vandex.ru](mailto:s062014.@vandex.ru) стр. 295

## Источники нейтронов в керамическом облучённом ядерном топливе

*Гнетков Фёдор Викторович*

*Азнагиев Руслан Закирович, Беденко Сергей Владимирович,  
Белошицкий Константина Андреевича, Кадочников Сергей Дмитриевич*

*Томский политехнический университет*

*Шаманин И.В.*

*[bedenko@k21.phtd.tpu.ru](mailto:bedenko@k21.phtd.tpu.ru)*

Диоксид урана ( $UO_2$ ) – самое распространенное химическое соединение, используемое в качестве ядерного топлива отечественных и зарубежных энергетических реакторов. Однако уже сегодня основное внимание уделяется монокарбиду  $UC$  и нитриду урана  $UN$ , которые продемонстрировали хорошие свойства и рассматриваются как перспективные керамические урановые топлива, способные заменить  $UO_2$ .

Анализ работ посвященных источникам нейтронов на различных стадиях ядерно-топливного цикла [1, 2 и др.] показал, что дополнительным источником нейтронов в керамическом облучённом ядерном топливе ( $UO_2$ ,  $UC$ ,  $UN$ ) являются  $\alpha$ - $n$ -нейтроны от реакции ( $\alpha$ ,  $n$ ) на ядрах  $O$ ,  $C$ ,  $N$  и на некоторых легких ядер-продуктах деления, вызываемые  $\alpha$ -частицами  $Pu$ ,  $Am$  и  $Cm$ .

Реакция ( $\alpha$ ,  $n$ ) является очень полезной при решении задач аналитического контроля делящихся веществ [1], однако она значительно усложняет радиационную обстановку при обращении с  $\alpha$ -активными материалами и в том числе с керамическим облучённым ядерным топливом (ОЯТ) [2].

Вклад ( $\alpha$ ,  $n$ )-реакции в интенсивность нейтронного излучения облучённого  $UO_2$  определен, например, в работе [3]. В этой и подобной работах ставится под сомнение возможности использования транспортного контейнера (ТК) серийной конструкции ТК-13 для обеспечения защиты от нейтронного излучения обработавшей тепловыделяющей сборки (ОТВС) с повышенными глубинами выгорания.

Таким образом, изучение основных каналов формирования нейтронного поля облучённых  $UO_2$ ,  $UC$ ,  $UN$  является важной задачей.

В связи с этим **целью работы** являлось определение источников нейтронов в облучённых  $UO_2$ ,  $UC$  и  $UN$ . Конечной целью этих исследований является определение требуемых изменений в конструкциях защитных сооружений в ТК, предназначенных для хранения и транспортировки ОТВС с повышенной глубиной выгорания. Кроме того перспектива использования карбидного  $UC$  и нитридного  $UN$  топлив также требует уточнения условий при проектировании конструкции ТК.

Основными источниками нейтронного излучения в ОЯТ являются:

1. Нейтроны, образующиеся в результате ( $\alpha$ ,  $n$ )-реакции на легких ядрах, входящих в состав керамического топлива. Из материалов, присутствующих в облученном керамическом топливе, наиболее вероятно протекание ( $\alpha$ ,  $n$ )-реакции на ядрах  $C$  и  $N$ .
2. Спонтанное деление ядер урана и трансурановых элементов (актиноидов), содержащихся в ОЯТ.
3. Фотонейтроны, образующиеся в результате ( $\gamma$ ,  $n$ )-реакций на ядрах урана и трансурановых элементов, присутствующих в ОЯТ.

Удельная интенсивность нейтронного излучения в результате ( $\alpha$ ,  $n$ )-реакций будет определяться соотношением [3]:

$$Q_i^{\alpha,n}(Z) = q_i^{\alpha}(Z) \cdot \sigma_j^{\alpha,n} n_j R_{\alpha, \text{нейтр.}} / (c \cdot t), \quad (1)$$

где  $q_i^{\alpha}(Z)$  – удельная интенсивность генерации  $\alpha$ -частиц, испускаемых  $i$ -м актиноидом,  $\alpha$ -частиц/(с·т);  $\sigma_j^{\alpha,n}$  – микроскопическое эффективное сечение ( $\alpha$ ,  $n$ )-реакции на ядрах типа  $j$  ( $O$ ,  $C$ ,  $N$ ), см<sup>2</sup>;  $n_j$  – концентрация  $j$ -х ядер в веществе (соединение), см<sup>-3</sup>;  $R_{\alpha}$  – полный пробег  $\alpha$ -частиц в веществе, см;  $Z$  – глубина выгорание топлива, МВт·сут/т  $U$ .

Сечение ( $\alpha$ ,  $n$ )-реакции можно рассчитать в соответствии с соотношением [1]:

$$\sigma_j^{\alpha,n}(E) = 1/N_j \cdot (dY_j(E)/dE) \cdot |dE/dx|$$

где  $N_j$  – концентрация  $j$ -х ядер, см<sup>-3</sup>;  $Y_j(E)$  – выход нейтронов на одну  $\alpha$ -частицу;  $dY_j(E)/dE$  – производная от полуэмпирической функции  $Y(E)$ , МэВ<sup>-1</sup>;  $|dE/dx|$  – ионизационные потери энергии  $\alpha$ -частицы на атомах вещества  $j$ , МэВ/см. Ионизационные потери энергии  $\alpha$ -частицы можно рассчитать по формуле Бете-Блоха.

Удельная интенсивность нейтронного излучения при спонтанном делении ядер актиноидов будет определяться соотношением:

$$Q_i^{\text{сп}}(Z) = C_i(Z) \cdot A_i^{\text{сп}} \cdot \nu_i^{\text{сп}}, \text{ нейтр}/(\text{с}\cdot\text{т}), \quad (2)$$

где  $C_i(Z)$  – концентрация ядер  $i$ -го спонтанно делящегося актиноида, г/т;  $A_i^{\text{сп}}$  – интенсивность их распада, дел./(г·с);  $\nu_i^{\text{сп}}$  – число мгновенных нейтронов, которые образуются по каналу спонтанного деления, нейтр.

Удельная интенсивность нейтронного излучения, обусловленная протеканием  $(\gamma, n)$ -реакций определяется соотношением:

$$Q_j^{\gamma n}(Z) = A_k^\gamma(Z) \cdot \sigma_i^{\gamma n} N_i(Z) / \mu_j(Z), \text{ нейтр}/(\text{с}\cdot\text{т}), \quad (3)$$

где  $A_k^\gamma(Z)$  – удельная интенсивность генерации  $\gamma$ -квантов, испускаемых  $k$ -м нуклидом,  $\gamma$ -квант/(с·т);  $N_i(Z)$  – концентрация ядер  $i$ -го актиноида в соединении, см<sup>-3</sup>;  $\sigma_i^{\gamma n}(E)$  – микроскопическое эффективное сечение  $(\gamma, n)$ -реакции на  $i$ -м актиноиде, см<sup>2</sup>;  $\mu_j(Z)$  – полный коэффициент взаимодействия  $\gamma$ -квантов для  $j$ -го соединения, включающий фотоядерное взаимодействие, см<sup>-1</sup>.

Расчет сечения  $(\gamma, n)$ -реакций основан на использовании Боровского механизма при описании образования промежуточного ядра с последующим вылетом частиц-продуктов [4].

Таким образом, определены источники нейтронов в керамическом облученном топливе. Установлено, что наиболее значимым источником нейтронов является реакция  $(\alpha, n)$  на ядрах O, C, N и процесс спонтанного деления ядер актиноидов. В зависимости от начального обогащения, выгорания и выдержки вклад  $(\alpha, n)$ -реакции может достигать 20 % от результирующей интенсивности нейтронного излучения ОЯТ.

Список публикаций:

- [1] Фролов В.В. *Ядерно-физические методы контроля делящихся веществ*. М., Атомиздат, 1980, с. 128.  
 [2] Дулин В.В., Забродская С.А. *О вкладе  $(\alpha, n)$  реакции в интенсивность нейтронного излучения двуокиси плутония // Известия ВУзов. Ядерная энергетика, 2005, №4, С. 18 – 24.*  
 [3] И.В. Шаманин, С.В. Беденко, В.В. Мартынов – *Оценка вклада реакции  $(\alpha, n)$  в нейтронную активность ОТВС реактора ВВЭР-1000 – Известия вузов. Ядерная энергетика, 2007, №3. Выпуск 2, С. 40 – 47.*  
 [4] Беденко С.В., Мельников К.В., Шелепов Е.Н. *Расчетно-экспериментальное определение сечений  $(\gamma, n)$ -реакций, протекающих в ОЯТ // Современные техника и технологии: Труды XIII Международной научно-практической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых – Томск, 26-30 марта 2007. – Томск: ТПУ, 2007. – с. 16-18.*

## **Калибровка модели развития нейтронного каскада в объеме монитора НМ-06 с использованием экспериментальных данных**

**Жунусбеков Марк Казбекович**

*Садыков Т.Х.*

*Физико-технический институт*

*Садыков Т.Х., д.ф.-м.н.*

*[gereski@mail.ru](mailto:gereski@mail.ru)*

Проведен анализ данных, полученных на установке «ПСКЛ» (1700 м н.у.м.), являющейся частью высокогорного комплекса «АТНЛЕТ», в состав которого также входят установки Тянь-Шанской высокогорной научной станции ФИАН, ТШВНС (3340 м н.у.м.) и Казахского национального университета (850 м н.у.м.). Нейтронный монитор Промежуточной станции представляет собой одну секцию из шести пропорциональных нейтронных счетчиков типа СНМ15, внутреннее устройство которой аналогично устройству супермонитора НМ64 и соответствует схеме, разработанной для нейтронного монитора в подземном помещении ТШВНС.

На основе данных нейтронного монитора НМ-06 установки «ПСКЛ» проведено математическое моделирование развития ядерного каскада в объеме монитора для первичных адронов с энергией до 100 ТэВ. В качестве средства моделирования использовался транспортный код GEANT4. В основу адронных взаимодействий были положены модели кварк-глюонных струн (QGS) и ядерного каскада Бертини (Bertini cascade).

Калибровка модели взаимодействия была проведена с использованием данных, полученных сотрудниками ФИАН и ОИЯИ на серпуховском ускорителе при измерении выхода средней множественности нейтронов из нейтронного монитора типа НМ64. Сравнение моделей GEANT4 и SHIELD для этого случая показало лучшее согласие модели GEANT4 с экспериментальными данными.

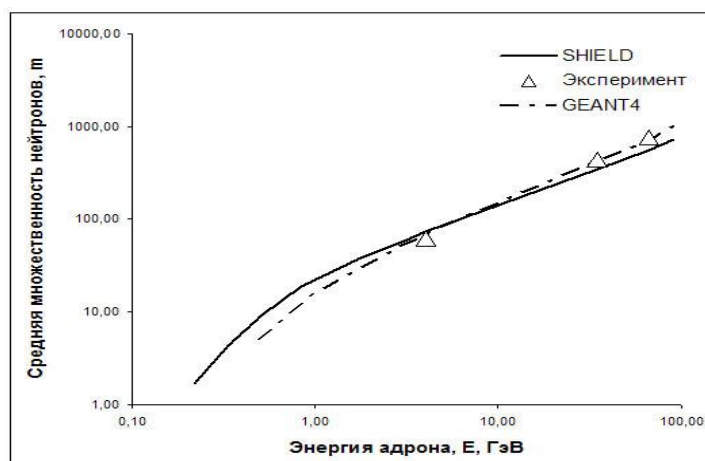


рис.1. Зависимость средней множественности испарительных нейтронов от энергии первичных адронов в нейтронном мониторе НМ64.

## Реконструкция событий в дрейфовой камере детектора КМД-3

*Каравдина Анастасия Владимировна*

*Новосибирский государственный университет*

*Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН*

*Хазин Борис Исаакович, д.ф.-м.н.*

*[karavdina@gmail.com](mailto:karavdina@gmail.com)*

Для экспериментов на электрон-позитронном коллайдере ВЭПП-2000 в Институте ядерной физики им. Г. И. Будкера создается детектор КМД-3 [1]. Одной из систем, с помощью которой будут восстанавливаться кинематические характеристики трека в КМД-3, является дрейфовая камера.

Для поиска трека в камере используется информация о номерах сработавших проволочек, измеренных временах дрейфа и амплитудах с обоих концов проволочек. Из времени дрейфа с помощью изохрон, полученных в программе Garfield, определяется расстояние между треком и проволочкой, а по амплитудам методом деления заряда определяется Z-координата.

В однородном магнитном поле траектория заряженной частицы - винтовая линия, для описания которой требуются пять параметров: R - радиус кривизны,  $\varphi$  и  $\theta$  - углы вылета частицы, Z - координата вдоль оси Oz точки трека, ближайшей к месту встречи пучков, а также  $\rho$  - прицельный параметр (кратчайшее расстояние в плоскости (R,  $\varphi$ ) от места встречи пучков до трека).

Поиск треков осуществляется методом гистограммирования. Этот метод применяется в плоскостях (R,  $\varphi$ ) и (Z,  $\theta$ ) по отдельности, после выделения хотя бы одной точки, через которую проходит трек. Далее полученные кандидаты в треки аппроксимируются с помощью метода наименьших квадратов. После того, как все треки в событии найдены, ищется общая вершина пары (или большего количества) треков.

Реконструированные треки используются в процедурах offline--калибровки изохрон и Z-координаты. Для калибровки изохрон находятся отклонения найденных координат от прямолинейных треков космических частиц в зависимости от угла  $\varphi$  и расстояния между треком и проволочкой. Эти отклонения и являются поправками к расчетным изохронам. В процессе offline-калибровки Z-координаты, методом наименьших квадратов минимизируется разница между Z-координатой трека и измеренной Z-координатой для каждой проволочки (которая является функцией длины проволочки, коэффициентов преобразования амплитудного канала и отношений сопротивления проволочки к сопротивлению усилителей).

После калибровок по событиям, координатное разрешение дрейфовой камеры составило 100 мкм (в минимуме) в поперечной плоскости и 2.5 мм вдоль проволочек.

Список публикаций:

[1] В.М.Аульченко и др., Проект детектора КМД-2М, Препринт ИЯФ 2001-45, Новосибирск, 2000.

# Угловое распределение фотонов при рамановском рассеянии на атомах с заполненными оболочками

Килин Роман Юрьевич

Королев Александр Сергеевич, Килин Виктор Андреевич

Томский государственный университет

Килин Виктор Андреевич, д.ф.-м.н.

[kilin\\_r@mail.ru](mailto:kilin_r@mail.ru)

В работе исследуется рамановское рассеяние фотона на атоме с полностью заполненными оболочками - процесс взаимодействия изолированного атома с электромагнитным полем (ЭМ) слабой интенсивности, в результате которого и атом, и поле меняют свои состояния. Исследуемый процесс имеет непосредственное отношение к интерпретации экспериментальных фотон-индуцированных спектров [1], так как наблюдаемые в них фотоны являются, вообще говоря, рассеянными на атоме.

Механизм рамановского рассеяния фотона в рамках многоступенчатой модели, традиционно используемой при описании взаимодействия атома с ЭМ полем, может быть представлен следующим образом: на первом этапе происходит передача части энергии налетающего фотона атому, в результате которого он переходит в некоторое возбужденное состояние. Второй этап - распад этого промежуточного состояния с испусканием вторичного фотона. Разделение такого и других более сложных процессов (многократная фотоионизация, автоионизация, Оже-распады) на этапы оправдано и вполне успешно используется при теоретическом описании экспериментальных спектров [см., напр., 2]. Однако, результаты прецизионных экспериментов последних лет выявили отличия теоретических результатов от экспериментальных данных, что указывает на необходимость усовершенствования теоретического описания атомных процессов. Теоретические расчеты уточняются, например, за счет включения корреляционных поправок высших порядков в рамках многоступенчатой модели, однако и это не всегда приводит к устранению отличий в спектрах [3, 4]. В настоящей работе рассеяние фотона рассматривается как единый процесс, в котором энергия налетающего фотона  $\omega_1$  частично поглощается атомом, а рассеянный фотон имеет энергию  $\omega_2 = \omega_1 - I_{12}$ , меньшую на энергию возбуждения атома  $I_{12}$ . Важно отметить, что здесь энергии и угловые распределения рассеянных фотонов могут отличаться от наблюдаемых в случае резонанса. Такой подход позволяет рассчитывать профиль спектральных линий напрямую, не прибегая к параметрическому моделированию. Таким образом, не все фотоны, наблюдаемые в эксперименте, являются резонансными, т.е., флюоресцентными. Вклад нерезонансных фотонов в сечение рассеяния может оказаться достаточно большим, и его необходимо принимать во внимание при теоретическом описании фотон-индуцированных спектров.

В представленной работе амплитуды рамановского рассеяния получены в базисе хартри-фоковских волновых функций рамках низшего (второго) неисчезающего порядка нестационарной многочастичной теории возмущения (ТВ) по взаимодействию с ЭМ полем

$$\hat{H}_{\hat{a}\hat{c}} = -\sum_i \frac{\vec{p}_i \vec{A}(\vec{r}_i, t)}{c} + \sum_i \frac{\vec{A}^2(\vec{r}_i, t)}{2c^2}. \quad (1)$$

Здесь использованы атомные единицы ( $\hbar = m = e = 1$ ),  $\vec{p}_i$  и  $\vec{r}_i$  - импульс и радиус-вектор  $i$ -ого атомного электрона, соответственно,  $\vec{A}(\vec{r}_i, t)$  - векторный потенциал ЭМ поля,  $c$  - скорость света.

Второе слагаемое в (1), квадратичное по ЭМ полю, ответственно за комптоновское рассеяние и в работе не учитывалось. Однако его вклад в полное сечение неупругого рассеяния, не являющегося резонансным, проявляется уже в первом порядке ТВ и увеличивается с ростом энергии возбуждающего фотона [5].

Общие формулы для полных и дифференциальных сечений рассеяния получены для различных случаев поляризации возбуждающего и рассеянного фотонов. Результаты конкретных расчетов сечений и угловых распределений выполнены для рассеяния фотонов на  $2s$  и  $2p$  оболочках атома Ne. Подробная теория и результаты вычислений будут представлены на конференции.

Список публикаций:

- [1] H. Schmoranzner et al., Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. A 467-8 1526 (2001).
- [2] A. Ehresmann, V.A. Kilin et al., J. Phys. B, At. Mol. Opt. Phys., 28, 965 (1995)
- [3] Whitefield S.B., J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., 39, L335 (2006)
- [4] Derevianko A. et al, J. Phys. Rev. Lett. 84. 10. 2116 (2000)
- [5] M. Ya. Amusia and A. I. Mikhailov, J. Phys. B, At. Mol. Opt. Phys., 28, 1723 (1995)

# Угловое распределение и поляризация фотонов при комптоновском рассеянии на атомах с заполненными оболочками

Королев Александр Сергеевич

Килин Роман Юрьевич, Килин Виктор Андреевич

Томский государственный университет

Килин Виктор Андреевич, д.ф.-м.н.

[xander.korolev@mail.ru](mailto:xander.korolev@mail.ru)

Представленная работа посвящена изучению эффекта комптоновского рассеяния фотонов на свободных атомах с заполненными оболочками. В таком процессе налетающий фотон  $\omega_1$  может передать атому как некоторый момент, так и часть своей энергии, возбуждая его в некоторое дискретное состояние терма LS. В одноэлектронной модели возбуждение атома можно представить как возбуждение одного из его электронов с уровня  $f$  на уровень  $q$  (рис. 1). Энергия рассеянного фотона, таким образом, уменьшается на величину, примерно равную  $\varepsilon_q - \varepsilon_f$ , где  $\varepsilon_q$  и  $\varepsilon_f$  – одноэлектронные энергии состояний  $q$  и  $f$ , соответственно.

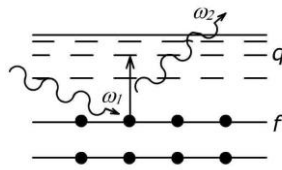


рис.1. Комптоновское рассеяние фотона на атоме

Комптоновское рассеяние достаточно подробно исследовалось другими авторами (см., например, [1, 2] и ссылки в них). Однако основное внимание уделялось расчету полного сечения рассеяния, а угловое распределение и поляризация рассеянных фотонов были изучены менее подробно. Следует отметить, что в последнее время было обнаружено отклонение экспериментальных данных от теоретических предсказаний значений этих параметров [3, 4], полученных, в основном, в рамках двухступенчатой модели рассеяния. Этот факт и явился стимулирующим для дополнительного изучения комптоновского эффекта за рамками указанной модели.

В нерелятивистском приближении оператор взаимодействия атома с внешним электромагнитным полем имеет вид

$$\hat{H}_{\text{вз}} = \sum_{i=1}^N \left( -\frac{\vec{p}_i \vec{A}(\vec{r}_i, t)}{c} + \frac{\vec{A}^2(\vec{r}_i, t)}{2c^2} \right), \quad (1)$$

где  $N$  – число электронов в атоме,  $\vec{p}_i$  – импульс атомного электрона,  $\vec{A}(\vec{r}_i, t)$  – векторный потенциал электромагнитного поля,  $c$  – скорость света (используются атомные единицы,  $\hbar = m = e = 1$ ).

Рассматривая двухфотонную задачу, представим векторный потенциал электромагнитного поля в виде

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \vec{e}_1 a_{\vec{k}_1, \omega_1} e^{i(\omega_1 t - \vec{k}_1 \vec{r})} + \vec{e}_2 a_{\vec{k}_2, \omega_2} e^{i(\omega_2 t - \vec{k}_2 \vec{r})} + \text{компл. сопр.}, \quad (2)$$

где  $\vec{e}_1$  и  $\vec{e}_2$  – векторы поляризации,  $\vec{k}_1$  и  $\vec{k}_2$  – волновые векторы, а  $\omega_1$  и  $\omega_2$  – энергии налетающего и рассеянного фотона, соответственно.

Ранее показано [2], что в довольно большой области энергий налетающих фотонов второе слагаемое в (1) доминирует в расчете сечений рассеяния. Поэтому мы ограничились учетом только этой части оператора взаимодействия. Поскольку основное внимание уделено угловому распределению, амплитуда рассеяния вычислена в низшем неисчезающем порядке нестационарной теории возмущений в базисе хартри-фоковских волновых функций и без учета корреляционных взаимодействий высших порядков по остаточному взаимодействию  $H - H^{\text{вз}}$ . Соответствующая фейнмановская диаграмма представлена на рисунке (рис. 2).

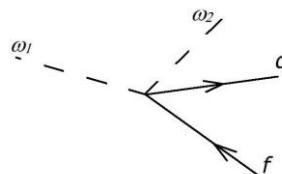


рис.2. Диаграмма Фейнмана для комптоновского рассеяния

В работе получены общие выражения для расчета амплитуд, абсолютных и парциальных сечений рассеяния для различных случаев поляризации налетающего и рассеянного фотона. Конкретные расчеты указанных характеристик выполнены для случая рассеяния фотонов на  $2s$  и  $2p$  оболочках атома неона.

Детальная теория и результаты вычислений будут представлены на конференции.

Список публикаций:

- [1] M. Ya. Amusia et al., *Phys. Rev. A*, 65 (2002)
- [2] M. Ya. Amusia and A. I. Mikhailov, *J. Phys. B, At. Mol. Opt. Phys.*, 28, 1723 (1995)
- [3] K. et al., *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 39, L25 (2006)
- [4] Whitefield S.B., *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 39, L335 (2006)

## Многочастичные фотоядерные реакции

**Макаренко Ирина Витальевна**

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова*

*Игорь Михайлович Капитонов*

*[irina@depni.sinp.msu.ru](mailto:irina@depni.sinp.msu.ru)*

В Научно-исследовательском институте ядерной физики (НИИЯФ) им. Д.В.Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова создан экспериментальный комплекс по изучению многочастичных фотоядерных реакций. Комплекс включает в себя компактный импульсный разрезной микротрон RTM-70 [1] на энергию электронов до 70 МэВ, HPGe детектор из сверхчистого германия, автоматизированную систему сбора данных [2], Центр данных Фотоядерных Экспериментов (ЦДФЭ) НИИЯФ МГУ [3], теоретические модели механизмов протекания фотоядерных реакций [4].

Создана и успешно протестирована экспериментальная методика исследования многочастичных фотоядерных реакций для  $\gamma$ -активационного анализа ядер. Предложен новый метод многоканального гамма-активационного анализа атомных ядер. Метод основан на использовании тормозного излучения с максимальной энергией фотонов 50-70 МэВ и анализе многочастичных фотоядерных реакций. Использование высокоэнергичных пучков фотонов позволяет одновременно наблюдать и исследовать многочастичные фотоядерные реакции с испусканием до 10 нуклонов. Это повышает надежность результатов гамма-активационного анализа и позволяет использовать данный метод в случаях, когда реакции ( $\gamma$ , n) или (n,  $\gamma$ ) на исследуемом ядре приводят к образованию стабильных изотопов, что делает неприменимыми методы гамма- и нейтроноактивационного анализа.

Впервые наблюдались многочастичные фотоядерные реакции с вылетом из ядра до 7 нуклонов на изотопах  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{203,205}\text{Tl}$ ,  $^{209}\text{Bi}$ . Получены выходы и интегральные сечения наблюдаемых фотоядерных реакций. Создана база данных экспериментальных  $\gamma$ -спектров [2].

Предложен метод определения выходов многочастичных фотоядерных реакций по характеристическому рентгеновскому излучению. В случаях когда  $\beta$ -распады конечных ядер фотоядерных реакций не сопровождаются  $\gamma$ -переходами в дочерних ядрах, анализ  $\gamma$ -линий спектров остаточной активности не позволяет исследовать такие реакции. В то же время, если  $\beta$ -распад сопровождается переходами электронов в электронной оболочке атома дочернего ядра, такой  $\beta$ -распад может быть зарегистрирован по характеристическим рентгеновским линиям в спектре остаточной активности облученного образца. При таком методе расчета выходов фотоядерных реакций необходимо учитывать, что различные изотопы одного химического элемента могут иметь рентгеновские линии одинаковых энергий. В этом случае, чтобы рассчитать выход фотоядерной реакции по характеристическим рентгеновским линиям в спектрах, необходимо выделить вклад конечного ядра этой реакции в образование рентгеновских линий. Выделить вклад отдельного изотопа можно, анализируя временные зависимости интенсивности таких линий.

Отработанная методика может иметь следующее практическое применение:

- в активационном анализе для определения изотопного состава веществ,
- для разрушения долгоживущих изотопов радиоактивных отходов, образующихся при работе ядерных реакторов,
- для создания радиофармпрепаратов в медицине.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ гос. к-кт02.513.12.0046, гранта РФФИ 08-02-00620-а.

Список публикаций:

- [1] Shvedunov V. I., et al. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.*, 2005, 550, 39-53.
- [2] Бельшев С. С., Кузнецов А. А., Макаренко И. В. *Автоматизированная система накопления и анализа данных гамма-активационного анализа. Препринт НИИЯФ МГУ. 2006. 19/818.*
- [3] <http://www.cdfc.sinp.msu.ru>.
- [4] Ишиханов Б. С., Орлин В. Н. // *ЯФ. 2008. Т. 71. 517.*

# Влияние периодичности генератора псевдослучайных чисел на результаты расчёта скорости деления возбуждённых ядер

Павлова Елена Геннадьевна

Актаев Нуркен Ерболатович

Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского

Гончар Игорь Иванович, д.ф.-м.н.

[pavlova\\_elena@list.ru](mailto:pavlova_elena@list.ru)

Деление ядер относится к процессам, при компьютерном моделировании которых необходимо учитывать их вероятностный характер. Одной из характеристик деления ядер является скорость деления. Она представляет собой вероятность деления ядер в единицу времени и может быть вычислена в рамках диффузионной модели [1]. Согласно последней, процесс деления ядра представляется как блуждание броуновской частицы в пространстве коллективных переменных. Координата этой частицы в определённые моменты времени вычисляется с помощью уравнения Ланжевена. В нём присутствует случайная сила, которая пропорциональна нормально распределённой случайной величине, получаемой с помощью генератора псевдослучайных чисел (ГПСЧ). Любой ГПСЧ характеризуется периодом, то есть максимальным количеством псевдослучайных чисел, после которого последовательность начинает повторяться [2]. Для расчёта скорости деления ядер необходимо смоделировать порядка миллиона траекторий движения броуновской частицы. В этом случае число обращений к ГПСЧ во много раз превосходит его период. При моделировании естественно ожидать, что с увеличением числа траекторий флуктуации скорости деления должны уменьшаться. Однако в расчётах это не подтвердилось. С нашей точки зрения, так получилось из-за периодичности ГПСЧ.

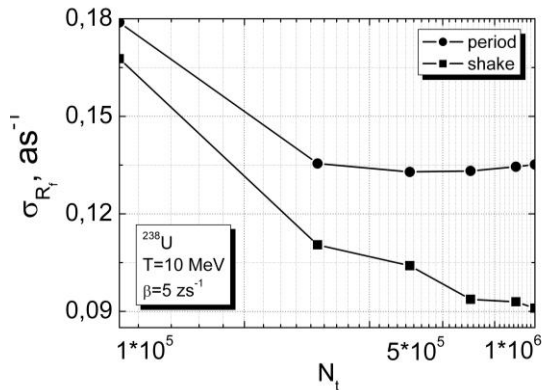


рис.1 Зависимость  $\sigma_{R_f}$  от полного числа траекторий  $N_t$  (квадраты – результат получен с помощью ГПСЧ со «встряхиванием», а круги – ГПСЧ без «встряхивания»)

Для уменьшения её влияния на результаты расчёта скорости деления ядер использовалась процедура «встряхивания» генератора: начальное значение случайной величины изменялось на новое после каждого периода. Стандартное отклонение скорости деления от её среднего значения  $\sigma_{R_f}$  в случае ГПСЧ без «встряхивания» при большом количестве траекторий  $N_t$  перестаёт уменьшаться. Для ГПСЧ со «встряхиванием»  $\sigma_{R_f}$  монотонно убывает и всегда меньше значения, соответствующего ГПСЧ без «встряхивания» (рис.1).

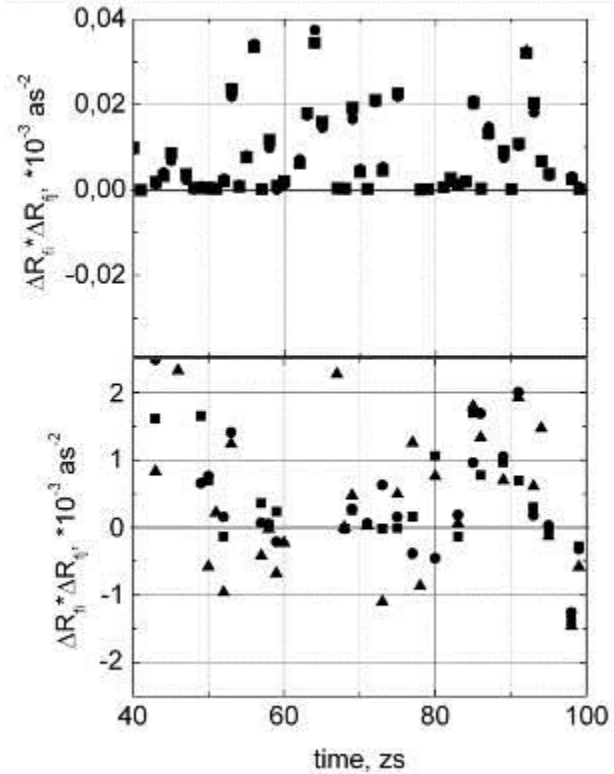


рис.2 Произведение отклонений скорости деления от среднего значения  $\Delta R_f \cdot \Delta R_{ff}$  в зависимости от времени.  $\Delta R_f$  вычислено для  $N_t = 7 \cdot 10^5$ , а  $\Delta R_{ff}$  для числа траекторий  $9 \cdot 10^5$ ,  $1 \cdot 10^6$  и  $2 \cdot 10^6$ . Эти зависимости показаны квадратами, кругами и треугольниками соответственно.

Расчёты, проведённые с помощью ГПСЧ со «встряхиванием», являются более независимыми по сравнению со случаем, когда используется ГПСЧ без «встряхивания» (рис.2).  $\Delta R_f$  и  $\Delta R_{ff}$  – отклонения скорости деления от её среднего значения с учётом знака.  $\Delta R_f$  вычислено для  $N_t = 7 \cdot 10^5$ , а  $\Delta R_{ff}$  для числа



траекторий  $9 \cdot 10^5$ ,  $1 \cdot 10^6$  и  $2 \cdot 10^6$ . В случае ГПСЧ без «встряхиывания» все произведения  $\Delta R_{fi} \cdot \Delta R_{ff}$  положительны, то есть расчёты скоррелированы. Более того, скорости деления, вычисленные для  $N_i$ , равного  $7 \cdot 10^5$ ,  $9 \cdot 10^5$ ,  $1 \cdot 10^6$  и  $2 \cdot 10^6$  совпадают друг с другом. Для ГПСЧ со «встряхиыванием» есть отрицательные произведения  $\Delta R_{fi} \cdot \Delta R_{ff}$ , и их число увеличивается с ростом  $N_i$ . Это свидетельствует о том, что расчёты становятся всё более независимыми: если при одном значении  $N_i$  в некоторый момент времени скорость деления была больше своего среднего значения, то для другого числа траекторий в этот же момент времени она может оказаться меньше среднего значения.

Таким образом, операция «встряхиывания» ГПСЧ позволяет уменьшить флуктуации скоростей деления, полученных с помощью численного моделирования.

Список публикаций:

[1] Gontchar I.I., Frobrich P. // Nucl. Phys. A551 (1993) 495

[2] Kloeden P.E., Platen E., Schurz H., Numerical Solution of SDE Through Computer Experiments, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg (1994)

## К теории захвата электронов каналированными ионами

*Першин Андрей Александрович*

*Южный федеральный университет*

*Мальшевский Вячеслав Сергеевич, д.ф.-м.н.*

*[pershin.andrew@gmail.com](mailto:pershin.andrew@gmail.com)*

Процессы перезарядки и ионизации, возникающие при столкновениях тяжелых многозарядных ионов с атомами и ионами, представляют интерес для многих направлений современной физики. При столкновениях многозарядных ионов в конденсированной среде существенное влияние на сечение процесса захвата может оказать наличие внешнего поля, создаваемого атомами среды. В настоящей работе на основе стационарной многоканальной теории рассеяния рассматриваются процессы одноэлектронного захвата при рассеянии ионов высокой энергии в кристалле, движущихся под малым углом к основным кристаллографическим направлениям.

Для решения поставленной задачи необходимо задать гамильтонианы входного и выходного каналов, которые определяют начальное и конечное асимптотические состояния сталкивающихся систем. В координатном представлении векторы состояний «нулевых» гамильтонианов  $\Psi(\mathbf{r}_Z, \mathbf{r}_e)$  и  $\bar{\Psi}(\bar{\mathbf{r}}, \mathbf{r})$  представим в виде

$$\Psi(\mathbf{r}_Z, \mathbf{r}_e) = \Phi(\mathbf{r}_Z) \varphi_\beta(\mathbf{r}_e), \quad \bar{\Psi}(\bar{\mathbf{r}}, \mathbf{r}) = \bar{\Phi}(\bar{\mathbf{r}}) \psi_\gamma(\mathbf{r}), \quad (1)$$

где  $\Phi(\mathbf{r}_Z)$  и  $\bar{\Phi}(\bar{\mathbf{r}})$  - волновые функции иона и центра масс системы  $(Z+e)$ , соответственно,  $\varphi_\beta(\mathbf{r}_e)$  и  $\psi_\gamma(\mathbf{r})$  - волновая функции электрона в поле атомов кристаллической решетки и волновая функция связанного состояния электрона с приведенной массой  $m$  в поле иона.

Если рассматривать процесс электронного захвата ионом, движущимся под малым углом к основным кристаллографическим направлениям, то основная идея, существенно упрощающая теоретический анализ в этом случае, состоит в замене потенциала взаимодействия иона с кристаллической решеткой потенциалом, усредненным по координатам вдоль кристаллографического направления. В частности, для осевого каналирования имеем:

$$\Phi(\mathbf{r}) = \Phi_\perp(\boldsymbol{\rho}) \exp(ipz), \quad \bar{\Phi}(\bar{\mathbf{r}}) = \bar{\Phi}_\perp(\bar{\boldsymbol{\rho}}) \exp(i\bar{p}\bar{z}), \quad (2)$$

где  $\Phi_\perp(\boldsymbol{\rho})$  волновая функция "поперечного движения" в усреднённом потенциале

В первом приближении по гамильтониану взаимодействия в выходном канале для  $T$ -матрицы на энергетической поверхности, описывающей процесс захвата  $Z + (C + e) \Rightarrow (Z + e) + C$ , получим

$$T^{(cap)}(E, \beta \rightarrow \bar{E}, \gamma) = - \int d\bar{\boldsymbol{\mu}} d\boldsymbol{\mu} \bar{C}^*(\bar{\boldsymbol{\mu}}) C(\boldsymbol{\mu}) T_{BK}^{(cap)}(\boldsymbol{\mu}, \beta \rightarrow \bar{\boldsymbol{\mu}}, \gamma), \quad (3)$$

$$T_{BK}^{(cap)}(\boldsymbol{\mu}, \beta \rightarrow \bar{\boldsymbol{\mu}}, \gamma) = \int d\mathbf{r}_1 \psi_\gamma^*(\mathbf{r}_1) e^{i(\Delta\boldsymbol{\mu} - i\bar{m}v_e/M)\mathbf{r}_1} \int d\mathbf{r}_2 e^{-i\Delta\boldsymbol{\mu}\mathbf{r}_2} W(\mathbf{r}_2) \varphi_\beta(\mathbf{r}_2), \quad (4)$$

$$C(\boldsymbol{\mu}) = \delta(\mu_{\parallel} - p)C_{\perp}(\boldsymbol{\mu}_{\perp}), \quad C_{\perp}(\boldsymbol{\mu}_{\perp}) = (2\pi)^{-2} \int d\rho \Phi_{\perp}(\boldsymbol{\rho}) \exp(-i\boldsymbol{\mu}_{\perp}\boldsymbol{\rho}), \quad (5)$$

где введено обозначение  $\Delta\boldsymbol{\mu} = \bar{\boldsymbol{\mu}} - \boldsymbol{\mu}$ , а матрица  $T_{BK}^{(cap)}(\boldsymbol{\mu}, \beta \rightarrow \bar{\boldsymbol{\mu}}, \gamma)$  совпадает с  $T$ -матрицей захвата электрона свободным ионом в приближении Бринкмана-Крамерса.

Очевидно, что коэффициенты разложения  $C(\boldsymbol{\mu}_{\perp})$  и  $\bar{C}(\bar{\boldsymbol{\mu}}_{\perp})$  будут существенно отличаться от нуля в области значений поперечных импульсов вблизи  $|\boldsymbol{\mu}_{\perp}| \approx \sqrt{2m_z \varepsilon_{\perp}}$  и  $|\bar{\boldsymbol{\mu}}_{\perp}| \approx \sqrt{2M \bar{\varepsilon}_{\perp}}$ . Это обстоятельство позволяет записать приближенное выражение для  $T$ -матрицы, вынеся за знак интегрирования матрицу  $T_{BK}^{(cap)}(\boldsymbol{\mu}, \beta \rightarrow \bar{\boldsymbol{\mu}}, \gamma)$  при значениях импульсов на энергетической поверхности. В результате получим:

$$T^{(cap)}(E, \beta \rightarrow \bar{E}, \gamma) = -\bar{\Phi}_{\perp}^*(0)\Phi_{\perp}(0)T_{BK}^{(cap)}(E, \beta \rightarrow \bar{E}, \gamma), \quad (6)$$

Отнесенная к единице времени вероятность захвата, в результате которого конечное состояние иона оказывается в интервале энергий  $\bar{\varepsilon}_{\square}, \bar{\varepsilon}_{\square} + d\bar{\varepsilon}_{\square}$  и  $\bar{\varepsilon}_{\perp}, \bar{\varepsilon}_{\perp} + d\bar{\varepsilon}_{\perp}$  в соответствии с будет равна:

$$dW^{(cap)}(E, \beta \rightarrow \bar{E}, \gamma) = \frac{2\pi |\Phi_{\perp}(0)|^2 |\bar{\Phi}_{\perp}(0)|^2 |T_{BK}^{(cap)}(E, \beta \rightarrow \bar{E}, \gamma)|^2 \delta(E + E_{e,\beta} - \bar{E} - \bar{E}_{e,\gamma}) g(\bar{\varepsilon}_{\square}) g(\bar{\varepsilon}_{\perp}) d\bar{\varepsilon}_{\square} d\bar{\varepsilon}_{\perp}}{1}, \quad (7)$$

Учитывая условие полноты набора поперечных волновых функций  $\bar{\Phi}_{\perp}(0)$  окончательно получим:

$$W^{(cap)}(E, \beta \rightarrow \bar{E}, \gamma) = (2\pi)^2 M (M / 2\bar{\varepsilon}_{\square})^{1/2} |\Phi_{\perp}(0)|^2 |T_{BK}^{(cap)}(E, \beta \rightarrow \bar{E}, \gamma)|^2, \quad (8)$$

Таким образом, вероятность захвата и ориентационная зависимость вероятности захвата определяется плотностью распределения потока каналированных ионов в начальном состоянии вблизи атомной цепочки  $|\Phi_{\perp}(\rho=0)|^2$ . Если начальная поперечная энергия намного больше высоты потенциального барьера атомной цепочки, то поперечная волновая функция иона может быть приближенно представлена плоской волной и  $|\Phi_{\perp}(0)|^2 \approx 1$ . Как и следовало ожидать, вероятность захвата в этом случае определяется формулой Бринкмана-Крамерса для свободного иона. Если же поперечная энергия меньше высоты потенциального барьера, то вероятность захвата будет подавлена, и определится затухающей волновой функцией иона внутри классически недоступной области. В частности, в случае рассеяния на атомной цепочке процесс аксиально-симметричен и волновая функция иона вблизи нуля  $\Phi_{\perp}(\rho) \propto (\rho / \rho_0)^l$ . Поэтому для состояний иона с отличным от нуля моментом относительно атомной цепочки  $\Phi_{\perp}(\rho=0) \rightarrow 0$  и захват электрона такими ионами будет подавлен. Таким образом, основной вклад в вероятность захвата дадут состояния налетающего иона с моментом относительно атомной цепочки равным нулю, для которых  $\Phi_{\perp}(\rho=0) \rightarrow const$  но доля таких частиц в падающем потоке ионов на кристалл весьма мала.

## Восстановление каскадной кривой развития широких атмосферных ливней по данным черенковского трекового детектора

*Прохорова Валентина Петровна*

*Институт космических исследований и аэронавтики имени Ю.Г. Шафера СО РАН*

*Слепцов Иван Ефимович, д.ф.-м.н.*

*[v.p.prokhorova@ikfia.ysn.ru](mailto:v.p.prokhorova@ikfia.ysn.ru)*

Черенковское излучение испускается ливнем на всех этапах его развития, отражая, таким образом, картину продольного развития каскада по глубине. Путем сопоставления расчетов черенковского излучения ливня с экспериментальными данными можно получать информацию о массовом составе первичной частицы, так как глубина развития ШАЛ, как показывают модельные расчеты, чувствительна к составу.

В настоящее время измерение характеристик черенковского излучения проводится трековым детектором, состоящим из камеры с узкой прямой и длинной щелью, под которой перпендикулярно ее направлению расположена мозаика из 10 фотоумножителей. Трековый детектор обозревает отдельные участки неба и в отличие от типичного черенковского интегрального детектора позволяет получать информацию о дифференциальном потоке черенковского света ШАЛ. Данный детектор регистрирует свет, рождаемый

энергичными частицами ливня. Поскольку солнечный и лунный свет намного интенсивнее черенковского, трековый детектор чувствителен только в безоблачные, безлунные ночи. Особенность работы детектора состоит в том, что засвечиваемая площадь фотокатода фотоумножителя меняется в процессе измерения потока черенковского излучения. При движении ливня от верхней границы участка к нижней эта площадь плавно меняется от нуля до некоторого максимального значения, когда ливень достигает примерно середины обозреваемого участка атмосферы. Линейную развертку импульса черенковского излучения можно получить при условии, что детектор находится на значительном расстоянии от его оси. При измерении амплитуды сигнала каждого фотоумножителя быстрым линейным аналого-цифровым преобразователем (частота дискретизации 100 МГц) существует возможность дополнительного разбиения толщины обозреваемого участка.

С использованием данной методики измерения разработан и апробирован специальный алгоритм, позволяющий по откликам в 10 ФЭУ, восстанавливать каскадную кривую развития ливня ШАЛ. В работе представлены предварительные результаты по данным измерений черенковского излучения в ливнях с энергией выше  $10^{15}$  эВ. Были восстановлены индивидуальные каскадные кривые и определена средняя глубины максимума развития ШАЛ  $X_{\max}$ . Экспериментальные данные сравниваются с расчетными значениями  $X_{\max}$ , полученными по моделям адронных взаимодействий типа QGSJETII-03, SIBYLL2.61 и EPOS. В рамках этих моделей сделана предварительная оценка массового состава космических лучей в этой области энергий.

## **Исследование когерентного излучения Вавилова-Черенкова в миллиметровом диапазоне длин волн**

***Шевелев Михаил Викторович***

*Науменко Геннадий Андреевич, Попов Юрий*

*НИИ ядерной физики при Томском политехническом университете*

*Науменко Геннадий Андреевич д.ф.-м.н.*

*[s062014@yandex.ru](mailto:s062014@yandex.ru)*

В настоящее время невозможная диагностика релятивистских пучков становится все более актуальной. При этом для невозможного измерения длины электронных сгустков применяется когерентное излучение, возникающее при пролете релятивистских электронных сгустков вблизи макроскопических структур. Для этих целей возможно использование различных типов излучений, таких, как дифракционное излучение, излучение Смита-Парсела, излучение Вавилова-Черенкова. Несмотря на то, что в оптическом диапазоне излучение Вавилова-Черенкова достаточно хорошо изучено в миллиметровом диапазоне длин волн в геометрии, когда электроны не пересекают мишень, а пролетают вблизи неё, имеются только отдельные попытки его экспериментального исследований [1].

В данной работе проведены исследования угловых характеристик когерентное излучение Вавилова-Черенкова в миллиметровом диапазоне длин волн, которое генерировалось полем электронного сгустка, пролетающего вблизи фторопластовой мишени. Эксперимент был проведен на микротроне НИИ ядерной физики при Томском политехническом университете. Пучок микротрона с энергией 6.1 МэВ состоит из макроимпульсов, следующих с частотой 8 Гц. Каждый макроимпульс содержит  $10^4$  электронных сгустков длиной 6 мм, имеющих населенность  $10^8$  электронов. Одной из проблем, решённой в ходе эксперимента оказалась необходимость разделения когерентного излучения Вавилова-Черенкова и дифракционного излучения, возникающего на передней грани мишени.

Список публикаций:

[1] T. Takahashi, M. Oyamada, Y. Kondo, *Phys. Rev. E* 62, 8606 (2000)

