



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

96-85

На правах рукописи

Горбатков Дмитрий Викторович

**КОНСТАНТНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ  
РАСЧЕТА ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЙ  
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСКОРИТЕЛЕЙ**

01.04.16 – физика ядра и элементарных частиц

А в т о р е ф е р а т  
диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Автор:

Протвино 1996

Работа выполнена в Институте физики высоких энергий (г.Протвино) и заочной аспирантуре Московского государственного инженерно-физического института (технического университета).

Научные руководители:

кандидат физико-математических наук В.П. Крючков,  
доктор технических наук В.П. Машкович.

Официальные оппоненты:

доктор технических наук Б.С. Сычев,  
кандидат физико-математических наук Е.А. Кушниренко

Ведущая организация: Объединенный институт ядерных исследований (г. Дубна)

Защита диссертации состоится "16" декабря 1996 г. в \_\_\_\_ часов \_\_\_\_ минут на заседании диссертационного совета К-053.03.05 в Московском государственном инженерно-физическом институте (техническом университете) по адресу: 115409, Москва, Каширское шоссе, д. 31, тел. 324-84-98, 323-91-67.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке МИФИ.

Автореферат разослан " \_\_\_\_ " \_\_\_\_\_ 1996 г.

Просим принять участие в работе совета или прислать отзыв в одном экземпляре, заверенный печатью организации.

Ученый секретарь

диссертационного совета к.т.н., доцент

А.Н. Гудков

© Государственный научный центр  
Российской Федерации  
Институт физики высоких энергий, 1996

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

### **Актуальность темы**

Основным направлением развития радиационной физики высоких энергий является исследование формирования полей излучений за радиационной защитой. Информация о характеристиках излучения (компонентном составе, энергетических, угловых и пространственных распределениях) необходима для решения большинства задач радиационной физики и радиационной безопасности на ядерно-физических установках. К этим задачам относятся: прогнозирование уровней мощности дозы излучения, проектирование радиационной защиты, правильный выбор средств дозиметрического контроля, интерпретация показаний дозиметрических приборов и т.д. Увеличение интенсивности пучков на экспериментальных установках ускорителей делает актуальной проблему фоновых загрузок на детекторах, решить которую можно лишь исходя из данных о компонентном и пространственно-энергетическом составе фонового излучения.

Большинство из известных программ для расчета переноса высокоэнергетического излучения используют аналоговый метод Монте-Карло (например, HETC, FLUKA92, MARS, CASIM, а также программные пакеты CALOR, GEANT, FLUNEV, LANET). Однако присущий им общий недостаток – трудности расчета задач глубокого проникновения частиц – не позволяет получать детальную и достоверную информацию по характеристикам излучения для толщин, больших 10–15 длин свободного пробега. Кроме того, решение задачи исследования поля излучения за защитами требует особенно тщательного описания дифференциальных сечений неупругого рассеяния в области энергии адронов 20 МэВ – 1 ТэВ, а также учета в расчетах переноса низкоэнергетических нейтронов и вторичных фотонов.

В связи с повышением требований к точности решения радиационных проблем на ускорителях, особенно в задачах глубокого проникновения частиц, электроядерной энергетики, трансмутации долгоживущих радионуклидов, расчета фоновых загрузок на детекторах, значительно возрос интерес к развитию традиционных в реакторной физике методов расчета (многогрупповой подход в описании энергетической зависимости сечений и метод дискретных ординат для решения кинетического уравнения) на область высоких энергий. Поэтому задача создания системы

константного обеспечения расчета прохождения высокоэнергетических частиц через вещество, а также алгоритмов решения транспортного уравнения для заряженных частиц с учетом сильной анизотропии рассеяния представляется **важной и актуальной**.

**Целью диссертации** является:

- создание системы константного обеспечения расчета переноса протонов,  $\pi$ -мезонов, мюонов, каонов с энергией 20 МэВ – 1 ТэВ, нейтронов (0.0252 эВ – 1 ТэВ), фотонов (0.01–15 МэВ) групповыми методами;
- разработка алгоритма расчета нерассеянного компонента для заряженных частиц методом дискретных ординат;
- разработка методики решения кинетического уравнения Больцмана для заряженного компонента и в условиях высокой анизотропии рассеяния;
- тестирование результатов расчета функционалов полей излучений с использованием разработанной системы констант САДКО-2;
- исследование основных закономерностей формирования полей излучений за одномерными защитами высокоэнергетических ускорителей протонов.

### **Научные результаты и новизна работы**

В работе впервые достигнуты следующие результаты:

1. Разработана система константного обеспечения расчетов прохождения высокоэнергетических адронов (нейтронов, протонов,  $\pi$ -мезонов, мюонов, каонов) через вещество групповыми методами, что включает в себя:

- а) разработку алгоритмов для расчета полных и дважды дифференциальных групповых сечений неупругого адрон-ядерного взаимодействия;
- б) создание банка экспериментальных и расчетных оцененных данных;
- в) выбор групповой структуры и способов рационального усреднения сечений;
- г) разработку программ для создания объединенных по энергии и типу частиц файлов групповых макросечений в форматах переносных программ (FMAC-M, ANISN, MOSKIT, MORSE).

2. Разработан алгоритм решения транспортного уравнения для расчета нерассеянного заряженного компонента, что позволяет существенно повысить точность расчета переноса высокоэнергетического заряженного и нейтрального компонента через вещество.

3. Предложена методика решения уравнения Больцмана-Фоккера-Планка для сильно анизотропного рассеяния с учетом потерь энергии на ионизацию заряженным компонентом в приближении непрерывного замедления и в диффузионном приближении.

4. Проведено систематическое исследование пространственно-энергетического и компонентного составов полей излучений за одномерными защитами высокоэнергетических ускорителей протонов в энергетическом диапазоне 100 МэВ – 100 ГэВ для различных типов первичных частиц.

## **Практическая ценность работы**

Разработанные в диссертации методики и алгоритмы реализованы в виде вычислительных программ и модулей и используются в расчетах прохождения высокоэнергетических адронов через вещество.

Созданная константная система САДКО–2 включена в программно-константный комплекс РОЗ + MOSKIT + САДКО–2 и используется при решении следующих радиационно-физических проблем в ИФВЭ: для интерпретации показаний дозиметрических приборов в текущем радиационном контроле, предсказания и восстановления спектров высокоэнергетического излучения за защитой ускорителя У–70, для установления основных закономерностей формирования дозы в экспериментальных залах У–70 и других ускорителей.

Система адронных констант САДКО–2 внедрена для расчетов переноса нейтрального и заряженного излучений в ИПМ РАН им. Келдыша и используется при разработке и отладке новых алгоритмов решения кинетического уравнения для заряженного и нейтрального высокоэнергетических излучений в одномерных и двумерных расчетных геометриях.

Проведены исследования фоновых загрузок на установке “Последний Шанс” в ИФВЭ, позволившие оценить вклад различных компонентов излучения в показания детектирующих элементов калориметра на толщинах железа до 500 см.

Самостоятельную ценность имеют алгоритмы и методики расчета полных и дифференциальных групповых сечений неупругого адрон-ядерного взаимодействия.

Полученные в диссертации результаты систематического исследования формирования полей излучений за защитами высокоэнергетического излучения могут быть использованы как реперные данные при решении широкого круга задач радиационной физики на ускорителях заряженных частиц.

### **На защиту выносятся:**

1. Новая система константного обеспечения САДКО–2 для обеспечения расчета прохождения через вещество вторичного излучения, генерируемого высокоэнергетическими частицами: протонов,  $\pi$ -мезонов, мюонов, каонов в энергетическом диапазоне 20 МэВ – 1 ТэВ, нейтронов с энергией 0,0252 эВ – 1 ТэВ, фотонов с энергией 0,01 – 15 МэВ с использованием группового метода, обеспечивающего высокую точность, в том числе и в задачах глубокого проникновения.

2. Результаты расчетов полных и дифференциальных групповых сечений неупругого адрон-ядерного взаимодействия с использованием нового быстродействующего алгоритма расчета дважды дифференциальных сечений неупругих  $hA$ -реакций, в основе которого лежат аппроксимация оцененных экспериментальных и расчетных данных в области энергии 20 МэВ – 10 ГэВ и феноменологический подход, использующий факторизованное представление сечений неупругих адрон-ядерных реакций для энергий 10 ГэВ – 1 ТэВ.

3. Алгоритм решения односкоростного уравнения Больцмана в одномерной геометрии для нерассеянного заряженного компонента с учетом потерь энергии на ионизацию в приближении непрерывного замедления в рамках группового подхода.

4. Методика решения уравнения Больцмана-Фоккера-Планка для сильно анизотропного рассеяния с использованием идеи разделения интеграла неупругих столкновений на сингулярную и регулярную компоненты, в приближении непрерывного замедления и диффузионном приближении.

5. Анализ адекватности результатов расчета функционалов полей излучений программно-константным комплексом РОЗ + САДКО-2, проведенный на основе сравнений с экспериментальными и сопоставимыми расчетными данными в энергетическом диапазоне 2 МэВ – 200 ГэВ.

6. Результаты систематического расчетного исследования формирования полей излучений за наиболее типичными одномерными защитами высокоэнергетических ускорителей протонов.

### **Апробация работы**

Основные результаты диссертации докладывались на XII (Протвино, 1990), XIII (Дубна, 1992), XIV (Протвино, 1994) Всесоюзных совещаниях по ускорителям, на V (Протвино, 1989) и VI (Обнинск, 1994) Российских научных конференциях по защите от излучений ядерно-технических установок, на IV Европейской конференции по ускорителям ЕРАС'94 (Лондон, 1994), на Международном симпозиуме “Численные методы решения уравнения переноса” (Москва, 1992), на XXV Симпозиуме по радиационной защите (Дрезден, 1994), на научном семинаре кафедры “Радиационная физика” МИФИ, на семинарах в Институте физики высоких энергий, одобрялись в их итоговых документах и решениях и опубликованы в работах [1–9].

### **Структура диссертации**

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка цитируемой литературы. Объем диссертации 106 страниц, включая 68 рисунков и 8 таблиц.

## **СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ**

В работе рассмотрены общие проблемы, возникающие при решении радиационных проблем на ускорителях заряженных частиц, дан обзор и анализ известных методов расчета взаимодействия адронов с веществом при высоких энергиях, сформулированы основные задачи исследования.

Общепризнано, что лучшим методом описания  $d^2\sigma/(dEd\Omega)$  в области энергии  $50 \text{ МэВ} < E < 5 \text{ ГэВ}$  является каскадно-испарительная (каскадно-экситонная) модель. Однако если по интегральным характеристикам ( $\sigma_t, \sigma_{in}$ , коэффициент неупругости) расчеты по каскадно-испарительной модели согласуются с экспериментальными данными в пределах 20%, то расхождения дифференциальных сечений с экспериментальными значениями могут составлять коэффициент 1,5÷2. Другими недостатками указанного подхода является низкое быстродействие, а также невозможность прямого использования моделей внутриядерного каскада и результатов, полученных по ним, в сеточных методах расчета переноса адронов, использующих в качестве константного обеспечения инклюзивные сечения.

Лучшими на сегодня аналитическими аппроксимациями дифференциальных сечений образования адронов в неупругих адрон-ядерных взаимодействиях в указанном энергетическом диапазоне являются, видимо, феноменологические формулы Б.С. Сычева. Однако имеются заметные расхождения расчетов и по этим формулам с экспериментальными данными, особенно для тяжелых ядер-мишеней и области энергии, близкой к  $E_0$ .

Используемая методика для расчета полных и дифференциальных групповых сечений неупругого адрон-ядерного взаимодействия в энергетическом диапазоне 20 МэВ – 10 ГэВ основана на аппроксимации современных экспериментальных и расчетных данных и позволяет провести их систематику практически без привлечения модельных представлений. Так, дважды дифференциальные сечения образования испарительных и каскадных частиц в неупругих  $hA$ -взаимодействиях аппроксимируются формулой

$$\frac{d^2\sigma}{dEd\Omega} = \frac{1}{E_0} \exp\left[\sum_i \left(\sum_j \alpha_{ij} \theta^{j-1}\right) \ln^{i-1}\left(\frac{E}{E_0}\right)\right], \quad (1)$$

где  $E_0$  – энергия налетающего адрона;  $\theta$  – угол рассеяния;  $\alpha_{ij}$  – коэффициенты аппроксимации, которые определялись методом наименьших квадратов на основе оцененных значений сечений (экспериментальных и расчетных), накопленных в базах данных RD и САДКО.

Обоснованием для выбора данной формы аппроксимации являются следующие факты:

- 1) в достаточно широком энергетическом диапазоне форма дифференциальных сечений в переменных  $x = E_0/E$  слабо зависит от энергии первичной частицы;
- 2) зависимость  $\ln[d^2\sigma/(dEd\Omega)]$  достаточно хорошо аппроксимируется многочленом невысокого порядка (3–4) по переменной  $\ln(E)$ ;
- 3) предложенная форма дифференциальных сечений позволяет легко находить коэффициенты аппроксимации методом наименьших квадратов.

Корректировка свободного множителя формулы (1) осуществляется путем нормировки на экспериментальные значения коэффициента неупругости, а также множественности вторичных каскадных и испарительных частиц.

Для энергии первичных адронов выше 10 ГэВ также не существует общепринятых теоретических моделей для описания  $hA$ -взаимодействия. Для эксклюзивных генераторов наиболее распространены аддитивная кварковая модель и дуальные партонные модели. Для инклюзивного подхода чаще используются феноменологические модели. Для расчета дифференциальных сечений рождения адронов в неупругих ( $h_1A \rightarrow h_2X$ )-реакциях при энергии выше 10 ГэВ используется предложенная С.И. Стригановым феноменологическая модель, основанная на факторизации

$$\frac{d^2\sigma^{h_1A \rightarrow h_2X}}{dEd\Omega} = \frac{\sigma_{in}^{h_1A}}{\sigma_{in}^{h_1p}} R^{h_1A \rightarrow h_2X}(E_0, E, \vartheta) \frac{d^2\sigma^{h_1p \rightarrow h_2X}}{dEd\Omega}, \quad (2)$$

где  $\sigma^{h_1A}, \sigma^{h_1p}$  – сечения неупругих  $hA$ - и  $hp$ -взаимодействий;  $E_0$  – энергия адрона  $h_1$ ;  $E, \vartheta$  – энергия и угол адрона  $h_2$ ;  $R$  – отношение сечений на ядре и на протоне.

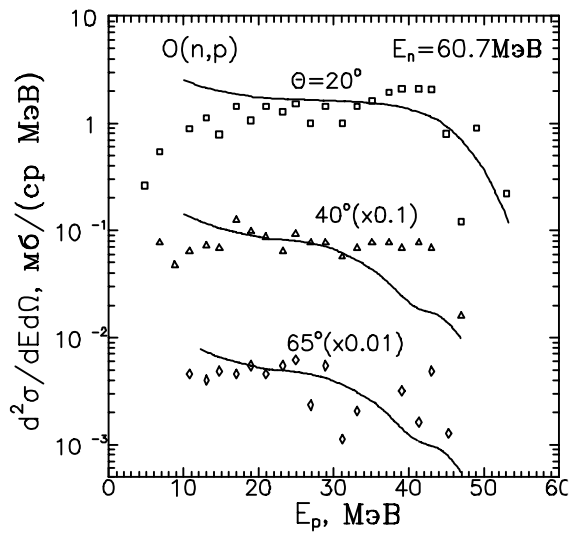


Рис. 1. Дважды дифференциальные сечения образования протонов на ядре кислорода под действием нейтронов энергией 60 МэВ. Точки – эксперимент, кривые – наш расчет.

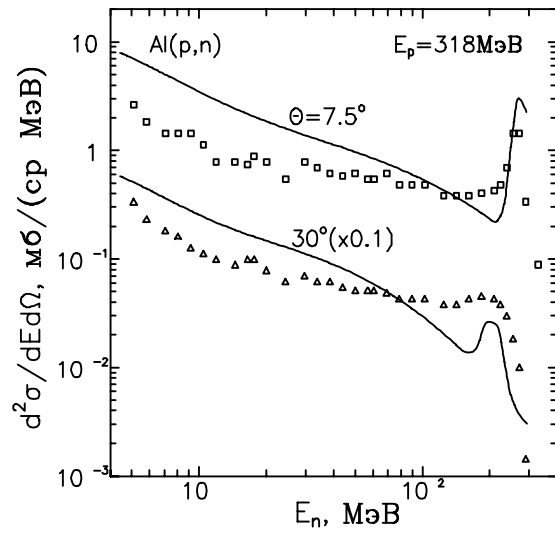


Рис. 2. Дважды дифференциальные сечения образования нейтронов на ядре алюминия под действием протонов энергией 318 МэВ. Точки – эксперимент, кривые – наш расчет.

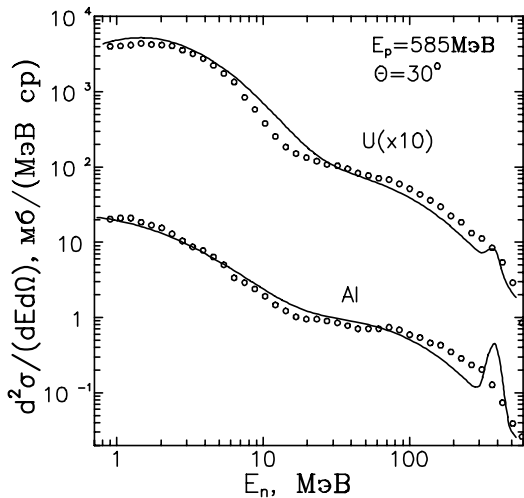


Рис. 3. Дважды дифференциальные сечения образования нейтронов под действием протонов энергией 585 МэВ. Точки – эксперимент, кривые – наш расчет.

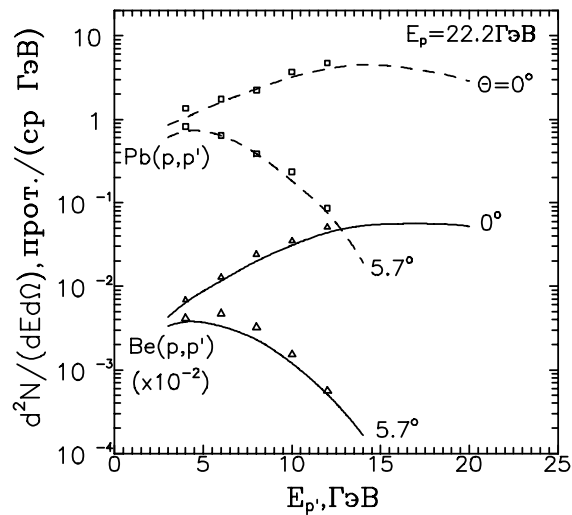


Рис. 4. Дважды дифференциальные распределения протонов, образующихся под действием протонов энергией 22.2 ГэВ. Точки – эксперимент, кривые – наш расчет.



Для расчета интегральных сечений адрон-ядерных взаимодействий использовались оцененные данные из монографии В.С. Барашенкова. Многочисленные сравнения с экспериментом, приведенные в диссертации, позволяют утверждать, что для элементарных сечений интегральные характеристики рассчитываются с погрешностью  $\sim 10\%$ , двойные дифференциальные распределения – с погрешностью  $\sim 50\%$ . Качество модели в сравнении с экспериментальными данными иллюстрируется рис. 1–4.

Рассмотрены особенности применения сеточных методов для расчета переноса высокоэнергетических адронов с учетом потерь энергии заряженными частицами на ионизацию, а также с учетом сильно анизотропного рассеяния.

Основные приближения для получения решения кинетического уравнения Больцмана состоят в упрощении интеграла столкновений  $I_{cm}$ . С учетом ядерных и электромагнитных взаимодействий  $I_{cm}$  можно записать как

$$I_{cm} \simeq I_{яд} + I_{э.м.} \quad (3)$$

В свою очередь,  $I_{яд}$  и  $I_{э.м.}$  обычно представляются в виде суммы интегралов по упругим и неупругим взаимодействиям:

$$I_{э.м.} \simeq I_{э.м.}^{in} + I_{э.м.}^{el}, \quad (4)$$

$$I_{яд} \simeq I_{яд}^{in} + I_{яд}^{el}. \quad (5)$$

Член  $I_{э.м.}^{in}$  может быть с хорошей точностью представлен двумя членами разложения произведения в ряд по передаваемой энергии:

$$I_{э.м.}^{in} \simeq \frac{\partial}{\partial E} (\beta(E)\psi(\vec{r}, E)) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial E^2} (\xi(E)\psi(\vec{r}, E)), \quad (6)$$

где  $\beta(E)$  – тормозная способность вещества;  $\xi(E)$  – средний квадрат энергии, теряемой частицей энергией  $E$  на единице пути.

Интеграл упругих столкновений  $I_{э.м.}^{el}$  описывает процесс упругого рассеяния заряженных частиц на атомах вещества рассеивателя. Потери энергии при этом незначительны, отклонение частиц происходит на малые углы. Это обстоятельство позволяет использовать малоугловое приближение (приближение Фоккера-Планка).

Использование традиционных приближений для упрощения интеграла столкновений  $I_{яд}$ , которые предусматривают представление углового распределения плотности потока и сечения рассеяния в виде рядов по полиномам Лежандра, требуют ввиду сильной анизотропии рассеяния удержания слишком большого числа моментов в указанном разложении.

Упростим  $I_{яд}$ , воспользовавшись идеей, предложенной Д.Лигоу для упругого электромагнитного рассеяния. Представим индикатрису рассеяния и интеграл столкновений в виде

$$\Sigma_{s_{яд}} = \Sigma_{s_{яд}}^{sing} + \Sigma_{s_{яд}}^r, \quad (7)$$

$$I_{яд} = I_{яд}^{sing} + I_{яд}^r, \quad (8)$$

где  $\Sigma_{s_{ян}}^{sing}$  – “сингулярная” часть сечения, отличная от нуля лишь в окрестности  $\mu_s=1$  ( $\mu_s = \vec{\Omega}' \cdot \vec{\Omega}$  – косинус угла рассеяния), а  $\Sigma_{s_{ян}}^r$  – “регулярная” часть, которая представляет собой “гладкую” функцию угла и может быть аппроксимирована с хорошей точностью небольшим числом первых моментов разложения по полиномам Лежандра.

Пользуясь тем, что в  $I_{я\partial}^{sing}$  угловая плотность потока слабо (по сравнению с индикатрисой) меняется с изменением угла, разложим произведение в ряд по косинусу угла  $\mu_s$  и удержим первые два члена. В результате для  $I_{я\partial}^{sing}$  получим выражение, совпадающее с членом Фоккера-Планка:

$$I_{я\partial}^{sing} = \frac{T}{2} \frac{\partial}{\partial \mu} \left( (1 - \mu^2) \frac{\partial \psi}{\partial \mu} \right), \quad (9)$$

$$T = 2\pi \int_{-1}^1 \Sigma_s^{sing}(\mu)(1 - \mu)d\mu. \quad (10)$$

Таким образом, процессы с большой передачей энергии описываются обычным кинетическим уравнением Больцмана, а процессы с незначительными изменениями начальной энергии и направления движения частиц – в приближении Фоккера-Планка.

Получен явный вид коэффициентов Фоккера-Планка  $T$  для некоторых простых допустимых приближений сечений упругого и неупругого ядерных  $hA$ -взаимодействий. Показано, что приближение Фоккера-Планка, являясь наиболее сильным упрощением, позволяет, однако, существенно более точно по сравнению с традиционным подходом учесть лидирующую часть излучения, особенно хорошо работая на больших глубинах, где угловой поток становится “размытым”.

Для повышения точности численного решения кинетического уравнения для заряженных частиц разработан алгоритм расчета члена, описывающего нерассеянный компонент излучения в приближении непрерывного замедления. С учетом члена непрерывного замедления, нерассеянный компонент заряженного излучения, например для плоской геометрии, имеет вид

$$\begin{aligned} \psi_n(x, \mu > 0, E) = & \psi(x_0, \mu, E) \exp \left[ -\frac{1}{\mu} \int_{x_0}^x \hat{\sigma}(x'', E(x'')) dx'' \right] + \\ & + \frac{1}{\mu} \int_{x_0}^x S(x', \mu, E(x')) \exp \left[ -\frac{1}{\mu} \int_{x_0}^x \hat{\sigma}(x'', E(x'')) dx'' \right] dx', \end{aligned} \quad (11)$$

где  $\hat{\sigma} = \sigma - \partial\beta/\partial E$ ;  $S(x, \mu, E)$  – источник, а интегрирование в (11) осуществляется вдоль характеристики, определяемой из решения уравнения

$$\mu \frac{\partial E}{\partial x} = -\beta(x, E). \quad (12)$$

В диссертации получен явный вид характеристики для нерассеянного заряженного компонента (11), используя который можно определить источник первого столкновения в каждой ячейке фазового пространства. Предложенный алгоритм используется в программе РОЗ-6Н при расчете переноса заряженных частиц.

Приближение непрерывного замедления для расчета нерассеянного компонента излучения вполне оправдано для решения большинства задач радиационной физики на высокоэнергетических ускорителях протонов. Для решения задач, в которых существенную роль играет именно нерассеянный заряженный компонент, предложен путь выделения нерассеянного заряженного компонента в диффузионном приближении.

Таким образом, в предложенном подходе достигается экономичный способ расчета интеграла столкновений в задачах с сильной анизотропией рассеяния, при сохранении в основном высокой точности расчета.

На основе обзора и анализа наиболее известных систем групповых констант показано, что возможности существующих константных систем для расчета высокоэнергетического излучения (для  $E > 20$  МэВ) существенно ограничены, так как они содержат данные лишь для нейтральной частицы – нейтрона, что позволяет проводить расчеты для энергий меньших чем 600 МэВ.

Анализ и оценка существующих групповых систем констант в реакторной области энергий, выполненные с точки зрения полноты и надежности данных, удобства использования, требуемых ресурсов ЭВМ, совместимости выходных форматов с расчетными программами и доступности, позволили сделать выбор в пользу константной системы USCONS, содержащей в качестве ядра библиотеку групповых сечений (БНД-49 + БВФ). В диссертации приводится краткая характеристика данной системы.

Обсуждаются требования к константной системе для обеспечения расчетов групповыми методами переноса высокоэнергетического излучения, генерируемого на ускорителях заряженных частиц. Показано, что для решения широкого круга задач, таких как обеспечение радиационной безопасности персонала и оборудования, определение фоновых загрузок на экспериментальных установках, оптимизация мишеней, необходимо проводить расчеты в энергетической области от начальной энергии налетающих частиц (десятки и сотни ГэВ) до тепловой (для нейтронов).

Определены типы частиц, наиболее важных при расчете основных функционалов полей излучений – потоков, дозы, энергосодержания. Данная версия константной системы поддерживает расчеты протонов,  $\pi$ -мезонов мюонов, каонов энергией ( $20 \text{ МэВ} < E < 1 \text{ ТэВ}$ ), нейтронов ( $0,01 \text{ эВ} < E < 1 \text{ ТэВ}$ ), фотонов ( $0,01 \text{ МэВ} < E < 15 \text{ МэВ}$ ) для всех наиболее важных материалов и изотопов.

Приводится описание структуры и основных параметров константной системы САДКО-2, схема которой представлена на рис. 5.



Рис. 5. Схема системы констант САДКО-2.

Составляющие систему модули представляют собой независимые блоки программ и алгоритмов, которые объединяются задачей создания файла групповых сечений в определенном выходном формате. Этапы решения этой задачи и определяют структуру САДКО:

- расчет полных и дважды дифференциальных сечений неупругого  $hA$ -взаимодействия для заданного изотопа и энергетического диапазона;
- выбор оптимального числа энергетических групп и рационального способа усреднения сечений, расчет групповых микросечений и индикатрисы для изотопа в области энергии протонов, нейтронов, пионов выше 20 МэВ и энергетических переходов для групп энергией ниже 20 МэВ;
- подготовка низкоэнергетического файла групповых сечений взаимодействия нейтронов и фотонов с веществом для расчетной композиции;
- создание объединенного по типу частиц и энергии файла групповых макросечений.

Ядром константной системы является алгоритм и реализующий его код для расчета и оценки полных и дважды дифференциальных сечений неупругого  $hA$ -взаимодействия.

На основе элементарных оцененных сечений определяются групповые константы, которыми характеризуется в рамках многогруппового подхода взаимодействие частицы со средой:  $\sigma_{ti}^q$  – групповое микроскопическое сечение столкновения частицы  $i$ -го типа  $q$ -ой группы, определяемое выражением

$$\sigma_{t_i}^q = \frac{\int_{E^q}^{E^{q-1}} \sigma_{t_i}(E) \varphi_i(E) dE}{\int_{E^q}^{E^{q-1}} \varphi_i(E) dE}, \quad (13)$$

где  $\varphi_i(E)$  – функция дифференциальной плотности потока частиц  $i$ -го типа;  $\sigma_{t_i}(E)$  – микроскопическое интегральное сечение;  $E^q, E^{q-1}$  – границы  $q$ -ой энергетической группы. Оно характеризует ослабление “узкого” пучка адронов  $q$ -ой группы при прохождении через вещество, полностью определяя распространение частиц в среде.

Учет процесса рождения вторичных частиц различного сорта в неупругих hA-взаимодействиях осуществляется в индикатрисе  $\sigma_s^{p \rightarrow q}$  – микроскопическом дифференциальном сечении рассеяния частицы из группы  $p$  в группу  $q$ :

$$\sigma_s^{p \rightarrow q}(\mu_s) = \frac{\int_{E^q}^{E^{q-1}} dE \int_{E^p}^{E^{p-1}} dE' \sigma_s(E' \rightarrow E, \mu_s) \varphi(E')}{\int_{E^p}^{E^{p-1}} \varphi(E) dE}, \quad (14)$$

где  $\sigma_s(E' \rightarrow E, \mu_s)$  – дифференциальное сечение рассеяния;  $\mu_s = \vec{\Omega}' \cdot \vec{\Omega}$  – косинус угла рассеяния.

Для расчета транспорта заряженного компонента в приближении непрерывного замедления определяются значения ионизационных потерь  $\beta(E) = | -dE/dx |$ , которые в соответствии с разработанным алгоритмом задаются для энергии, соответствующей границам групп. Для учета потерь энергии на ионизацию в диффузионном приближении рассчитываются величины  $\xi(E)$ , равные среднему квадрату энергии, теряемой частицей на единице пути.

При составлении многогрупповых систем констант важное значение имеет выбор энергетических интервалов групп, а также выбор рациональных способов усреднения эффективных сечений по энергетическим интервалам отдельных групп. Для энергии выше 20 МэВ использовано равномерное по шкале летаргии  $u = \ln(E^{q-1}/E^q)$  расположение границ групп, так как при этом типичные эффективные сечения изменяются при переходе от данной группы к соседней по энергии группе приблизительно в одинаковое число раз.

Приводятся результаты исследования зависимости погрешности расчетов от значения приращения летаргии в группе, на основе которого приращение летаргии в группе принято равным 0,27, что приблизительно соответствует  $\Delta u$  в библиотеке групповых сечений для  $E < 20$  МэВ. При выбранном значении приращения летаргии число групп, например, для одной частицы и для энергетического диапазона 20 МэВ – 100 ГэВ равно 27. Полное число групп в объединенном файле, содержащем данные для всех типов частиц (протонов, пионов, нейтронов и фотонов) с энергией до 100 ГэВ, составляет 145.

Использование большего числа более узких групп вряд ли целесообразно, так как сами исходные данные обладают определенной погрешностью, и для увеличения

точности расчетов требуется дальнейшее уточнение ядерных оцененных данных. Кроме того, известно, что в области энергии выше 20 МэВ характерен плавный ход энергетической зависимости сечений, что подтверждают данные рис. 6, на котором в качестве примера представлена энергетическая зависимость неупругого сечения  $hA$ -взаимодействия для различных ядер-мишеней.

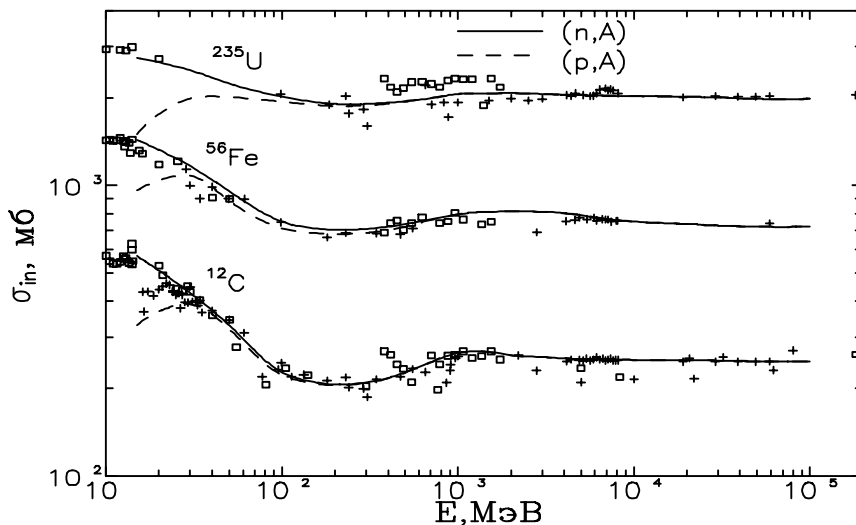


Рис. 6. Зависимость неупругого сечения адрон-ядерного взаимодействия от энергии протонов (---) и нейтронов (—) для различных ядер-мишеней. Точки – экспериментальные данные.

Выбор стандартной формы внутригруппового спектра  $\varphi(E)$  также не столь важен, как для задач реакторной физики, где энергетическая зависимость сечений характеризуется ярко выраженной резонансной структурой. Показано, что погрешность за счет выбора формы спектра  $\varphi(E)$  не превышает 2%, что меньше вероятной ошибки в определении большинства сечений.

На рис. 7–8 представлены наиболее характерные спектры излучений за типичными защитами ускорителей, которые хорошо аппроксимируются зависимостью вида  $\varphi \sim E^{-\alpha}$ , где  $\alpha=1$  для  $10 \text{ МэВ} < E < 200 \text{ МэВ}$ , и  $\alpha=1,5$  для  $E > 200 \text{ МэВ}$ . Указанная зависимость была использована в качестве стандартной формы внутригруппового спектра.

Результатом работы константной системы САДКО–2 является файл групповых сечений в определенном формате, подготовленный с учетом компонентного состава вещества защиты или детектора, включающий в себя как высокоэнергетические, так и низкоэнергетические ( $E < 20 \text{ МэВ}$ ) групповые константы. Изотопный состав формируемой САДКО–2 групповой библиотеки определяется полнотой данных по изотопам в используемой библиотеке групповых сечений реакторной области энергии. Время, необходимое для создания объединенного файла групповых сечений для одного изотопа, составляет 30–60 мин процессорного времени ЭВМ VAX–3500.

Выходной формат САДКО-2 определяется транспортной программой, использующей групповые сечения. Например, формат FMAC-M, используемый программой PO3-6.4, или формат ANISN, разработанный для программ ANISN и DOT.

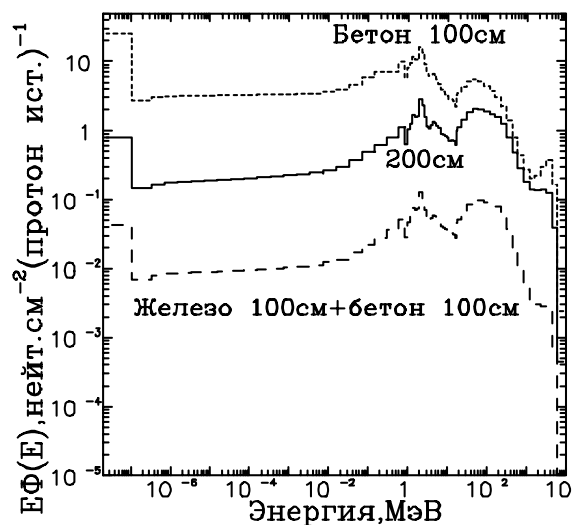


Рис. 7. Спектры нейтронов за однородной бетонной и гетерогенной железо+бетон защитами для энергии падающего протона 10 ГэВ.

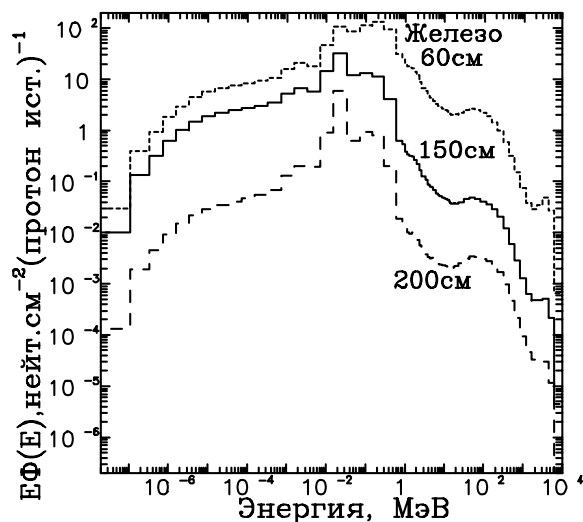


Рис. 8. Спектры нейтронов на различной глубине железной защиты для энергии падающего протона 10 ГэВ.

Приводится описание формата константной системы, даются примеры для работы с САДКО-2, которые демонстрируют простоту и удобство в ее использовании.

Тестирование переносных программ и константных систем является важным элементом при установлении точности и адекватности получаемых результатов, оценки пределов применимости используемых методик. В диссертации проводится сравнительный анализ результатов расчетов, полученных по некоторым известным программным пакетам, и данных, рассчитанных с использованием программно-константного комплекса PO3 + САДКО-2, для различных диапазонов энергий первичных частиц.

Для энергий источника 2; 14 и 40 МэВ были выбраны для сравнения результаты реперных расчетов полей нейтронов в бесконечном слое из железа толщиной 3 м. Расчеты проводили методом Монте-Карло по программе MCNP с использованием базовых библиотек сечений ENDF-B/4 и ENDF-B/5. Для расчета переноса нейтронов при энергии источника 40 МэВ использовалась “расширенная” библиотека, состоящая из сечений ENDF-B/4 для энергий  $E < 20$  МэВ и данных расчета по каскадно-испарительной модели для  $20 < E < 40$  МэВ.

Сравнение расчетных спектров нейтронов на толщинах 100 и 200 см в железе для энергии нейтронов источника 2 и 14 МэВ, представленное в диссертации, позволяет судить о хорошем согласии (в пределах 10%) результатов расчетов, которые проведены разными методами (MCNP и PO3), использующими различные

системы ядерных данных (соответственно ENDF/B-5 и САДКО-2). Реперные расчетные данные по пространственному распределению флюенса нейтронов для различных энергий источника согласуются с результатами расчетов по программно-константному комплексу РОЗ + САДКО-2 в пределах 5%. Результаты расчетов пространственного распределения нейтронов по пакету (MCNP + расширенная библиотека) для энергии 40 МэВ заметно расходятся с нашими данными и противоречат данным для энергий 2 и 14 МэВ, что, возможно, связано как с неточностями в “расширенной” библиотеке, так и с проблемами расчета методом Монте-Карло глубокого проникновения нейтронов в железе.

В области средних энергий ( $E < 400$  МэВ) анализировались результаты расчетов по программно-константным комплексам ANISN + HILO и РОЗ + САДКО-2. Рассчитывались пространственно-энергетические распределения нейтронов и фотонов в железном шаре радиусом 5 м, в центр которого был помещен изотропный источник нейтронов энергией 400 МэВ.

Сравнение данных в области средних энергий показало удовлетворительное согласие для небольших толщин защиты и плохое для больших. В диссертации проводится анализ расхождений, причиной которых является, видимо, недостаточное для указанного энергетического диапазона число полиномов Лежандра ( $P_5$ ) в разложении индикатрисы, принятое в групповой библиотеке HILO. Результаты расчетов по пакету ANISN + HILO для больших толщин противоречат также и известным экспериментальным данным.

Сравнение энергетического и компонентного составов высокоэнергетического излучения ( $E < 200$  ГэВ) проводилось на основе расчетных данных, полученных по программе FLUKA92. В моделируемом эксперименте пучок протонов ( $\pi^+$ -мезонов) с импульсом 205 ГэВ/с наводился на медную цилиндрическую мишень длиной 50 см и диаметром 7 см, расположенную на высоте 290 см от пола. Верхняя защита состоит из двух железных слябов толщиной по 20 см каждый: первый плотностью 7,65 г/см<sup>3</sup>, второй – 7,2 г/см<sup>3</sup>. В другом варианте исследовались характеристики полей излучений за защитой из бетона толщиной 80 и 160 см.

Расчеты проводили в два этапа: на первом этапе методом Монте-Карло рассчитывалось энергетическое распределение всех сортов частиц, генерируемых в мишени под действием частиц пучка и падающих на защиту; на втором рассчитывался транспорт адронов и фотонов в защите. Результаты расчетов нормировались на одну частицу пучка с учетом расходимости излучения в защите. Систематическая погрешность, неизбежно возникающая при переходе от реальной геометрии к одномерной, составляет, по оценкам, 20–25%. Заметим, однако, что статистическая погрешность результатов расчета методом Монте-Карло обычно существенно больше.



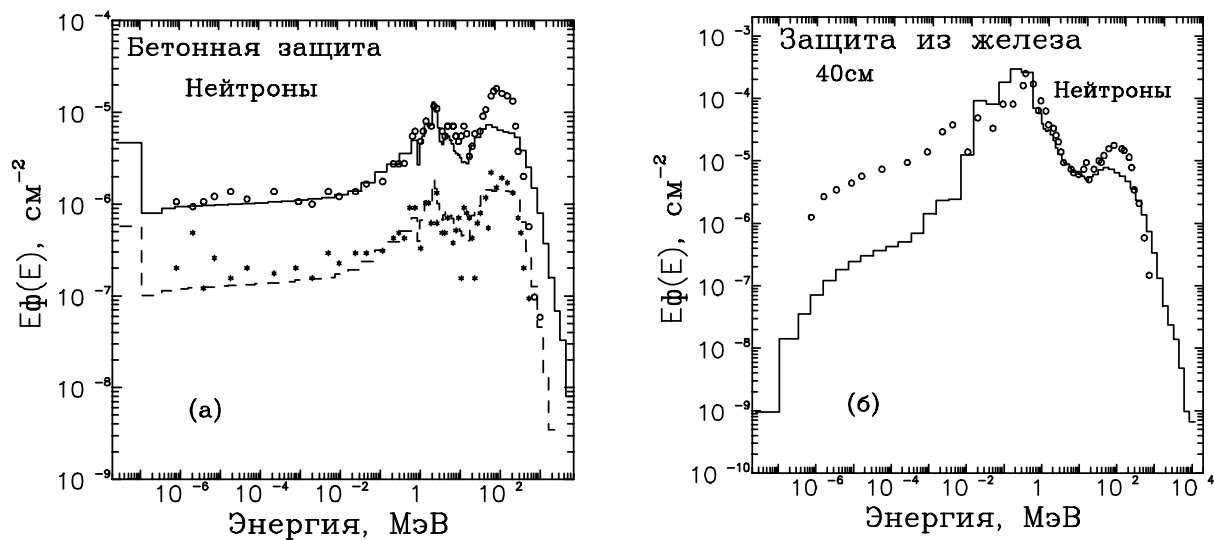


Рис. 9. (а) – спектр нейтронов за бетонной защитой толщиной 80 (—,  $\circ$ ) и 160 см (---, \*); (б) – спектр нейтронов за защитой из железа толщиной 40 см.  $\circ$  – FLUKA92, гистограммы – данные настоящей работы.

Сравнения энергетического и компонентного составов высокоэнергетического излучения за радиационными защитами мишени, полученного методом Монте-Карло по программе FLUKA92, с данными РОЗ + САДКО-2, показали следующее:

- во всем энергетическом диапазоне, исключая тепловую, для которой получение результатов с удовлетворительной статистической погрешностью по программе FLUKA92 затруднительно, имеется хорошее согласие спектра нейтронов за бетонной защитой (рис. 9а), за защитой из железа согласие можно признать удовлетворительным (рис. 9б);

- согласие спектров заряженных частиц (протонов и пионов) как за защитой из железа, так и за бетонной плохое;

- коэффициенты “жесткости” нейтронных спектров, рассчитанные по разным методам находятся в разумном согласии;

- отношение флюенса протонов к флюенсу высокоэнергетических нейтронов, рассчитанное с помощью комплекса РОЗ + САДКО-2, составляет 10% за железной защитой и 25% за бетонной, что находится в хорошем согласии с известными экспериментальными данными (7–10% и 20–25% соответственно). Соответствующие данные, полученные по программе FLUKA92, составляют 0,8–1,9% и 1,3–2,3%, что в  $\sim 10$  раз ниже как данных по РОЗ + САДКО-2, так и экспериментальных.

Проведенное в диссертации сравнение результатов расчетов по программно-константному комплексу РОЗ + САДКО-2 с литературными экспериментальными и расчетными данными в широком энергетическом диапазоне, анализ расхождений позволили сделать вывод о надежности и более высокой точности разработанного программно-константного комплекса, реализующего метод дискретных ординат и групповой подход, при решении задач глубокого распространения на ускорителях заряженных частиц.

Сделанный вывод дает основание рассматривать результаты систематического исследования пространственно-энергетического и компонентного составов полей излучений за защитами высокоэнергетических ускорителей протонов в энергетическом диапазоне 100 МэВ – 100 ГэВ, выполненного в качестве иллюстрации возможностей программно-константного комплекса, как данные, имеющие важное практическое значение.

Полученные и представленные в диссертации многочисленные пространственные и энергетические распределения различных компонентов излучения предназначены как для их анализа с целью установления основных закономерностей, так и для их практического использования в качестве опорных данных при расчете, например, задач глубокого проникновения методом Монте-Карло.

Схемы геометрий, для которых проводились исследования, представлены на рис.10. При выборе указанных геометрий учитывалась как их практическая значимость, так и возможность применения расчетных методов исследования, дающих минимальную погрешность.

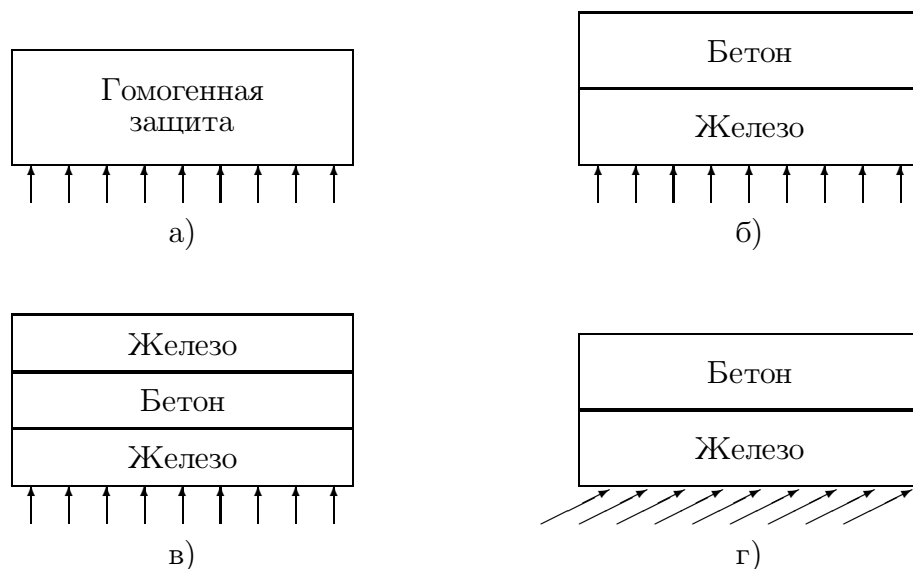


Рис. 10. Геометрия расчетов: (а)–(в) – одномерная защита с плоским мононаправленным источником для случая нормального падения частиц; (г) – одномерная гетерогенная защита при наклонном падении частиц.

Гомогенные и гетерогенные одномерные геометрии реализуются на практике как для радиационной защиты от удаленных источников излучения (рис.10 а–в), так и для защиты от потерь пучка частиц, высаживающихся под малыми углами на защиту (рис. 10г). Расчетные исследования для обоих указанных случаев проводились методом дискретных ординат.

Изучались следующие функционалы:  $\Phi_{n_t}$  – флюенс тепловых ( $E < 1$  эВ);  $\Phi_{n_f}$  – быстрых и промежуточных ( $1 \text{ эВ} < E < 20$  МэВ);  $\Phi_{n_h}$  – сверхбыстрых ( $E > 20$  МэВ) нейтронов;  $\Phi_\gamma$  – фотонов энергией  $E < 20$  МэВ;  $\Phi_c$  – заряженных частиц ( $p, \pi$ ), а также энергетические распределения нейтронов, протонов, пионов, фотонов.

Отмечены следующие закономерности пространственных распределений исследуемых компонентов излучения в гомогенной защите:

1) пространственные распределения в защите очень слабо зависят от типа частицы источника ( $p, n$ ), когда ее энергия больше 5 ГэВ;

2) по всей толщине защиты, исключая переходной слой, ослабление высокоэнергетических адронов ( $\Phi_c$  и  $\Phi_{n_h}$ ) носит экспоненциальный характер, причем показатель экспоненты для  $\Phi_{n_h}$  близок к показателю экспоненты для заряженных частиц;

3) толщина переходного слоя зависит от энергии частиц источника и состава вещества защиты, а для энергии  $E < 5$  ГэВ – от типа частиц источника и разная для  $\Phi_{n_h}$  и заряженных частиц;

4) в защите из бетона уже в области переходного слоя наступает равновесие между высокоэнергетическими компонентами излучения ( $\Phi_c$  и  $\Phi_{n_h}$ ) и низкоэнергетическими ( $\Phi_{n_f}, \Phi_{n_t}, \Phi_\gamma$ ). Равновесие имеет место вплоть до граничного слоя ( $\sim 20$  см от задней границы защиты);

5) в защите из железа равновесие между высокоэнергетическими и низкоэнергетическими компонентами отсутствует.

Проведен анализ пространственных распределений полей излучений в гетерогенных защитах для случаев нормального и наклонного падений частиц источника, отмечены общие закономерности для различных типов защит наряду с особенностями, характерными для каждой из них.

Исследуется зависимость флюенса компонентов излучения от энергии первичных частиц, представлен вклад различных компонентов в полный флюенс. Установлен важный с практической точки зрения факт постоянства соотношения между высокоэнергетическими и быстрыми нейтронами за бетонными, в том числе и гетерогенными железо + бетон защитами. Это соотношение составляет

$$\Phi_n(E > 20\text{МэВ})/\Phi_n(E < 20\text{МэВ}) = 0,75 \pm 0,05.$$

Соотношение между флюенсом заряженных частиц и флюенсом высокоэнергетических нейтронов ( $\Phi_c/\Phi_{n_h}$ ) варьируется в зависимости от геометрии от 0,1 (для гетерогенной защиты и наклонного падения частиц источника) до 0,25 (для бетонной защиты и нормального падения). Соответствующие величины соотношения между флюенсом заряженных частиц и флюенсом фотонов ( $\Phi_c/\Phi_\gamma$ ) для  $E_p > 1$  ГэВ составляют 0,015 и 0,4 соответственно.

Исследуются энергетические распределения компонентов излучения в рассматриваемых типах защит. Отмеченное равновесие между различными компонентами излучения в бетонной защите хорошо иллюстрируют представленные в диссертации энергетические распределения нейтронов и протонов на различной глубине бетонной защиты. Формы спектров нейтронов подобны, характерные пики в энергетических спектрах в области энергий 1–100 МэВ сохраняют свое положение и относительную величину для разных толщин защиты.

Представленные данные в целом позволяют сделать вывод об очень слабой зависимости спектров нейтронов и протонов в области энергий, меньших 1 ГэВ,

как от энергии частиц источника, так и от толщины защиты, и принять к использованию на практике некоторый модельный спектр за бетоном.

В отличие от энергетических спектров за бетоном спектры за железом имеют достаточно сильную пространственную зависимость. Отмечается сильная деформация энергетического распределения нейтронов с увеличением толщины защиты. Хорошо виден характерный для железа пик в области энергий 0,03 МэВ, увеличивающий свою относительную величину с ростом толщины защиты.

Из анализа представленных в диссертации энергетических спектров нейтронов, протонов и фотонов следует (рис.11):

- максимум в спектре протонов ( $E \simeq 120$  МэВ) лежит существенно ниже максимума спектра нейтронов;
- спектр пионов, как и спектр протонов, имеет характерную колоколообразную форму (для энергии  $E > 10$  ГэВ отчетливо видны два максимума), максимум в спектре пионов лежит значительно ниже максимума для протонов;
- для энергии первичных протонов  $E > 1$  ГэВ высокоэнергетичная часть спектра протонов практически совпадает с соответствующей частью спектра нейтронов;
- форма спектров фотонов определяется веществом защиты и слабо зависит от энергии частиц источника.

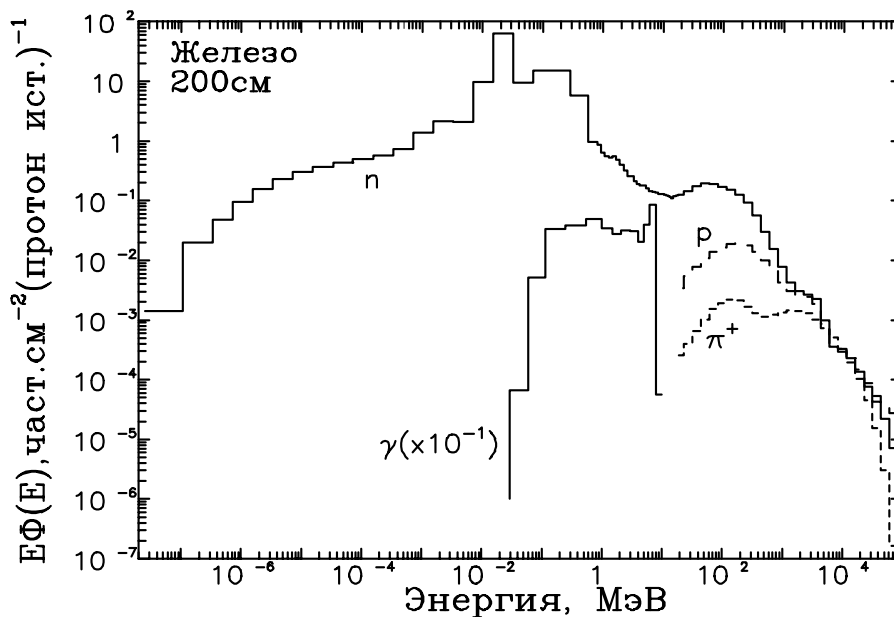


Рис. 11. Спектры нейтронов, протонов,  $\pi^+$ -мезонов и фотонов ( $\gamma$ ) за железной защитой толщиной 200 см для энергии первичного протона 100 ГэВ.

## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

1. Разработана система адронных констант САДКО-2 для обеспечения расчета групповыми методами переноса в веществе вторичного излучения, генерируемого

высокоэнергетическими частицами: протонами,  $\pi$ -мезонами, мюонами, каонами в энергетическом диапазоне 20 МэВ – 1 ТэВ, нейтронами энергией 0,0252 эВ – 1 ТэВ, фотонами энергией 0,01–15 МэВ, ядром которой является новый быстродействующий алгоритм расчета дифференциальных и интегральных сечений  $hA$ -взаимодействия.

2. Разработана методика расчета групповых дифференциальных и интегральных сечений неупругого адрон-ядерного взаимодействия в области энергии 20 МэВ–1 ТэВ, основанная на аппроксимации современных экспериментальных и расчетных данных, накопленных в созданной базе данных. Средние множественности вторичных частиц согласуются с экспериментом в пределах  $\sim 10\%$ , двойные дифференциальные сечения – в пределах  $\sim 50\%$ . Выполнена оценка и анализ существующих систем групповых сечений, на основе которого сделан выбор для низкоэнергетической части САДКО–2.

3. Разработана численная схема для учета нерассеянного заряженного компонента в приближении непрерывного замедления, реализация которого в программе РОЗ–6Н позволяет существенно повысить точность расчета лидирующего компонента. Предложен путь выделения нерассеянного компонента, полученного в диффузионном приближении.

4. Предложены аппроксимации коэффициентов Фоккера-Планка для описания анизотропии ядерного упругого и неупругого рассеяния.

5. Проведен сравнительный анализ результатов расчетов по программно-контактному комплексу РОЗ + САДКО–2 с экспериментальными и сопоставимыми расчетными данными в широком диапазоне энергий. Показано хорошее согласие с результатами реперных расчетов в энергетическом диапазоне 2–14 МэВ. Анализ расхождений в области средних ( $E < 400$  МэВ) и высоких ( $E < 200$  ГэВ) энергий частиц источника, сравнение с экспериментальными данными свидетельствует в пользу данных, полученных в настоящей работе. Сделан вывод о высокой надежности и более высокой точности разработанного комплекса по сравнению с существующими программами при решении задач глубокого распространения частиц на ускорителях.

6. Выполнено систематическое исследование пространственно-энергетического и компонентного составов полей излучений, генерируемых в веществе защиты высокоэнергетических ускорителей частиц. Выделены основные закономерности формирования полей излучений за различными типами одномерных защит. Установлен равновесный характер ослабления высокоэнергетического (нейтронов и заряженных частиц энергией  $E > 20$  МэВ) и низкоэнергетического компонента (нейтронов энергией  $E < 20$  МэВ) за бетонными защитами и отсутствие равновесия между ними в защитах из железа.

7. Получены важные с практической точки зрения величины соотношения между различными компонентами полей излучений за защитами. Установлен факт постоянства соотношения между высокоэнергетическими и быстрыми нейтронами за бетонными, в том числе и гетерогенными железо + бетон защитами. Это соотношение составляет  $\Phi_n(E > 20 \text{ МэВ})/\Phi_n(E < 20 \text{ МэВ}) = (0,75 \pm 0,05)$ . Соотношение между флюенсом заряженных частиц и флюенсом высокоэнергетических нейтро-

нов ( $\Phi_c/\Phi_{nh}$ ) варьируется в зависимости от геометрии от 0,1 (для гетерогенной защиты и наклонного падения частиц источника) до 0,25 (для бетонной защиты и нормального падения).

Проведенные сравнения с экспериментальными и расчетными результатами других авторов свидетельствуют о высокой точности выполненных в настоящей работе расчетов (погрешность  $\sim 30\%$ ), результаты которых могут служить как опорные данные при решении широкого круга задач радиационной физики на ускорителях.

## Список литературы

- [1] Горбатков Д.В., Крючков В.П. Система САДКО–2 для обеспечения расчета переноса высокоэнергетического излучения групповыми методами.// Атомная энергия, 1995, т.79, вып.4, с.300–304; Gorbatkov D.V., Kryuchkov V.P. SADCO–2: a modular code system for generating coupled nuclear data libraries to provide high-energy particle transport calculation by multigroup methods.// Nuclear Instrument Methods in Physics Research, A372, 1996, p.297.
- [2] Горбатков Д.В., Крючков В.П. Сравнение результатов расчета переноса излучений разными программами.// Атомная энергия, 1995, т.79, вып.4, с.269–279.
- [3] Горбатков Д.В., Крючков В.П., Семенова Г.И. Разработка системы константного обеспечения расчета переноса нейтронов и протонов с энергией до 600 МэВ в веществе.// Вопросы Атомной Науки и Техники/ серия: Ядерные константы, 1990, вып.1, с. 63–67.
- [4] Gorbatkov D.V., Kryuchkov V.P., Sumaneev O.V., Voloschenko A.M. Program Complex for High Energy Hadron Transport Calculations to Solve Radiation Problems in Accelerators. – In: Proceedings of the Fourth European Particle Accelerator Conference EPAC'94, London, 1994, v.3, p.2588–2590.
- [5] Gorbatkov D.V., Kryuchkov V.P. Space-Energy Characteristics of Radiation Components Behind High-Energy Accelerator Shielding. – In: Proceedings of the Fourth European Particle Accelerator Conference EPAC'94, London, 1994, v.3, p.2591–2593.
- [6] Voloschenko A.M., Gorbatkov D.V., Kryuchkov V.P., Yuldashev M.M. Numerical Solution of the Boltzmann-Fokker-Planck Equation for Charged-Particle Transport. – In: Proceedings of the International Symposium "Numerical Transport Theory", Moscow, 1992, p.252–255.
- [7] Горбатков Д.В., Крючков В.П. Компонентный состав эквивалентной дозы за радиационной защитой ускорителей протонов на высокие энергии. – В кн.: Труды XIV Совещания по ускорителям заряженных частиц, Протвино, 1994, т.4, с.111.

- [8] Горбатков Д.В., Крючков В.П. Особенности применения сеточных методов для расчета переноса высокоэнергетических адронов. – Препринт ИФВЭ 92-171, Протвино, 1992.
- [9] Горбатков Д.В., Крючков В.П. Характеристики фонового излучения за одномерными радиационными защитами пучков высокоэнергетических частиц. – Препринт ИФВЭ 94-47, Протвино, 1994.

*Рукопись поступила 28 октября 1996 г.*

Д.В.Горбатков.

Константное обеспечение расчета переноса излучений высокоэнергетических ускорителей.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы  $\text{\LaTeX}$ .

Редактор Н.В.Ежела.

Технический редактор Н.В.Орлова.

---

Подписано к печати 28.10.96. Формат  $60 \times 84/8$ . Офсетная печать.

Печ.л. 2.62. Уч.-изд.л. 2.01. Тираж 100. Заказ 808. Индекс 3649.

ЛР №020498 17.04.97.

---

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий  
142284, Протвино Московской обл.



