

С 349
С - 958



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ОТДЕЛ РАДИАЦИОННОЙ БЕЗОПАСНОСТИ

16 - 4274

Б.С.Сычев

**ИССЛЕДОВАНИЯ ПО ФИЗИКЕ
ЗАЩИТЫ УСКОРИТЕЛЕЙ ПРОТОНОВ
НА ЭНЕРГИЮ ДО 1 ГЭВ**

Специальность 040 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание учёной
степени кандидата физико-математических наук

Дубна 1969

Работа выполнена в Отделе радиационной безопасности
Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук М.М.Комочков.

Официальные оппоненты:
доктор физико-математических наук, профессор В.С.Барашенков,
доктор физико-математических наук, профессор Д.Л.Бродер.

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Институт
физики высоких энергий.

Автореферат разослан " " 1969 г.
Защита диссертации состоится " " 1969 года на за-
седании Ученого совета Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ,
г.Дубна, Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Учёный секретарь Совета
кандидат физико-математических наук

О.А.Займидорога

16 - 4274

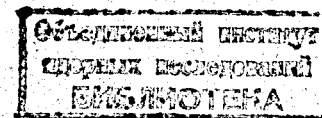
Б.С.Сычев

ИССЛЕДОВАНИЯ ПО ФИЗИКЕ
ЗАЩИТЫ УСКОРИТЕЛЕЙ ПРОТОНОВ
НА ЭНЕРГИЮ ДО 1 ГЭВ

Специальность 040 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание учёной
степени кандидата физико-математических наук

5788/67



Основное содержание диссертации посвящено вопросам прохождения в защите нейтронов с энергией несколько сотен Мэв. Выделение такого диапазона энергий обусловлено рядом причин. Во-первых, это связано с проектированием и строительством в настоящее время сильноточных ускорителей протонов "мезонных фабрик"/1/. Во-вторых, существенная часть защиты гигантских протонных синхротронов служит для снижения до заданного уровня потоков нейтронов, имеющих энергию до 1 Гэв/2,3/. В-третьих, толщина боковой защиты ускорителей электронов на энергии более 1 Гэв определяется в большинстве случаев необходимой кратностью ослабления потоков фотонейтронов, энергия которых составляет несколько десятков и сотен Мэв/3/.

Кроме вопросов защиты ускорителей, в последние годы возникла в качестве первоочередной проблемы задача по расчёту защиты обитаемых космических лабораторий. Известно, что из широкого спектра частиц космического происхождения с точки зрения радиационной опасности наиболее существенны протоны с энергией до 1 Гэв/4/.

Приведенные выше факторы указывают на важность получения экспериментальной информации, описывающей ослабление радиации в защите, и совершенствование методов расчёта защиты в диапазоне энергий нуклонов в несколько сотен Мэв.

I.

В I главе диссертации содержится литературный обзор, охватывающий наиболее важные работы по физике защиты, имеющие отношение к рассматриваемой проблеме.

В кратком изложении фактический материал, полученный в рассмотренных работах, классифицируется следующим образом:

1. На нейтронных пучках синхротронов в Беркли и Дубне получены значения длин ослабления потоков нейтронов высоких энергий в различных материалах.
2. Вблизи некоторых ускорителей и за их защитой выполнены измерения с целью установления состава излучений. С помощью ядерных эмульсий получены экспериментальные данные о спектре быстрых нейтронов за защитой отдельных ускорителей. Результаты измерений нельзя отнести к какому-либо типу стандартной геометрии, и поэтому они могут рассматриваться только как эмпирический материал.
3. Состав излучений за тонкой защитой был измерен и в ряде опытов с протонами. Такие опыты имеют целевую направленность — защита космических лабораторий.
4. Расчёты прохождения в защите нейтронов высоких энергий выполнялись как методом статистических испытаний, так и путем решения уравнений переноса. Опубликованные результаты, полученные методом статистических испытаний, крайне ограничены, что, по-видимому, объясняется огромным объемом вычислительной работы, необходимой для получения соответствующей информации на большой толщине защиты.

Решение уравнений переноса проводилось несколькими коллективами исследователей. Во всех опубликованных работах оно проводилось в приближении "прямо-вперед", т.е. без учёта угловых отклонений. Опубликованные результаты решения кинетического уравнения хоть и дают представление о характере спектра нейтронов высоких энергий в защите, но не представляют возможности описать весь компонентный состав излучений.

Анализ конкретных научно-технических задач, диктуемых практикой проектирования защиты, а также информации, имеющейся в опубликованных работах, указывает на необходимость создания такого метода расчёта защиты, в котором рассматривались бы все компоненты, вносящие существенный вклад в формирование суммарного потока или дозы излучений.

II.

В главе II проводится теоретическое рассмотрение процессов прохождения нуклонов высоких энергий в полубесконечной защите. Система интегрально-дифференциальных уравнений переноса для нуклонов решается при условии, что каскадные процессы под действием вторичных протонов имеют существенно меньшее значение, чем аналогичные процессы, вызываемые нейтронами. Функция распределения протонов $F_p(x, E, \theta)$ получается в виде аналитического выражения [5]:

$$F_p(x, E, \theta) = \int_{(E')} \frac{dE'}{\beta(E')} q \left[\left(x - \cos \theta \int_E^{E'} \frac{dE}{\beta(E)} \right), E', \theta \right] \exp \left(- \int_E^{E'} \frac{\mu_p(E)}{\beta(E)} dE \right),$$

$$x > \cos \theta \int_E^{E'} \frac{dE}{\beta(E)} ; \quad (1)$$

$$F_p(x, E, \theta) = 0$$

$$x < \cos \theta \int_E^{E'} \frac{dE}{\beta(E)},$$

где x — толщина вдоль нормали к поверхности защиты, E — энергия, θ — угол относительно нормали к поверхности защиты, $\beta(E)$ — ионизационные потери энергии протонов, $q(x, E', \theta)$ — плотность источников протонов, $\mu_p(E)$ — эффективное сечение взаимодействия протонов с ядрами. Функция плотности источников протонов $q(x, E', \theta)$ определяется, исходя из плотности взаимодействия нейтронов с материалом защиты.

Решение уравнения переноса для функции энергетического распределения нейтронов $F_n(x, E)$ проводится в два этапа. Сначала решается уравнение для нейтронов квазиупругого рассеяния. Затем, исходя из плотности потока нейтронов квазиупругого рассеяния, рассчитывается плотность потока остальных нейтронов. Основанием для этого служит тот факт, что в спектрах вторичных нуклонов, образующихся в нуклон-ядерных взаимодействиях, резко вырисовывается пик квазиупругого рассеяния. Предполагается, что нейтроны квазиупругого рассеяния являются ведущей группой, определяющей характер ослабления потока нейтронов высокой энергии^{6/}.

Уравнение для функции спектрального распределения тока нейтронов квазиупругого рассеяния, $I_1(x, E)$, записывается в следующем виде^{x/}:

$$\frac{\partial I_1(x, E)}{\partial x} + \mu \frac{I_1(x, E)}{u(x, E)} = \int_E^{E_0} \frac{\mu_n(E')}{u(x, E')} K_n(E' \rightarrow E) I_1(x, E') dE'. \quad (2)$$

Функция $I_1(x, E)$ связана со спектральной плотностью потока $F_1(x, E)$ через средний косинус, $u(x, E)$, следующим соотношением:

$$u(x, E) = \frac{\cos \theta}{\int_{4\pi} F_1(x, E, \theta) d\Omega} = \frac{I_1(x, E)}{F_1(x, E)}. \quad (3)$$

В уравнении (2): $\mu_n(E')$ - сечение квазиупругого рассеяния нейтрона, имеющего начальную энергию E' на ядре $K_n(E' \rightarrow E)$ - спектр нейтронов квазиупругого рассеяния в результате нейтрон-ядерного взаимодействия.

Граничное условие: $F_1(x, E, \theta)|_{x=0} = \frac{1}{2\pi} \delta(1 - \cos \theta) \delta(E - E_0)$.

^{x/} Векторное обозначение тока опущено.

С учётом корреляции между средним косинусом угла, под которым движется нейтрон относительно нормали к поверхности защиты, и его энергией, получено следующее решение для функции энергетического распределения нейтронов квазиупругого рассеяния:

$$F_1(x, E) = e^{-\mu x} \left\{ \delta(E - E_0) + \frac{\mu x a \nu}{E_0} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{\zeta' - \nu} \times \right. \quad (4) \\ \left. \times \exp \left[\mu x \left(1 - \left(\frac{E}{E_0} \right)^\nu \right) \right] \right\} F_1 \left[(1+a), 2; \mu x \left(\left(\frac{E}{E_0} \right)^\nu - 1 \right) \right],$$

где $F_1[a, b; z]$ - вырожденная гипергеометрическая функция; величины ν и ζ' выражаются через параметры дифференциальных сечений нуклон-нуклонного рассеяния, а параметр a определяется, кроме того, через коэффициент квазиупругого рассеяния свободного нуклона на нуклонах ядра. С помощью выражения (4) было рассчитано спектральное распределение нейтронов в защите, а также факторы накопления нейтронов квазиупругого рассеяния, $V(\mu x, E_0)$, согласно следующему определению:

$$V(\mu x, E_0) = \int_0^{E_0} F_1(x, E) e^{\mu x} dE. \quad (5)$$

Сравнение экспериментальных значений длины ослабления потока нейтронов высокой энергии^{13/} и теоретических значений, полученных на основе модели квазиупругого рассеяния, указывает на то, что модель квазиупругого рассеяния дает правильное соотношение между длиной ослабления потока нейтронов и длиной свободного пробега до неупругого взаимодействия.

В рассмотренном приближении не учитывается та часть спектра вторичных нуклонов, вылетающих из ядер, которая обусловлена многократным рассеянием нуклонов внутри ядра и рождением пионов. Эта часть спектра в дальнейшем называется каскадными нуклонами.

Используя выражение (4) в качестве основы для плотности источников каскадных нейтронов, запишем следующее выражение для спектрального распределения, $F_2(x, E)$, каскадных нейтронов/8/:

$$F_2(x, E) = \int_{(\Omega)} d\Omega \int_{(x')} dx' \int_{(E')} dE' \int_{(E'')} dE'' \mu F_1(x', E'') \times \\ \times \frac{d^2 N(E'')}{dE' d\Omega} \frac{1}{\cos \theta} G \left[\frac{\mu_2(E) |x - x'|}{\cos \theta}, E', E \right], \quad (6)$$

где $\frac{d^2 N(E'')}{dE' d\Omega}$ - двойное дифференциальное распределение

каскадных нейтронов в элементарном акте неупругого взаимодействия первичных нейтронов, имеющих энергию E'' , с ядрами защиты, нормированное на среднюю множественность каскадных нейтронов; $\mu_2(E')$ - эффективное сечение взаимодействия с ядрами каскадных нейтронов; $G[\mu_2(E')x, E', E]$ - функция распределения каскадных нейтронов по толщине полубесконечной защиты, на поверхность которой нормально падает поток каскадных нейтронов с энергией E' .

Функция распределения для потока нейтронов, имеющих энергию выше заданного порога, $F_n(x)$, есть:

$$F_n(x) = \int_{E_1}^{E_0} (F_1(x, E) + F_2(x, E)) dE \quad (7)$$

III глава диссертации посвящена вопросам накопления и распределения в защите излучений низкой энергии. Эти излучения образуются на стадии испарения из остаточного ядра после развития внутриядерного каскада.

Распределение нейтронов получено в диффузионно-возрастном приближении, распространенном на случай неупругого рассеяния нейтронов на ядрах. Выход заряженных частиц из возбужденных ядер не учитывался.

На рис. 1 показан рассчитанный суммарный спектр нейтронов на толщине $\mu x = 14$ железо-водной защиты с содержанием водорода 0,4% по весу. Начальная энергия нейтронов $E_0 = 300$ Мэв. На этом же рисунке приведены для сравнения спектры нейтронов, рассчитанные в работах/9,10/. Расчетные значения факторов накопления излучений низкой энергии в железе и железо-водных смесях приведены в табл. 2.

В расчетах принималось, что гамма-излучение образуется в результате трех основных процессов: снятия остаточного возбуждения после испарения нейтронов из сильновозбужденных ядер, неупругого рассеяния быстрых нейтронов, захвата медленных и тепловых нейтронов.

Компонентный состав поглощенной дозы и дозного эквивалента для железо-водной защиты приведен в табл. 1. В этой таблице приведены также для сравнения экспериментальные данные, характеризующие состав дозного эквивалента за бетонной защитой протонного синхротрона ЦЕРН/11/. Существенная разница в отношении вклада в дозу тепловых нейтронов обусловлена значительно большим сечением захвата тепловых нейтронов в железо-водной смеси по сравнению с бетоном.

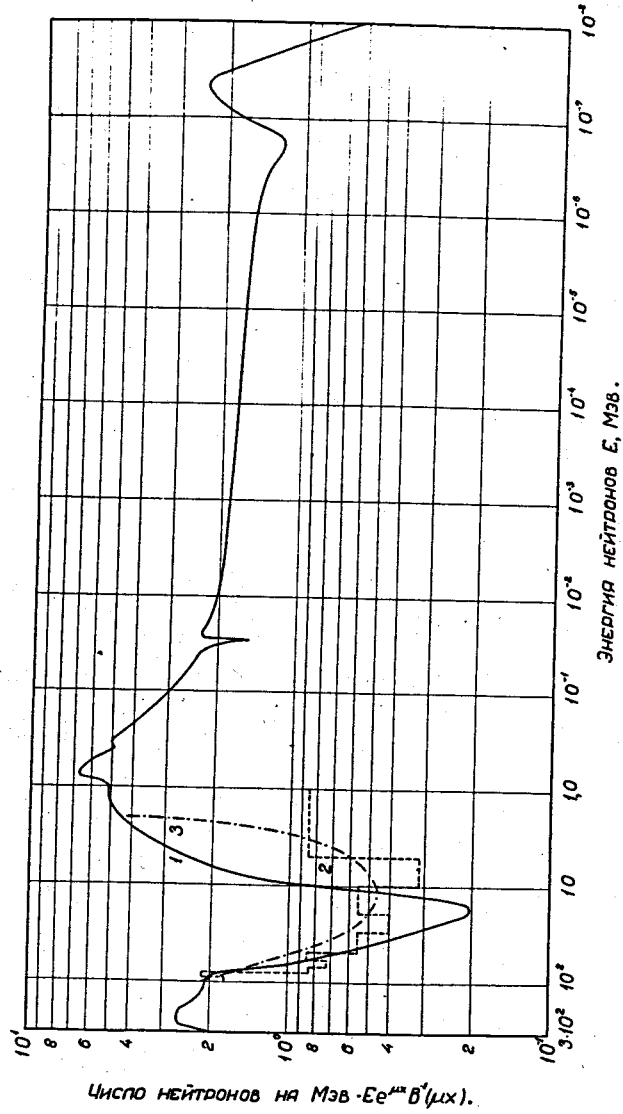


Рис. 1. Спектральное распределение нейтронов на толщине защиты $\mu x = 14$ из железо-водной смеси (содержание водорода = 0,4% по весу). 1 - данные диссертации; 2 - данные работы /10/; 3 - данные работы /8/.

Таблица I
Состав излучений в защите (за защитой) из железо-водной смеси.

Вид излучений	нейтроны		промежуточные	тепловые	Гамма-излучение	Протоны	Сумма	
	высокой энергии	острые					расчет	эксперимент /19/
Энергия, Мэв	20-300	0,6-20	<0,6	2,5·10 ⁻⁸	<10	<300	-	-
Поток, см ⁻²	1,00 (1,00)	2,90 (1,45)	8,20 (4,10)	0,75 (0,37)	-	0,04 (0,04)	-	-
Поглощенная доза, нрад.	8,75 (8,75)	11,60 (5,80)	5,10 (2,55)	0,30 (0,15)	6,35 (3,17)	3,35 (3,35)	33 (23)	(1,0) (15±4)
Дозный эквивалент, нбар.	35,0 (35,0)	100,0 (50,0)	37,0 (18,5)	0,9 (0,5)	6,4 (3,2)	3,4 (3,4)	180 (109)	- (93±30)
Дозный эквивалент, %	19,2 (31,6)	54,8 (45,2)	20,2 (16,7)	0,5 (0,5)	3,5 (2,9)	1,8 (3,1)	100 (100)	-
Коэффициент качества	4,0 (4,0)	8,7 (8,7)	7,2 (7,2)	3,0 (3,0)	1,0 (1,0)	1,0 (1,0)	5,2 (4,6)	(3,8-5,9) ^x (6,2±0,4)
Дозный эквивалент, % (эксперимент) ^x	(9-25)	(50-70)	(11-16)				-	-

x) За защитой вблизи протонного синхротрона ЦЕРН /11/

IV.

В IV главе рассматриваются вопросы формирования в помещениях ускорителей рассеянных излучений и их ослабление в защите^{/12/}. В рассеянном излучении выделяются следующие компоненты: 1) нейтроны высоких энергий; 2) быстрые нейтроны; 3) промежуточные нейтроны; 4) тепловые нейтроны; 5) гамма-излучение. Формирование и ослабление в защите потоков нейтронов первых двух групп описывается в диссертации на основе метода сечений выведения. Промежуточные и тепловые нейтроны описываются в диффузионно-возрастном приближении для источника замедляющихся нейтронов, находящегося в центре сферической полости. Мощность дозы гамма-излучения рассчитывается, исходя из плотности захвата медленных нейтронов. Для выяснения степени соответствия теории формирования рассеянного излучения экспериментальным данным были проведены измерения названных групп излучений (из промежуточных нейтронов выделялась часть спектра, соответствующая резонансу индия 1,46 эв) в некоторых точках зала синхроциклотрона, которые были закрыты от попадания в них излучений, идущих непосредственно из ускорителя. Из результатов измерений следует, что расчётные величины потоков и дозы излучений вполне соответствуют аналогичным экспериментальным величинам. Что касается расчётных данных по ослаблению рассеянного излучения в защите, то они согласуются с соответствующими экспериментальными результатами^{/15/}.

V.

Экспериментальные исследования прохождения нейтронов с энергией несколько сотен Мэв в различных по составу защитах изложены в V главе. Источником нейтронов служил синхроциклотрон Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ, ускоряющий протоны до энергии 680 Мэв. Опыты были проведены при энергиях протонов от 170 до 660 Мэв. Основное внимание уде-

лялось исследованию накопления в защите излучений низкой энергии. В качестве материала экспериментальной установки были выбраны железо-водные смеси^{/16/}.

Основной частью экспериментальной установки являлся набор стальных плит размером 20x980x980 мм, суммарной толщиной около 1500 мм. Набор плит размещался в баке размером 2000x1000x1000 мм. Путем изменения расстояния между плитами, помещенными в бак с водой, имитировались железо-водные смеси с различным содержанием водорода. Регистрация потока нейтронов производилась пороговыми активационными детекторами. Кроме активационных детекторов использовалась также рентгеновская пленка, регистрирующая дозу гамма-излучения и заряженных частиц. Экспоненциальный характер ослабления потоков нейтронов высокой энергии ($E > 20$ Мэв) на толщинах $\mu x > 1,5$ позволяет определить эффективную длину ослабления для потока нейтронов. В железо-водных смесях наблюдается (кроме начального и конечного участков) равновесие между всеми исследованными группами излучений. В железе, без добавки водорода, равновесия между потоками нейтронов высокой энергии и резонансных нейтронов не наблюдается. В табл. 2 приводятся экспериментальные значения факторов накопления излучений низкой энергии ($1,5 < \mu x < 6$). Фактор накопления определен как отношение потока нейтронов низкой энергии (или дозы гамма-излучения) к потоку нейтронов высокой энергии.

Для исследования накопления излучений низкой энергии в тяжелых бетонах на основе железо-рудных заполнителей с различным содержанием водорода были проведены аналогичные эксперименты в смесях тяжелый бетон-вода^{/17/}.

С целью исследования эффективности введения водородсодержащего материала не в объем защиты, а в последний ее слой, было исследовано распределение излучений в следующих композициях: железо - вода, железо - тяжелый бетон, вода - железо - вода^{/18/}.

Таблица 2
Факторы накопления излучений низкой энергии в железе и железо-водных смесях.

Группа излучений	Метод исследования	Детектор	Содержание водорода, вес %
Быстрые нейтроны	эксперимент	фосфор P^{31} (n,p)Si ³¹	$0,90 \pm 0,23$
$2 < E < 20$ Мэв	расчет		$1,00 \pm 0,27$
Резонансные нейтроны	эксперимент	индий In^{115} (n, γ) In^{116m}	$0,88 \pm 0,25$
$E \approx 1,46$ эв	расчет		$0,88 \pm 0,25$
Гамма-кванты и заряженные частицы	эксперимент	рентгеновская пленка	$0,90 \pm 0,23$
	расчет		$1,00 \pm 0,27$
		Переменная величина	$0,55 \pm 0,11$
		Переменная величина	$0,29 \pm 0,06$
		Переменная величина	$0,57 \pm 0,04$
		Переменная величина	$0,34 \pm 0,01$
		Переменная величина	$0,467 \pm 0,017$

14

Измерение тканевой дозы и коэффициента качества сложного поля излучений после толстых слоев защиты было проведено в условиях гашения пучка протонов с энергией 660 Мэв в слое стали толщиной 90 см^{18/}. Эксперимент был проведен с использованием в качестве поглотителя протонов стальной амбразуры в 4-метровой защитной стене зала синхротрона. Дозные измерения были проведены с помощью тканевкивалентной рекомбинационной ионизационной камеры. Среднее значение коэффициента качества получено равным $6,2 \pm 0,4$.

Основные результаты

1. Разработан аналитический метод расчёта компонентного состава и энергетического спектра излучений в плоских защитах, которые подвергаются облучению широкими мононаправленными пучками нейтронов с энергией несколько сотен Мэв. На рис. 2 графически иллюстрируется последовательность проведенных расчётов. Правомерность разработанного метода подтверждается экспериментальными результатами, полученными как в диссертационной работе, так и другими авторами.

а. Для отыскания функции пространственно-энергетического распределения нуклонов высокой энергии использована система уравнений переноса. Система уравнений решена в предположении, что каскадные процессы под действием вторичных протонов имеют существенно меньшее значение, чем аналогичные процессы, вызываемые нейтронами. Учтены угловые отклонения в процессах упругого и неупругого рассеяния нейтронов на атомных ядрах.

б. Функция спектрально-углового распределения протонов получена в виде квадратуры, исходя из плотности взаимодействия нейтронов с ядрами материала защиты.

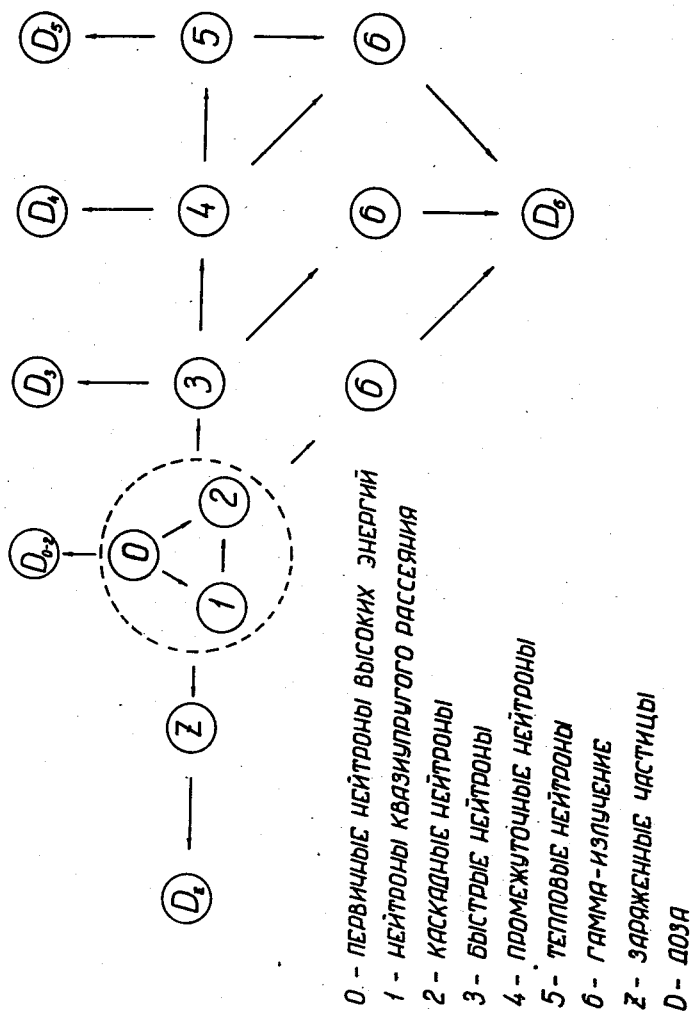


Рис. 2. Схема последовательности расчёта различных групп излучений.

в. Решение уравнения переноса нейтронов проведено в два последовательных этапа. Вначале получено аналитическое решение для функции пространственно-энергетического распределения нейтронов квазиупругого рассеяния. Эти нейтроны являются ведущей группой потока излучений в защите.

Функция распределения нейтронов второй группы (каскадные нейтроны) получена в виде квадратуры, исходя из плотности взаимодействия нейтронов квазиупругого рассеяния с ядрами. На ЭВМ М-20 проведены численные расчёты энергетических спектров и факторов накопления потока нейтронов квазиупругого рассеяния в трех материалах (обычный бетон, медь, свинец).

Анализ результатов численных расчётов показывает, что поток протонов в защите существенно меньше потока нейтронов. Это подтверждает условие, положенное в основу решения системы уравнений.

г. Для энергетического спектра каскадных нуклонов, вылетающих из ядер, которые бомбардируются нуклонами высокой энергии, получено аналитическое выражение в предположении, что форма спектра не зависит от энергии первичных нуклонов.

д. Распределение в защите потоков нейтронов низких энергий ($E < 20$ Мэв) получено в виде факторов накопления, определяемых как отношение потока нейтронов низкой энергии к потоку нейтронов высокой энергии. Функция распределения нейтронов низкой энергии рассчитана в диффузионно-возрастном приближении. На ЭВМ М-20 вычислены факторы накопления потока и дозы промежуточных нейтронов ($E < 1,5$ Мэв) в бетонах с различным составом: 23 типа бетона различной плотности и с различным содержанием водорода.

е. Распределение в защите дозы гамма-излучения получено в виде квадратуры, исходя из плотности взаимодействия нейтронов различной энергии с ядрами материала защиты.

2. Рассеянное излучение рассмотрено с позиции единого подхода к процессам формирования поля излучения внутри зала ускорителя и ослабления излучения в защите. Пространственное распределение потоков нейтронов высокой энергии и быстрых нейтронов получено на основе метода сечений выведения. Распределение промежуточных и тепловых нейтронов - в диффузионно-возрастном приближении.

3. Получены экспериментальные результаты о распределении потоков нейтронов высокой энергии, быстрых и резонансных нейтронов, дозы гамма-излучений в железе, железо-водных смесях, бетоно-водных смесях, а также в гетерогенных защитах.

Проведено экспериментальное исследование компонентного и дозного состава излучений за защитой, которая бомбардируется протонами с энергией 660 Мэв. Дозные измерения выполнены тканезквивалентной ионизационной рекомбинационной камерой, позволившей экспериментально определить мощность тканевой дозы и коэффициент качества смешанного излучения. Установлено, что коэффициент качества не зависит практически от спектра нейтронов высоких энергий в защите.

Экспериментальные и расчётные результаты, изложенные в диссертации, использовались при расчёте радиационной защиты в проектах: релятивистского циклотрона/20/, циклотрона с разделенными орбитами/21/ и сильноточного фазотрона с вариацией магнитного поля/22/.

Материал диссертации опубликован в работах/5-8,12,16-19/ и частично доложен на II Всесоюзной конференции по физике защиты (г. Обнинск, 1967 г.)

Л и т е р а т у р а

1. V International Conference on High-Energy Accelerators, Frascati, 1965.
2. W.R. Casey et al. Nucl. Instr. and Meth., 55, 253 (1967).

3. Proceedings of the USAEC First Symposium on Accelerator Radiation Dosimetry and Experience, N-Y., Nov. 3-5, 1965, Conf-651109
4. В.Г.Бобков и др. Радиационная безопасность при космических полетах. Атомиздат, М., 1964.
5. Б.С.Сычев. Препринт ОИЯИ, P8-3269, Дубна, 1967. ORNL-tr-1912.
6. М.М.Комочков, Б.С.Сычев. Препринт ОИЯИ P2-3315, Дубна, 1967.
7. М.М.Комочков, Б.С.Сычев, Г.Шулекова. Препринт ОИЯИ B1-16-3515, Дубна, 1968.
8. Б.С.Сычев. В сборнике "Вопросы дозиметрии и защиты от излучений" вып. 8, стр. 44, М., Атомиздат, 1968. Препринт ОИЯИ P16-3593, Дубна, 1967.
9. K.O'Brien et al. Nucl. Sci. and Eng., 27, 338 (1967).
10. S.L. Lindenbaum. "Shielding of High-Energy Accelerators", in Ann. Rev. Nucl. Sci., 11, 234 (1961).
11. J. Vaarly and A.H. Sullivan. Health Phys., 11, 353 (1965).
12. Л.Р.Кимель, М.М.Комочков, В.П.Сидорин, Б.С.Сычев, Е.П.Череватенко. В сборнике "Вопросы дозиметрии и защиты от излучений", вып. 8, стр. 13, М., Атомиздат, 1968. Препринт ОИЯИ P9-3402, Дубна, 1967.
13. H.W. Patterson. Conference on Shielding of High-Energy Accelerators, N-Y, April, 1951, p. 3.
14. B.G. Moyer. Phys. Sci. Ser. Rep. N26, Sector-Focussed Cyclotrons Sea Island Conference, 1959.
15. Л.Н.Зайцев, Л.Р.Кимель, М.М.Комочков, В.П.Сидорин, Б.С.Сычев, О.А.Улитин, Е.П.Череватенко. "Атомная энергия", 24, 182 (1968).
16. Б.С.Сычев, В.В.Мальков, М.М.Комочков, Л.Н.Зайцев. "Атомная энергия", 20, 326 (1966). Journ. of Nucl. Energy, 21, No. 2, 205 (1967). Препринт ОИЯИ P-2359, Дубна, 1965.
17. Б.С.Сычев, В.В.Мальков, М.М.Комочков, Л.Н.Зайцев. "Атомная энергия", 20, 355 (1966). Препринт ОИЯИ P-2479, Дубна, 1965.

18. Л.Н.Зайцев, М.М.Комочков, В.В.Мальков, Б.С.Сычев.
"Атомная энергия", 21, 56 (1966).
19. М.Зельчинский, М.М.Комочков, Б.С.Сычев, А.П. Череватенко. "Атомная энергия", 24, 194 (1968). Препринт ОИЯИ Р9-3385, Дубна, 1967.
20. В.П.Джелепов и др. Релятивистский протонный циклотрон на энергию 700 Мэв. Труды Международной конференции по ускорителям заряженных частиц, г.Дубна, август 1963.
21. The AECL Study for an Intense Neutron Generator (Technical Details) ed. G.A.Bartholomew and P.R.Tunncliffe. AECL Publication no 2600 (July 1966).
22. А.А.Глазов и др. Фазотрон с вариацией магнитного поля. (Предложение к реконструкции 680 Мэв синхроциклотрона ОИЯИ), препринт ОИЯИ 9-3211, Дубна, 1967.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 января 1969 года.