

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 94-47

ОРИ

253

Д.В.Горбатков, В.П.Крючков

**ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
ЗА ОДНОМЕРНЫМИ
РАДИАЦИОННЫМИ ЗАЩИТАМИ ПУЧКОВ
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ**

Протвино 1994

VOL 27 № 1 1

Аннотация

Горбатков Д.В., Крючков В.П. Характеристики фонового излучения за одномерными радиационными защитами пучков высокоэнергетических частиц: Препринт ИФВЭ 94-47. - Протвино, 1994. - 23 с., 50 рис., библиогр.: 23.

Проведены расчетные исследования компонентного, пространственного и энергетического составов фонового излучения за одномерными радиационными защитами пучков высокоэнергетических адронов. Получены соотношения между различными компонентами излучения. Представлены многочисленные пространственные и спектральные распределения нейтронов, протонов, пионов и фотонов в однородных и гетерогенных защитах из бетона и железа могут быть использованы как справочные данные.

Abstract

Gorbatkov D.V. and Kryuchkov V.P. Characteristics of Radiation Background Behind One Dimensional Radiation Shielding of High Energy Hadron Beam: IHEP Preprint 94-47. - Protvino, 1994. - p. 23, figs. 50, refs.: 23.

The calculational investigations of components, spatial and energy distributions of radiation background behind radiation shielding of high energy hadron beam were carried out. The relations between different ingredients of radiation have been obtained. The numerous data of spatial and energy distribution of protons, neutrons, pions and photons in homogeneous and heterogeneous shielding from concrete and iron, presented in the paper, can be used as a reference data.

Введение

Главным направлением развития радиационной физики высоких энергий является исследование формирования поля излучения за радиационной защитой. Информация о характеристиках излучения: его компонентном составе, спектральных, угловых и пространственных распределениях необходима для решения большинства задач радиационной физики и радиационной безопасности на ядерно-физических установках. Основные из них — это прогнозирование уровней мощности дозы излучения, проектирование радиационной защиты, правильный выбор средств дозиметрического контроля, интерпретация показаний дозиметрических приборов и т.д. В связи с необходимостью решения указанных задач в литературе появилось множество публикаций, посвященных экспериментальным и расчетным исследованиям пространственно-энергетических и дозовых характеристик полей излучений за защитами ускорителей. Обзор многих из них приведен в работах [1, 2].

Другой большой областью использования информации о закономерностях формирования полей излучений является экспериментальная физика. Успех эксперимента в области физики высоких энергий в значительной степени зависит от правильной оценки ожидаемого соотношения "фон-эффект", сделать которую можно лишь исходя из данных о компонентном и спектральном составе фонового излучения. Характерным примером расчета фонового излучения методом дискретных ординат является работа [3], а методом Монте-Карло — работы [4, 5].

По известным причинам экспериментальные возможности исследований фонового излучения сильно ограничены (высокая стоимость эксперимента, несовершенство методик, технические причины). Поэтому основным направлением экспериментальных исследований являются репер-

ные эксперименты типа "bench-mark", результаты которых представляют большую ценность для тестирования расчетных программ. Основным же средством систематического исследования формирования полей излучения за защитой является расчетный.

1. Методы и программы расчета переноса высокоэнергетического излучения

Наиболее известными программами для расчета переноса высокоэнергетического излучения являются HETC [6], GEISHA [7], FLUKA87 [8], SHIELD [9], MARS [10], CASIM [11], а также программные пакеты CALOR [12], GEANT [13], FLUNEV [14], LANET [15]. Указанные программы создавались под конкретные задачи и имеют, на наш взгляд, общий недостаток, присущий большинству программ, реализующих метод Монте-Карло, и затрудняющий их использование в указанных исследованиях. Этим недостатком являются трудности расчета задач глубокого проникновения частиц. При всей простоте и достоинствах традиционных схем метода Монте-Карло, реализованных в вышеупомянутых программах, получение с их помощью достоверной и детальной информации по характеристикам излучения (его компонентному и спектральному составу) для толщин, больших 7-8 оптических длин, является неразрешимой проблемой. (Заметим, что указанное ограничение составляет, например, для стальной защиты и для энергий вторичных нейтронов $E > 20$ МэВ около 100 см, а для нейтронов с $E < 100$ кэВ всего около 30 см.) Именно этим обстоятельством, т.е. невозможностью решения задачи глубокого проникновения методом Монте-Карло, вызваны многие попытки численного или аналитического решения кинетического уравнения для высокоэнергетических адронов (например, работы [16, 17]). Кроме того, решение задачи исследования поля излучения за защитами требует особенно тщательного описания дифференциальных сечений неупругого рассеяния в области энергий адронов 20 МэВ–10 ТэВ, а также учет в расчетах переноса низкоэнергетических нейтронов и вторичных фотонов.

Поэтому для решения задачи исследования характеристик излучения за защитой нами был разработан программно-математический аппарат, схема которого представлена на рис. 1. В разработанный аппарат входят:

1. Алгоритмы для аппроксимации дважды дифференциальных сечений неупругих адрон-ядерных реакций в области энергий 20 МэВ–10 ТэВ и ее программная реализация [18].

2. Программный комплекс для константного обеспечения расчетов переноса излучения как методом дискретных ординат, так и методом Монте-Карло (константная система SADCO [19]).

3. Алгоритм для реализации численной схемы решения одномерного кинетического уравнения Больцмана-Фоккера-Планка для заряженных частиц в рамках метода дискретных ординат (программа РОЗ-6М [20]).

4. Новый быстродействующий алгоритм (и его программная реализация) расчета переноса нейтронов, протонов, π - и K -мезонов, фотонов для трехмерной геометрии методом Монте-Карло (программа MOSKIT [21]).

Разработанный программный комплекс позволяет с высокой методической точностью (погрешность менее 3%) и удовлетворительной константной составляющей погрешности (не хуже 20%) решать задачу переноса частиц в одномерной геометрии методом дискретных ординат и тем самым проводить большой объем исследований общих закономерностей формирования полей излучений за одномерными заплатами. Для сложных трехмерных геометрических блоков с характерными размерами до 10λ расчеты проводятся методом Монте-Карло с удовлетворительной погрешностью (30-50%).

Многочисленные сравнения результатов расчетов, полученных методом Монте-Карло по программе MOSKIT и методом дискретных ординат по программе РОЗ-6М, приведены в работе [21] и свидетельствуют о надежности разработанного комплекса и о возможности его использования в данных исследованиях.

2. Геометрия, исследуемые функционалы и параметры расчетных сеток

Схемы геометрий, для которых проводились исследования, представлены на рис. 2. При выборе указанных геометрий учитывалась как их практическая значимость, так и возможность применения расчетных методов исследования, дающих минимальную погрешность.

Гомогенные и гетерогенные одномерные геометрии реализуются на практике как для радиационной защиты от удаленных источников излучения (рис. 2 а-в), так и для защиты от потерь пучка частиц, высаживающихся под малыми углами на защиту (рис. 2 г). Расчетные исследования для обоих указанных случаев проводились методом дискретных ординат.

Изучались следующие функционалы: n_t — флюенс тепловых ($E < 1$ эВ) нейтронов, n_f — быстрых и промежуточных ($1 \text{ эВ} < E < 20 \text{ МэВ}$) нейтронов, n_d — сверхбыстрых ($E > 20 \text{ МэВ}$) нейтронов; γ — фотонов с энергией

$E < 20$ МэВ; n_c — заряженных частиц (p, π). А также энергетические спектры нейтронов, протонов, пионов, фотонов.

Точность решения задачи переноса излучения методом дискретных ординат определяется как точностью используемых квадратурных формул и численных схем, так и детальностью расчетных сеток. Параметры расчетных сеток программы РОЗ-6М, используемых в данных исследованиях, были следующие:

- энергетическая сетка определяется групповыми константами системы SADCO и включает в себя 49 групп для нейтронов с энергией $E < 20$ МэВ, по 30 групп для нейтронов, протонов, π -мезонов с энергиями в диапазоне 20 МэВ–100 ГэВ и 20 групп для фотонов с энергией $0,1 < E < 20$ МэВ (групповое разбиение равномерное в шкале логарифма);

- угловая сетка неравномерная, разная для разных энергетических диапазонов и включает в себя 20 интервалов для нейтронов и фотонов с $E < 20$ МэВ, 40 для нейтронов, протонов, пионов с энергией в диапазоне $20 < E < 600$ МэВ и 60 для диапазона $600 \text{ МэВ} < E < 100 \text{ ГэВ}$;

- пространственная сетка, различная для разных частиц, геометрических зон и энергетических диапазонов. Шаг пространственной сетки $d = 0,1/\sigma_i$, где σ_i — минимальное значение в данном энергетическом диапазоне полного макроскопического сечения взаимодействия.

3. Результаты расчетов

Полученные и представленные ниже многочисленные пространственные и спектральные распределения различных компонентов излучения предназначены как для их анализа с целью установления основных закономерностей, так и для их практического использования в качестве справочных данных.

3.1. Пространственное распределение излучения

На рис. 3-27 представлены пространственные распределения различных компонентов излучения в плоской защите в зависимости от энергии протонов (нейтронов) источника. Указанные распределения, полученные для четырех типов защит (рис. 2а-2г), представлены на: рис. 3-8 для защиты из железа, рис. 9-14 для защиты из бетона, рис. 15-20 для гетерогенной защиты (100 см железа + 100 см бетона), рис. 21-23 для гетерогенной защиты (100 см железа + 80 см бетона + 20 см железа),

рис. 24-27 для боковой гетерогенной защиты (100 см железа + 100 см бетона).

Отметим некоторые закономерности пространственных распределений исследуемых компонентов излучения в гомогенной защите (рис. 3-14):

1) пространственные распределения в защите очень слабо зависят от типа частицы источника (p, n), когда ее энергия больше 5 ГэВ. Поэтому далее все расчеты пространственных распределений приводятся намп в зависимости от типа частицы только для энергий 0,1 и 1 ГэВ;

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

4) в защите из бетона уже в области переходного слоя наступает равновесие между высокоэнергетическими компонентами излучения (n_h и n_c) и низкоэнергетическими (n_f, n_i, γ). Равновесие имеет место вплоть до граничного слоя (20 см от задней границы защиты);

5) в защите из железа равновесие между высокоэнергетическими и низкоэнергетическими компонентами отсутствует. Факт отсутствия указанного равновесия ранее отмечался в работах [22, 23];

6) для всех рассмотренных типов защит для низкоэнергетических компонентов излучения наблюдается граничный эффект — резкое изменение флюенса частиц у границ защиты. Граничный эффект хорошо выражен для сильно замедляющих сред (в данном случае для бетона) и менее выражен для слабо замедляющих (железо).

Все вышесказанное полностью относится и к гетерогенным защитам (рис. 15-23). Кроме того, для гетерогенной защиты важно отметить сильное изменение флюенса низкоэнергетических компонентов в области границ зон с отличающимися физическими свойствами (железо-бетон). Видно значительное накопление в бетоне тепловых нейтронов и фотонов и ослабление быстрых нейтронов. Обращает на себя внимание резкое ослабление флюенса фотонов и тепловых нейтронов в последнем слое (железо) трехслойной гетерогенной защиты (железо-бетон-железо) (рис. 21-23).

Качественно характер поведения пространственных распределений компонентов излучения в боковой защите (рис. 24-27) подобен данным для гетерогенной защиты с нормальным падением частиц источника. В то же время отметим некоторые особенности: небольшие толщины переходного

го слоя, составляющие 15-20 см в железе независимо от энергии частиц источника (для $E > 0,1$ ГэВ); более сильное ослабление высокоэнергетических компонентов в первом слое и всех компонентов во втором слое.

3.2. Зависимость флюенса различных компонентов излучения от энергии частиц источника

Как следует из данных, представленных на рис. 3-27, значения флюенса исследуемых компонентов излучения зависят от энергии частиц источника. Более четко эта зависимость представлена на рис. 28-31. Из представленных на рисунках данных следует, что зависимость флюенса n_f , n_n , γ от энергии частиц источника в железной защите близка к степенной функции от E , зависимость для n_h и n_c более сложная.

Соотношение между различными компонентами излучения в железной защите является функцией ее толщины и энергии частиц источника. Эта же зависимость для защиты из бетона и для боковой защиты значительно слабее (рис. 31).

Указанный факт хорошо иллюстрируют данные таблицы 1-4, в которой представлен вклад различных компонентов излучения в полный флюенс. Видно, что с увеличением энергии уменьшается вклад фотонов и гелиевых нейтронов в полный флюенс частиц.

Во всех рассмотренных случаях вклад в полный флюенс заряженных частиц увеличивается с ростом энергии. Это более заметно для плоской защиты из железа с нормально падающими протонами источника (рис. 28-29), и менее для боковой гетерогенной защиты (рис. 31).

Отметим 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 (Φ_{n_c} / Φ_{n_h}) колеблется в зависимости от геометрии от 0,1 (для боковой защиты) до 0,25 (для бетонной защиты). Соответствующие величины соотношения между флюенсом заряженных частиц и флюенсом фотонов (Φ_{n_c} / Φ_γ) для $E_p > 1$ ГэВ составляют 0,015 для боковой защиты и 0,4 для бетонной защиты.

Таблица

Компонентный состав излучения за защитой (в % по флюенсу)

1. Защита из железа, 100 см					2. Защита из железа, 200 см				
E , ГэВ	100	10	1	0,1	E , ГэВ	100	10	1	
n_h	2,7	1,8	5,1-1	4,3-2	n_h	5,3-1	1,2-1	2,6-2	
n_f	95,6	96,7	98,6	98,9	n_f	97,7	98,4	93,5	
n_t	2,4-3	2,8-3	5,9-3	1,4-2	n_t	1,9-1	2,3-2	2,4-2	
n_c	4,1-1	1,9-1	3,1-2	1,6-4	n_c	6,4-2	9,4-3	1,3-3	
γ	1,2	1,38	9,0-1	1,1	γ	1,7	1,4	1,4	
3. Защита из бетона, 200 см					4. Боковая защита (100 см Fe + 100 см бетона)				
E , ГэВ	100	10	1		E , ГэВ	100	10	1	0,1
n_h	27,3	27,1	27,1		n_h	9,9	9,6	5,4	5,4-2
n_f	36,3	36,2	35,6		n_f	13,4	12,2	6,9	2,0-1
n_t	7,5	8,0	8,1		n_t	6,2	5,9	5,2	4,3
n_c	8,4	6,7	6,1		n_c	1,0	0,96	0,39	4,0-4
γ	20,6	22,7	23,1		γ	69,5	71,3	82,0	95,4

4.3. Энергетические распределения излучения

Отмеченное выше равновесие между различными компонентами излучения в бетонной защите хорошо иллюстрируют данные рис. 32-35. на которых представлены спектральные распределения протонов (рис. 32, 34) и нейтронов (рис. 33, 35) на различной глубине бетонной защиты, а также за боковой гетерогенной защитой. Формы спектров нейтронов подобны, характерные пики и подъемы в спектре в области энергий 1-100 МэВ сохраняют свое положение и относительную величину для разных толщин защиты. Хотя следует обратить внимание на некоторую деформацию спектра нейтронов и протонов в области энергий $E > 3$ ГэВ для энергий нуклонов источника 10 ГэВ.

Представленные данные в целом позволяют говорить 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 спектров за бетоном спектры за железом имеют достаточно сильную пространственную зависимость. Спектры нейтронов за различными толщинами железной защиты и для энергий протонов источника 1 и 10 ГэВ показаны на рис. 36-37. Очевидна его сильная деформация с увеличением толщины защиты. Хорошо виден характерный

для спектров нейтронов за железом пик в области энергии 0,03 МэВ, увеличивающий свою относительную величину с ростом толщины защиты.

На рис. 38-50 представлены спектры нейтронов, протонов, пионов и фотонов за защитами в исследуемых геометриях. Спектры за защитой, как и отмеченный выше компонентный состав излучения, слабо зависят от типа частицы (n или p) источника. Поэтому во всех представленных ниже данных (кроме рис. 39) в качестве частицы источника задавался протон.

Из сравнительного анализа представленных спектров нейтронов, протонов и фотонов следует:

- максимум в спектре протонов лежит существенно ниже максимума спектра нейтронов;

- спектр пионов, как и спектр протонов имеет характерную колоколообразную форму (для энергий $E > 10$ ГэВ отчетливо видны два максимума), максимум в спектре пионов лежит значительно ниже максимума для протонов;

- для энергий переносных протонов $E > 1$ ГэВ высокоэнергетическая часть спектра протонов практически совпадает с соответствующей частью спектра нейтронов;

- форма спектров фотонов определяется веществом защиты и слабо зависит от энергии частиц источника.

Заключение

С помощью разработанного прецизионного программно-математического аппарата расчета переноса нейтронов, протонов, пионов и фотонов проведены исследования пространственного и спектрального распределений различных компонентов излучения в защитах разного состава и геометрии.

Показано наличие равновесия между высокоэнергетическими и низкоэнергетическими компонентами излучения в бетоне как функции пространственной переменной, а также установление равновесного спектра в бетоне.

Показано отсутствие подобного равновесия в железной защите.

Получены соотношения между различными компонентами излучения за защитой.

Представлены многочисленные рассчитанные пространственные и спектральные распределения указанных компонентов в плоских защитах из бетона и железа.

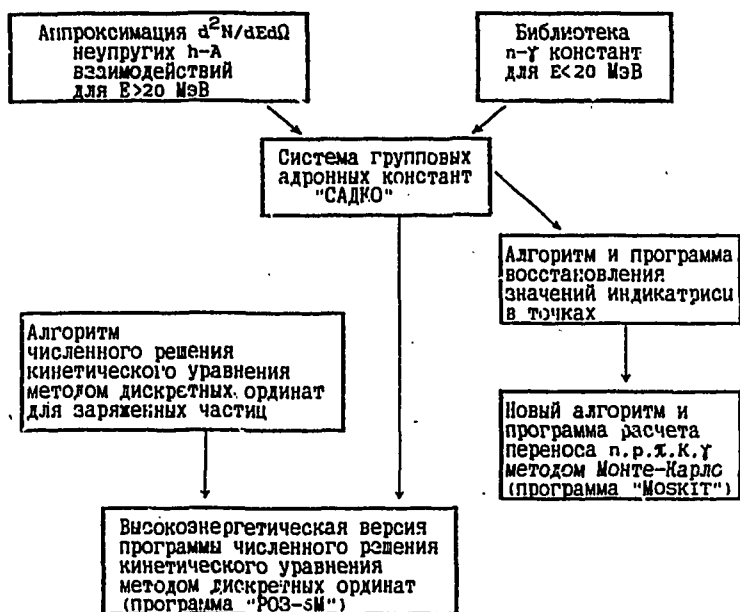


Рис. 1. Структура программно-математического комплекса.

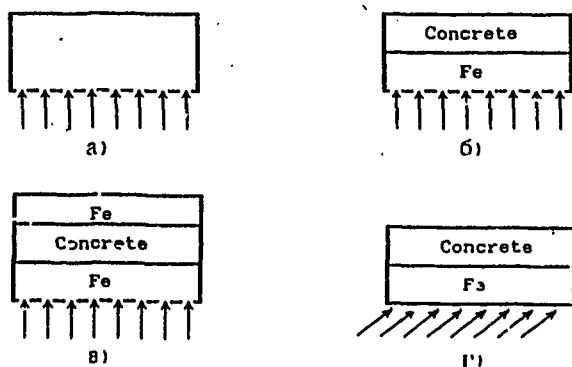


Рис. 2. Геометрия расчетов: (а)-(в) – одномерная геометрия с плоским мононаправленным источником; (г) – одномерная боковая гетерогенная защита от потерь пучка.

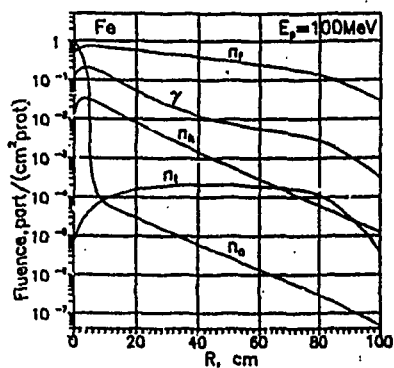


Рис. 3. Пространственное распределение адронов и γ -квантов в железной защите для энергии первичного протона 100 МэВ: n_h - нейтроны с $E > 20$ МэВ; n_f - быстрые нейтроны; n_t - тепловые нейтроны; n_a - заряженные частицы; γ - гамма-кванты с $E < 20$ МэВ.

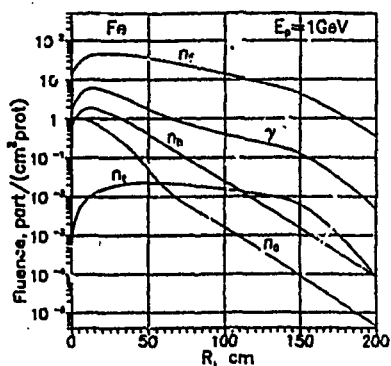


Рис. 4. То же, что на рис. 3, но для энергии первичного протона 1 ГэВ.

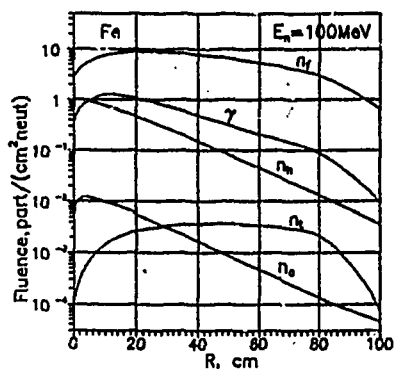


Рис. 5. То же, что на рис. 3, но для энергии первичного нейтрона 100 МэВ.

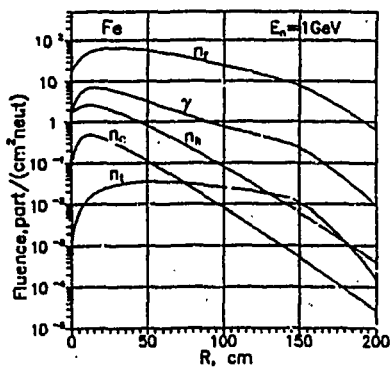


Рис. 6. То же, что на рис. 3, но для энергии первичного нейтрона 1 ГэВ.

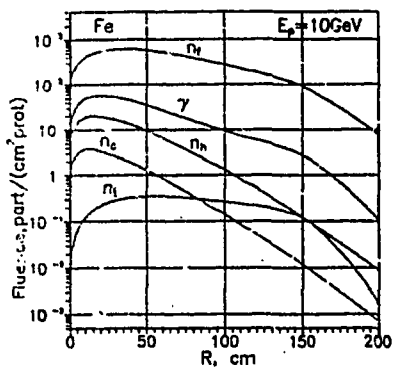


Рис. 7. То же, что на рис.3, но для энергии первичного протона 10 ГэВ.

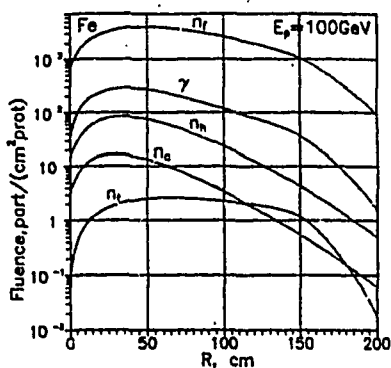


Рис. 8. То же, что на рис. 3, но для энергии первичного протона 100 ГэВ.

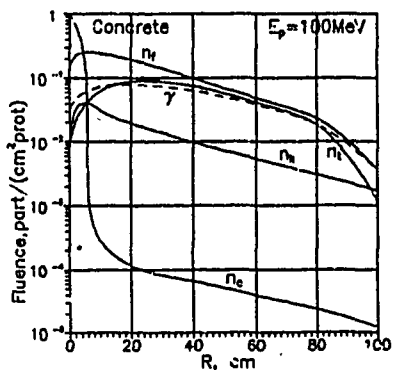


Рис. 9. Пространственное распределение адронов и гамма-квантов в бетонной защите для энергии первичного протона 100 МэВ: n_h – нейтроны с $E > 20$ МэВ; n_f – быстрые нейтроны; n_c – заряженные частицы; n_t – тепловые нейтроны; γ – гамма-кванты с $E < 20$ МэВ.

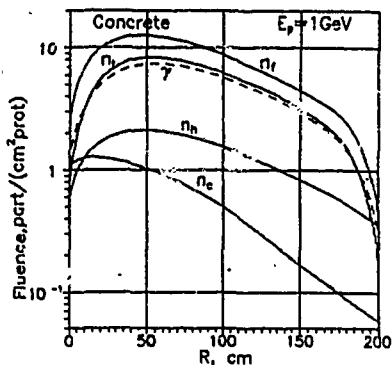


Рис. 10. То же, что на рис. 9, но для энергии первичного протона 1 ГэВ.

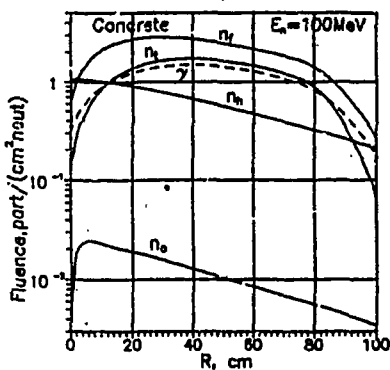


Рис. 11. То же, что на рис.9, но для энергии первичного нейтрона 100 МэВ.

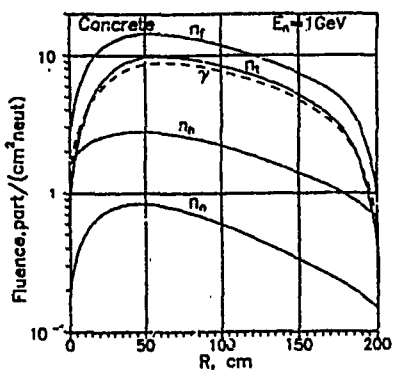


Рис. 12. То же, что на рис. 9, но для энергии первичного нейтрона 1 ГэВ.

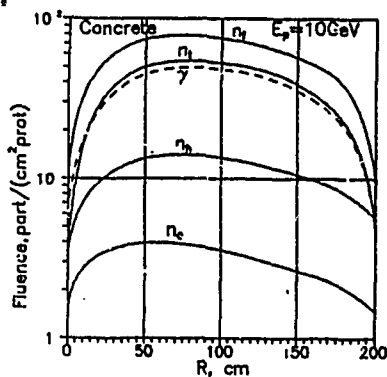


Рис. 13. То же, что на рис.9, но для энергии первичного протона 10 ГэВ.

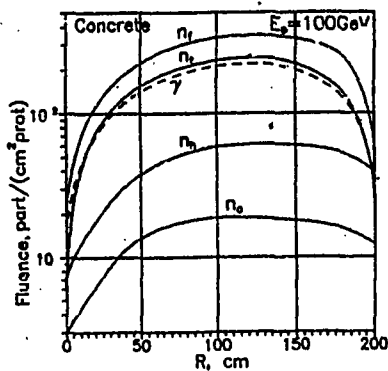


Рис. 14. То же, что на рис. 9, но для энергии первичного протона 100 ГэВ.

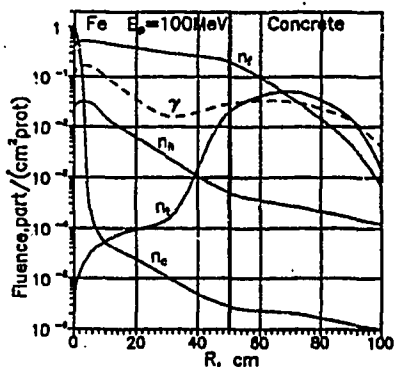


Рис. 15. Пространственное распределение адронов и гамма-квантов в гетерогенной защите железо+бетон для энергии первичного протона 100 МэВ: n_h – нейтроны с $E > 20 \text{ МэВ}$; n_f – быстрые нейтроны; n_c – заряженные частицы; n_t – тепловые нейтроны; γ – гамма-кванты с $E < 20 \text{ МэВ}$.

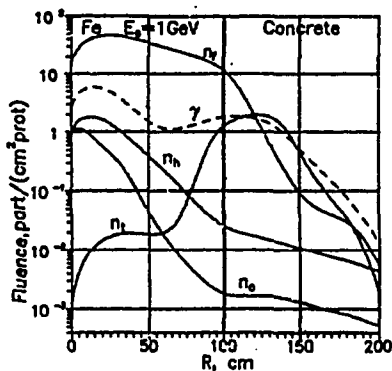


Рис. 16. То же, что на рис. 15, но для энергии первичного протона 1 ГэВ.

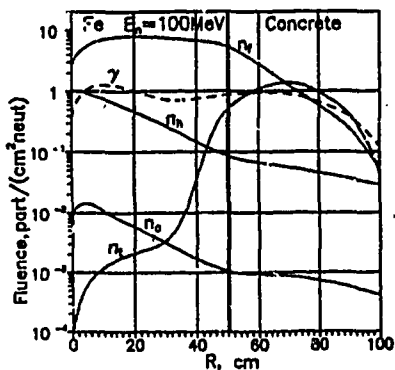


Рис. 17. То же, что на рис. 15, но для энергии первичного нейтрона 100 МэВ.

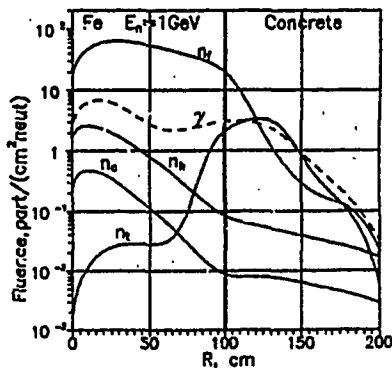


Рис. 18. То же, что на рис. 15, но для энергии первичного нейтрона 1 ГэВ.

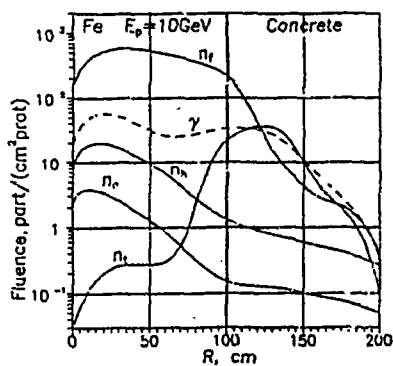


Рис. 19. То же, что на рис.15, но для энергии первичного протона 10 ГэВ.

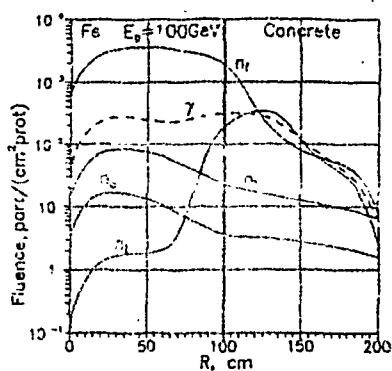


Рис. 20. То же, что на рис. 15, но для энергии первичного протона 100 ГэВ.

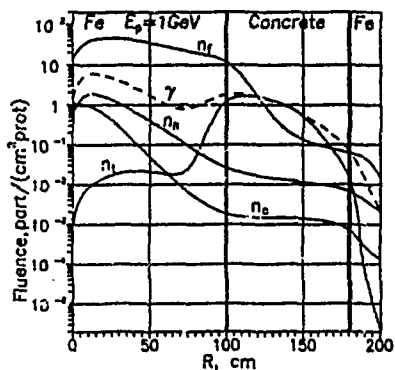


Рис. 21. Пространственное распределение адронов и гамма-квантов в гетерогенной защите железо+бетон для энергии первичного протона 1 ГэВ: n_h - нейтроны с $E < 20$ МэВ; n_f - быстрые нейтроны; n_c - заряженные частицы; n_t - тепловые нейтроны; γ - гамма-кванты с $E < 20$ МэВ.

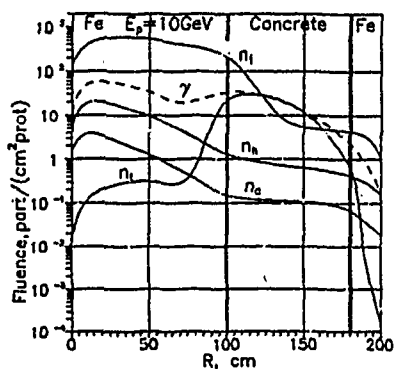


Рис. 22. То же, что на рис. 21, но для энергии первичного протона 10 ГэВ.

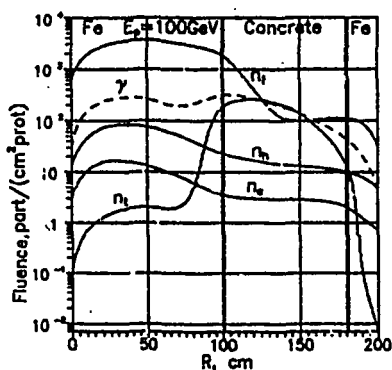


Рис. 23. То же, что на рис. 21, но для энергии первичного протона 100 ГэВ.

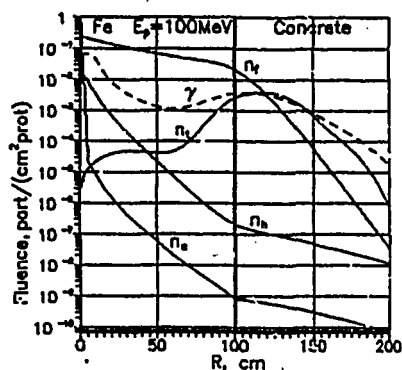


Рис. 24. Пространственное распределение адронов и гамма-квантов в гетерогенной боковой защите железо+бетон для энергии первичного протона 100 МэВ: n_h - нейтроны с $E > 20$ МэВ; n_f - быстрые нейтроны; n_c - заряженные частицы; n_t - тепловые нейтроны; γ - гамма-кванты с $E < 20$ МэВ.

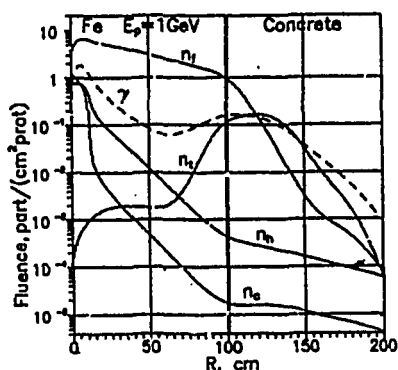


Рис. 25. То же, что на рис. 24, но для энергии первичного протона 1 ГэВ.

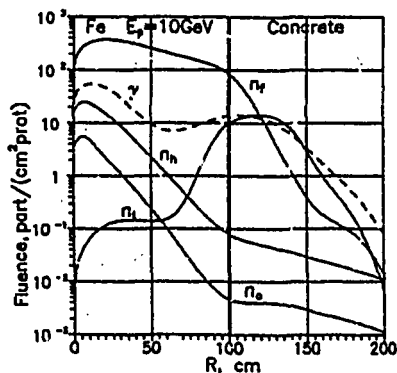


Рис. 26. То же, что на рис. 24, но для энергии первичного протона 10 ГэВ.

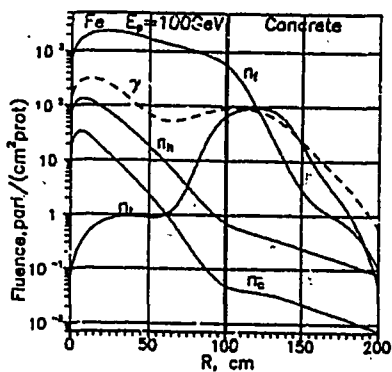


Рис. 27. То же, что на рис. 24, но для энергии первичного протона 100 ГэВ.

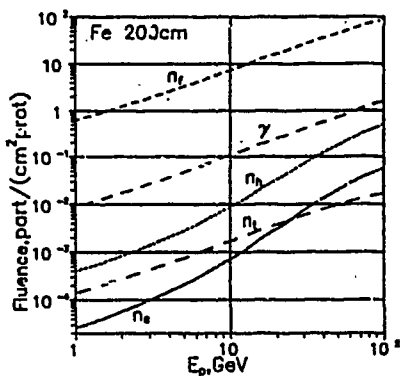


Рис. 28. Зависимость флюенса компонентов излучения от энергии частиц источника за железной защитой толщиной 200 см: n_h - нейтроны с $E > 20 \text{ МэВ}$; n_f - быстрые нейтроны; n_e - заряженные частицы; n_t - тепловые нейтроны; γ - гамма-кванты с $E < 20 \text{ МэВ}$.

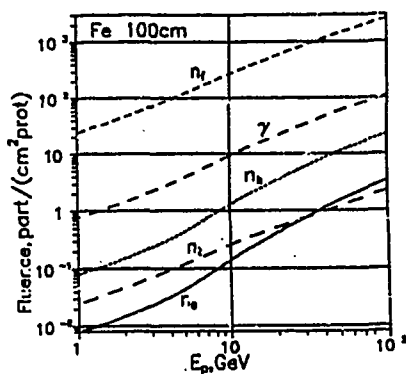


Рис. 29. То же, что на рис. 28, но для толщины железной защиты 100 см.

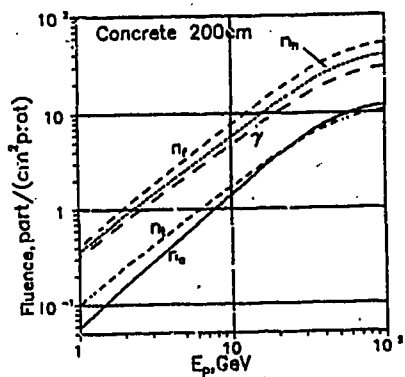


Рис. 30. То же, что на рис. 28, но для бетонной защиты 200 см.

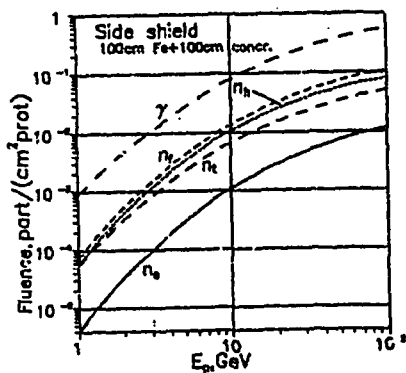


Рис. 31. То же, что на рис. 28, но для боковой защиты.

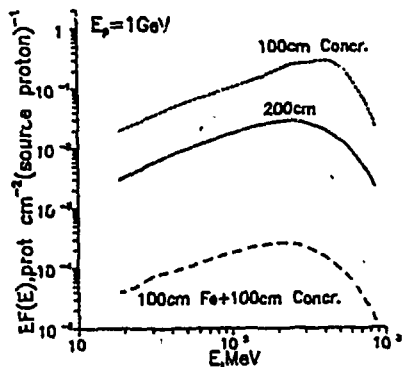


Рис. 32. Спектры протонов на различной глубине в бетонной (— 200 см, --- 100 см) защите и за гетерогенной защитой для энергии первичного протона 1 ГэВ.

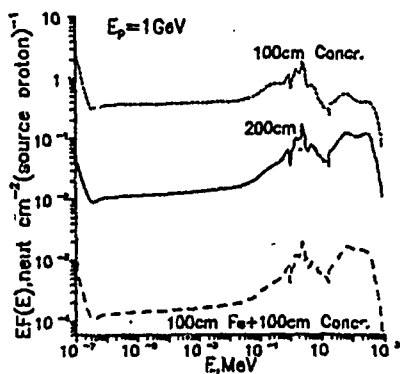


Рис. 33. Спектры нейтронов на различной глубине в бетонной (— 200 см, --- 100 см) защите и за гетерогенной защитой для энергии первичного протона 1 ГэВ.

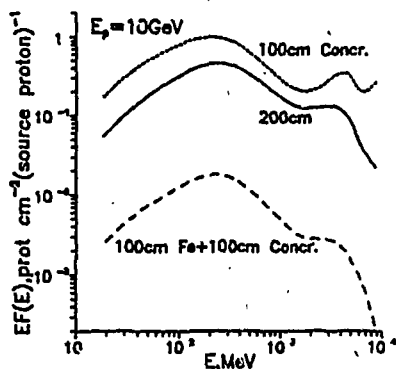


Рис. 34. То же, что на рис. 32, но для энергии первичного протона 10 ГэВ.

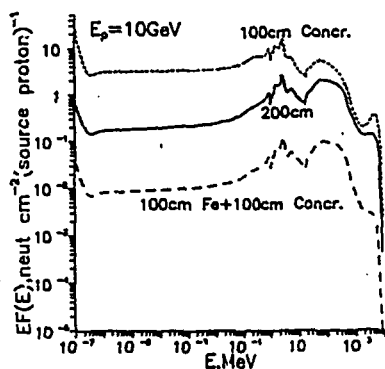


Рис. 35. То же, что на рис. 33, но для энергии первичного протона 10 ГэВ.

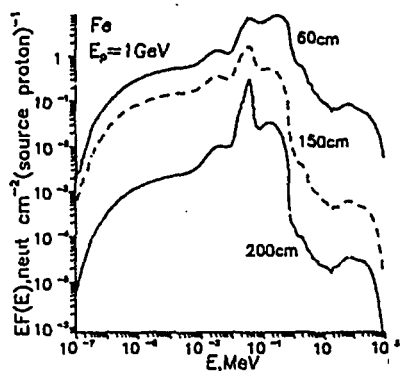


Рис. 36. Спектры нейтронов на различной глубине железной защиты для энергии первичного протона 1 ГэВ.

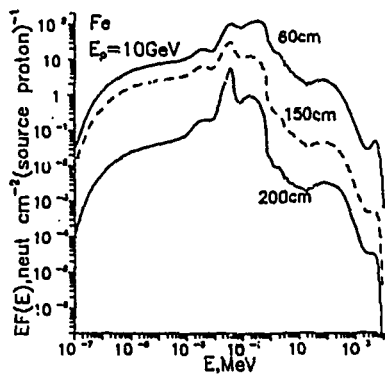


Рис. 37. То же, что на рис. 36, но для энергии первичного протона 10 ГэВ.

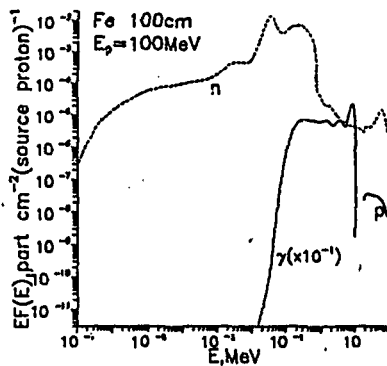


Рис. 38. Спектры нейтронов, протонов и гамма-квантов за железной защитой толщиной 100 см для энергии первичного протона 100 МэВ.

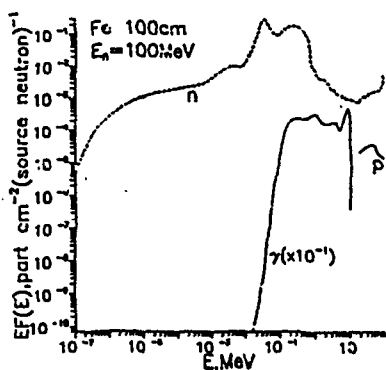


Рис. 39. То же, что на рис. 38, но для энергии первичного нейтрона 100 МэВ.

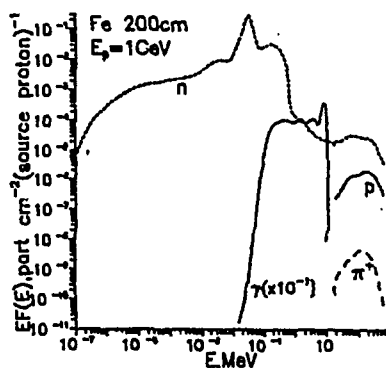


Рис. 40. Спектры нейтронов, протонов, π^+ -мезонов и гамма-квантов за железной защитой толщиной 200 см для энергии первичного протона 1 ГэВ.

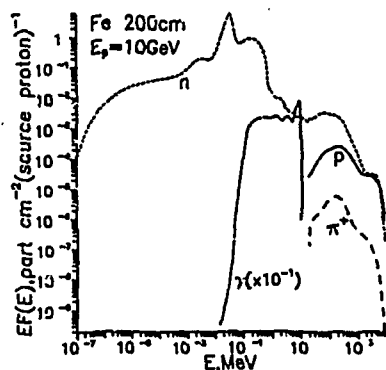


Рис. 41. То же, что на рис. 40, но для энергии первичного протона 10 ГэВ.

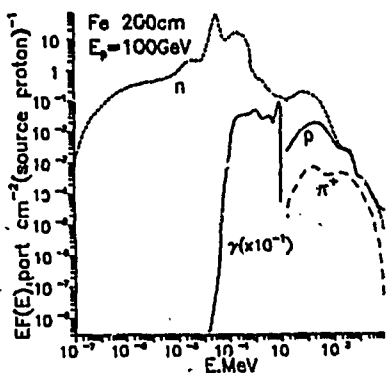


Рис. 42. То же, что на рис. 40, но для энергии первичного протона 100 ГэВ.

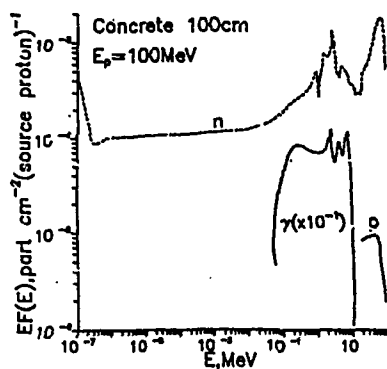


Рис. 43. То же, что на рис. 38, но для бетонной защиты толщиной 100 см.

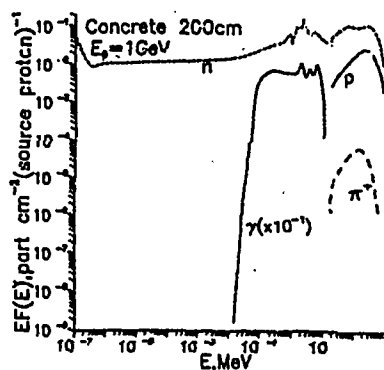


Рис. 44. То же, что на рис. 40, но для бетонной защиты толщиной 200 см.

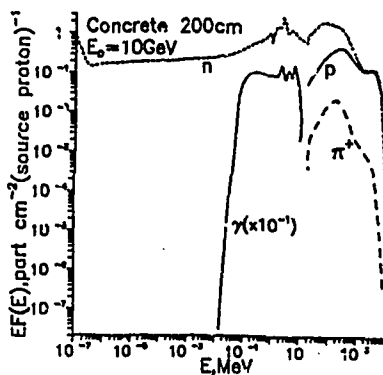


Рис. 45. То же, что на рис. 40, но для бетонной защиты толщиной 200 см и для энергии первичного протона 10 ГэВ.

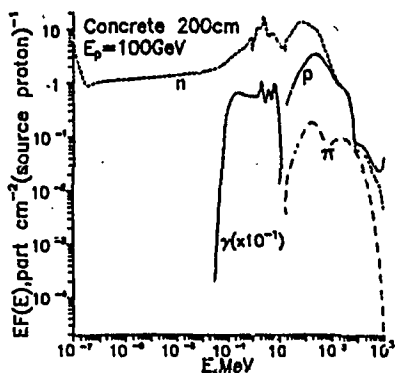


Рис. 46. То же, что на рис. 40, но для бетонной защиты толщиной 200 см и для энергии первичного протона 100 ГэВ.

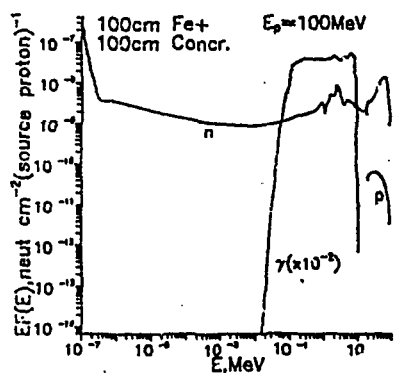


Рис. 47. То же, что на рис. 38, но для боковой гетерогенной защиты железо+бетон.

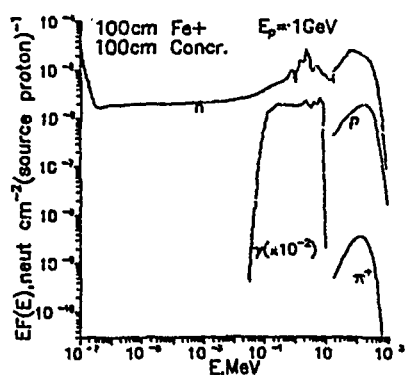


Рис. 48. То же, что на рис. 40, но для боковой гетерогенной защиты.

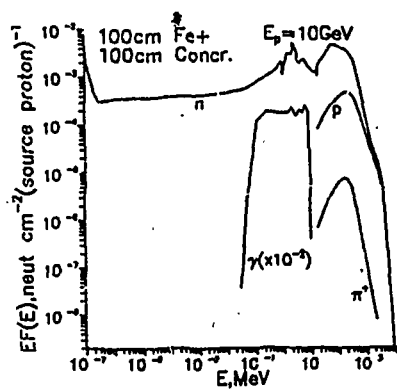


Рис. 49. То же, что на рис. 40, но для боковой гетерогенной защиты и для энергии падающего протона 10 ГэВ.

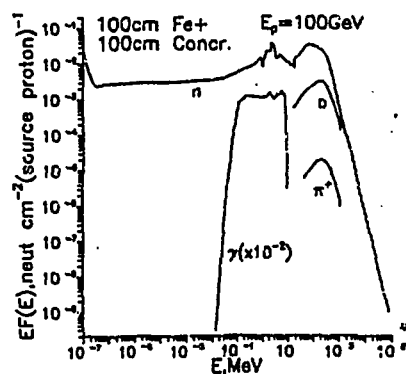


Рис. 50. То же, что на рис. 40, но для боковой гетерогенной защиты и для энергии падающего протона 100 ГэВ.

Список литературы

- [1] Tesh K. and Dinter H. // Radiation Protection Dosimetry. 1986. V.15. P.89.
- [2] Thomas R.H. and Stevenson G.R. // IAEA Technical Report Series, No.283. - Vienna, 1988.
- [3] Гэрбатков Д.В., Крючков В.П. - Препринт ИФВЭ 93-51, Протвино, 1993.
- [4] Palounek A.P.T. et al. // Solenoidal Detector Collaboration Note SDC-93-467, 1993.
- [5] Ferrari A. and Sala P.R. // ATLAS Workshop, Sept. 1993, CERN.
- [6] Gabriel T.A. - ORNL/TM-9727, 1985.
- [7] Fesefeldt H. - PITHA 85/02. - Aachen, 1985.
- [8] Arnio P.A. et al. - CERN TIS-RP, 1990.
- [9] Барашенков В.С. и др. // АЭ, 1972, 32, вып.3, с.32; Соболевский Н.М. - Публикация ОИЯИ В1-2-5458. - Дубна, 1972.
- [10] Байшев И.С. и др. - Препринт ИФВЭ 78-02, Серпухов. 1978; Ажигрей И.Л. и др. - Препринт ИФВЭ 93-19, Протвино, 1993.
- [11] Ginneken A.Var. - Fermi National Laboratory. FN-272, 1100.50, 1972.
- [12] Gabriel T.A., Brau J.E. and Bishop B.L. - Oak Ridge National Laboratory Report, ORNL/TM-11060, 1989. CALOR.
- [13] GEANT 3.15 User Guide, CERN, Geneve, 1993.
- [14] Zazula J.M. and Tesh K. // Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY 89-064, 1989; Zazula J.M. - Internal Report DESY-D3-66, 1990.
- [15] Praci R., Lichtenstein H. - LA-UR-89-3014, 1989.
- [16] Alsmiller R.G. et al. - ORNL-TM-2554, 1969.
- [17] O'Brien K. - Health and Safety Laboratory Report, HASL-240. - New York, 1971.

- [18] Горбатков Д.В., Крючков В.П., Стриганов С.И. – Препринт ИФВЭ 92-172, Протвино, 1993.
- [19] Горбатков Д.В., Крючков В.П. – В кн.: Труды XIII Созещания по ускорителям заряженных частиц. – Дубна, 1992.
- [20] Волощенко А.М., Горбатков Д.В., Крючков В.П. и др. – В кн.: Международный симпозиум "Численные методы решения уравнения переноса" / Тезисы докладов. – Москва, 1992.
- [21] Крючков В.П., Суманев О.В. – Препринт ИФВЭ 92-132, Протвино, 1992.
- [22] Крючков В.П. – Препринт ИФВЭ 83-166, Серпухов, 1983.
- [23] Tesh K., Zazula J.M. – Deutsches Electronen-Synchrotron DESY 90-037, 1990.

Рукопись поступила 8 апреля 1994 года.

Д.В.Горбатков, В.П.Крючков

Характеристики фонового излучения за одномерными радиационными защитами пучков высокоэнергетических частиц.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы ИТХ.

Редактор М.П.Фоломешкина.

Подписано к печати 14.04.1994 г.

Формат 60 × 90/16.

Офсетная печать. Печ.л. 1,43. Уч.-изд.л. 1,68. Тираж 160. Заказ 1047.

Индекс 3649.

Цена 240 руб.

ЛР №020498 06.04.1992.

Институт физики высоких энергий, 142284, Протвино Московской обл.

240 руб.

Индекс 3649

П Р Е П Р И Н Т 94-47, И Ф В Э, 1994
