

Федеральное агентство по образованию

САНКТ–ПЕТЕРБУРГСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ

**ВВЕДЕНИЕ В ДОЗИМЕТРИЮ И
ЗАЩИТА ОТ ИОНИЗИРУЮЩИХ
ИЗЛУЧЕНИЙ**

**ПОСОБИЕ ДЛЯ СТУДЕНТОВ
ЭНЕРГОМАШИНОСТРОИТЕЛЬНОГО
ФАКУЛЬТЕТА**

*Рекомендовано Учебно-методическим
объединением по университетскому
политехническому образованию в качестве
учебного пособия для студентов высших учебных
заведений, обучающихся по направлениям
подготовки и специальностям техники и
технологии*

Санкт-Петербург
Издательство Политехнического
университета
2008

Список сокращений

И.и. — ионизирующее излучение.

ЛПЭ — линейная передача энергии

кк — коэффициент качества

ПДД — предельно допустимая доза

ДПП — допустимая плотность потока

ПД — предел дозы

КМПЦ — контур многократной принудительной циркуляции

Оглавление

ВВЕДЕНИЕ.....	5
ЧАСТЬ 1. ДОЗИМЕТРИЯ И РАДИАЦИОННАЯ БЕЗОПАСНОСТЬ.....	6
Глава 1.....	6
1.1. Поле ионизирующего излучения.....	6
1.2. Характеристики поля излучения.....	7
1.3. Дозовые характеристики поля излучения.....	13
1.4. ЛПЭ, коэффициент качества. Эквивалентная доза	19
Глава 2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЙ С ВЕЩЕСТВОМ.....	29
2.1 Взаимодействие гамма-квантов с веществом.....	30
2.2 Коэффициент передачи энергии излучения.....	37
2.3 Электронное равновесие. Связь мощности дозы с интенсивностью.....	39
2.4 Формирование дозы нейтронов в живой ткани.....	44
2.5 Энергетическая зависимость тканевой дозы.....	50
Глава 3. Характеристики источников излучения и защит.....	55
3.1 Основные понятия и определения.....	55
3.2 Активность радионуклида. Единицы активности.....	57
3.3 Радионуклиды как гамма-излучатели.....	63
3.4 Керма-постоянная и гамма-постоянная радиоактивного источника.....	68
3.5 Расчет дозных полей от источников гамма- излучения с непрерывным спектром.....	76
Часть 2. ЗАЩИТА ОТ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ.....	79
Глава 4.....	79
4.1 Классификация защит.....	79
4.2 Последовательность проектирования защиты АЭС	84
4.3 Инженерные методы расчета защиты от гамма- излучения.....	90
4.3.1 «Защита» без применения экранов.....	90
4.3.2. Универсальные таблицы для расчета защиты.	91
4.3.4. Метод конкурирующих линий.....	96
	3

4.4. Закон ослабления плотности потока гамма-излучения веществом.....	98
4.5. Факторы накопления рассеянного гамма-излучения.	102
4.6. Факторы накопления гетерогенных сред.....	110
4.7 Защита от протяженных источников.....	112
4.8. Захватное гамма-излучение в защите реактора...	116
5. Инженерные методы расчета защиты от нейтронов..	118
5.1. Свойства материалов защиты по отношению к нейтронному излучению.	118
5.2. Метод длин релаксации.	124
5.3.Сечения выведения.	126
5.3.1.Сечение выведения для гетерогенных сред...	127
5.3.2.Сечение выведения для гомогенных сред.	134
5.4.Расчет полной мощности дозы нейтронов с использованием дозового фактора накопления.	135
БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК.....	145

ВВЕДЕНИЕ

В настоящем пособии отражены основные понятия дозиметрии, особенности взаимодействия гамма-квантов и нейтронов с веществом, методики, формулы, которые целесообразно использовать при проектировании защиты АЭС. Основой упор сделан на инженерные методы расчета защиты, часто позволяющие получить результаты с высокой точностью не прибегая к громоздким вычислениям, что характерно для строгих методов (групповых методов расчета, Монте-Карло и др.).

Содержание курса определилось перечнем задач, которые приходится рассматривать при проектировании защиты АЭС. В конце пособия дан список использованной литературы. В указанной литературе можно найти необходимые для расчетов защиты таблицы констант: длин релаксаций, факторов накопления, сечений выведения и др.

Пособие рекомендовано для студентов энергомашиностроительного факультета специальностей «Атомные электростанции» и «Котлореакторостроение». Оно может быть полезно и студентам ФМФ изучающих курсы «Дозиметрия и защита от ионизирующих излучений».

ЧАСТЬ 1. ДОЗИМЕТРИЯ И РАДИАЦИОННАЯ БЕЗОПАСНОСТЬ

Глава 1.

1.1. Поле ионизирующего излучения

Ионизирующее излучение (и.и.) — это любой вид излучения, взаимодействие которого со средой приводит к образованию ионов разных знаков. Различают непосредственно и.и. и косвенно и.и.

Непосредственно и.и. состоит из заряженных частиц, кинетическая энергия которых достаточна для ионизации при столкновении с атомом вещества. В качестве примера это могут быть протоны, электроны, альфа-частицы и т. д.

Косвенно и.и. — это поток незаряженных частиц, например, нейтронов, гамма-квантов, взаимодействие которых со средой приводит к появлению заряженных частиц, способных непосредственно вызвать ионизацию.

И.и., состоящее из частиц одного вида одинаковой энергии, называется *моноэнергетическим однородным излучением*.

И.и., состоящее из частиц одного вида различных энергий, называется *немоноэнергетическим*. Так, бета-излучение радиоактивных нуклидов всегда является

немоноэнергетическим. Излучение, состоящее из частиц различного вида, называют *смешанным*.

В зависимости от характера распространения в пространстве различают направленное и ненаправленное и.и. *Направленным* называют излучение с выделенным направлением распространения. Если все направления распространения излучения равновероятны, говорят, что излучение *изотропно*.

Обычно различают первичное и вторичное и.и. Под *первичным* понимается и.и., которое в рассматриваемом процессе взаимодействия со средой принимается за исходное. *Вторичное* и.и. возникает в результате взаимодействия первичного и.и. с данной средой.

Распределение и.и. в рассматриваемой среде называется полем и.и. В зависимости от величины, характеризующей и.и., различают характеристики поля излучения. В дозиметрии под *полем излучения* понимают область пространства, каждой точке которой поставлены в соответствие физические величины, являющиеся характеристиками поля излучения.

1.2. Характеристики поля излучения

Пусть параллельный пучок излучения направлен по нормали к поверхности

поглощающей и рассеивающей сред. Число частиц F , переносимых излучением через единицу площади за некоторый промежуток времени называется флюенсом. Таким образом, для направленного излучения *флюенс* F — это число частиц, проходящих через перпендикулярно расположенную по отношению к направлению распространения излучения поверхность.

Рассмотрим теперь два пучка излучения, приходящих в некоторую точку A по двум различным направлениям от источников S_1 и S_2 (рис.1).

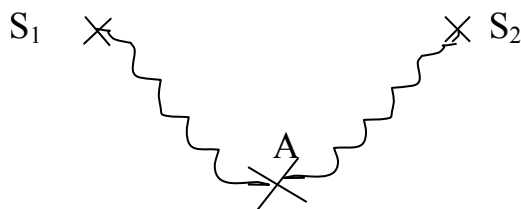


Рис.1. Излучение двух источников

Результирующий флюенс F_A в точке A равен сумме флюенсов F_1 и F_2 излучений соответствующих источников.

Флюенс F_1 равен числу частиц, прошедших за время наблюдения через площадку единичной площади, расположенной перпендикулярно направлению S_1A . Чтобы найти флюенс F_2 , надо

эту площадку повернуть около точки A так, чтобы она была перпендикулярна направлению S_2A и измерить прошедшее через нее число частиц за то же время. Результирующий флюенс $F_A = F_1 + F_2$.

Такое правило получения результирующего флюенса в некоторой точке пространства применимо для любого числа пучков излучений, приходящих в эту точку по различным направлениям.

Представим, что единичная площадка имеет форму круга. В общем случае, при различных ориентациях площадки относительно центра ее контур опишет сферу с радиусом, равным радиусу площадки. Суммарный флюенс частиц от всех источников оказывается равным числу частиц, проникающих в эту сферу.

Флюенс частиц — это отнесенное к площади поперечного сечения элементарной сферы число частиц излучения, проникающего в эту сферу. Под элементарной сферой понимают такую сферу, в пределах объема которой характеристики поля излучения можно считать неизменными. Иногда вместо термина флюенс используется термин перенос.

Если за интервал времени dt изменение флюенса частиц равно dF , то отношение $\Phi = \frac{dF}{dt}$ представляет плотность потока частиц.

Плотность потока частиц — это отнесенное к площади поперечного сечения элементарной сферы число частиц излучения, проникающего в единицу времени в объем этой сферы. Для обозначения плотности потока частиц используется буква Φ или φ .

Рассмотрим моноэнергетическое излучение с энергией E . Если в некоторой точке пространства плотность потока равна Φ , то, умножив плотность потока частиц на энергию частиц E , получим плотность потока энергии или *интенсивность излучения* I :

$$I = \Phi \cdot E. \quad (1.1)$$

Соотношение между флюенсом частиц F , плотностью потока частиц Φ и интенсивностью моноэнергетического излучения I можно представить в виде

$$F = \int_0^T \Phi(t) dt = \frac{1}{E} \int_0^T I(t) dt, \quad (1.2)$$

где T промежуток времени.

Иногда используется понятие *потока* Π ионизирующих частиц, который определяют как

отношение числа частиц dN , проникающих через данную поверхность за промежуток времени dt к этому промежутку:

$$\Pi = \frac{dN}{dt}. \quad (1.3)$$

Очевидно, что связь плотности потока частиц с потоком определяется соотношением

$$\Phi = \frac{d\Pi}{dS}. \quad (1.4)$$

Введенные в этом разделе характеристики поля излучения — положительные скалярные величины. В том виде, как эти величины даны здесь, они являются интегральными характеристиками поля и не дают представления об энергетическом и угловом распределениях излучения. Измеряют: плотность потока в $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, (в ед. СИ $\text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$), поток в с^{-1} , интенсивность в $\text{МэВ} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, (СИ $\text{Дж} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$). Более полную информацию о поле излучения дают дифференциальные характеристики, т. е. функции распределения. В частности, энергетическое распределение излучения $\varphi(E)$ (или $\Phi(E)$) позволяет получить ответ на вопрос сколько частиц, обладающих энергией E , пересекают единичную площадку за единичный интервал времени. Размерность $\Phi(E)$ — $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{МэВ}^{-1}$ (в СИ $\text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Дж}^{-1}$). График

зависимости $\Phi(E)$ от E часто называют энергетическим спектром излучения. На рис.2 в качестве примера приводятся спектры нейтронов за защитой ядерного реактора.

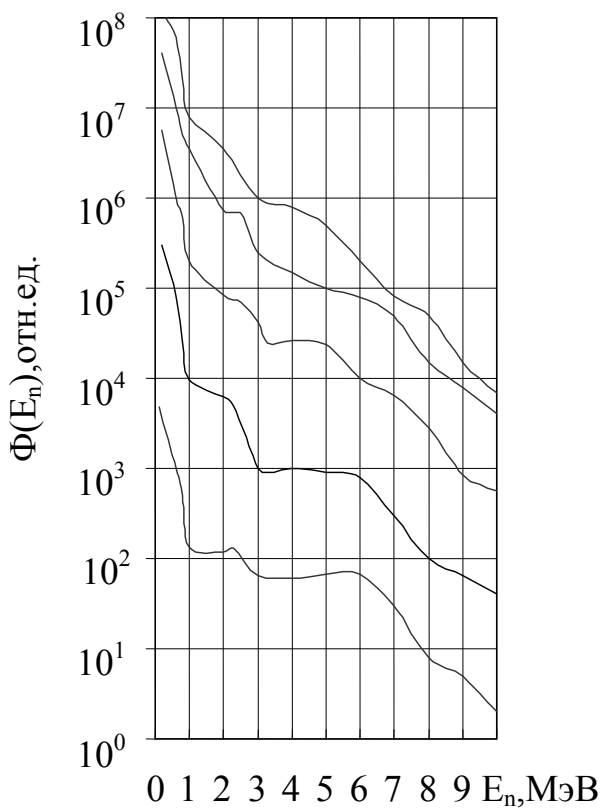


Рис.2. Спектры быстрых нейтронов за защитой реактора из серпентинитового бетона

Иногда рассматривают угловые и пространственные функции распределения $\Phi(\mathbf{r}, \Omega)$. Наиболее полную информацию о поле излучения дает дифференциальное, энергетическое и угловое распределение плотности потока частиц $\Phi(\mathbf{r}, E, \Omega)$. Интегрированием по соответствующим переменным функций распределения (дифференциальных характеристик поля) можно получить интегральные характеристики. Например, интегрируя $\Phi(E)$ по энергии, находим плотность потока частиц

$$\Phi = \int \Phi(E) dE. \quad (1.5)$$

Характеристики поля F , Φ , I , Π часто называют функционалами поля и.и.

1.3. Дозовые характеристики поля излучения

Основной физической величиной, определяющей степень радиационного воздействия, является поглощенная доза и.и.

Поглощенная доза и.и. D — отношение средней энергии \overline{dW} , переданной и.и. веществу в элементарном объеме, к массе dm вещества в этом объеме

$$D = \frac{\overline{dW}}{dm}. \quad (1.6)$$

Единица поглощенной дозы в СИ — грей (Гр). *Грей* равен поглощенной дозе и.и. при которой веществу массой 1 кг передается энергия и.и. 1 Дж. Внесистемной единицей поглощенной дозы и.и. является рад. Рад равен поглощенной дозе и.и., при которой веществу массой 1 г передается энергия и.и. равная 100 эрг. Таким образом $1 \text{ рад} = 0,01 \text{ Гр}$.

Под переданной энергией в определении поглощенной дозы понимается

$$W = W_{\text{вх}} - W_{\text{вых}} + \sum Q_1 - \sum Q_2, \quad (1.7)$$

где $W_{\text{вх}}$ — суммарная кинетическая энергия всех непосредственно и косвенно ионизирующих частиц, которые входят в рассматриваемый объем, $W_{\text{вых}}$ — соответственно, кинетическая энергия частиц, которые покидают указанный объем. Внутри данного объема возможны ядерные реакции и превращения элементарных частиц. В этих случаях возможны как выделение, так и затраты энергии. Суммарная выделившаяся при этом энергия в (1.7) обозначена $\sum Q_1$, а суммарная затраченная энергия — соответственно $\sum Q_2$.

Переданная энергия реализуется (расходуется) в процессах ионизации, возбуждения ядер или атомов, упругих столкновениях.

Статистический характер взаимодействий излучений с веществом приводит к тому, что переданная некоторому объему вещества энергия излучения оказывается случайной (стохастической) величиной. По этой причине в определении поглощенной дозы и входит средняя энергия \overline{dW} , которая, в свою очередь, является нестохастической величиной. Следовательно, и поглощенная доза — величина нестохастическая.

Строго говоря, следует различать переданную энергию и поглощенную энергию излучения в указанном объеме. Как правило, это существенно на границах раздела различных сред, где нет «электронного равновесия». В задачах, которые будут рассмотрены в настоящем курсе, этим различием мы пренебрегаем.

Доза излучения зависит от времени облучения; с течением времени доза накапливается. Изменение дозы в единицу времени называется *мощностью дозы*. Мощность дозы равна

$$P = \frac{dD}{dt} \equiv \dot{D}. \quad (1.8)$$

В общем случае мощность дозы является функцией времени — $P(t)$. Если эта функция известна, то дозу за некоторый интервал времени от t_1 до t_2 можно определить по формуле

$$D = \int_{t_1}^{t_2} P(t) dt. \quad (1.9)$$

Если мощность дозы постоянна во времени,
то

$$D = P(t_2 - t_1). \quad (1.10)$$

Экспозиционная доза — это дозовая характеристика фотонного излучения. Она равна абсолютному значению полного заряда ионов одного знака, которые образуются в воздухе при полном торможении электронов и позитронов, освобождаемых фотонами в единице массы воздуха. Обозначим экспозиционную дозу X , тогда

$$X = \frac{dQ}{dm}, \quad (1.11)$$

где dQ — суммарный заряд всех ионов одного знака, созданных в воздухе при полном торможении электронов и позитронов, освобождаемых фотонным излучением в массе воздуха dm . Отметим, что заряд dQ включает заряд всех ионов одного знака, созданных в результате полного использования кинетической энергии электронов и позитронов в воздухе независимо от места образования этих ионов; важно лишь, что эти ионы созданы электронами и позитронами, которые возникли в массе воздуха dm .

Понятие экспозиционной дозы рекомендовано для фотонного излучения с энергией до 3 МэВ. Единица экспозиционной дозы в СИ — кулон на килограмм (Кл/кг).

Кулон на килограмм равен экспозиционной дозе, при которой все электроны и позитроны, освобожденные фотонами в объеме воздуха массой 1 кг, производят в воздухе ионы, несущие электрический заряд каждого знака 1 Кл.

Внесистемная единица экспозиционной дозы — рентген (Р). *Рентген* — это единица экспозиционной дозы фотонного излучения, при прохождении которого через 0,001293 г воздуха в результате завершения всех ионизационных процессов в воздухе создаются ионы, несущие одну электростатическую единицу количества электричества каждого знака. 0,001293 г — это масса 1 см³ атмосферного сухого воздуха при нормальных условиях (температура 0°С и давления 1013 гПа (760 мм рт. ст.)). Соотношение между рентгеном и единицей системы Си: $1\text{Р} = 2,58 \cdot 10^{-4}$ Кл/кг. Воздух, выбранный в качестве модельной среды в определении экспозиционной дозы, имеет эффективный атомный номер близкий к эффективному атомному номеру ткани для фотонного излучения с энергией до 3 МэВ, иначе

говоря, воздух можно считать тканеэквивалентной средой.

Из определения единиц экспозиционной дозы нетрудно найти их энергетические эквиваленты. Известно, что средняя энергия ионизации e (энергия образования одной пары ионов) в воздухе равна 33 эВ. Ее определяют как отношение начальной кинетической энергии E заряженной ионизирующей частицы к числу пар ионов n , образованных этой частицей до полной потери ее энергии в данном веществе: $e = \frac{E}{n}$. Принимая заряд

одного иона равным $1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл, получаем энергетические эквиваленты кулона на килограмм:

$$1 \text{ Кл/кг} = 6,24 \cdot 10^{18} \text{ пар ионов на 1 кг воздуха,}$$

$$1 \text{ Кл/кг} = 6,24 \cdot 10^{18} \cdot e = 2,11 \cdot 10^{14} \text{ МэВ на 1 кг}$$

воздуха,

$$1 \text{ Кл/кг} = 33,85 \text{ Дж/кг.}$$

Принимая заряд одного иона равным $4,803 \cdot 10^{-10}$ СГСЕ определим энергетические эквиваленты рентгена:

$$1 \text{ Р} = 1,61 \cdot 10^{12} \text{ пар ионов на 1 гр воздуха,}$$

$$1 \text{ Р} = 5,45 \cdot 10^7 \text{ МэВ на 1 гр воздуха,}$$

$$1 \text{ Р} = 8,73 \cdot 10^{-6} \text{ Дж/гр} = 87,3 \text{ эрг/гр.}$$

Итак, экспозиционной дозе в 1 Кл/кг соответствует поглощенная доза 33,85 Гр в

воздухе. Дозе 1 Р соответствует поглощенная доза в воздухе 0,873 рад.

Отметим, что понятие экспозиционной дозы в настоящее время представляет в основном только исторический интерес. При переходе на единицы СИ экспозиционная доза подлежит изъятию из употребления (НРБ — 99). Одна из причин такого изъятия — близость величин экспозиционной дозы в рентгенах и поглощенной дозы в воздухе в радах: они отличаются лишь в 1,14 раза.

1.4. ЛПЭ, коэффициент качества.

Эквивалентная доза

Результат воздействия излучения на объект определяется не только поглощенной энергией, но и характером распределения этой энергии в облучаемом объекте, видом излучения, распределением облучения во времени и др. факторами. Оказывается, что даже частицы одной природы, но разных энергий могут вызвать неодинаковый радиационный эффект при одной и той же поглощенной дозе.

Считается, что ионизация живой ткани играет определяющую роль в биологическом действии и.и. Свойства ионов не зависят от того, как они возникли, а, следовательно, и от природы ионизирующих частиц. Однако разные виды

излучений создают ионы с неодинаковым пространственным распределением. Например, тяжелые заряженные частицы создают более плотный трек ионов, чем легкие; различными оказываются диапазоны энергий, передаваемых δ -частицам (освобожденным электронам).

Таким образом, необходимо определить некоторую физическую величину, которая учитывала бы пространственное распределение переданной энергии. Такой величиной служит *линейная передача энергии* (ЛПЭ). К определению ЛПЭ можно придти из следующих рассуждений. При прохождении любой заряженной частицы через вещество за счет кулоновского взаимодействия с атомами она теряет свою энергию на ионизацию и возбуждение атомов среды, а часть на тормозное излучение. В зависимости от процессов взаимодействия потерянная энергия ΔE может преобразовываться различными путями. В общем случае ΔE можно представить в виде суммы

$$\Delta E = \Delta E_a + \Delta E_q + \Delta E_\gamma, \quad (1.12)$$

где ΔE_a — энергия, локализованная непосредственно в месте взаимодействия; ΔE_q — энергия, преобразованная в кинетическую энергию вторичных заряженных частиц (δ -электронов);

20

ΔE_γ — энергия, преобразованная в энергию фотонов.

Если в выражении (1.12) учесть только первые два слагаемых

$$\Delta E' = \Delta E_a + \Delta E_q, \quad (1.13)$$

и разделить полученную энергию $\Delta E'$ на отрезок пробега (трека) Δx частицы, где эта энергия была потеряна, получим выражение для ЛПЭ

$$\text{ЛПЭ} = \frac{\Delta E'}{\Delta x}. \quad (1.14)$$

Отметим, что выражение $\frac{dE}{dx}$ определяет тормозную способность вещества, следовательно, ЛПЭ является частью $\frac{\Delta E}{\Delta x}$. В частном случае, когда радиационными потерями E можно пренебречь, ЛПЭ совпадает с тормозной способностью вещества. Значения ЛПЭ для заряженных частиц различного вида можно найти в справочных таблицах. Как следует из определения, ЛПЭ зависит от энергии частиц и типа вещества в котором частица теряет свою энергию. ЛПЭ оказывается характеристикой качества излучения. Под *качеством* понимают такую характеристику излучения, которая имеет одно и тоже значение у разных видов излучения, если при одинаковых

условиях облучения данного объекта и одинаковой дозе наблюдается один и тот же радиационный эффект. Иначе говоря, радиационное действие излучений одинакового качества будет одинаковым при равных дозах.

Коэффициент качества (кк) является регламентированной величиной, устанавливаемой специальными научными комиссиями на основании медицинских и радиобиологических данных. Помимо численных значений коэффициент качества для различных видов излучений устанавливается зависимость кк от ЛПЭ излучения. Излучение с одинаковым кк при равных дозах и одинаковых условиях облучения приводит к одинаковому биологическому эффекту. Итак, коэффициент качества есть зависящий от ЛПЭ коэффициент, на который надо умножить поглощенную дозу, чтобы для целой радиационной защиты биологический эффект облучения людей выражался в одной и той же мере независимо от вида излучения.

В практической дозиметрии используют следующие значения коэффициентов качества различных видов излучения с неизвестным спектром.

Таблица 1.1

**Рекомендуемые значения k_k для
излучения с неизвестным
энергетическим составом, Зв/Гр**

Вид излучения	k_k
Рентгеновское и гамма-излучение, β - излучение позитроны	1
Нейтроны с энергией меньше 20 кэВ	3
Нейтроны с энергией 0,1 МэВ – 10 МэВ	10
Протоны с энергий меньше 10 МэВ	10
Альфа-излучение с энергией меньше 10 МэВ	20
Тяжелые ядра отдачи	20

Эквивалентная доза и.и. H — это произведение поглощенной дозы D на коэффициент качества

$$H = k_k \cdot D. \quad (1.15)$$

Единица эквивалентной дозы СИ — зиверт (Зв). *Зиверт* равен эквивалентной дозе, при которой произведение поглощенной дозы в биологической ткани стандартного состава на k_k равно 1 Дж/кг. Иначе говоря, зиверт — единица эквивалентной дозы любого вида излучения в биологической ткани, которое создает такой же биологический эффект, как и поглощенная доза в 1 Гр образцового ($k_k = 1$) рентгеновского или гамма-излучения.

Внесистемная единица эквивалентной дозы — *бэр* (биологический эквивалент рада). Бэр равен эквивалентной дозе, при которой

произведение поглощенной дозы в биологической ткани на k равно 100 эрг/гр. Т. е. бэр — единица эквивалентной дозы излучения любого вида в биологической ткани, которое создает такой же биологический эффект, как и поглощенная доза в 1 рад образцового рентгеновского или гамма-излучения. Таким образом, $1 \text{ бэр} = 0,01 \text{ Зв}$.

Биологическая ткань стандартного состава, рекомендованная ГОСТ, содержит кислород — 76 %, водорода — 10,1 %, углерода — 11,1 %, азота — 2,6 % по массовому составу.

Согласно определению Н (1.15) k имеет размерность Зв/Гр. В заключении отметим, что понятие эквивалентной дозы обычно используется при облучении человека малыми дозами (дозами не превышающими пяти предельно допустимых годовых доз). Это означает, что при больших значениях поглощенных доз D k всех видов излучения следует принять равным единице, т. е. k оказывается зависящим также и от величины поглощенной дозы D .

Действующими в СССР «Нормами радиационной безопасности, НРБ-99» все население делится на три категории облучаемых лиц:

1. Категория А — персонал, т. е. лица, работающие с источниками и.и.;

2. Категория Б — ограниченная часть населения, т. е. лица, которые непосредственно с источниками и.и. не работают, но по условиям проживания или размещения рабочих мест могут подвергаться воздействию излучения;

3. Категория В — население края, области страны.

Для оценки опасности или безопасности того или иного радиационного воздействия излучений на человека, дозу облучения необходимо сопоставлять с некоторым ее значением, которое являлось бы мерой опасности. Согласно НРБ-99 такими значениями являются основные дозовые пределы:

— предельно допустимая доза (ПДД), равная 5 бэр для лиц категории А;

— предел дозы (ПД), равной 0,5 бэр для лиц категории Б;

— облучение лиц категории В не регламентируется, т. к. оно должно быть на уровне фона.

ПДД — это наибольшее значение индивидуальной эквивалентной дозы за год, которая при равномерном воздействии в течение 50

лет не вызовет в состоянии здоровья профессионального работника неблагоприятных изменений.

ПД — предельная эквивалентная доза за год для ограниченной части населения. $ПД < ПДД$.

Значения ПДД и ПД установлены в предположении беспорогового воздействия и.и. на организм человека, т. е. в предположении, что никакая малая доза не является абсолютно безопасной. Поэтому основные дозовые пределы ПДД и ПД должны быть такими, чтобы исключить возможность радиационных поражений человека, а риск появления отдаленных неблагоприятных последствий облучения человека сделать достаточно малым и социально оправданным пользой, которую человечество получает от использования атомной энергии.

Значение ПДД – 5 бэр выбрано таким, что опасность облучения такой дозой за год человека, работающего в условиях воздействия ионизирующих излучений, не превосходило той опасности, которой подвергается человек в других отраслях промышленности, где гарантирована высокая степень безопасности, т. е. риск пострадать на работе мал. Мировой опыт

применения указанного ПДД подтверждает сказанное.

В таблице 1.2 в качестве примера приведены значения эквивалентных доз для некоторых распространенных условий облучения по данным ИАЭ им. И. В. Курчатова.

Таблица 1.2

Эквивалентные дозы и соответствующие им условия облучения

Условия облучения	Эквивалентная доза
1. Просмотр одного хоккейного матча по ТВ	1 мкбэр
2. Ежедневный в течение года 3-часовой просмотр ТВ	0,5 мбэр
3. Перелет самолетом на расстоянии 2400 км	1 мбэр
4. Фоновое облучение за год	100 мбэр
5. Облучение при флюорографии	370 мбэр
6. Допустимое облучение ограниченной части населения за год	500 мбэр
7. Облучение при рентгенографии зубов	3 бэр
8. Допустимое облучение персонала АЭС в нормальных условиях за год	5 бэр
9. Допустимое разовое аварийное облучение населения	10 бэр
10. Допустимое разовое аварийное облучение персонала АЭС	25 бэр

Окончание таблицы 1.2

Условия облучения	Эквивалентная доза
11. Облучение при рентгеноскопии желудка	30 бэр
12. Кратковременное незначительное изменение состава крови	75 бэр
13. Нижний уровень развития легкой степени лучевой болезни	100 бэр

Рассмотрим наконец вопрос, связанный с мерой воздействия и.и. или риском. *Риск* — это вероятность возникновения неблагоприятных последствий для человека (смерть, травматизм, заболевания и т. п.) вследствие облучения, аварии или другой причины, проявление которой носит случайный характер. Например, риск смерти от курения $r = 5 \cdot 10^{-4}$ случаев/(чел·год). Воздействие облучения на человека связывают с генетическими (наследственными) и соматическими (заболеваниями органов) изменениями. Риск смерти от злокачественных опухолей в результате облучения для 1 человека при эквивалентной дозе 1 Зв составляет $r = 1,25 \cdot 10^{-2}$ 1/(чел·Зв), соответственно появление наследственных дефектов — $0,4 \cdot 10^{-2}$ 1/(чел·Зв).

Отметим, что поглощенную эквивалентную дозу, а также характеристики поля иногда называют функционалами поля.

Глава 2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЙ С ВЕЩЕСТВОМ

Энергия излучения передается веществу в отдельных актах взаимодействия. Поэтому, чтобы определить поглощенную дозу, необходимо знать, как излучение взаимодействует с веществом. Поглощенная доза наиболее просто определяется в случае непосредственно и.и. Учитывая только ионизационные потери энергии (пренебрегая ядерными взаимодействиями) мощность дозы заряженных моноэнергетических частиц, ЛПЭ которых равно L , определяется формулой

$$P = \Phi \cdot L_m, \quad (2.1)$$

где Φ — плотность потока частиц, а L_m выражено в массовых единицах $(\frac{L}{\rho})$, ρ — плотность вещества.

Для немонаэнергетического излучения со спектром $\Phi(E)$, мощность дозы равна

$$P = \int_0^{\infty} \Phi(E) \cdot L_m(E) \cdot dE, \quad (2.2)$$

где $\Phi(E)dE$ — плотность потока частиц в энергетическом интервале от E до $E + dE$

Подынтегральная функция в (2.2) представляет собой распределение мощности дозы по энергии частиц

$$P(E) = \Phi(E) \cdot L_m, \quad (2.3)$$

где $P(E)dE$ — часть мощности дозы, создаваемая частицами, кинетическая энергия которых лежит в интервале от E до $E + dE$. Отметим, что $P(E)$ — это энергетический спектр мощности дозы.

При расчете поглощенной дозы косвенно и.и. учитывают все процессы взаимодействия с атомами (гамма-квантов) и ядрами (нейтронов) в результате которых образуются заряженные частицы. Они то и ответственны за формирование поглощенной дозы косвенно и.и. Рассмотрению таких процессов посвящена настоящая глава.

Принимая во внимание, что источниками и.и. при обсуждении вопросов радиационной защиты служит ядерный реактор, ограничимся энергиями гамма-квантов в интервале 50 кэВ – 10 МэВ и соответственно нейтронов 0,025 эВ – 14 МэВ.

2.1 Взаимодействие гамма-квантов с веществом

Основными процессами взаимодействия гамма-квантов в указанном интервале энергий

являются: фотоэффект, комптоновское рассеяние и эффект образования электронно-позитронных пар.

Фотоэффект. При фотоэффекте гамма-квант поглощается атомом и освобождается электрон. Если энергия связи электрона в атоме равна E_{ce} , а энергия гамма-кванта E_γ , то справедлива следующая формула

$$E_\gamma = E_e + E_{ce}, \quad (2.4)$$

где E_e — кинетическая энергия вылетевшего электрона. Вылетевший из атома электрон освобождает место на соответствующем энергетическом уровне, которое может быть занято менее связанным электроном. При переходе менее связанных электронов на вакантные уровни избыток энергии уносит характеристический гамма-квант.

Итак, при фотоэффекте часть энергии первичных фотонов (гамма-квантов) преобразуется в кинетическую энергию электронов (фотоэлектронов), а часть — в энергию характеристического излучения. Обозначив коэффициент фотоэлектрического поглощения τ , можем написать

$$\tau = \tau_k + \tau_s, \quad (2.5)$$

где τ_k — часть коэффициента фотоэлектрического поглощения, характеризующая преобразование энергии первичных фотонов в кинетическую энергию электронов; τ_s — часть коэффициента фотоэлектрического поглощения, характеризующая преобразование энергии первичных фотонов в энергию характеристического излучения. Отметим, что в большинстве практических случаев роль коэффициента τ_s мала, т. е. вся энергия гамма-квантов преобразуется в энергию фотоэлектрона.

Фотоэффект играет важную роль при небольших энергиях гамма-квантов, (при энергиях $E_\gamma < 0,5$ МэВ τ убывает с ростом энергии по закону E_γ^{-3}). С увеличением атомного номера вещества Z , вероятность фотоэффекта возрастает по закону

$$\tau = \text{const} \frac{Z^m}{E_\gamma^n}, \quad (2.6)$$

где эмпирические коэффициенты m и n изменяются соответственно в диапазонах $4 \div 4,6$ и $3 \div 1$ в зависимости от энергии гамма-квантов.

Комптон-эффект — это рассеяние фотона на связанном в атоме (орбитальном) электроне. Обычно он происходит с большой вероятностью на внешних (наименее связанных) электронах атома.

В отличие от фотоэффекта этот процесс не ведет к полному поглощению гамма-кванта: гамма-квант передает электрону часть энергии и изменяет направление своего движения. Обозначив линейный коэффициент комптоновского взаимодействия σ , получим

$$\sigma = \sigma_k + \sigma_s, \quad (2.7)$$

где σ_k и σ_s — части коэффициента комптоновского взаимодействия, характеризующие преобразование энергии первичного фотона в энергию электронов отдачи и энергию рассеянных квантов соответственно. Так как при комптоновском рассеянии каждый электрон индивидуально участвует в процессе, то σ пропорционально Z . В зависимости от энергии гамма-кванта σ изменяется обратно пропорционально E .

В пределах интересующего нас интервала энергий процесс комптоновского рассеяния является основным механизмом взаимодействия гамма-квантов с веществом.

Эффект образования пар — это процесс, когда в поле атома вместо фотона образуется электрон-позитронная пара. Для такого взаимодействия необходимо, чтобы энергия

первичного фотона была больше 1,02 МэВ (удвоенной массы покоя электрона).

Закон сохранения энергии при этом записывается в виде

$$E_{\lambda} = E_{e^{-}} + E_{e^{+}} + 1,02, \quad (2.8)$$

где $E_{e^{-}}$ и $E_{e^{+}}$ соответственно кинетические энергии электрона и позитрона.

Позитрон, замедлившись, взаимодействует с одним из электронов среды. В результате образуется два фотона аннигиляционного излучения с суммарной энергией 1,02 МэВ. Итак, при эффекте образования пар энергия первичных фотонов преобразуется в кинетическую энергию и.и. (электронов и позитронов) и в энергию аннигиляционного излучения.

Из рассмотренных трех процессов следует, что в первичных актах взаимодействия гамма-излучения с веществом часть энергии преобразуется в кинетическую энергию электронов и позитронов, а часть в энергию вторичного гамма-излучения.

Для дозиметрии важна та часть энергии гамма-квантов, которая преобразуется в кинетическую энергию заряженных частиц. Для моноэнергетического излучения одновременно можно наблюдать не более чем два процесса

взаимодействия: либо фотоэффект и комптоновское рассеяние, либо Комптон-эффект и образование пар. Это вызвано тем, что для легких элементов, ($Z \leq 13$), фотоэффект с увеличением энергии фотонов становится маловероятным раньше, чем появляется эффект образования пар. Если излучение моноэнергетическое, все три эффекта могут наблюдаться одновременно.

Если μ — полный линейный коэффициент ослабления моноэнергетического излучения, тогда

$$\mu = \tau + \sigma + \alpha. \quad (2.9)$$

Линейный коэффициент ослабления μ по физическому смыслу — это макроскопическое сечение, обычно обозначаемое Σ в случае нейтронного излучения. Размерность линейного коэффициента ослабления см^{-1} .

Коэффициент μ входит в выражение закона ослабления (4.8),(4.9) функционалов поля и.и., в частности

$$\Phi(x) = \Phi(0) \cdot \exp(-\mu x), \quad (2.10)$$

где $\Phi(0)$ — плотность потока частиц, летящих перпендикулярно к поверхности плоского слоя вещества толщиной x , $\Phi(x)$ — плотность потока частиц не испытавших взаимодействия после прохождения слоя вещества толщиной x .

Формула (2.10) представляет собой закон ослабления нерассеянного излучения. Этот закон называют законом ослабления излучения в геометрии узкого пучка или в «хорошей» геометрии.

Коэффициент ослабления, рассчитанный на единицу массы ослабляющей среды, — массовый коэффициент ослабления — обозначим μ_m

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho}. \quad (2.11)$$

Аналогичные (2.11) соотношения можно ввести для парциальных составляющих μ коэффициентов τ , σ , α . Полный коэффициент ослабления μ сложным образом зависит от энергии гамма-квантов и материала поглотителя. Если вещество является химическим соединением различных атомов или их смесью, то его массовый коэффициент μ_m , $\text{см}^2/\text{гр}$, определяется суммированием массовых коэффициентов $\mu_{m,i}$ отдельных составляющих с учетом их массового содержания ω_i :

$$\mu_m = \sum_i \omega_i \mu_{m,i}. \quad (2.12)$$

2.2 Коэффициент передачи энергии излучения

В элементарных актах взаимодействия гамма-квантов с веществом часть энергии первичного излучения преобразуется в кинетическую энергию электронов, а часть — в энергию вторичного фотонного излучения. Это позволяет полный коэффициент ослабления представить в виде суммы двух коэффициентов

$$\mu = \mu_k + \mu_s, \quad (2.13)$$

где μ_k и μ_s — соответственно части коэффициента ослабления, определяющие преобразование энергии фотонов в кинетическую энергию электронов и вторичного фотонного излучения (характеристическое излучение, рассеянные фотоны, аннигиляционное излучение).

Коэффициент μ_k называют *коэффициентом передачи энергии излучения*. Он определяет долю энергии гамма-квантов, передаваемую электронам в слое вещества толщиной 1 см.

Для простого вещества с атомным номером Z массовый коэффициент передачи энергии

$$\mu_{km} = \tau_{km} + \sigma_{km} + \omega_{km}. \quad (2.14)$$

Если вещество состоит из i элементов, массовая доля каждого из которых ω_i , то

$$\mu_{km} = \sum_i \mu_{km}^i \omega_i, \quad (2.15)$$

где μ_{km}^i — массовый коэффициент передачи энергии i -м элементом суммирования ведется по всем i , μ_{km} — массовый коэффициент передачи энергии вещества сложного химического состава.

На рис.3 показана зависимость массового коэффициента передачи энергии μ_{km} от энергии фотонов в воздухе. Из графика видно, что в диапазоне энергий фотонов 0,15 – 2 МэВ коэффициент μ_{km} изменяется не значительно. Численные значения величин μ , μ_k , для различных материалов и энергий гамма-квантов можно найти в справочной литературе.

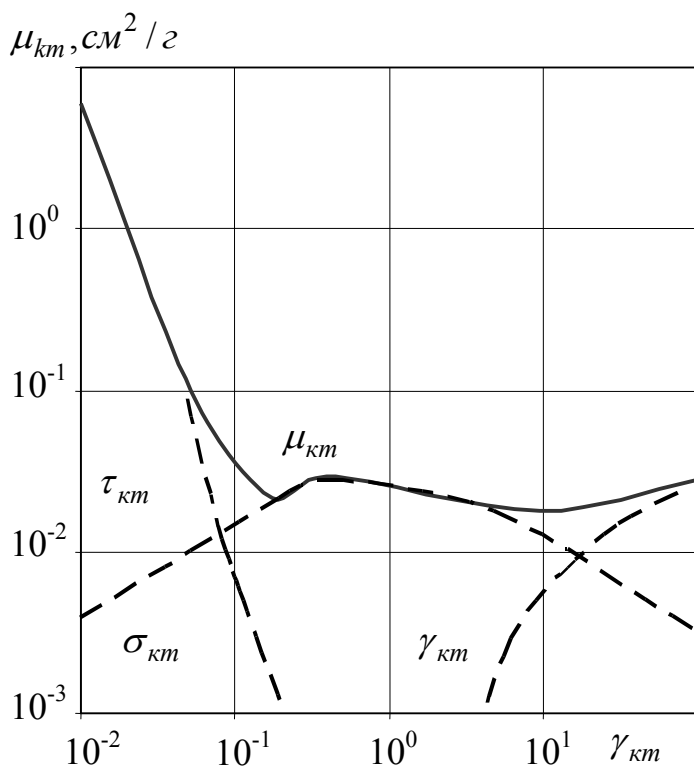


Рис.3. Зависимость коэффициента передачи энергии в воздухе от энергии гамма-квантов

2.3 Электронное равновесие. Связь мощности дозы с интенсивностью

Рассмотрим ограниченный объем V среды в поле гамма-излучения. На рис 4. волнистые линии обозначают направления распространения гамма-квантов, прямые — пробеги освобожденных ими электронов. При взаимодействии гамма-квантов с веществом в выбранном объеме высвобождаются

электроны, имеющие различное направление движения и различный пробег. Часть электронов, образовавшихся в выбранном объеме, полностью поглотится в пределах этого же объема, но некоторые электроны выйдут из объема, не истратив всей своей энергии. С другой стороны, в выбранный объем могут попасть электроны из соседних участков среды, в которых тоже происходит взаимодействие фотонов. Коэффициент μ_k определяет передачу энергии фотонов электронам среды.

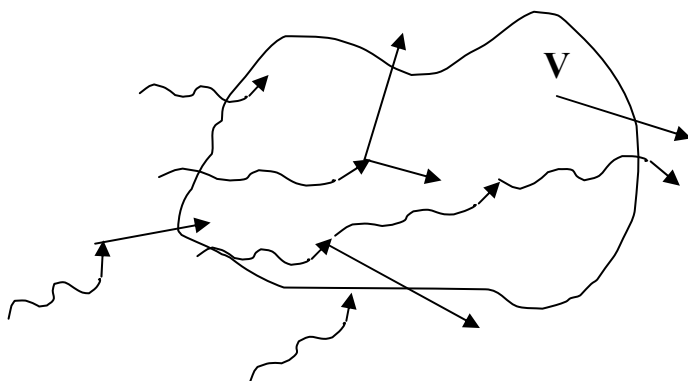


Рис.4. Преобразование энергии гамма-квантов в энергию электронов

Согласно определению коэффициента μ_k , энергия электронов E_e , освобождаемых в единицу времени гамма-квантами в объеме V может быть записана в виде

$$\Phi \cdot E_\gamma \mu_k V = E_e, \quad (2.16)$$

где Φ — плотность потока гамма-квантов, E_γ — их энергия. Предполагается, что объем V достаточно мал, т. е. в его границах можно считать $\Phi = const$.

Разделив обе части (2.16) на массу вещества заключенного в объеме $m = \rho V$, получим выражение

$$\dot{K} = \frac{E_e}{m} = \Phi E_\gamma \frac{\mu_k}{\rho} = I \mu_{km}, \quad (2.17)$$

где I — интенсивность гамма-излучения, \dot{K} — энергия, переданная гамма-излучением электронам, отнесенная к единице массы вещества в единицу времени. В дозиметрии эту величину называют мощностью кермы*.

Известно, что при достаточно больших энергиях электронов (выше 3 – 5 МэВ) они теряют энергию, испуская гамма-кванты тормозного излучения. Чтобы учесть этот процесс при нахождении мощности поглощенной дозы P ,

* Керма — от англ. Kinetic Energy in Material.

приходится вводить массовый коэффициент поглощения энергии гамма-квантов $\mu_{em} \leq \mu_{km}$. Иногда его называют истинным массовым коэффициентом поглощения гамма-излучения, и обозначают $\bar{\gamma} \equiv \mu_{em}$. Тогда мощность поглощенной дозы P следует представить, как

$$P = I \cdot \mu_{em}. \quad (2.18)$$

При энергии гамма-квантов ниже 3 МэВ (гамма-излучение всех радиоактивных изотопов) тормозным излучением электронов можно пренебречь и с точность не ниже 1% можно считать $\mu_{em} \approx \mu_{km}$, что равносильно соотношению $P \approx \dot{K}$. В общем случае мощность поглощенной дозы P и мощность кермы \dot{K} совпадают только в условиях электронного (лучевого) равновесия, когда суммарная кинетическая энергия электронов и позитронов E_e , освобожденных гамма-квантами в объеме V равна поглощенной в этом объеме энергии.

В случае немоноэнергетического излучения следует пользоваться следующими формулами при нахождении мощности кермы и поглощенной дозы

$$\dot{K} = \int_0^{E_{\max}} I(E_\gamma) \mu_{km}(E_\gamma) dE_\gamma, \quad (2.19)$$

$$P = \int_0^{E_m} I(E_\gamma) \mu_{em}(E_\gamma) dE_\gamma, \quad (2.20)$$

где $\mu_{km}(E_\gamma)$ и $\mu_{em}(E_\gamma)$ — массовые коэффициенты передачи и поглощения, соответственно, для фотонов энергии E_γ .

Отметим, что размерность мощности кермы \dot{K} и мощности поглощенной дозы совпадают, следовательно, совпадают и размерности поглощенной дозы D и кермы $K = \dot{K} \cdot t$, где t — время облучения. Выражение (2.18) и (2.20) являются основополагающими при расчете поглощенной дозы гамма-излучения. Практическое их использование для конкретных задач дозиметрии и защиты будет рассмотрено в последующих разделах курса. Из формулы (2.18) следует: для двух веществ, имеющих одинаковые коэффициенты μ_{em} , при одинаковых условиях облучения мощность поглощенной дозы будет одинаковой. В частности, вещество, у которого коэффициент μ_{em} такой же, как у биологической ткани $\mu_{em}^{TK} = \overline{\gamma_{TK}}$, называется тканеэквивалентным. Такие вещества используются в детекторах дозиметрических приборов.

2.4 Формирование дозы нейтронов в живой ткани

Нейтроны, в отличие от гамма-квантов, взаимодействуют с ядрами вещества, поэтому говорят, что процессы взаимодействия нейтронов с веществом — ядерные. В зависимости от энергии нейтронов наблюдаются следующие процессы: упругое и неупругое рассеяние, радиационный захват нейтронов (реакция (n, γ)), захват с испусканием заряженных частиц (ядерные реакции типа (n, p) , (n, α) и др.). Сечения указанных процессов являются сложными функциями энергий нейтронов E и существенно различаются для разных элементов. Строгой классификации нейтронов по энергии не существует, условно нейтроны разделяют по следующим энергетическим интервалам:

1. Медленные $E < 1$ кэВ.
2. Промежуточные $1 \text{ кэВ} \leq E \leq 0,2 \text{ МэВ}$.
3. Быстрые $0,2 \text{ МэВ} \leq E \leq 20 \text{ МэВ}$.

Среди медленных нейтронов выделяют группу тепловых нейтронов $0,005 \text{ эВ} \leq E \leq 0,5 \text{ эВ}$. Иногда рассматривают взаимодействие нейтронов спектра деления (или спектра реактора).

Тканевая доза нейтронов обусловлена поглощенной энергией вторичного излучения,

возникающего при взаимодействии нейтронов с элементами, входящими в состав ткани. Приблизительно химический состав мягкой биологической ткани можно определить формулой $(C_5H_{40}O_{18}N)_x$.

Характерно, что она состоит в основном из легких элементов. Водород, по числу атомов, занимает первое место среди всех элементов ткани. Рассмотрим поглощенные в ткани дозы нейтронов различных энергетических групп.

Медленные нейтроны. Для легких ядер основным видом взаимодействия этой группы нейтронов является упругое рассеяние. Ядра отдачи, возникающие в ткани при упругом рассеянии медленных нейтронов, обладают энергией, недостаточной для ионизации и их вклад в поглощенную дозу незначителен. Рассеяние приводит к быстрому замедлению нейтронов до тепловых энергий.

Из всех реакций, протекающих при взаимодействии тепловых нейтронов с элементами ткани, наибольшее значение имеют две: Радиационный захват ядрами водорода ${}^1H(n, \gamma){}^2D$, сечение этой реакции $\sigma = 0,33 \text{ барн}$, и реакция (n,p) на азоте ${}^{14}N(n, p){}^{14}C$, вероятность которой для

тепловых нейтронов особенно велика $\sigma = 1,7 \text{ барн}$. Возникающие при радиационном захвате гамма-кванты с энергией 2,23 МэВ взаимодействуя с тканью, дают основной вклад в дозу. В реакции на азоте образуются протоны с энергией 0,62 МэВ, которые в ткани имеют малый пробег, т. е. практически поглощаются в месте своего возникновения. Распределение поглощенной энергии между гамма-излучением и протонами, образующимися в реакции (n,p) на азоте, таково, что доза, обусловленная гамма-излучением, примерно в 20 раз больше дозы, вызванной протонами.

Нейтроны промежуточных энергий.

Основной вид взаимодействия нейтронов этого диапазона энергий — упругое рассеяние. В процессе упругого рассеяния нейтрон меняет свое направление, а часть его кинетической энергии передается ядру отдачи. Упругое рассеяние нейтронов происходит при любой энергии и является наиболее эффективным процессом снижения энергии нейтронов до тепловой.

В элементарном акте упругого рассеяния ядро отдачи получает энергию

$$E_{яо} = \frac{4Mm}{(M + m)^2} E_0 \cdot \cos^2 \theta, \quad (2.21)$$

где M — масса ядра; m — масса нейтрона; θ — угол между первоначальным направлением нейтрона и направлением движения ядра отдачи в лабораторной системе координат; E_0 — начальная энергия нейтронов. Средняя энергия, передаваемая нейтронами ядрам отдачи при упругом рассеянии

$$\overline{\Delta E} = \frac{2Mm}{(M + m)^2} E_0. \quad (2.22)$$

Из формул (2.21) и (2.22) видно, что чем легче ядра поглощающей среды, тем большую долю теряют нейтроны в процессе упругого рассеяния.

Таким образом, возникающие при упругом рассеянии ядра отдачи, особенно протоны, играют основную роль при формировании дозы промежуточных нейтронов. Существенное значение имеют также реакции захвата замедлившихся нейтронов. Первоначально моноэнергетический пучок нейтронов, попадая в рассеивающую (и поглощающую) среду, в результате столкновений нейтронов с ядрами приобретает непрерывный спектр, известный из курса теории реакторов как спектр Ферми

$$\Phi(E)dE = \frac{qdE}{\sum_s \xi E}, \quad (2.23)$$

где q — плотность замедления (скорость образования нейтронов с энергией E); $\sum_s \xi$ — замедляющая способность вещества.

Мощность дозы, обусловленная нейтронами промежуточных энергий в диапазоне энергий $E_1 - E_2$ определяется соотношением

$$\dot{H} = \frac{q}{\sum_s \xi} \int_{E_1}^{E_2} h(E) \cdot \frac{dE}{E}, \quad (2.24)$$

где $h(E)$ — удельная эквивалентная доза, $[\text{бэр} \cdot \text{см}^2 / \text{нейтр.}]$, или эквивалентная доза при флюенсе нейтронного излучения $F=1 \text{ нейтр} \cdot \text{см}^{-2}$.

Значения коэффициентов $h(E)$ получены в широком интервале энергий нейтронов $0 - 10^6$ МэВ расчетным путем Снайдером и Нойфельдом, численные значения величин $h(E)$ даны в приложении, табл. П-1.

Оценка по формуле (2.24) дает следующие результаты. Доза нейтронов фермиевского спектра в диапазоне энергий $0,4 \text{ эВ} - 0,5 \text{ МэВ}$ составляет 43 % дозы быстрых нейтронов спектра деления в энергетическом диапазоне $0,5 - 0,5 \text{ МэВ}$, а по сравнению с диапазоном энергий быстрых нейтронов $0,5 - 1 \text{ МэВ}$ дозовый вклад нейтронов фермиевского спектра составляет 280 %.

Быстрые нейтроны. Основным процессом, определяющим поглощение энергии быстрых нейтронов в ткани, является упругое и неупругое рассеяние. Почти вся поглощенная энергия распределяется между ядрами отдачи водорода (протоны отдачи), углерода, азота и кислорода. Вклад в поглощенную энергию нейтронов ядер отдачи углерода, азота и кислорода примерно одинаков, на долю протонов отдачи приходится 70 – 80 % всей поглощенной энергии быстрых нейтронов.

Определяющая роль водорода при взаимодействии быстрых нейтронов с биологической тканью обусловлена следующими факторами: протоны составляют наибольшее число ядер ткани; ядру водорода при взаимодействии нейтронов передается наибольшая энергия и сечение рассеяния на ядрах водорода больше, чем на ядрах других элементов, входящих в состав ткани.

Ядра отдачи, возникающие при рассеянии нейтронов, имеют сравнительно небольшой пробег, и можно считать, что они поглощаются на месте своего возникновения. Для моноэнергетических нейтронов выражение для поглощенной дозы D

$$D = \Phi \cdot t \sum_i n_i \sigma_i \overline{E}_i, \quad (2.25)$$

где Φ — плотность потока нейтронов, t — время облучения, n_i — концентрация ядер типа i в ткани, \overline{E}_i — средняя энергия, передаваемая ядру типа i в одном акте рассеяния (2.22).

Часть быстрых нейтронов, попадающих в биологический объект, замедляется до тепловой энергии, поэтому суммарный эффект воздействия определяется дозой, обусловленной упругими взаимодействиями нейтронов с ядрами ткани и дозой тепловых нейтронов, появившихся в результате замедления быстрых. В целом, относительный вклад дозы тепловых нейтронов невелик и уменьшается с увеличением энергии нейтронов. Так, для нейтронов с энергией 1 МэВ часть общей дозы, обусловленная тепловыми нейтронами составляет 11 %.

2.5 Энергетическая зависимость тканевой дозы

Особенностью биологического действия нейтронов является то, что различные виды вторичного излучения, создающего тканевую дозу, имеют различный коэффициент качества. Вклад в тканевую дозу того или иного вида вторичного излучения изменяется с изменением энергии

нейтронов, поэтому зависимость эквивалентной дозы, выраженной в бэрах, от энергии нейтронов будет отличаться от энергетической зависимости тканевой дозы, выраженной в радах.

Тканевую поглощенную дозу нейтронов можно представить в виде суммы составляющих, обусловленных протонами отдачи D_{Π} , ядрами отдачи ($^{12}\text{C}, ^{14}\text{N}, ^{16}\text{O}$) $D_{\text{ЯД}}$, ионизирующими частицами, возникающими в ядерных реакциях D_p и гамма-квантами, возникающими при захвате нейтронов (и разрядке возбужденных ядер при неупругом рассеянии нейтронов)

$$D = D_{\Pi} + D_{\text{ЯД}} + D_p + D_{\gamma}. \quad (2.26)$$

Чтобы определить эквивалентную дозу, необходимо значение каждой составляющей в формуле (2.25) умножить на соответствующий коэффициент качества k_k

$$H = k_{k_{\Pi}} \cdot D_{\Pi} + k_{k_{\text{ЯД}}} \cdot D_{\text{ЯД}} + k_{k_p} \cdot D_p + k_{k_{\gamma}} \cdot D_{\gamma}. \quad (2.27)$$

Зная зависимость каждой составляющей в формуле (2.27) от энергии нейтронов, можно по формуле (2.27) установить энергетическую зависимость эквивалентной дозы. Отметим, что вклад отдельных компонентов в эквивалентную дозу может существенно отличаться от вклада тех

же компонентов в тканевую поглощенную дозу. Так, для медленных нейтронов роль гамма-квантов в создании тканевой дозы значительно больше, чем роль протонов, возникающих в реакции (n,p) на азоте. Однако, k_k для протонов намного больше, чем для гамма-квантов, в результате оба вида излучения вносят примерно одинаковый вклад в эквивалентную дозу $k_k p \cdot D_p \cong k_k \gamma \cdot D_\gamma$.

На основании работ различных исследователей, главным образом Снайдера и Нойфельда, получена зависимость эквивалентной дозы для единичного нейтронного флюенса от энергии нейтронов, которая показана на рис.5.

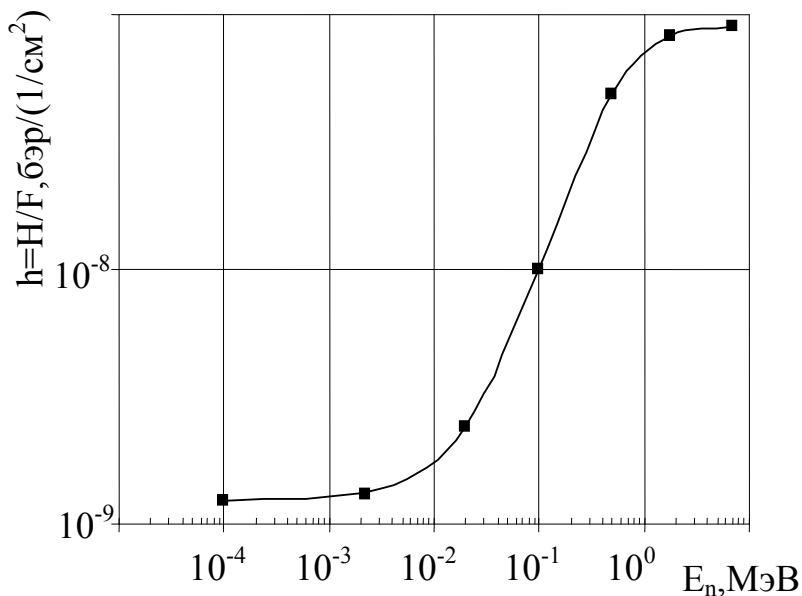


Рис.5. Дозовая кривая Снейдера-Нойфельда

Численные значения удельных эквивалентных доз $h=h(E)$ даны в приложении, табл.П.1. Зная дозовый коэффициент $h(E)$, можно рассчитать мощность дозы нейтронов с энергией E (МэВ) при плотности потока Φ (нейтр/см²с) по формуле

$$\dot{H} = \Phi \cdot h. \quad (2.28)$$

Если необходимо вычислить мощность эквивалентной дозы, создаваемую нейтронами с энергетическим спектром $\Phi(E)$, пользуемся зависимостью

$$\dot{H} = \int_0^{\infty} \Phi(E)h(E)dE . \quad (2.29)$$

Обычно функция $h(E)$ задается с помощью таблиц или графика, поэтому интегрирование в (2.29) заменяют суммированием, представляя энергетический спектр нейтронов набором моноэнергетических групп и заменяя непрерывную зависимость $h(E)$ групповой, т. е. набором коэффициентов h , усредненных в пределах энергетической группы нейтронов. Наиболее просто задача решается, как видно из рис.5; когда необходимо определить мощность дозы только быстрых ($E \geq 2MэВ$) или медленных ($E \leq 0.01MэВ$) нейтронов, т. к. значения h в этом случае примерно постоянны. Полезно помнить, что $\Phi = 25 \text{нейтр./}(см^2с)$ при энергии $E=2MэВ$ создает мощность дозы 1мкбэр/с ; $20 \text{ } 1/см^2с$ с той же энергией — соответственно $0,8 \text{ мкбэр/с}$.

В заключение отметим, что из понятия дозы следует, что эта величина аддитивная. Поэтому, если человек облучается одновременно источниками гамма и нейтронного излучения, полная мощность дозы

$$P = P_{\gamma_1} + P_{\gamma_2} + P_{\gamma_3} + \dots + P_{\gamma_m} + P_{n_1} + P_{n_2} + \dots + P_{n_3} + \dots + P_{n_m} \quad (2.30)$$

где $P_{\gamma_1}, P_{\gamma_2}, P_{\gamma_3}$ — мощность дозы, создаваемая отдельными источниками гамма-излучения; $P_{n_1}, P_{n_2}, P_{n_3}, \dots, P_{n_m}$ — соответственно отдельными источниками нейтронов.

Глава 3. Характеристики источников излучения и защит

3.1 Основные понятия и определения

Объект, содержащий радиоактивный материал, или техническое устройство, испускающее или способное в определенных условиях испускать и.и., называется *источником ионизирующего излучения*. Ядерно-технические установки обычно представляют собой сложные источники излучений. Например, у действующего реактора источником излучения является не только активная зона, но и система охлаждения, оборудование, конструкционные материалы и т. п. Поле излучения реальных сложных источников представляют как суперпозицию полей излучения отдельных более простых источников.

Любой источник излучения характеризуется:

1. Видом излучения,

2. Геометрией источника (размером и формой),

3. Мощностью и ее распределением для протяженных источников,

4. Энергетическим спектром,

5. Угловым распределением излучения.

В соответствии с ГОСТ 8.417_81 (Государственная система обеспечения единства измерений), введем следующие понятия, относящиеся к источникам излучений.

Нуклид — вид атомов с данными числами протонов и нейтронов в ядре.

Радиоактивность — самопроизвольное превращение неустойчивого нуклида в другой нуклид, сопровождающийся испусканием и.и.

Радионуклид — нуклид, обладающий радиоактивностью.

Изотоп — нуклид с числом протонов в ядре, свойственным данному элементу.

Радиоизотоп — изотоп, обладающий радиоактивностью.

Радионуклидный источник и.и. — источник и.и., содержащий радиоактивный материал.

3.2 Активность радионуклида. Единицы активности

Активность радионуклида в источнике — отношение числа dN радиоактивных распадов (спонтанных ядерных переходов), происходящих в источнике за интервал времени dt , к этому интервалу

$$Q = \frac{dN}{dt}. \quad (3.1)$$

Единица активности радионуклида — *беккерель* (Бк). Беккерель равен активности нуклида в радиоактивном источнике, в котором за время 1с происходит один радиоактивный распад.

Внесистемная единица активности — *кюри* (Ки). Кюри равна активности нуклида в радиоактивном источнике, в котором за время 1с происходит $3,7 \cdot 10^{10}$ Бк.

Отношение активности радионуклида в источнике к массе, объему, площади поверхности (для поверхностных источников) или длине (для линейных источников) источника называется *удельной* Q_m , *объемной* Q_v , *поверхностной* Q_s , или *линейной* Q_L *активностью источника* соответственно. Выбор единиц этих величин определяется конкретной задачей. Например,

допустимую концентрацию радионуклида в воздухе удобнее выражать в $Bк/м^3$, т. к. суточное потребление человеком воздуха определяется обычно в кубических метрах, соответственно воды в $Bк/л$.

Распад ядер сопровождается испусканием корпускулярных частиц (частиц с массой отличной от нуля) и (или) фотонов. При этом число радиоактивных распадов далеко не всегда совпадает с числом испускаемых корпускулярных частиц, а также с числом испускаемых фотонов.

Активность характеризует лишь число ядерных переходов. Поэтому также термины, как «альфа- или бета- или гамма- активность», некорректны, следовательно недопустимы. Связь активности радионуклида с числом испускаемых корпускулярных частиц определяется схемой распада нуклида. Принятые обозначения схем распада показаны на рис. 6.

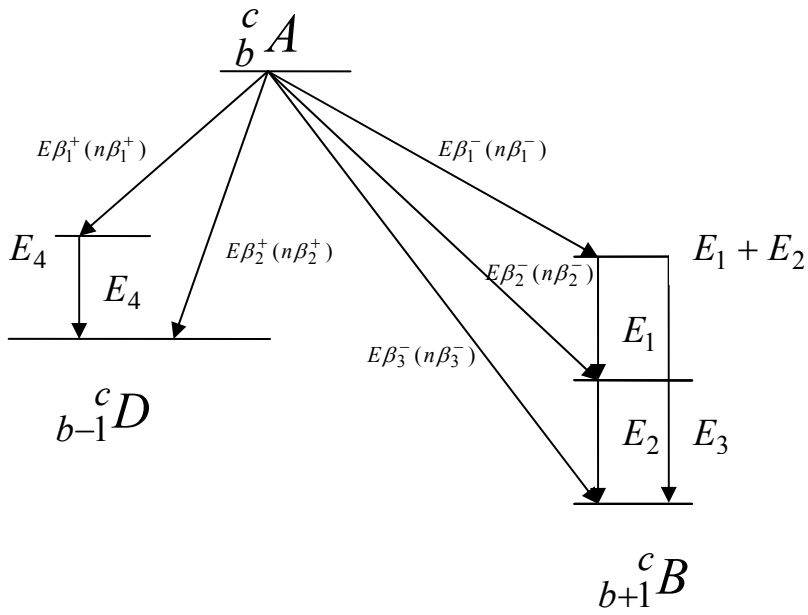


Рис.6. Принятое обозначение схем распада.

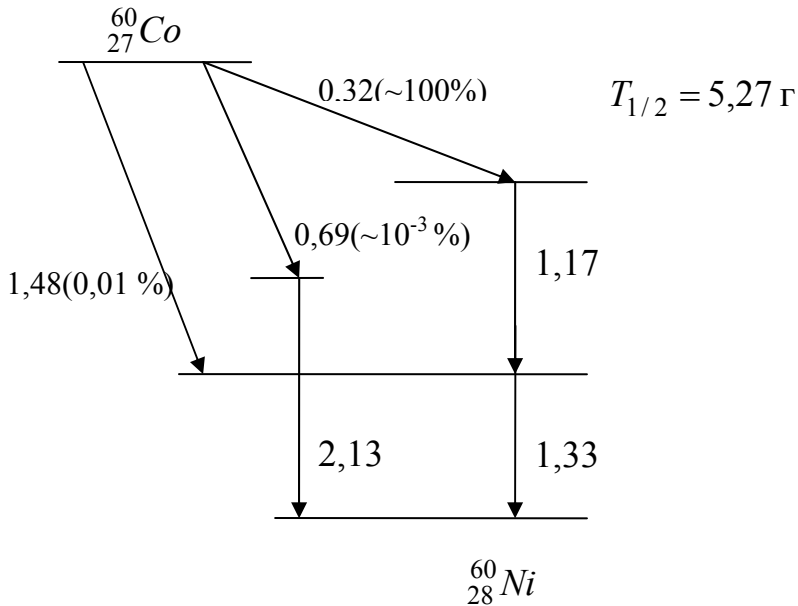


Рис.7. Схема распада ${}^{60}_{27}\text{Co}$

В качестве примера, на рис.7 показана схема распада радиоизотопа ${}^{60}\text{Co}$. У нуклида ${}^{60}\text{Co}$ (рис.7), например, β^- -частицы испускаются в 100 % случаев распада, соответственно в 100 % случаев распадов испускаются фотоны с энергиями 1,17 и 1,33 МэВ. Следовательно, этот радионуклид активностью, например 1 ГБк испускает 10^{10} фотонов с энергией 1,17 МэВ, 10^{10} фотонов с энергией 1,33 МэВ, $0,69 \cdot 10^5$ фотонов с энергией 2,13 МэВ и 10^{10} β^- -частиц в 1с.

Активность радионуклида Q уменьшается во времени по закону радиоактивного распада

$$\begin{aligned}
 Q(t) &= Q_0 \cdot e^{-\lambda t} = Q_0 \cdot e^{-0,693 \frac{t}{T_{1/2}}} = \\
 &= Q_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}
 \end{aligned}
 \tag{3.2}$$

где Q_0 — активность радионуклида в источнике в начальный момент времени t ; λ — постоянная радиоактивного распада — отношение доли ядер $\frac{dN}{N}$ радионуклида, распадающихся за интервал

времени dt , к этому интервалу времени;

$\lambda = \frac{1}{N} \cdot \frac{dN}{dt}$; $T_{1/2}$ — период полураспада

радионуклида, время, в течение которого число ядер радионуклида в результате радиоактивного распада уменьшается в 2 раза; τ — средняя продолжительность жизни радионуклида — время, в течение которого число ядер радионуклида в результате радиоактивного распада уменьшается в

e раз; $\tau = \frac{1}{\lambda}$; $0,693 = \ln 2$.

Активность радионуклида Q связана с числом радиоактивных атомов в источнике в данный момент времени соотношением

$$Q = \lambda N = 0,693 N / T_{1/2}.
 \tag{3.3}$$

Найдем связь между массой m в граммах радионуклида (без учета массы неактивного носителя) и его активностью Q в беккерелях. Число радиоактивных атомов N , соответствующих активности Q , определяется из формулы (3.3), где $T_{1/2}$ выражен в секундах; масса одного атома в граммах $m_a = \frac{A}{N_A}$, где A — атомная масса; N_A — число Авогадро; $N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$.

Следовательно

$$m = N \cdot m_a = \frac{Q \cdot T_{1/2} \cdot A}{0,693 \cdot N_A} = 2,4 \cdot 10^{-24} \cdot Q \cdot A \cdot T_{1/2} \quad (3.4)$$

Из формул (3.4) можно выразить также активность в беккерелях радионуклида массой m в граммах (без учета неактивного носителя)

$$Q = 4,17 \cdot 10^{23} \frac{m}{A \cdot T_{1/2}} \quad (3.5)$$

Выбор других единиц для $T_{1/2}$ и Q приводит к изменению констант в формулах (3.4) и (3.5).

Пример. Определим активность 1 г. ^{226}Ra ($T_{1/2} = 1600 \text{ лет}$). Воспользуемся формулой (3.5). Тогда

$$Q = \frac{4,17 \cdot 10^{23}}{226 \cdot 1600 \cdot 365 \cdot 24 \cdot 3600} = 3,66 \cdot 10^{10} \text{ Бк}.$$

Следовательно, 1 г ^{226}Ra соответствует активности примерно $3,7 \cdot 10^{10}$ Бк т. е. 1 Ки.

3.3 Радионуклиды как гамма-излучатели

Пусть имеется точечный (его размерами можно пренебречь) изотропный радионуклид активностью Q . В нем происходит Q распадов в 1с, а энергетический спектр гамма-излучения источника (он создается схемой распада (рис.6)), содержит N групп фотонов; i -й группы ($i=1,2,\dots,N$) энергия фотонов равна E_{oi} , МэВ, с фотонным выходом (число фотонов с энергией E_{oi} на один распад ядра) $n_{\gamma i}$, фотон/расп.

Рассчитаем для этого источника характеристики поля излучения в воздухе в точке детектирования на расстоянии r , м, от источника. Воздух выбран в качестве стандартной среды, т. к. обычно в экспериментах по ионизационному эффекту в воздухе (естественных условиях) сравнивают фотонное излучение различных источников. Из-за малой плотности воздуха ($\rho = 0,0012932 \text{ г/см}^3$) поглощением и рассеянием

излучения в воздушной среде пренебрегаем, что эквивалентно рассмотрению задачи в вакууме.

Интенсивность (плотность энергии) фотонов I , МэВ/(см² · с) в точке детектирования

$$I(r) = \frac{Q \cdot 10^{-4}}{4\pi r^2} \sum_{i=1}^N (E_{oi} \cdot n_{ji}). \quad (3.6)$$

Используя соотношение (2.20), заменяя интегрирование суммированием, имеем

$$P = \frac{Q \cdot \sum_{i=1}^N [E_{oi} \cdot n_{ji} \cdot \mu_{em}^i(E_{oi})] \cdot 1,602 \cdot 10^{-13}}{4\pi r^2 \cdot 10^4 \cdot W} \quad (3.7)$$

где Q — активность источника, Бк; $\mu_{em}^i(E_{oi})$ — массовый коэффициент поглощения энергии фотонов в среде (например, в воздухе); W — энергетический эквивалент дозиметрической величины; $1,602 \cdot 10^{-13}$ — коэффициент перевода 1 МэВ в джоули.

Если используется немассовые единицы, то

$$P = \frac{Q \cdot 3,7 \cdot 10^7 \cdot \sum_{i=1}^N [E_{oi} \cdot n_{ji} \cdot \mu_{em}^i(E_{oi})] \cdot 1,602 \cdot 10^{-6}}{4\pi r^2 \cdot 10^4 \cdot W}, \quad (3.8)$$

где Q — активность источника в мКи, $1,602 \cdot 10^{-6}$ — коэффициент перевода 1 МэВ в эрги.

В левых частях формул (3.7), (3.8) мощности дозы P , в зависимости от коэффициента W , может быть:

1. Поглощенная мощность дозы \dot{D} ,
2. Мощность кермы \dot{K} ,
3. Мощность экспозиционной дозы \dot{X} ,
4. Мощность эквивалентной дозы \dot{H} .

В таблице 3.1 указаны значения коэффициентов W , которые при подстановке в формулы (3.7) и (3.8) дают выражение для искомой величины P .

Таблица 3.1

Единицы величин μ_{em}^i , W и P в формулах (3.7) и (3.8)

Дозиметрическая величина	Система единиц	$\mu_{em}^i(E_{oi})$	W	P
\dot{D} мощность поглощенной дозы	СИ	$\mu_{em}^e(E_{oi}), \frac{м^2}{кг}$ для воздуха	$1 \frac{Дж}{кг \cdot Гр}$	$\frac{Гр}{с}$
	внесистемная	$\mu_{em}^e(E_{oi}), \frac{см^2}{гр}$ для воздуха	$\frac{100 \text{ эрг}}{гр \cdot рад}$	$\frac{рад}{с}$

Окончание таблицы 3.1

Дозиметрическая величина	Система единиц	$\mu_{em}^i(E_{oi})$	W	P
• K мощность кермы	СИ	$\mu_{кт}^e(E_{oi}), \frac{м^2}{кг}$ для воздуха	$1 \frac{Дж}{кг \cdot Гр}$	$\frac{Гр}{с}$
	внесистемная	$\mu_{кт}^e(E_{oi}), \frac{см^2}{гр}$ для воздуха	$\frac{100}{гр \cdot рад} \frac{эрг}{гр}$	$\frac{рад}{с}$
• X мощность экспозиционной дозы	СИ	$\mu_{em}^e(E_{oi}), \frac{м^2}{кг}$ для воздуха	$33,85 \frac{Дж}{кг}$	$\frac{А}{кг}$
	внесистемная	$\mu_{em}^e(E_{oi}), \frac{см^2}{гр}$ для воздуха	$87,3 \frac{эрг}{гр \cdot Р}$	$\frac{Р}{с}$
• H мощность эквивалентной дозы	СИ	$\mu_{em}^{TK}(E_{oi}), \frac{м^2}{кг}$ для ткани	$1 \frac{Дж}{кг \cdot Гр}$	$\frac{Зв}{с}$
	внесистемная	$\mu_{em}^{TK}(E_{oi}), \frac{см^2}{гр}$ для ткани	$\frac{100}{гр \cdot рад} \frac{эрг}{гр}$	$\frac{бэр}{с}$

В формуле(3.8) коэффициент $3,7 \cdot 10^7$ — число распадов за 1 с, соответствующие активности 1мКи. В качестве примера напишем

выражение для мощности поглощенной и экспозиционной доз в воздухе (внесистемные единицы).

$$\begin{aligned} \dot{D} \left(\frac{\text{рад}}{\text{с}} \right) &= \frac{Q[\text{mKu}] \cdot 3.7 \cdot 10^7 \left[\frac{\text{расп}}{\text{с} \cdot \text{mKu}} \right]}{4 \cdot \Pi \cdot r^2 [\text{м}^2]} \times \\ &\times \frac{\sum_{i=1}^N \{ E_{oi} [\text{МэВ}] \cdot n_{\gamma i} \left[\frac{1}{\text{расп}} \right] \cdot \mu_{em}^{ig} (E_{oi}) \left[\frac{\text{см}^2}{\text{гп}} \right] \}}{100 \left[\frac{\text{эрг}}{\text{гп} \cdot \text{рад}} \right]} \times \\ &\times \frac{1.6 \cdot 10^{-6} \left[\frac{\text{эрг}}{\text{МэВ}} \right]}{10^4} \end{aligned} \quad (3.9)$$

$$\begin{aligned} \dot{X} (P / \text{с}) &= \frac{Q[\text{mKu}] \cdot 3.7 \cdot 10^7 \left[\frac{\text{расп}}{\text{с} \cdot \text{mKu}} \right]}{4 \pi r^2 [\text{м}^2]} \times \\ &\times \frac{\sum_{i=1}^N \{ E_{oi} [\text{МэВ}] \cdot n_{\gamma i} \left[\frac{1}{\text{расп}} \right] \cdot \mu_{em}^{ig} (E_{oi}) \left[\frac{\text{см}^2}{\text{гп}} \right] \}}{10^4} \times \\ &\times \frac{1.6 \cdot 10^{-6} \left[\frac{\text{эрг}}{\text{МэВ}} \right]}{87.3 \left[\frac{\text{эрг}}{\text{гп} \cdot P} \right]} \end{aligned} \quad (3.10)$$

В выражениях (3.9) и (3.10) μ_{em}^{ig} — массовый коэффициент поглощения энергии гамма-излучения в воздухе для энергии фотонов i -й (E_{oi}).

Для моноэнергетического излучения из формул (3.7) и (3.8), используя данные табл. 3.1 легко получить соотношение между мощностями эквивалентной и поглощенной доз

$$\dot{H} = k_k \cdot \dot{D} \cdot \mu_{em}^{mk} / \mu_{em}^g. \quad (3.11)$$

В диапазоне энергий 0.04 – 15 МэВ отношение $\mu_{em}^{mk} / \mu_{em}^g \approx 1.09 \pm 0.03$. Следовательно, можно записать, что мощности эквивалентной дозы \dot{H} и поглощенной дозы в воздухе \dot{D} связаны соотношением

$$\dot{H} = k_k \cdot 1,09 \cdot \dot{D}. \quad (3.12)$$

Если учесть, что для радионуклидных источников ($E \leq 3\text{МэВ}$) $\dot{D} \approx \dot{K}$ выражение (3.12) можно продолжить

$$\dot{H} = k_k \cdot 1,09 \dot{D} = a \cdot \dot{K}, \quad (3.13)$$

где $a = (\mu_{em}^{mk} / \mu_{em}^g) k_k = 1,09 \cdot 136 / \text{Гр}$ — переходный коэффициент от мощности кермы в воздухе к мощности эквивалентной дозы.

3.4 Керма-постоянная и гамма-постоянная радиоактивного источника

В выражениях (3.8) и (3.10) переменными величинами являются активность Q и расстояние r . Остальные величины — это коэффициенты, определяемые схемой распада и размерностью, т. е.

являются характеристическими постоянными данного радионуклида. Положив в формуле (3.8) $Q = 1$ Бк и $r = 1$ м, получим одну из характеристик радионуклида, называемую керма-постоянной r^* . Она численно равна мощности кермы в воздухе, создаваемой фотонами от точечного изотропного источника активностью 1 Бк на расстояние 1 м

$$r^* = \frac{\dot{K} \cdot r^2}{Q}. \quad (3.14)$$

Единица керма-постоянной – $\left[\frac{Гр \cdot м^2}{с \cdot Бк} \right]$.

Рекомендуемая предпочтительная единица $\left[\frac{a \cdot Гр \cdot м^2}{с \cdot Бк} \right]$; приставка а (атто) соответствует множителю 10^{-18} .

Данные о керма-постоянных всех радионуклидов можно найти в справочной литературе, в табл. 3.2 в качестве примера даны значения керма-постоянных для некоторых широко используемых радионуклидов. Зная керма-постоянную радионуклида, по данным значениям активности источника и расстояния от источника до точки детектирования можно вычислить мощность керма

$$K = \frac{Q\Gamma^*}{r^2}. \quad (3.15)$$

Различают полную Γ^* и дифференциальную Γ_i^* керма-постоянные. Керма-постоянную, рассчитанную для i -й моноэнергетической линии (E_0) спектра гамма-излучения радионуклида, называют дифференциальной и обозначают Γ_i^* .

Из выражения (3.8) и определения керма-постоянной следует $\Gamma^* = \sum_{i=1}^N \Gamma_i^*$

Ранее, до перехода на единицы СИ, вместо керма-постоянной широко использовалась постоянная мощности экспозиционной дозы радионуклида Γ (гамма- постоянная радионуклида). Поскольку в НРБ — 99 не предусмотрено дальнейшее использование понятия экспозиционной дозы, гамма-постоянная, определяемая через мощность экспозиционной дозы, постепенно изымается из употребления. Гамма-постоянная характеризовала мощность экспозиционной дозы гамма излучения точечного изотропного радионуклидного источника, определяемую для следующих стандартных условий: активность источника $Q = 1 \text{ mКи}$ и расстояние от источника до детектора $r = 1 \text{ см}$.

Подобно керма-постоянной различают полную Γ и дифференциальную гамма-постоянные Γ_i .

Гамма-постоянной радионуклида называется отношение мощности экспозиционной дозы \dot{X} , создаваемой фотонами точечного изотропного источника данного радионуклида на расстоянии r от источника, умноженной на квадрат этого расстояния, к активности Q источника

$$\Gamma = \frac{\dot{X} \cdot r^2}{Q}. \quad (3.16)$$

Единица гамма-постоянной — рентген-сантиметр в квадрате в час-милликури $R \cdot \text{см}^2 / (\text{ч} \cdot \text{mKu})$

Расчет гамма-постоянной можно выполнить по формуле (3.15), подставив в нее значение X из формулы (3.10)

$$\begin{aligned} \Gamma \left[\frac{R \cdot \text{см}^2}{\text{ч} \cdot \text{mKu}} \right] &= \frac{Q \cdot 3.7 \cdot 10^7 \cdot \sum_{i=1}^N E_{oi} \cdot n_{\gamma i} \mu_{em}^{ig}(E_{oi})}{4\pi r^2 \cdot Q} \times \\ &\times \frac{1.602 \cdot 10^{-6} \cdot 3600 \cdot r^2}{87.3} = \\ &= 194.5 \sum_{i=1}^N [E_{oi} \cdot n_{\gamma i} \cdot \mu_{em}^{ig}(E_{oi})] = \sum_{i=1}^N \Gamma_i. \quad (3.17) \end{aligned}$$

В формуле (3.16) множитель 3600, число секунд в часе, введен, чтобы получить единицу гамма- постоянной в $P \cdot \text{см}^2 / (\text{ч} \cdot \text{мКи})$.

Можно показать, что керма-постоянная Γ^* , $[\frac{a \cdot \Gamma p \cdot \text{м}^2}{\text{с} \cdot \text{Бк}}]$, больше гамма-постоянной Γ , $P \cdot \text{см}^2 / (\text{ч} \cdot \text{мКи})$, рассчитанной во внесистемных единицах по мощности экспозиционной дозы, в 6,55 раза. Значения гамма-постоянных приведены в табл. 3.2. Погрешность значений керма-постоянных (и гамма-постоянных) радионуклидов заключена в пределах 3 – 11 %.

Таблица 3.2

Значения керма-постоянных и гамма-постоянных широко используемых радионуклидов

Радионуклид	$T_{1/2}$	$\Gamma^*, \frac{a\Gamma p \cdot \text{м}^2}{\text{с} \cdot \text{Бк}}$	$\Gamma, \frac{P \cdot \text{см}^2}{(\text{ч} \cdot \text{мКи})}$
$^{22}_{11}\text{Na}$	2,603 года	77,3	11,8
$^{60}_{27}\text{Co}$	5,273 года	83,8	12,8
$^{137}_{35}\text{Cs} + ^{137}_{56}\text{Ba}$	30,18 года	21,2	3,24

Точность рассчитанных керма-постоянных в основном определяется достоверностью и полнотой наших знаний о схемах распада.

Рассмотрим на примерах практическое использование керма-постоянных.

1. Рассчитать мощность поглощенной дозы в воздухе от источника ${}_{11}^{22}\text{Na}$ активностью $7 \cdot 10^{12}$ Бк на расстоянии $r = 4$ м от источника.

Решение.

$$\text{Керма-постоянная } {}_{11}^{22}\text{Na} \quad \Gamma^* = 77,3 \frac{\text{aГр} \cdot \text{м}^2}{\text{с} \cdot \text{Бк}}$$

(см. табл. 3.2)

$$\begin{aligned} D &= \frac{\Gamma^* Q}{r^2} = \frac{7 \cdot 10^{12} \cdot 77,3 \cdot 10^{-18}}{16} = 338 \cdot 10^{-7} \text{ Гр/с} = \\ &= 338 \cdot 10^{-5} \text{ рад/с} = 3,38 \frac{\text{мк} \cdot \text{рад}}{\text{с}} \cdot 10^3 \end{aligned}$$

Сравним эту величину с требованиями НРБ — 99. Согласно НРБ — 99 $\dot{H} = 5 \text{ бэр/год}$. Если считать, что ПДД равномерно распределена по времени облучения и в году принять 50 рабочих недель, то из НРБ — 99 можно получить $\dot{H} = 5/50 = 0,1 \text{ бэр/нед}$; если принять, что для профессионала рабочая неделя составляет 35 часов, то $\dot{H} = 0,1/36 = 2,86 \cdot 10^{-3} \text{ бэр/час} = 0,8 \text{ мкбэр/с}$. Далее, коэффициент качества гамма-излучения

$k = 1$, поэтому из НРБ — 99 следует оценка допустимой мощности дозы гамма-излучения $\dot{D}_{\text{доп}} = 0,8 \text{ мкбэр/с}$.

Итак, поле, создаваемое источником излучения ${}^{22}_{11}\text{Na}$ превышает допустимое, по НРБ — 99, в $K = 3,38 \cdot 10^3 / 0,8 = 4,23 \cdot 10^3$ раз. Коэффициент K обычно называют кратностью ослабления.

2. Определить мощность поглощенной дозы \dot{D} в воздухе от линейного протяженного источника гамма-излучения с равномерно распределенной активностью ${}^{60}\text{Co}$ в точке O . Длина источника $AC=L=3$ м. Точка наблюдения O находится на расстоянии $OB = h = 0,75$ м от источника. Расстояние $AB = l_1 = 1$ м (см. рис.8)

Решение.

Удельная активность источника

$$q = \frac{Q}{L} = 50 \cdot 10^7 / 3 = 16,6 \cdot 10^7 \text{ Бк/м}$$

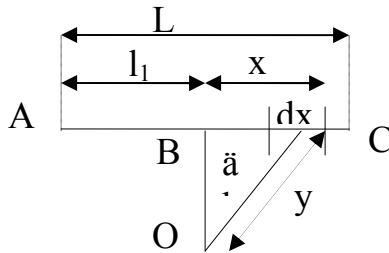


Рис.8. К задаче 2

Протяженный источник L разбиваем на точечные источники длиной dx и активностью qdx . Мощность поглощенной дозы в том числе O находим как суперпозицию мощностей доз от точечных источников dx , т. е. выполняем интегрирование по длине источника.

$$\begin{aligned} \dot{D} &= \int_0^{l_1} \frac{qdx \cdot \Gamma^*}{y^2} + \int_0^{L-l_1} \frac{q\Gamma^* dx}{y^2} = \int_0^{l_1} \frac{qdx \cdot \Gamma^*}{h^2 + x^2} + \int_0^{L-l_1} \frac{q\Gamma^* dx}{h^2 + x^2} = \\ &= \frac{q\Gamma^*}{h} \left[\operatorname{arctg} \frac{l_1}{h} + \operatorname{arctg} \frac{l_2}{h} \right] = \frac{16.6 \cdot 10^{-7} \cdot 83,8}{0,75} \\ &[\operatorname{arctg} 1,33 + \operatorname{arctg} 2,66] = (0,927 + 1,212) \cdot 18,5 \cdot 10^9 = \\ &= 39,7 \cdot 10^9 \frac{a\Gamma p}{c} = 3,97 \cdot 10^{-8} \Gamma p / c. \end{aligned}$$

В решении использовано значение керма-постоянной ^{60}Co , равное $81,8 \text{ a}\Gamma p \cdot \text{м}^2 / (\text{с} \cdot \text{Бк})$.

Эта задача может служить примером того, как на практике оценивает дозные поля,

создаваемые различными трубопроводами с радиоактивными веществами. Аналогичным способом рассчитываются дозные поля других протяженных источников, например, в форме шара, цилиндра, кольца, круга, плоскости и т.д. Расчетные формулы для протяженных источников различных геометрических форм можно найти в справочной литературе по защите от и.и.

3.5 Расчет дозных полей от источников гамма-излучения с непрерывным спектром

Примером таких источников служат ядерные реакторы, ускорители заряженных частиц (их тормозное излучение). Иногда непрерывным спектром аппроксимируют излучение конструктивных элементов защиты (захватное и активационное излучения), излучение смесей радионуклидов (радиоактивных отходов) и т. д.

Общим подходом к нахождению дозных полей таких источников является процедура разбиения спектра гамма-излучения на группы. Внутри каждой i -группы энергию гамма-излучения $E_{\gamma i}$ считают постоянной. Используя соотношение (2.20) искомую мощность дозы P можно представить в виде суммы парциальных P_i , рассчитанных для каждой отдельной

группы.

$$\begin{aligned}
 P &= \int_0^{E_\gamma^m} I(E_\gamma) \mu_{em}^e(E_\gamma) dE_\gamma = \sum_{i=1}^M I(E_{\gamma_i}) \cdot \mu_{em}^e(E_{\gamma_i}) \Delta E_{\gamma_i} = \\
 &= \sum_{i=1}^M \Phi_i(E_{\gamma_i}) \cdot \mu_{em}^{ei}(E_{\gamma_i}) \Delta E_{\gamma_i} \cdot E_{\gamma_i} = \\
 &= \sum_{i=1}^M \Phi_i(E_{\gamma_i}) \cdot \delta_D(E_{\gamma_i}) \Delta E_{\gamma_i} \quad (3.17)
 \end{aligned}$$

где E_γ^m — максимальная энергия гамма-квантов в исследуемом спектре; M — число энергетических групп, ΔE_{γ_i} — ширина энергетического интервала (энергетической группы).

В формуле (3.17) величину $\delta_D(E_{\gamma_i})$ — называют удельной поглощенной дозой. Это доза, создаваемая гамма-излучением с энергией E_{γ_i} и единичным флюенсом $F = 1 \frac{1}{\text{см}^2}$. На рис.9 приводится график зависимости δ_D от энергии гамма-излучения в воздухе и ткани.

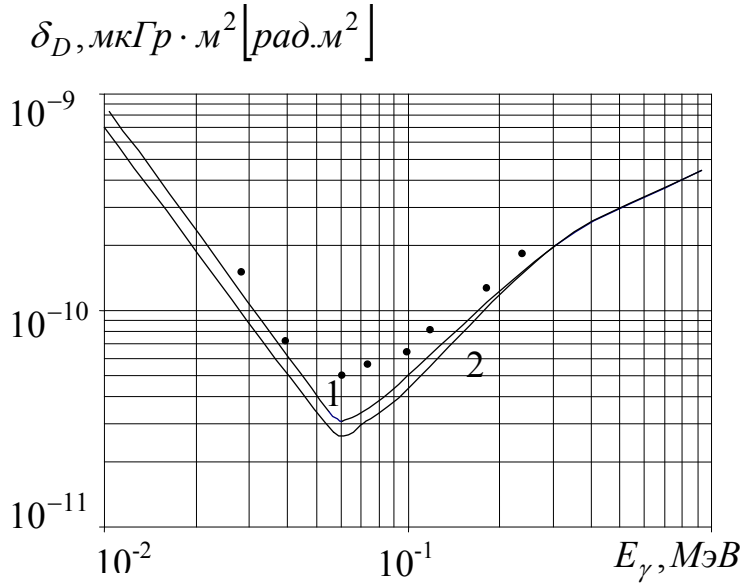


Рис.9. Зависимость от энергии фотонного излучения поглощенной дозы для единичного флюенса δ_D в ткани (1) и в воздухе (2). • - эксперимент в тканезквивалентном фантоме толщиной 30 см.

Если в формулу (3.17) ввести коэффициент качества, получим выражение для мощности эквивалентной дозы

$$\dot{H} = \sum_{i=1}^M \Phi_i(E) \cdot h(E_{\gamma_i}) \cdot \Delta E_{\gamma_i}, \quad (3.19)$$

где $h(E_{\gamma i})$ — удельная эквивалентная доза, или эквивалентная доза при флюенсе гамма-излучения с энергией $E_{\gamma i}$ равном единице ($F = 1 \frac{1}{\text{см}^2}$). В приложении, табл. П_2, приводятся значения h для гамма-квантов в интервале энергий $5 \cdot 10^{-9} - 2 \cdot 10^4 \text{ МэВ}$.

Часть 2. ЗАЩИТА ОТ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Глава 4.

4.1 Классификация защит

Материалы, используемые для ослабления потоков ионизирующих излучений, располагаемые между источником излучения и защищаемой зоной размещения персонала или оборудования называют защитой.

Защиту от и.и. классифицируют по назначению, типу, компоновке, форме и геометрии. По назначению защиту подразделяют на биологическую, радиационную и тепловую, в соответствии с чем она должна обеспечивать:

— допустимый уровень облучения обслуживающего установку персонала;

— допустимый уровень радиационных повреждений конструкционных и защитных материалов;

— допустимый уровень радиационного энерговыделения и температурного распределения в конструкционных и защитных материалах.

Радиационная и тепловая защиты бывают необходимы лишь на мощных энергетических установках, таких, как ядерный реактор. Защиты делятся на следующие типы:

1. Сплошная защита, целиком окружающая источники излучения. Она может ослаблять излучение одинаково во всех направлениях или быть ослабленной для областей, где допустимый уровень может быть увеличен, например, для областей ограниченного доступа персонала.

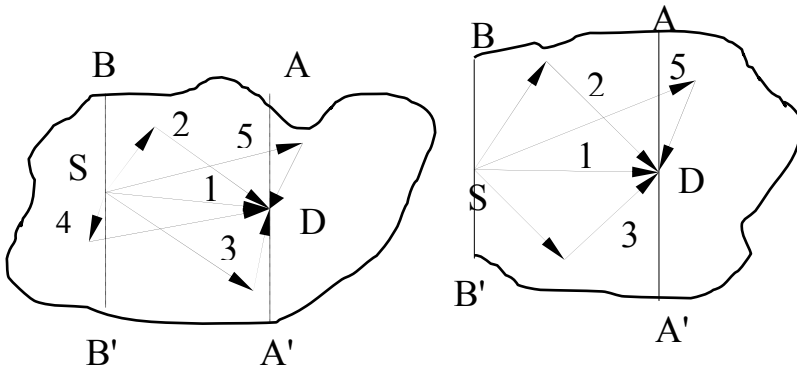
2. Раздельная защита, когда наиболее мощные источники и.и. окружает первичная защита, а между первичной и вторичной защитами имеются также источники излучения, например, система теплоносителя (контур многократной принудительной циркуляции (КМПЦ)).

3. Теневая защита устанавливается между источником излучения и защищаемой областью, размеры которой ограничиваются “тенью”, “отбрасываемой” защитой. Особенно часто такая

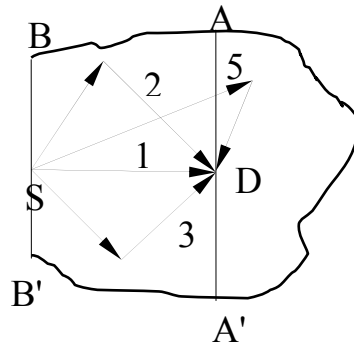
защита используется при ограничениях ее массы и габаритов.

По компоновке различают гомогенную (однородную) и гетерогенную (состоящую из слоев различных материалов) защиты.

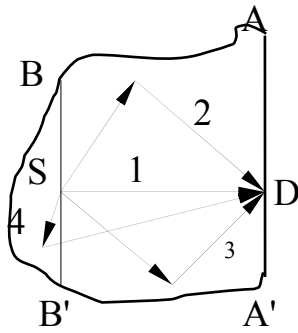
По форме поверхности наиболее часто на практике встречаются плоская, цилиндрическая и сферическая защиты. Различают защиту также по геометрическому принципу (критерию), выделяя следующие типы; бесконечная, рис.10а, полубесконечная с детектором D на границе среды и источником S в среде, рис.10б и наоборот, рис.10в, барьерная, рис.10г, и ограниченная, рис.10д. Все указанные виды защит показаны на рис.10, где источник S и детектор D предполагаются точечными. Критерий бесконечности защиты, рис.10а, формулируют так: если любое окружение данной защиты дополнительным материалом не изменяет показания детектора D , защита считается бесконечной.



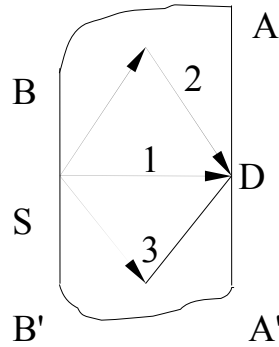
а)



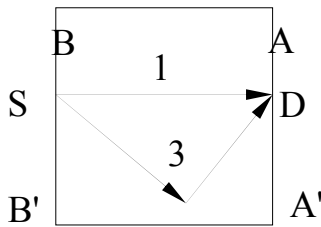
б)



в)



г)



д)

Рис.10. Геометрия защит. 1,2,3,4,5-типичные траектории частиц в среде.

Полубесконечная среда с детектором на границе среды и источником в среде, рис.10б, образуется из бесконечной, рис.10а, если плоскостью AA отсечь заднее по отношению к детектору полупространство. Полубесконечная среда с источником на границе среды и детектором в среде, рис.10в, образуется из бесконечной, рис.10а, если отсечь плоскостью BB заднее по отношению к источнику полупространство.

Если одновременно плоскостями AA и BB отсечь оба полупространства рис.10а, получится защита барьерной геометрии, рис.10г.

Выделение в защите барьерной геометрии лишь части среды, например, параллелепипеда, на противоположных гранях которого находятся источник и детектор, рис.10д, соответствует ограниченной защите. Считается, что среда ограниченная, если ни один из поперечных размеров не может быть принят за бесконечный.

Рассмотрим влияние геометрии защиты, рис.10, на показания детектора. Геометрия защиты при постоянных значениях d и массе вещества защиты между источником и детектором влияет только на рассеянное излучение. В случае бесконечной геометрии, рис.10а, регистрируются рассеянные в области защиты частицы типа 1, 2, 3,

а также частицы типа 4, 5 рассеянные в области заднего полупространства защиты по отношению к источнику и детектору. При переходе к другим геометриям регистрируется меньшее число рассеянных частиц. Таким образом, число регистрируемых нерассеянных частиц для всех геометрий, рис.10, постоянно, а число регистрируемых рассеянных частиц для всех геометрий различно. При этом максимальны показания детектора при измерениях в условиях бесконечной геометрии, причем они меньше в полубесконечной среде, еще меньше в барьерной геометрии и минимальны в ограниченной среде. Расчет характеристик поля рассеянного излучения представляет наибольшую трудность при решении задач физики радиационной защиты.

4.2 Последовательность проектирования защиты АЭС

При расчете защиты АЭС приходится рассматривать вопросы так или иначе связанные с определением полей и.и. или энергии, поглощенной в материалах конструкции, теплоносителе, защите. Глубина проработки и перечень необходимых данных для выполнения расчета зависят от стадии проектирования АЭС.

При расчете защиты на стадии технического проектирования необходимо знать:

- тепловую мощность реактора, кампанию, количество технологических каналов и их размещение в активной зоне;

- размеры активной зоны;

- принципиальную технологическую систему АЭС с перечнем оборудования;

- параметры теплоносителя по участкам технологической схемы: давление, температуру, плотность, паросодержание, скорость и время циркуляции;

- материалы контура, объем теплоносителя, состав примесей;

- состав газов, используемых для технологических нужд;

- возможные аварийные ситуации, связанные с утечкой из контуров теплоносителя, газа, их параметры;

- способ и частоту перезагрузки технологических каналов, количество одновременно перегружаемых каналов, время их хранения на АЭС.

Этот не полный перечень необходимых данных свидетельствует о том большом объеме расчетных и конструкторских работ, который

выполняется при проектировании защиты АЭС. Обычно вопросы проектирования решаются в следующей последовательности.

1. Расчет полей нейтронов и гамма-квантов с поверхности активной зоны, расчет плотности потоков нейтронов и гамма-квантов на корпус реактора.

2. Расчет тепловой защиты реактора, энерговыделения в отражателе, тепловых экранах, корпусе реактора.

3. Выбор материалов и расчет защиты от излучения из реактора и ближайших слоев защиты в различных направлениях.

4. Расчет активности теплоносителя и примесей при нормальной работе реактора, а также при нарушении герметичности оболочек тепловыделяющих элементов (ТВЭЛОВ).

5. Определение радиационной обстановки в технологических помещениях АЭС, выбор материалов защиты, толщины стен помещений с оборудованием контуров.

6. Расчет прохождения излучения через неоднородности в защите и разработка специальных мер, снижающих их влияние на радиационную обстановку.

7. Расчет удельной активности газов и выбросов в вентиляционную систему при нормальной и аварийной работе АЭС.

Следует отметить, что в настоящее время для расчета защиты АЭС разработаны соответствующие методики и алгоритмы, реализованные в программах на электронно-вычислительных машинах (ЭВМ). Как правило, решается уравнение переноса излучения (кинетическое уравнение Больцмана) численными детерминистическими (многогрупповыми) или вероятностными (метод Монте-Карло) методами.

Отличительным признаком этих методов является отыскание дифференциальной плотности частиц $\Phi(r, E, \Omega)$ в защите, как функции шести переменных, и конструирование с помощью этой функции искомых функционалов (характеристик дозного поля). Решение уравнения переноса требует значительных затрат машинного времени и ЭВМ с большой памятью. Кроме того, алгоритм решения этих задач разработан лишь для геометрически правильных источников и.и. и защит, а также для фиксированного набора характеристик источника. Реальные защиты обычно без существенных отступлений не удастся подвести под ограничение той или иной

программы и при переходе от решения идеализированной задачи к реальной возникают погрешности, иногда сводящие на нет все преимущества точного метода.

Поэтому методы точного решения кинетического уравнения переноса при разработке защиты АЭС в настоящее время находят двойное применение: как контрольные тесты при разработке упрощенных методов решения уравнения переноса (теоретический эксперимент) и при решении некоторых частных задач проектирования, требующих большой точности и максимального подпадающих под ограничения программ.

Другой подход к расчету защит от и.и. — использование инженерных и эмпирических методов. Отличительной их особенностью можно считать то, что с их помощью рассчитывают лишь дифференциальный энергетический спектр плотности потока частиц $\Phi_0(r, E)$,

$$\Phi_0(r, E) = \int_{\Omega} \Phi(r, E, \Omega) d\Omega. \quad (4.1)$$

Эти методы расчета не позволяют получить дифференциальное угловое распределение $\Phi(r, E, \Omega)$ или оценивают его очень приближенно. Потребность машинного времени у этих методов

значительно меньше и они вполне пригодны для вариантных расчетов при проектировании защиты АЭС.

Эмпирические методы расчета выполняются, как правило, вручную. К ним относятся такие методы, как метод сечения выведения, учет рассеянного излучения с помощью факторов накопления, метод конкурирующих линий и др. Несмотря на кажущуюся простоту эмпирических методов, их использование требует понимания сущности протекающих процессов и четкого знания пределов применимости каждого метода.

Зависимость основных функционалов от толщины защиты имеет экспоненциальный характер, поэтому при правильном использовании эмпирических методов возможны расхождения с точным решением в десятки и сотни раз.

Кинетическое уравнение переноса инвариантно по отношению к нейтронному и гамма-излучению и может быть сформулировано для «частиц», испытывающих те или иные взаимодействия. Однако большинство существующих методов решения кинетического уравнения развиты применительно к одному из этих видов излучения. Это вызвано различием в законах рассеянных нейтронов и гамма-квантов, а

также резонансным характером зависимости сечений нейтронов от энергии. По этой причине дальнейшее изложение методов расчета проводится отдельно для нейтронов и гамма-квантов.

4.3 Инженерные методы расчета защиты от гамма-излучения

В настоящем разделе приведены практические методы расчета защиты, относящиеся в основном к точечным изотропным источникам. Однако многие закономерности остаются справедливыми и для протяженных источников.

4.3.1 «Защита» без применения экранов

Для точечных изотропных источников фотонного излучения в непоглощающей среде (когда отсутствует защита) для основных функционалов — мощности дозы \dot{H} , Зв/с, и эквивалентной дозы H , Зв, можно написать

$$\dot{H} = \frac{a \cdot Q \cdot \Gamma^*}{r^2}; H = \frac{a \cdot Q \cdot \Gamma^* \cdot t}{r^2}, \quad (4.2)$$

где Q — активность, Бк; r — расстояние, м; t — время работы в поле излучения источника, с; $a = 1,09$ Зв/Гр — переходный коэффициент от мощности кермы в воздухе к мощности

эквивалентной дозы; Γ^* — в $\frac{\Gamma p \cdot m^2}{c \cdot Bk}$. Этот способ условно называют «защита временем - количеством – расстоянием», так как при заданных значениях нормативных функционалов и можно рассчитать время работы t , расстояния r , активность Q источника, при которых обеспечивается безопасность без применения экранов.

4.3.2. Универсальные таблицы для расчета защиты.

Универсальные таблицы рассчитаны для определения дозовых характеристик от точечных изотропных источников в бесконечной геометрии защиты. Для определения обходимой толщины защиты находят кратность ослабления K — отношение мощности дозы без защитного экрана к мощности дозы в том же месте с экраном.

$$K = \frac{\dot{H}_0}{\dot{H}_d}. \quad (4.3)$$

\dot{H}_0 — находят по формуле (4.2), а \dot{H}_d , исходя из условий задачи или используя данные НРБ – 99 о допустимых уровнях облучения.

Пример таких таблиц приведен в табл. 4.1.

Для определения толщины защиты в барьерной геометрии по универсальным таблицам

при $\mu \cdot d \geq 2$ надо требуемую для барьерной геометрии кратность ослабления излучения $K_{\bar{b}ap}$ умножить на δ – поправку на барьерность, которую можно найти в справочной литературе, и затем для $K = K_{\bar{b}ap} \cdot \delta$ определить толщину защиты по универсальным таблицам. Учет барьерности существенен в области небольших энергий фотонов источника и низкоатомных материалов защиты.

Таблица 4.1

Универсальные таблицы расчета защиты из свинца ($\rho = 11,3, \frac{г}{см^3}$)

в зависимости от кратности ослабления К.

К	d, см, при энергии фотонов, МэВ								
	0,1	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,25	1,75	2,2
1,5	0,05	0,1	0,2	0,3	0,6	0,8	0,95	1,2	1,2
2	0,1	0,2	0,4	0,7	1,0	1,3	1,5	1,85	2,0
5	0,2	0,4	0,9	1,5	2,2	2,8	3,4	4,1	4,4
8	0,2	0,5	1,1	1,95	2,8	3,5	4,2	5,25	5,7
10	0,3	0,55	1,3	2,1	3,05	3,8	4,5	5,6	6,1
20	0,3	0,6	1,5	2,6	3,85	4,9	5,8	7,2	7,8
50	0,4	0,85	1,95	3,25	4,86	6,0	7,2	9,0	10,0
80	0,45	1,0	2,15	3,7	5,3	6,7	8,0	10,1	11,1
100	0,5	1,0	2,3	3,85	5,5	7,0	8,45	10,6	11,7
$2 \cdot 10^2$	0,6	1,25	2,9	4,4	6,3	8,0	9,65	12,2	13,4

Окончание таблицы 4.1

$5 \cdot 10^2$	0,65	1,4	3,1	5,1	7,2	9,2	11,3	14,2	15,4
10^3	0,7	1,5	3,3	5,7	8,1	10,2	12,3	15,5	17,0
$2 \cdot 10^3$	0,85	1,7	3,8	6,3	8,8	11,1	13,5	16,8	18,5
$5 \cdot 10^3$	0,9	1,9	4,2	7,0	9,9	12,4	14,9	18,6	20,5
10^4	1,05	2,1	4,55	7,5	10,6	13,3	16,1	20,1	22,1
$2 \cdot 10^4$	1,1	2,2	4,85	8,0	1,3	14,2	17,2	21,4	23,5
$5 \cdot 10^4$	1,15	2,35	5,2	8,7	12,3	15,6	18,8	23,3	25,5
10^5	1,15	2,4	5,4	9,2	13,0	16,5	20,1	24,7	27,5

С помощью универсальных таблиц можно решать широкий круг задач, в том числе определять: искомую толщину защиты (или её избыток) к уже существующей толщине; кратность ослабления по заданной толщине защиты, линейные или массовые эквиваленты отдельных защитных материалов; слои половинного или десятикратного ослабления излучения. С хорошим приближением эти таблицы можно применять для оценки защиты от протяженных источников. 4.3.3. Расчет защиты с использованием слоев половинной защиты.

Толщину защитного экрана, снижающую уровни излучения в 2 раза, называют слоем половинного ослабления $\Delta_{1/2}$. Допустим, что требуется рассчитать защиту для достижения кратности ослабления K в широком пучке, т.е. с учетом рассеянного излучения. Тогда можно записать

$$K = 2^n, \quad (4.4)$$

где n — требуемое число слоёв половинного ослабления. Искомая толщина защиты определена из соотношения

$$d = n \cdot \Delta_{1/2}, \quad (4.5)$$

если известна толщина слоя половинного ослабления $\Delta_{1/2}$ материала защиты для условий поставленной задачи.

4.3.4. Метод конкурирующих линий

Пусть имеется немонотонный излучатель с дискретным набором из разных энергий $E_1, E_2, \dots, E_j, \dots, E_m$ и соответствующим процентным вкладом в мощность эквивалентной дозы n_1, \dots, n_m для каждой энергии с учетом её относительного вклада в мощность эквивалентной дозы с помощью рассмотренных выше методов или иных методов определяют необходимую толщину защиты. Таким образом, получают набор значений толщин $d_1, d_2, \dots, d_j, \dots, d_m$.

Назовём условно главной линией спектра ту, для которой требуется наибольшая толщина защиты, и обозначим её d_{gl} . Линию спектра, который требует меньшей (последующей после главной) толщины, назовём конкурирующей, а соответствующую ей толщину защиты обозначим d_k . Пусть $\Delta_{1/2}$ — слой половинного ослабления.

Тогда толщина защиты с хорошим приближением может быть определена из соотношений:

$$\text{если } (d_{gl} - d_k) = 0, \text{ то } d = d_{gl} + \Delta_{1/2},$$

если $0 < (d_{2л} - d_к) < \Delta_{1/2}$, то $d = d_{2л} + \Delta_{1/2}$ (4.6)

если $d_{2л} - d_к > \Delta_{1/2}$, то $d = d_{2л}$.

Поскольку $\Delta_{1/2}$ зависит не только от энергии, но и от кратности ослабления (сл. и от толщины защиты), его определяют в области данных значений толщины $d_{2л}$ и $d_к$. При этом выбирают ту энергию, которая дает наибольшее значение $\Delta_{1/2}$. Этот прием называют методом конкурирующих линий, потому, что по мере увеличения абсолютной толщины защиты главная и конкурирующая линия могут меняться местами, или уступать место третьей линии, которая при меньших кратностях ослабления была второстепенной.

Для непрерывных энергетических спектров применяют процедуру разбиения их на энергетические интервалы и определения в каждом из них эффективной дискретной энергии E_i . Обычно ограничиваются тремя или четырьмя группами. Важно, чтобы внутри интервала энергии были объединены с наибольшим различием коэффициента ослабления. В этих задачах удобно располагать E_i в порядке уменьшения энергии, т.е. $E_1 > E_2 > E_3 > \dots > E_j > \dots > E_m$ и, следовательно, в

порядке уменьшения проникающей способности (если $E_I < E_{мин}$).

Метод конкурирующих линий широко используется при проектировании защиты от гамма-излучения смеси продуктов деления.

4.4. Закон ослабления плотности потока гамма-излучения веществом.

Пусть моноэнергетический источник гамма-излучения (точечные или плоско-параллельные) создают в точке наблюдения А в отсутствии защиты плотности потока гамма-квантов Φ_0 (с энергией E_γ). Если между источником и точкой А поместить защиту толщиной d из вещества, имеющего для гамма-квантов источника, т.е. для гамма-квантов с энергией E_γ линейный коэффициент ослабления плотности потока μ , то в тонком слое dx на глубине x будет поглощено

$$d\Phi = -\mu \cdot \Phi \cdot dx \quad (4.7)$$

гамма-квантов.

Разделяя переменные и интегрируя это уравнение, получаем выражение

$$\Phi_A = \Phi_0 \exp(-\mu \cdot d), \quad (4.8)$$

что совпадает с (2.10).

Поскольку, по формуле (2.18), $P = I \cdot \mu_{em} = \Phi \cdot E \cdot \mu_{em}$, то выражение (4.8) можно записать и для мощности дозы

$$P_A = P_0 \cdot \exp(-\mu \cdot d). \quad (4.9)$$

Соотношения (4.8) и (4.9) называют законами ослабления плотности потока и мощности дозы гамма-излучения в условиях хорошей геометрии (узкого пучка). Понятие хорошей геометрии предполагает, что в точке А нас интересует гамма-излучение, которое прошло через защиту без взаимодействия, т.е. не изменяя свою энергию.

В общем случае в точку наблюдения А кроме гамма-квантов с энергией E_γ могут попасть гамма-кванты с другими энергиями $E'_\gamma < E_\gamma$, т.е. рассеянные, обязанные своим появлением комптоновскому рассеянию гамма-квантов источника в защите.

Геометрию, при которой детектор регистрирует нерассеянное и рассеянное первичное и вторичное излучение, называют геометрией широкого пучка (плохой геометрией). Рассеянное в среде излучение источника учитывают введением в закон ослабления узкого пучка (4.8) и (4.9) множителя — фактора накопления фотонного излучения.

Закон ослабления плотности потока (и других функционалов поля) гамма-излучения в защите с учетом рассеянного в защите оказалось возможным

записать в удобном для практического использования виде

$$\Phi_A = \Phi_0 \cdot \exp(-\mu \cdot d) \cdot B_{\text{Ч}}(\mu \cdot d), \quad (4.10)$$

или, для мощности дозы гамма-излучения

$$P_A = P_0 \cdot \exp(-\mu \cdot d) \cdot B_{\text{Д}}(\mu \cdot d). \quad (4.11)$$

Соотношения (4.10) и (4.11) — это общие законы ослабления плотности потока и мощности дозы гамма-излучения, или законы ослабления в условиях широкого пучка (или в условиях «плохой» геометрии). Отметим, что $B_{\text{Ч}}(\mu \cdot d)$ и $B_{\text{Д}}(\mu \cdot d)$ называют числовым и, соответственно, дозовым факторами накопления рассеянного гамма-излучения при толщине защиты μd , измеренной в длинах свободного пробега. Длина свободного пробега гамма-квантов в защите равна $1/\mu$. Очевидно, что

$$\begin{aligned} B_{\text{Ч}}(\mu \cdot d) &= \frac{\Phi(\text{в условиях плохой геометрии})}{\Phi(\text{в условиях плохой геометрии})} = \\ &= \frac{\Phi_A + \Phi'_A}{\Phi_A} > 1 \end{aligned} \quad (4.12)$$

соответственно

$$\begin{aligned}
 B_D(\mu \cdot d) &= \frac{P(\text{в условиях плохой геометрии})}{P(\text{в условиях плохой геометрии})} = \\
 &= \frac{P_A + P'_A}{P_A} > 1
 \end{aligned}
 \tag{4.13}$$

где Φ'_A и P'_A — компоненты плотности потока и мощности дозы рассеянного гамма-излучения в точке А.

Фактор накопления рассеянного излучения зависит от энергии гамма-излучения, свойств материала защиты (Z), её толщины и геометрии: $B = B(E, Z, \mu d)$. Из формул (4.12) и (4.13) следует, что фактор накопления равен кратности превышения характеристик поля нерассеянного и рассеянного первичного и вторичного излучения над характеристиками поля нерассеянного первичного излучения, т.е. характеризует отношение показания детектора при измерении в геометрии узкого пучка. Иногда рассматривают факторы накопления поглощенной энергии (для расчета тепловыделения в защите $B_D(\mu \cdot d)$, кермы $B_K(\mu \cdot d)$ и др.)

4.5. Факторы накопления рассеянного гамма-излучения.

Фактор накопления зависит от условий задачи: регистрируемого эффекта, характеристик источника (энергетического состава, геометрии и углового распределения излучения), свойств защитной среды, взаимного расположения источника, защиты и детектора. По регистрируемым эффектам выделяют следующие факторы накопления (для моноэнергетических источников фотонов с энергией E_γ):

числовой

$$B_Q(\mu \cdot d) = \frac{\int_0^{E_\gamma} \Phi(\mu \cdot d, E) \cdot dE}{\Phi_0(\mu \cdot d)}, \quad (4.14)$$

дозовый (для поглощенной дозы в воздухе)

$$B_D(\mu \cdot d) = \frac{\int_0^{E_\gamma} \Phi(\mu \cdot d, E) \cdot E \cdot \mu_{em}^B(E) \cdot dE}{\Phi_0(\mu \cdot d) \cdot E_\gamma \cdot \mu_{em}^B(E_\gamma)}, \quad (4.15)$$

поглощенной энергии (для поглощенной в среде энергии)

$$B_E(\mu \cdot d) = \frac{\int_0^{E_\gamma} \Phi(\mu \cdot d, E) \cdot \mu_{em}^{cp}(E) \cdot E \cdot dE}{\Phi_0(\mu \cdot d) \cdot E_\gamma \cdot \mu_{em}^{cp}}, \quad (4.16)$$

кермы

$$B_K(\mu \cdot d) = \frac{\int_0^{E_\gamma} \Phi(\mu \cdot d, E) \cdot \mu_{km}^{cp}(E) \cdot E \cdot dE}{\Phi_0(\mu \cdot d) \cdot E_\gamma \cdot \mu_{km}^{cp}}, \quad (4.17)$$

и энергетический (для плотности потока энергии фотонов)

$$B_\Sigma(\mu \cdot d) = \frac{\int_0^{E_\gamma} \Phi(\mu \cdot d, E) \cdot E \cdot dE}{\Phi_0(\mu \cdot d) \cdot E_\gamma}, \quad (4.18)$$

где $\Phi(\mu \cdot d, E)$ — пространственно-энергетическое распределение плотности потока нерассеянного и рассеянного первичного и вторичного излучения, $\Phi_0(\mu \cdot d)$ — пространственное распределение плотности потока нерассеянного в среде первичного излучения, $\mu_{em}^B(E_\gamma), \mu_{em}^{cp}$ — коэффициенты поглощения энергии фотонов в воздухе и некоторой среде соответственно, μ_{km}^{cp} — коэффициент передачи энергии E фотонов в некоторой среде.

Энергетический фактор накопления всегда меньше числового, так как энергия рассеянных фотонов E в числителе (4.18) всегда меньше E_γ в числителе этой же формулы.

В формулах (4.14) – (4.18) μd — это толщина материала защиты. Значения величин факторов накопления для различных материалов защиты приводятся в справочной литературе.

С увеличением толщины среды между источником и детектором факторы накопления возрастают. Это связано с накоплением числа рассеянных фотонов по мере удаления от источника. На малых расстояниях от источника — это фотоны, испытавшие много рассеяний на малые углы.

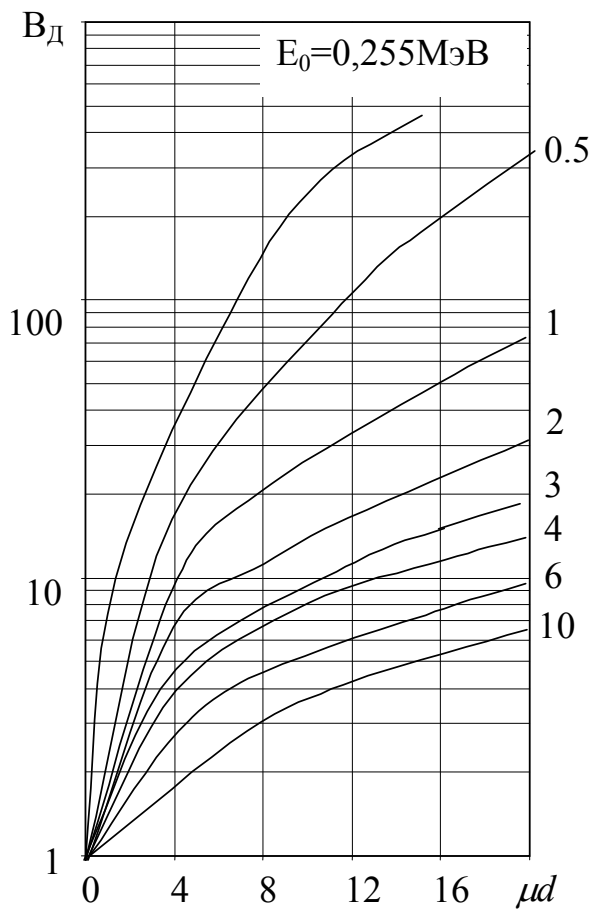
Для высоких энергий излучения источника и элементов с умеренно-низкими Z скорость возрастания фактора накопления близка к линейной. Для тяжелых элементов фактор накопления растёт медленно с расстоянием.

С увеличением Z фактор накопления в большинстве случаев убывает. Отметим, что фактор накопления поглощённой энергии обычно используется при расчёте тепловыделения в защите.

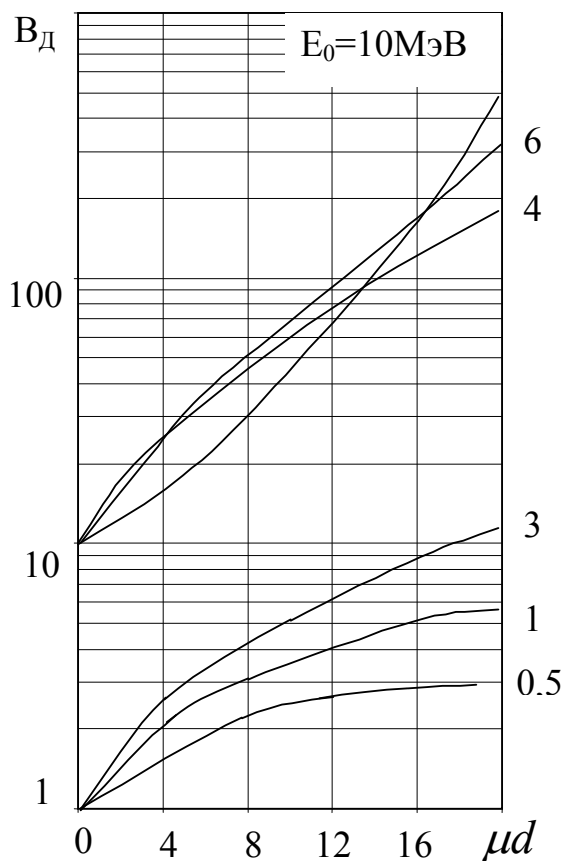
Приведённые на рис. 10 типичные траектории нерассеянных и рассеянных фотонов для разных геометрий защиты позволяет написать следующее соотношение для факторов накопления $B_\infty > B_{1/2} > B_{бар} > B_{огр}$, где B_∞ , $B_{бар}$, $B_{огр}$ — факторы

накопления соответственно для бесконечной, полубесконечной, барьерной и ограниченной геометрией защиты при постоянной толщине среды между источником и детектором.

Существует несколько способов представления факторов накопления: табличный, графический, а также в виде аналитического представления (в виде суммы двух экспонент). В качестве примера на рис.11 даны зависимости дозовых факторов накопления в водной и свинцовой средах.



a)



б)

Рис. 11. Зависимость дозового фактора накопления от расстояния между детектором и точечным изотропным источником с энергией E_0 в бесконечной водной (а) и свинцовой (б) средах.

При расчёте защит от протяжённых источников факторы накопления попадают под знак интеграла. Графическое и табличное представления факторов накопления существенно затрудняет расчёты. Поэтому были предприняты попытки представить информацию о факторах накопления в удобном аналитическом виде — аппроксимировать с помощью экспонент

$$B(\mu \cdot d) = A_1 \cdot \exp(-\alpha_1 \cdot \mu \cdot d) + (1 - A_1) \times \\ \times \exp(-\alpha_2 \cdot \mu \cdot d), \quad (4.19)$$

где коэффициенты A_1 , α_1 , α_2 зависят только от E_γ и Z материала защиты и не зависят от толщины защиты μd . В справочной литературе даны значения A_1 , α_1 , α_2 для различных материалов и энергий для точечных изотропных моноэнергетических источников в условиях бесконечной геометрии. Экспоненциальное представление рассеянного излучения позволяет сохранить общий вид интегралов, выведенных для различных частных случаев распространения первичного излучения источников различных геометрических форм. Таким образом, основное преимущество представления фактора накопления в виде (4.19) состоит в том, что оно приводит к тем же интегралам, что и решение задачи без учёта рассеяния. Отметим, что существуют и другие

108

способы аналитической записи факторов накопления.

Как уже отмечалось, факторы накопления в барьерной геометрии меньше, чем в бесконечной из-за уменьшения числа рассеянных гамма-квантов, попадающих в точку детектирования. Различие между факторами накопления в различных геометриях тем меньше, чем больше μ материала защиты, поскольку μ растёт с увеличением Z . Значения $B_{\zeta}^{\bar{\sigma}}(\mu \cdot d)$ или $B_{\frac{D}{d}}^{\frac{D}{d}}(\mu \cdot d)$ в условиях барьерной геометрии определяют с помощью факторов накопления для бесконечной геометрии по формуле

$$B^{\bar{\sigma}} = (B_{\infty}(\mu \cdot d) - 1) \cdot \delta + 1, \quad (4.20)$$

где коэффициент $\delta = \delta(\mu \cdot d, E)$ учитывает поправку на барьерность. Очевидно $\delta < 1$, причем для лёгких материалов защиты δ существенно меньше 1, а для тяжелых — приближается к 1.

Рассмотрим, как рассчитывается ослабление гамма-излучения точечного изотропного источника, испускающего $q(E)$ гамма-квантов/с, в защите. В отсутствии защиты на расстоянии r от источника плотность потока гамма-квантов равна

$$\Phi(r, E) = \frac{q(E)}{4\pi r^2} \quad (4.21)$$

При наличии защиты выражение для плотности потока принимает вид

$$\Phi(r, E) = \frac{q(E)}{4\pi r^2} \exp(-\mu(E) \cdot r) B_{\gamma}(E, \mu r), \quad (4.22)$$

при условии бесконечной геометрии облучения (см. 4.1). Если защита барьерная и толщина её равна $d < r$, плотность потока гамма-квантов на расстоянии r от источника будет определяться выражением

$$\Phi(r, E) = \frac{q(E)}{4\pi r^2} \exp(-\mu(E) \cdot d) B_{\gamma}^{\circ}(E, \mu d), \quad (4.23)$$

причем B_{γ}° определяется из соотношения (4.20).

4.6. Факторы накопления гетерогенных сред.

При учёте рассеянного излучения с помощью факторов накопления предполагалось, что защитная среда однородная (гомогенная). Обычно защита реактора редко бывает однородной, чаще она состоит из отдельных слоёв различных материалов, которые обладают различными ядерно-физическими свойствами и по-разному ослабляют гамма-излучение. Из-за аддитивности линейных коэффициентов ослабления без труда находятся функционалы поля нерассеянного гамма-излучения (см. формулы (4.8) и (4.9)). Сложнее состоит дело с определением рассеянного

компонента гамма-излучения за такой защитой. Действительно, если на первый слой защиты падает моноэнергетическое гамма-излучение, то в результате накопления в нём рассеянного гамма-излучения на второй слой падает гамма-излучение с неизвестным спектром. Спектр гамма-излучения, падающий на третий слой будет отличен от спектра, падающего на второй слой и т.д.. Поэтому факторы накопления рассеянного гамма-излучения в многослойной (гетерогенной) защите зависят от свойств материалов отдельных слоёв и их толщины, т.е. $B^{gem} = B^{gem}(Z_1, \dots, Z_n; \mu_1 d_1, \dots, \mu_n d_n)$.

Для расчёта $B_{\mathcal{C}}^{gem}$ и $B_{\mathcal{D}}^{gem}$ в любых гетерогенных защитах предложена эмпирическая формула, которая для защиты, состоящей из N слоёв, имеет вид

$$B_{\mathcal{D}}^{gem} = \sum_{n=1}^N B_{\mathcal{D}}^{(n)} \left(\sum_{i=1}^n (\mu_i d_i) \right) - \sum_{n=2}^N B_{\mathcal{D}}^{(n)} \left(\sum_{i=1}^{n-1} (\mu_i d_i) \right), \quad (4.24)$$

где $B_{\mathcal{D}}^{(n)} \left(\sum_{i=1}^n (\mu_i d_i) \right)$ и $B_{\mathcal{D}}^{(n)} \left(\sum_{i=1}^{n-1} (\mu_i d_i) \right)$ — дозовые факторы накопления рассеянного гамма-излучения в материале n -го слоя, равного по толщине сумме толщин (в длинах свободного пробега) всех слоёв до n и $(n-1)$ соответственно. Например, для

гетерогенной защиты Z_1 — железо, Z_2 — вода, Z_3 — свинец с толщиной слоёв $\mu_1 d_1$; $\mu_2 d_2$; $\mu_3 d_3$ соответственно формула (4.23) будет иметь вид

$$B_{\text{Д}}^{\text{zem}} = B_{\text{Д}}^{\text{Fe}}(\mu_1 d_1) + B_{\text{Д}}^{\text{H}_2\text{O}}(\mu_1 d_1 + \mu_2 d_2) - B_{\text{Д}}^{\text{H}_2\text{O}}(\mu_1 d_1) + \\ + B_{\text{Д}}^{\text{Pb}}(\mu_1 d_1 + \mu_2 d_2 + \mu_3 d_3) - B_{\text{Д}}^{\text{Pb}}(\mu_1 d_1 + \mu_2 d_2).$$

Погрешность определения B_o^{zem} по формуле (4.24) не превышает 40 – 50%. Существуют более сложные расчетные формулы для нахождения факторов накопления гетерогенных защит, однако они не дают существенного накопления повышения точности при вычислении функционалов. Их аналитическое представление можно найти в справочной литературе.

4.7 Защита от протяженных источников.

В большинстве объемных радиоактивных источников происходит процесс поглощения и рассеяния фотонов материала самого источника. Этот процесс существенно изменяет функционал поля излучения как внутри, так и за пределами источника. Рассмотрим один из приближенных способов учета рассеянного фотонного излучения в материале источника и защиты, называемый метод лучевого анализа.

Суть метода состоит в том, что источник гамма-излучения представляют суперпозицией

точечных источников, рассматривают один из таких точечных источников и анализируют ослабление плотности потока или мощности дозы гамма-излучения вдоль луча, соединяющего источник с точкой наблюдения, рис. 12.

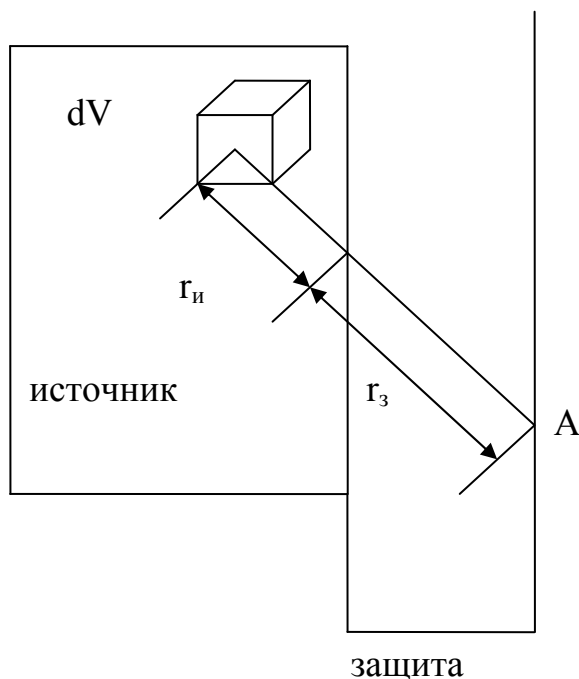


Рис. 12. Схема лучевого анализа при расчете защиты от объемного источника излучения.

Рассмотрим объемный источник гамма-излучения с равномерно распределенной удельной активностью q . Энергетический спектр гамма-квантов может быть линейчатым или сплошным. Разбивая спектр на группы, для плотности потока гамма-квантов с энергией E_i запишем выражение

$$\Phi_A(E_i) = \frac{k'qdV}{4\pi(r_u + r_3)^2} \exp(-\mu_u(E_i)r_u) \times \\ \times \exp(-\mu_3(E_i)r_3) \cdot B_{\Gamma}(\mu_u r_u) \cdot B_{\Gamma}(\mu_3 r_3), \quad (4.25)$$

где k' — нормировочный множитель, зависящий от вида источника (его спектра) и системы единиц; $\mu_u(E_i)$ и $\mu_3(E_i)$ — линейные коэффициенты ослабления гамма-квантов с энергией E_i в материале источника и защиты соответственно; $B_{\Gamma}(\mu_u r_u)$ и $B_{\Gamma}(\mu_3 r_3)$ — числовые факторы накопления рассеянного излучения в источнике и защите соответственно.

Если источник прозрачен для собственных гамма-квантов, то соответствующие сомножители в формуле (4.25) опускают. Если толщина защиты больше $(2 - 3)\mu d$, то вкладом рассеянного гамма-излучения в источнике можно пренебречь и формула (4.25) упрощается

$$\Phi_A(E_i) = \frac{k'q \cdot dV}{4\pi(r_u + r_3)^2} \exp(-\mu_u r_u - \mu_3 r_3) B_{\Gamma}(\mu_3 r_3). \quad (4.26)$$

Полную плотность потока гамма-квантов с энергией E_i в точке А определяют интегрированием по всему объему источника. Проводя аналогичные расчеты для всех групп гамма-излучения, можно определить мощность дозы гамма-излучения за защитой

$$P_A = \sum_{i=1}^n \Phi_A(E_i) \mu_{em}(E_i) E_i. \quad (4.27)$$

Отметим, что выражение (4.26) можно сразу написать для мощности дозы, если известны дозовые факторы накопления для материалов защиты и источника. Если защита многослойная, то формула (4.26) принципиально не меняет своего вида, но для описания накопления рассеянного гамма-излучения вдоль луча r_u+r_z используют формулу (4.24). В принципе формулой (4.24) следует пользоваться и в случае, показанном на рис.12, так как источник отделен от точки А двухслойной защитой: 1-ый слой толщиной r_u , а второй — r_z . при интегрировании выражения (4.26) факторы накопления удобно представить в виде (4.19).

4.8. Захватное гамма-излучение в защите реактора.

Захватное гамма-излучение в защите образуется в результате (n,γ) -реакций, а сама защита становится источником гамма-квантов. Оно может вносить заметный вклад в суммарную мощность дозы за защитой реактора. Известно, что мощность дозы гамма-излучения за защитой реактора из бетона определяется именно захватным гамма-излучением.

Количество захватных гамма-квантов с энергией E_j , образующихся в объеме dV определяется соотношением

$$dS_i(E_j) = \Phi_n(r, E_n) \sum_{n\gamma}^i (E_n) \cdot b_i(E_j) \cdot dV, \quad (4.28)$$

где $\Phi_n(r, E_n)$ — плотность потока нейтронов, вызвавших (n,γ) -реакцию в объеме dV ; $\sum_{n\gamma}^i (E_n)$ — сечение (макроскопическое) реакции (n,γ) на ядрах i -го элемента материала защиты; $b_i(E_j)$ — выход гамма-квантов с энергией E_j в (n,γ) -реакции на ядрах i -го элемента.

Расчет функционалов поля (дозы или плотности потока) за защитой выполняют в

групповом приближении (по отношению к энергии захватных гамма-квантов) отдельно для каждого элемента, входящего в состав материала защиты. Мощность дозы захватного гамма-излучения с энергией E_j , образовавшихся на ядрах i -го элемента за защитой, определяется выражением

$$P_i(E_j) = \int_{E_n} \int_V dS_i(E_j) \cdot E_j \exp(-\mu_j r) \times \\ \times B_D(\mu_j r) \cdot \mu_{em}^e(E_j) \cdot dV \cdot dB_n, \quad (4.29)$$

где r — расстояние от элемента объема dV до точки наблюдения; V — объем защиты.

Сечение радиационного захвата $\Sigma_{n\gamma}$ с увеличением энергии нейтронов резко убывает, поэтому в (4.29) энергетическую зависимость можно исключить и рассматривать образование захватного гамма-излучения только благодаря поглощению тепловых нейтронов. Соотношение (4.29) тогда можно переписать так

$$P_i(E_j) = \int_V \Phi_T(r) \cdot \sum_{n\gamma}^i (E_T) \cdot b_i(E_j) \cdot E_j \times \\ \times \exp(-\mu_j r) \cdot \mu_{em}^e(E_j) \cdot dV, \quad (4.30)$$

где Φ_T — плотность потока тепловых нейтронов в точке с координатой r . Вычислив мощность дозы в выражении (4.30) для всех n -групп гамма-квантов и всех K — элементов, входящих в состав защиты,

полную мощность дозы захватного гамма-излучения за защитой (в точке наблюдения А), находят из соотношения

$$P = \sum_{j=1}^n \sum_{i=1}^k P_i(E_j). \quad (4.31)$$

Обычно задача о нахождении мощности дозы захватного гамма-излучения за защитой решается с помощью ЭВМ. Известны даже программы для решения рассмотренной задачи ГАМА-3, и др.

5. Инженерные методы расчета защиты от нейтронов.

5.1. Свойства материалов защиты по отношению к нейтронному излучению.

По характеру распределения нейтронов в средах можно все материалы защиты разделить на следующие группы:

1. Легкие водородсодержащие (вода, полиэтилен).

2. Легкие, не содержащие водорода (углерод, карбид бора), используемые при технических или технологических ограничениях на введение в защиту водородсодержащих сред.

3. Материалы, состоящие из элементов со средним атомным номером (бетон, минералы, породы).

4. Тяжелые материалы (железо, свинец, молибден, вольфрам, титан) для снижения потоков гамма-квантов и уменьшения числа быстрых нейтронов благодаря высоким сечениям неупругого рассеяния этих элементов.

5. Металловодородсодержащие среды.

Вода — наиболее часто используемый в защите водородсодержащий материал. Это объясняется невысокой стоимостью, легкодоступностью, способностью заполнять все отведенное для нее пространство без щелей, пустот, раковин в защите. Ядерная плотность водорода в воде велика ($\rho_n = 6.66 \cdot 10^{22}$ ядер/см³) и защитные свойства воды определяются свойствами взаимодействия нейтронов с водородом. С этой точки зрения интерес представляют следующие свойства — относительно большие потери энергии нейтронов в каждом акте упругого рассеяния на ядрах водорода, смотри (2.22), и быстрый рост сечения взаимодействия с уменьшением энергии нейтрона. Оба эти свойства определяют особенности изменения качественного и количественного состава нейтронов при

распространении их в водородсодержащем материале: с ростом толщины защиты энергетическое распределение нейтронов обогащается быстрыми нейтронами, спектр нейтронов с увеличением толщины защиты становится более жестким.

Вклад быстрых нейтронов в полную мощность дозы нейтронов составляет до 50%. Роль кислорода, при прохождении нейтронов реакторных спектров в защите из воды, незначительна, что обусловлено большим различием сечений взаимодействий нейтронов с водородом и кислородом.

Вместо воды в качестве водородсодержащего материала может быть использован полиэтилен, в котором ядер водорода примерно на 19% больше, чем в воде.

Среди гибридов металлов известны соединения с ядерной плотностью водорода ρ_n близкий к ρ_n воды. Это гибриды титана TiH_n , циркония ZrH_n , ванадия VH_n , кальция CaH_2 , лития LiH , магния MgH_2 . Отметим, что гибриды кальция, лития и магния взаимодействуют с водой и в практике проектирования защит применения не находят.

Углерод (графит) — один из наиболее часто применяемых материалов защиты, не содержащих водорода. Защита из графита может эксплуатироваться в воздухе при температуре до 400 °С, а в инертной атмосфере при температуре более 1000 °С.

Функции ослабления плотности потока быстрых нейтронов в графите по внешнему виду похожи на функции ослабления в водородсодержащих средах, т.е. наблюдается ужесточение спектра нейтронов в графите и обогащение потока нейтронами с энергией 6–8 МэВ. Объясняется это малыми значениями $\sigma_{пол}(E)$ (провалами в сечениях) при указанных значениях энергий нейтронов.

Графит — единственный материал, в котором вклад в мощность дозы нейтронов тепловых энергий во много раз превосходит вклад нейтронов других групп. Для снижения плотности потока тепловых нейтронов в графит можно вводить 2–3% бора.

Железо. Применяется в защите в виде различных сталей и чугунов. Чаще других используются углеродистые стали (Ст. 3, Ст. 20 и др.) и нержавеющая сталь Х18Н10Т. Как и в других тяжелых материалах защиты, нейтроны в железе

эффективно замедляются, испытывая неупругое рассеяние при энергиях, выше энергии порога неупругого рассеяния $E_n = 0,85$ МэВ. Когда энергия нейтронов станет ниже порога неупругого рассеяния ($E < 0,85$ МэВ), основным процессом взаимодействия будет упругое рассеяние. Из-за малой потери энергии в каждом акте такого рассеяния нейтронов будет “двигаться вниз по шкале энергий” очень медленно. Таким образом, в защите из железа плотность потока быстрых нейтронов убывает весьма быстро, а плотность потока нейтронов с $E_n < E_n$ — медленно. Следовательно, с ростом толщины защиты из железа относительная доля промежуточных нейтронов в суммарной плотности потока будет расти. Ввиду отмеченных особенностей взаимодействия нейтронов с тяжелыми материалами защиты, дозовые факторы накопления нейтронов быстро растут с увеличением толщины защиты из стали.

Смеси легких и тяжелых ядер. Поскольку легкие материалы обладают высокими защитными свойствами по отношению к нейтронам промежуточных энергий, но недостаточно эффективно ослабляют потоки быстрых нейтронов, а тяжелые материалы наоборот — обладают

хорошими защитными свойствами по отношению к быстрым нейтронам, естественно использовать в качестве защиты от нейтронов смеси легких и тяжелых материалов. Итак, в защите реактора должны быть применены одновременно легкие и тяжелые материалы. Если в качестве легкого использован водородсодержащий материал, а тяжелым является металл, то защиту называют металло - водородной. Защитные свойства металло - водородной смеси зависят от относительных концентраций легкого и тяжелого компонентов.

Исследования различных металло - водородных смесей показали, что при оптимальном составе смесь содержит такое количество легкого компонента, что его оказывается достаточным для того, чтобы в смеси устанавливалось пространственное равновесие между всеми энергетическими группами нейтронов.

В оптимальной по составу металло - водородной защите полная мощность дозы нейтронов ослабляется по тем же законам, что и мощность дозы быстрых нейтронов. Наиболее часто в защите применяются смеси вода + железо (ЖВЗ) и вода + свинец (СВЗ). Установлено, что оптимальная по составу ЖВЗ должна содержать по

объему 80 % железа, при этом ее средняя плотность составит 5,5 гр/см³. СВЗ оптимального состава содержит 20 % свинца.

5.2. Метод длин релаксации.

Анализ экспериментальных данных по ослаблению нейтронов материалами защиты показывает, что с хорошей для практических расчетов точностью изменение функционалов нейтронного поля, в зависимости от толщины защиты, можно представить в виде

$$\varphi(x) = \varphi_0 \cdot \exp(-x/L), \quad (5.1)$$

где φ_0 — характеристика поля (плотность потока или дозы) нейтронов в точке детектирования без защиты; L — длина релаксации нейтронов в среде. В общем случае зависящая от энергии нейтронов источника, толщины слоя материала, геометрии защиты, энергии нейтронов и других условий задачи.

Метод длин релаксации используется для определения мощности дозы быстрых нейтронов за защитой и для пространственного распределения источников замедляющихся нейтронов в многогрупповых расчетах. Как правило, L зависит от толщины защиты X , поэтому, если для i – го участка Δx_i защиты длина релаксации равна L_i ,

плотность потока (мощность дозы) определяют по формуле

$$\varphi(x) = \varphi_0 \cdot \exp\left(-\sum_{i=1}^m \frac{\Delta x_i}{L_i}\right), \quad (5.2)$$

где m — число участков, на которые защита разбита по толщине.

В литературе имеется обширная информация о длинах релаксации, полученная экспериментальным или расчетным путем.

В общем случае ход кривой ослабления на начальном участке может отличаться от экспериментального, на расстояниях $(2 - 3)L$ от источника. Это отличие учитывают введением в формулы (5.1) и (5.2) коэффициента f , характеризующего отклонение от экспоненциального вида кривой ослабления на начальных расстояниях от источника. Для источников спектра деления $f \approx 1$.

С учетом коэффициента f , например, плотность потока нейтронов точечного изотропного источника, испускающего q_0 нейтронов в единицу времени за защитой толщиной X , когда источник и детектор находятся с разных сторон защиты на одной нормали к ее поверхности может быть определена из соотношения

$$\Phi(x) = \frac{q_0 \cdot f}{4\pi x^2} \exp\left(-\sum_{i=1}^m \frac{\Delta x_i}{L_i}\right). \quad (5.3)$$

Для немоноэнергетического источника начальный спектр нейтронов разбивается на группы, внутри каждой группы рассчитывается соответствующий функционал φ_i по формулам (5.2) и (5.3), после чего выполняется суммирование функционалов φ_i по числу групп.

Для защит, представляющих смесь легких и тяжелых ядер L можно оценить с помощью соотношения

$$\frac{1}{L} = \frac{C_L}{L_L} + \frac{C_T}{L_T}, \quad (5.4)$$

где L_L и L_T — длины релаксации легкого и тяжелого компонентов соответственно; C_L и C_T — относительные объемные концентрации легкого и тяжелого компонентов соответственно ($C_L + C_T = 1$).

5.3. Сечения выведения.

Этот метод расчета функционалов поля быстрых нейтронов ($E \geq 300$ КэВ) применяют для многослойных защит из смеси легких (водородсодержащих) и тяжелых элементов. В основе метода сечения выведения лежат следующие предпосылки: все процессы

взаимодействия нейтронов с ядрами тяжелых элементов можно рассматривать как поглощение. Предполагается также, что количество водородсодержащего материала превышает некоторое минимально требуемое для данной энергии нейтронов, определяемое расстоянием.

5.3.1. Сечение выведения для гетерогенных сред.

Если пластину некоторого тяжелого вещества поместить в однородную водородсодержащую среду так, чтобы нейтронный источник находился вблизи пластин, см. рис. 13, то закон ослабления нейтронов этой средой можно записать в виде

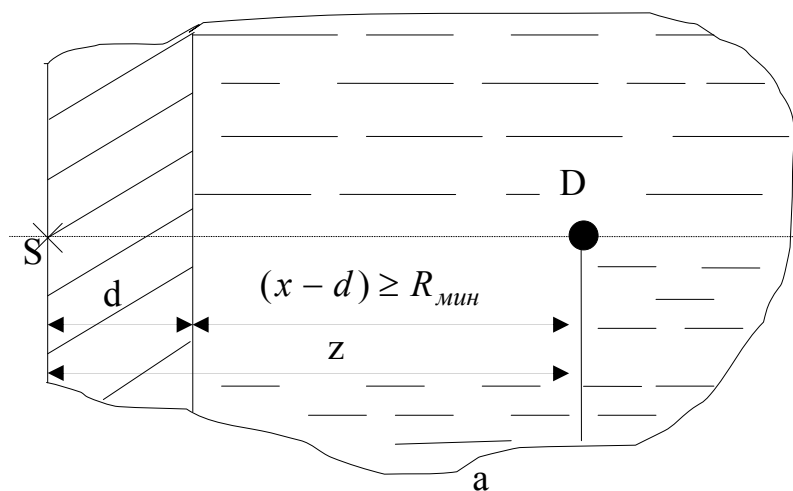


Рис. 13. Геометрия эксперимента по определению сечения выведения.

$$\dot{D}(x, d) = \dot{D}_H(x - d) \cdot \exp(-\Sigma_{gem} \cdot d), \quad (5.5)$$

где $\dot{D}(x, d)$ — мощность дозы быстрых нейтронов на расстоянии x от источника; $\dot{D}_H(x - d)$ — мощность дозы быстрых нейтронов в водородсодержащем материале толщиной $x - d$, когда пластина отсутствует; Σ_{gem} — сечение выведения, см^{-1} ; d — толщина защиты, см. Под $\dot{D}(x, d)$ и $\dot{D}_H(x - d)$ можно понимать полную мощность дозы нейтронов всех энергий, так как в водородсодержащих средах, начиная с толщины две длины релаксации устанавливается практически постоянный дозовый состав излучения. R_{min} соответствует толщине $x - d$ при которой Σ_{gem} становится постоянным и не увеличивается с ростом $x - d$, рис.14.

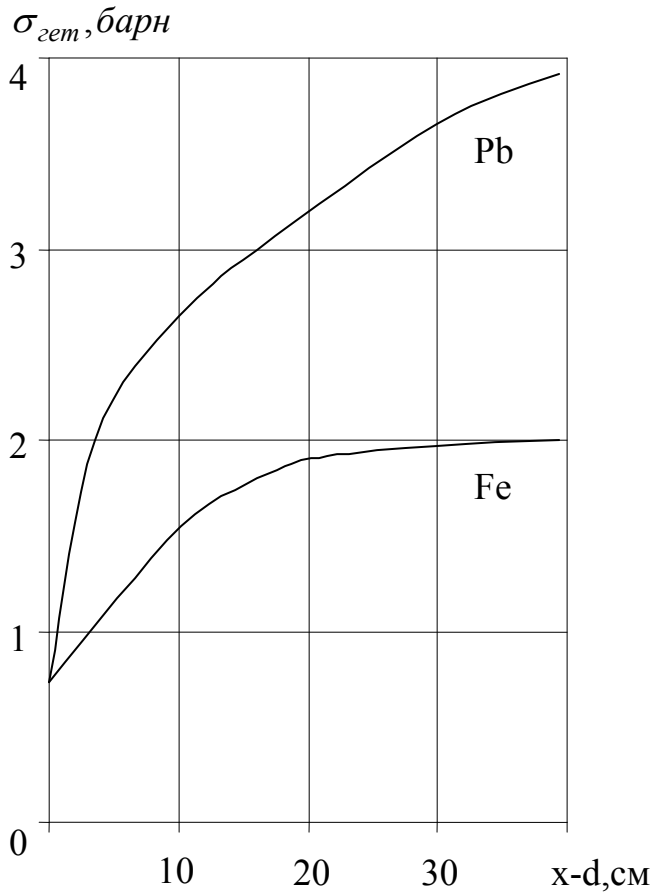


Рис. 14. Зависимость сечения выведения от $x-d$ для точечного изотропного источника нейтронов деления, помещенного в центре сферы из железа или свинца с толщиной стенок d , которая покрыта сферическим слоем полиэтилена толщиной $x-d$ для $E_{\text{пор}}=302$ кэВ.

Обычно величина R_{min} для источников спектра деления составляет для воды 40 – 60 см, для полиэтилена 35 – 50 см. иначе говоря, R_{min} характеризует минимальное количество водородсодержащего материала, при котором возмущением пластиной спектра источника можно пренебречь. В общем случае. R_{min} зависит от энергии нейтронов источника E_0 , материала пластины и эффективного порога регистрации нейтронов. С уменьшением энергии источника в интервале $1 \text{ МэВ} \leq E_0 \leq 15 \text{ МэВ}$, рис. 15, и увеличением энергетического порога детектирования $E_{пор}$ наблюдается уменьшение R_{min} .

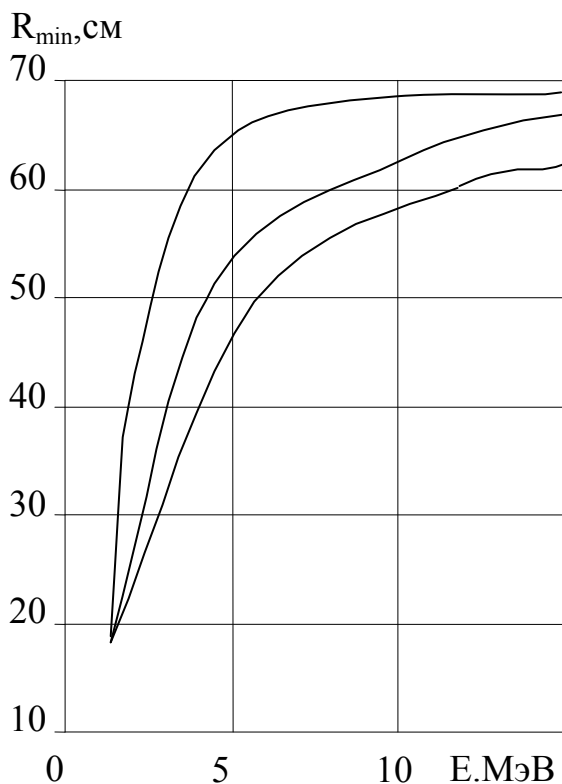


Рис. 15. Зависимость R_{\min} от энергии нейтронов источника для различных материалов.

Сечение выведения обычно определяют экспериментально, однако существуют методики их расчета. Численные значения величин сечений выведения для различных материалов и энергий нейтронов можно найти в справочной литературе. В частности, для нейтронов спектра деления сечения выведения приведены в таблице 5.1.

Таблица 5.1

**Сечения выведения для нейтронов
спектра деления, 10^{-24} см^2**

Элемент		Элемент	
Li	$1,01 \pm 0,05$	Fe	$1,98 \pm 0,08$
Be	$1,07 \pm 0,06$	Ni	$1,89 \pm 0,1$
B	$0,97 \pm 1,10$	Cu	$2,04 \pm 0,11$
C	$0,81 \pm 0,05$	Zr	$2,36 \pm 0,12$
O	$0,99 \pm 0,10$	Bi	$3,49 \pm 0,35$
F	$1,29 \pm 0,06$	Pb	$3,53 \pm 0,30$
Al	$1,31 \pm 0,05$	U	$3,16 \pm 0,40$
Cl	$1,2 \pm 0,80$	—	—

В формуле (5.5) мощность дозы быстрых нейтронов в водородсодержащих материалах $\dot{D}_H(x-d)$ определяют по методу длин релаксаций, п.5.2.

Закон ослабления нейтронов заданного спектра набором пластин различных материалов можно представить в виде

$$\dot{D}(x, \sum_{i=1}^m d_i) = \dot{D}_H(x - \sum_{i=1}^m d_i) \cdot \exp(-\sum_{i=1}^m (\Sigma_{zem,i} d_i)), \quad (5.6)$$

где m — число пластин из различных материалов; $\Sigma_{zem,i}$ и d_i — сечение выведения и толщина слоя вещества i – го компонента соответственно.

Сечение выведения, см^{-1} , сложных по химическому составу сред можно рассчитать по формуле

$$\Sigma_{zem} = \sum_{i=1}^m n_i \cdot \sigma_{zem,i}, \quad (5.7)$$

где n_i — ядерная плотность элементов в смеси; $\sigma_{zem,i}$ — микроскопическое сечение выведения элементов, m — число элементов в смеси. Выполним в (5.7) тождественные преобразования. Разделим и умножим каждое слагаемое на ρ_i — плотность компонента i – го вещества и разделим левую и правую часть на ρ — плотность смеси

$$\begin{aligned} \frac{\Sigma_{zem}}{\rho} &= \frac{1}{\rho} \cdot \sum_{i=1}^m \frac{n_i \cdot \sigma_{zem,i} \cdot \rho_i}{\rho_i} = \sum_{i=1}^m \frac{\Sigma_{zem}^i \rho_i}{\rho_i \rho} = \\ &= \frac{1}{100} \sum_{i=1}^m \frac{\Sigma_{zem}^i}{\rho_i} \eta_i \end{aligned} \quad (5.8)$$

или

$$\Sigma'_{zem} = \frac{1}{100} \sum_{i=1}^m (\Sigma'_{zem,i}) \eta_i, \quad (5.9)$$

где $\Sigma'_{gem} = \frac{\Sigma_{gem}}{\rho}$ — массовое сечение выведения,

см²/Гр, сложного вещества; $\frac{\Sigma_{gem}^i}{\rho} = \Sigma'_{gem,i}$ —

массовое сечение выведения см²/Гр, i – го компонента смеси; η_i — массовое содержание, %, i – го элемента.

Зная зависимость $\Sigma_{gem} = \Sigma_{gem}(E)$, можно записать закон ослабления мощности дозы нейтронов для произвольного дозового спектра нейтронов

$$\dot{D}(x, d) = \int \dot{D}_H(x - d, E) \exp(-\Sigma_{gem}(E)d) \rho(E) \cdot dE \quad (5.10)$$

где $\dot{D}_H(x - d, E)$ — мощность дозы нейтронов в водородсодержащей среде от источника с энергией E .

5.3.2. Сечение выведения для гомогенных сред.

Закон ослабления мощности дозы нейтронов гомогенной смесью водорода с тяжелыми компонентами при концентрации водорода в смеси более некоторого минимального количества можно записать с использованием сечения выведения для гомогенных сред в виде

$$\dot{D}(x) = \dot{D}_H(x) \cdot \exp\left(-\sum_{i=1}^m (\Sigma_{zem}^i)x\right), \quad (5.11)$$

где $\Sigma_{zem}^i = \frac{\sigma_{zem,i} \cdot N_A \cdot \rho_i}{A_i}$ — макроскопическое

сечение выведения i – го компонента в смеси; A_i и ρ_i — атомная масса и парциальная плотность i – го компонента соответственно; $\sigma_{zem,i}$ — микроскопическое сечение выведения i – го компонента; $\dot{D}(x)$ — мощность дозы нейтронов на расстоянии x от источника в гомогенной среде; $\dot{D}_H(x)$ — мощность дозы нейтронов на расстоянии x от источника в чистом водороде с эквивалентной объемной плотностью.

5.4. Расчет полной мощности дозы нейтронов с использованием дозового фактора накопления.

При определении мощности дозы нейтронов всего спектра за защитой часто применяется методика расчета, основанная на использовании метода сечения выведения или длин релаксации и понятия «дозового фактора накопления нейтронов».

В соответствии с этой методикой мощность дозы нейтронов определяем по формуле

$$P_H = P_{\delta H}(E > E_{\text{нор}}) \cdot B_D \quad (5.12)$$

и выполняется в следующей последовательности. По методу сечения выведения (или методу длин релаксаций) сначала рассчитывают мощность дозы быстрых нейтронов $P_{\delta H}(E > E_{\text{нор}})$ с энергией, большей некоторого порогового значения $E_{\text{нор}}$. Затем в зависимости от конкретной композиции периферийной части защиты подбирают (из таблиц или графиков) дозовый фактор накопления B_D , нормированный на мощность дозы быстрых нейтронов с $E > E_{\text{нор}}$. Мощность дозы быстрых нейтронов с энергиями большими $E_{\text{нор}}$ определяется достаточно просто для любых композиций защиты. Дозовый фактор накопления нейтронов является более сложной функцией ядерно-физических свойств материалов защиты и их компоновки

$$\begin{aligned} B_D(d, E_{\text{нор}}) &= \frac{\int_0^{\infty} \Phi(d, E) \cdot h(E) \cdot dE}{\int_{E_{\text{нор}}}^{\infty} \Phi(d, E) \cdot h(E) \cdot dE} = \\ &= \frac{P_H(d)}{P_{\delta H}(d, E_{\text{нор}})}, \end{aligned} \quad (5.13)$$

где $\Phi(d, E)$ — пространственно-энергетическое распределение плотности потока нейтронов; $h(E)$ — коэффициент перевода плотности потока нейтронов в мощность дозы; E_{nop} — нижняя энергетическая граница группы быстрых нейтронов.

В ряде работ нижняя граница E_{nop} принималась равной 2 МэВ. Такой выбор обусловлен тем, что в таких материалах, как сталь, свинец, никель, титан сечение выведения и длины релаксации для нейтронов с энергиями больше 2 МэВ практически постоянны.

Из выражения (5.13) следует

$$\begin{aligned} B_D(d, E_{nop}) &= \frac{P_{\text{бН}}(d, E_{nop}) + P_{\text{ПН}}(d)}{P_{\text{бН}}(d, E_{nop})} = \\ &= 1 + \frac{P_{\text{ПН}}(d)}{P_{\text{бН}}(d, E_{nop})}, \end{aligned} \quad (5.14)$$

где $P_{\text{ПН}}(d)$ — мощность дозы промежуточных и тепловых нейтронов.

На различных расстояниях d от поверхности защиты дозовый фактор накопления нейтронов изменяется. Связано это с тем, что промежуточные и тепловые нейтроны на выходе из защиты имеют более изотропные угловые распределения, чем быстрее нейтроны, а следовательно, ослабление

мощности дозы быстрых и промежуточных нейтронов за защитой происходит по различным законам.

По физическим особенностям формирования спектра нейтронов на выходе из защиты все материалы можно разбить на две категории: к первой относятся водородсодержащие, ко второй — железо, свинец, титан, графит, борсодержащий графит и др. материалы, не содержащие водород. Для материалов первой категории наиболее проникающей группой нейтронов является группа быстрых нейтронов. В водородсодержащих средах на расстоянии, равном 3–4 длинам замедления от источника. Во всем диапазоне энергий устанавливается равновесный спектр нейтронов, который в дальнейшем изменяется слабо, смотри рис. 2. Для энергетического распределения нейтронов за защитой из таких материалов практически несущественно, какой спектр нейтронов был на входе в защиту, если толщина материала более 3–4 длин замедления $((3–4)\sqrt{\tau}$, где τ — возраст нейтронов).

Для материалов, в которых равновесный спектр нейтронов (вторая категория материалов) не устанавливается, существенное значение имеет вид

энергетического распределения нейтронов, падающих на защиту. Наиболее проникающей группой нейтронов для таких материалов является группа с энергиями ниже 1 МэВ. В тяжелых материалах (железо, титан, свинец, вольфрам, молибден) дозовый фактор накопления нейтронов постоянно возрастает при увеличении толщины защиты и его значение зависит от того, через какие среды прошел поток нейтронов ранее. Причина роста дозового фактора накопления нейтронов за тяжелыми материалами становится понятной, если рассмотреть изменение мощности дозы быстрых и промежуточных нейтронов за слоем из такого материала

$$\begin{aligned}
 P_{\text{бН}}(d) &= P_{\text{бН}}(0) \cdot \exp\left(-\frac{d}{\lambda_{\text{б}}}\right) \\
 P_{\text{пН}}(d) &= P_{\text{пН}}(0) \cdot \exp\left(-\frac{d}{\lambda_{\text{п}}}\right), \quad (5.15)
 \end{aligned}$$

где $P_{\text{бН}}(0)$ и $P_{\text{пН}}(0)$ — мощность дозы соответствующих нейтронов на входе в слой; $\lambda_{\text{б}}$ и $\lambda_{\text{п}}$ — длины релаксации мощности дозы быстрых и промежуточных нейтронов.

В соответствии с (5.14) получаем

$$B_{\text{Д}}(d) = 1 + (B_{\text{Д}}(0) - 1) \cdot \exp(bd), \quad (5.16)$$

где $b = \frac{1}{\lambda_{\sigma}} - \frac{1}{\lambda_{\Pi}}$.

Известно, что для тяжелых сред $\lambda_{\Pi} > \lambda_{\sigma}$ и дозовый фактор накопления за защитой из тяжелого материала повышается с увеличением толщины.

Приложение.

Таблица 11.1

**Дозовые характеристики
моноэнергитических нейтронов**

Энергия нейтронов, МэВ	Удельная доза h , $\frac{\text{бэр} \cdot \text{см}^2}{\text{нейтр.}}$	Допустимая плотность потока ДПП, $\frac{\text{нейтр.}}{\text{см}^2}$	Коэффициент качества, КК
тепловые	$1 \cdot 10^{-9}$	700	2,8
$1 \cdot 10^{-7}$	$1 \cdot 10^{-9}$	700	2,8
$1 \cdot 10^{-6}$	$2,1 \cdot 10^{-9}$	330	2,8
$1 \cdot 10^{-5}$	$2,1 \cdot 10^{-9}$	330	2,8
$1 \cdot 10^{-4}$	$2,1 \cdot 10^{-9}$	330	2,8
$5 \cdot 10^{-3}$	$1,6 \cdot 10^{-9}$	430	2,5
$2 \cdot 10^{-2}$	$1,6 \cdot 10^{-9}$	400	2,7
$1 \cdot 10^{-1}$	$8,2 \cdot 10^{-9}$	84	9
$5 \cdot 10^{-1}$	$2,6 \cdot 10^{-8}$	27	12
1	$3,7 \cdot 10^{-8}$	19	12
2,5	$4,3 \cdot 10^{-8}$	16	10
5	$4,3 \cdot 10^{-8}$	16	8,4
10	$5 \cdot 10^{-8}$	14	6,7
20	$6,3 \cdot 10^{-8}$	11	8
100	$5 \cdot 10^{-8}$	14	4

Окончание таблицы 11.1

Энергия нейтронов, МэВ	Удельная доза h, $\frac{\text{бэр} \cdot \text{см}^2}{\text{нейтр.}}$	Допустимая плотность потока ДПП, $\frac{\text{нейтр.}}{\text{см}^2}$	Коэффициент качества, КК
500	$6,2 \cdot 10^{-8}$	11	3
$1 \cdot 10^3$	$1,2 \cdot 10^{-7}$	6	2,5
$3 \cdot 10^3$	$2,4 \cdot 10^{-7}$	3	2,5
$1 \cdot 10^4$	$3,3 \cdot 10^{-7}$	2	2,5
$3 \cdot 10^4$	$4,5 \cdot 10^{-7}$	1,5	2,5
$1 \cdot 10^5$	$6 \cdot 10^{-7}$	1,2	2,5

Таблица 11.2

Дозовые характеристики моноэнергетического гамма-излучения.

Энергия фотонов, МэВ	Удельная доза h, $\frac{\text{бэр} \cdot \text{см}^2}{\text{фотон.}}$	Допустимая плотность потока ДПП, $\frac{\text{фотон.}}{\text{см}^2}$	Создающий H=5бэр флюенс F $\frac{\text{фотон.}}{\text{см}^2}$
$5 \cdot 10^{-3}$	$2,5 \cdot 10^{-9}$	280	$2 \cdot 10^9$
$1 \cdot 10^{-2}$	$6,9 \cdot 10^{-10}$	1000	$7,2 \cdot 10^9$
$21 \cdot 10^{-2}$	$1,8 \cdot 10^{-10}$	4300	$3,1 \cdot 10^{10}$
$3 \cdot 10^{-2}$	$7,2 \cdot 10^{-11}$	9600	$6,9 \cdot 10^{10}$

Окончание таблицы 11.2

Энергия фотонов, МэВ	Удельная доза h , $\frac{\text{бэр} \cdot \text{см}^2}{\text{фотон.}}$	Допустимая плотность потока ДПП, $\frac{\text{фотон.}}{\text{см}^2}$	Создающий $N=5\text{бэр}$ флюенс F $\frac{\text{фотон.}}{\text{см}^2}$
$5 \cdot 10^{-2}$	$3,1 \cdot 10^{-11}$	22000	$1,6 \cdot 10^{11}$
$1 \cdot 10^{-1}$	$3,9 \cdot 10^{-11}$	18000	$1,3 \cdot 10^{11}$
$2 \cdot 10^{-1}$	$9,8 \cdot 10^{-11}$	7100	$5,1 \cdot 10^{10}$
$5 \cdot 10^{-1}$	$2,5 \cdot 10^{-10}$	8800	$2 \cdot 10^{10}$
1	$4,8 \cdot 10^{-10}$	1400	$1 \cdot 10^{10}$
2	$8,3 \cdot 10^{-10}$	830	$6 \cdot 10^9$
5	$1,6 \cdot 10^{-9}$	430	$3,1 \cdot 10^9$
10	$2,9 \cdot 10^{-9}$	240	$1,8 \cdot 10^9$
20	$4,3 \cdot 10^{-9}$	160	$1,2 \cdot 10^9$
50	$9,9 \cdot 10^{-9}$	70	$4,8 \cdot 10^8$

Таблица 11.3

Длины релаксации плотности потока нейтронов для
нейтронного спектра реактора, $\frac{\rho}{\text{см}^2}$

среда	$d, \frac{\rho}{\text{см}^2}$	Длины релаксации для нейтронов с энергией E, МэВ			
		> 0.33	> 2	> 3	> 5
вода	10 – 30	8,1	8,1 ; 7,6	8,1 ; 9,1	9,2 ; 9,6
	30 – 60	8,9	9,3 ; 9,1	9,5 ; 9,3	10,5
	60 – 100	8,7	9,3	10,7	11
графит	0 – 50	—	18,9	20,9	23
	50 – 100	—	20	24 ; 21,7	24
	100 – 150	21,1	21,7	26,6	25,4
	150 – 220	26,8	24,3	26,3	27,8
железо	0 – 510	—	59;55,4	51	—

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК.

Защита от ионизирующих излучений. Т.1. /
Н. Г. Гусев, В. А. Климанов, В. П. Машкович,
А. П. Суворов. М.: Энергоатомиздат, 1989.

Иванов В. И. Курс дозиметрии: Учебник для
вузов, – 4 Изд-во М.: Энергоатомиздат, 1988.

Егоров Ю. А. Основы радиационной безопасности
атомных электростанции. М.:
Энергоатомиздат, 1982.

Машкович В. П. Защита от ионизирующих
излучений: Справ. М.: Энергоатомиздат,
1982.

Нормы радиационной безопасности НРБ – 99 и
основные санитарные правила работы с
радиоактивными веществами и другими
источниками ионизирующих излучений
ОСП – 72/87. М.: Энергоатомиздат, 1988.