

В.П. Машкович  
А.М. Панченко

# ОСНОВЫ РАДИАЦИОННОЙ БЕЗОПАСНОСТИ

Допущено  
Государственным комитетом СССР  
по народному образованию  
в качестве учебного пособия  
для инженерно-физических  
и инженерно-технических  
специальностей вузов



МОСКВА  
ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ  
1990

ББК 51.26  
М38  
УДК 628.518:539.16.04(075.8)

*Рецензенты:* Томский политехнический институт им. С.М. Кирова;  
доктор техн. наук. проф. Н.Г. Гусев

**Машкович В.П., Панченко А.М.**

**М38** Основы радиационной безопасности: Учебное пособие для вузов. — М.: Энергоатомиздат, 1990. — 176 с.: ил.  
ISBN 5-283-03029-6

Книга знакомит с основными вопросами радиационной безопасности при использовании источников ионизирующих излучений.

В основу книги положен курс лекций, читаемых авторами в Московском инженерно-физическом институте на протяжении почти 30 лет.

Для студентов вузов, изучающих основы радиационной безопасности при использовании различных источников ионизирующих излучений.

М  $\frac{3604000000-545}{051(01)-90}$  256-90

ББК 51.26

ISBN 5-283-03029-6

© Авторы, 1990

## ПРЕДИСЛОВИЕ

В 1885 г. В.К. Рентген открыл излучение, названное в дальнейшем его именем. В 1886 г. А. Беккерель положил на несколько фотографических пластинок кусок минерала, содержащего уран. Проявив пластинки, он обнаружил на них следы каких-то излучений, которые он приписал урану. В 1898 г. супруги М.Кюри и П. Кюри установили, что уран после излучения превращается в другие химические элементы. Один из этих элементов они назвали радием, поскольку по-латыни это слово означает "испускающий лучи". Это были первые шаги в исследованиях с ионизирующими излучениями.

Сегодня трудно указать область народного хозяйства страны, где бы не использовались радионуклиды или другие источники ионизирующих излучений.

Среди всех областей использования источников ионизирующих излучений следует отметить прежде всего ядерную энергетику. Первая в мире атомная электростанция (АЭС) мощностью 5 МВт была пущена в нашей стране в июне 1954 г., а сегодня в мире работает 417 энергетических реакторов, которые производят 16 % всей электроэнергии. В некоторых странах значительная часть электроэнергии вырабатывается на АЭС: во Франции — 70 %, Бельгии — 66 %, США и Великобритании — более 17 %. В СССР на 45 энергоблоках установленной мощностью 34,4 ГВт вырабатывается 12,7 % всей производимой энергии. АЭС позволили сэкономить сотни миллионов тонн угля и нефти.

Авария на Чернобыльской АЭС в какой-то мере подорвала доверие к ядерной энергетике и временно снизила темпы ввода в строй новых мощностей АЭС. Возникла необходимость в принятии дополнительных мер по повышению безопасности АЭС. Особенно актуальной стала задача создания АЭС с "внутренней безопасностью".

Вместе с тем ядерная энергетика остается важным источником получения энергии. Другой равноценной альтернативы ядерной энергетике в области энергоресурсов сегодня нет. При нормальной эксплуатации ядерная энергетика для окружающей среды наиболее безопасна. Поэтому нет сомнения в том, что и дальше ядерная энергетика будет развиваться быстрыми темпами как в нашей стране, так и в других странах мира. Авария на ЧАЭС еще раз особенно ярко высветила значимость проблем радиационной безопасности.

Радиационные технологии, радиационная терапия и диагностика, радиационное приборостроение, радионуклидная энергетика прочно вошли в практику народного хозяйства страны, позволяют совершенствовать и интенсифицировать производство, повышать производительность труда, улучшать качество получаемой продукции, ставить диагнозы, лечить злокачественные новообразования и т.д.

Мощные облучательные стационарные и передвижные установки, аппараты для лучевой терапии, радиационные дефектоскопы, толщиномеры, плотномеры, влагомеры, измерители и сигнализаторы уровня жидкости, высотомеры, нейтрализаторы статического электричества, приборы ядерной геофизики и активационного анализа, электрокардиостимуляторы, радионуклидные термоэлектрические генераторы, счетчики предметов — это далеко не полный перечень широко используемых аппаратов, установок и приборов, работающих с источниками ионизирующих излучений. Заметим, что в нашей стране сейчас выпускается 140 различных радионуклидов, применяемых более чем в 15 тысячах научных учреждений и промышленных предприятий.

Утверждение ядерной энергетике как нового перспективного источника производства электроэнергии, применение энергетических и исследовательских реакторов, ускорителей заряженных частиц, радионуклидов и других источников ионизирующих излучений в различных областях народного хозяйства, науки, техники и медицины неразрывно связаны с проблемой радиационной безопасности, с задачами проектирования и создания биологических защит.

Радиационная безопасность — составная часть общей техники безопасности, обеспечивающая безопасные условия труда персонала и населения при использовании различных источников ионизирующих излучений. Радиационная безопасность — совокупность технических, гигиенических и организационных мероприятий, обеспечивающих безопасные условия для персонала и населения.

Практическая значимость проблемы радиационной безопасности обусловлена также и ее стоимостью. В связи с этим нелишне напомнить, что, например, доля затрат на обеспечение безопасности строящихся сегодня АЭС составляет почти 50 % общих капиталовложений в АЭС, а стоимость защиты современных ядерно-технических установок может достигать 20–30 % стоимости всего сооружения.

В области радиационной безопасности в Советском Союзе и за рубежом накоплен большой опыт. Большие заслуги в исследованиях этих проблем принадлежат советским ученым и специалистам.

Широкое признание получили работы советских ученых А.А. Абаяна, К.К. Аглинцева, В.В. Бочкарева, Т.А. Гермогеновой, Н.Г. Гусева, Ю.А. Егорова, В.И. Иванова, И.Б. Кеирим-Маркуса, В.И. Кухтевича, В.Н. Лебедева, О.И. Лейпунского, У.Я. Маргулиса, В.В. Матвеева, Ю.В. Сивинцева, Е.Д. Чистова, С.Г. Цыпина и многих других.



Первые две главы книги — вводные. В них рассмотрены основные физические величины и их единицы в области ионизирующих излучений (гл. 1) и процессы взаимодействия излучений с веществом (гл. 2). Эти главы включены в учебное пособие, чтобы сделать его автономным. Если читатель знаком с этим материалом по другим курсам, эти главы могут не изучаться.

Изложению основ радиационной безопасности посвящены гл. 3—7 настоящей книги, в которых рассмотрены радиационные характеристики источников излучения (гл. 3), биологическое действие и нормирование излучений (гл. 4), методы расчета защит от основных источников радиации — фотонов, нейтронов,  $\alpha$ -,  $\beta$ -частиц (гл. 5), методы контроля радиационной обстановки (гл. 6), организационные мероприятия и вопросы гигиены при работе с источниками (гл. 7).

В конце каждой главы приводятся задачи с ответами. Решение задач после изучения материалов каждой главы позволит приобрести практические навыки и проверить, насколько полно усвоен материал. Если решение задач не встретит трудностей, значит материал главы усвоен хорошо. Для более углубленного изучения курса можно рекомендовать решение задач из "Сборника задач по дозиметрии и защите от ионизирующих излучений" В.И. Иванова и В.П. Машковича (3-е изд., М., Атомиздат, 1980). При этом необходимые справочные материалы могут быть взяты из справочника В.П. Машковича "Защита от ионизирующих излучений" (3-е изд., М., Энергоатомиздат, 1982).

Авторы понимают, что в этой книге небольшого объема они не смогли в равной степени подробно рассмотреть все аспекты радиационной безопасности. В частности, это относится и к вопросам защиты окружающей среды.

Вопросы радиационной безопасности и защиты отдельных ядерно-технических установок или избранные разделы этой проблемы рассмотрены в специализированных учебниках, монографиях и справочниках.

Учебное пособие предназначено для студентов высших учебных заведений, изучающих основы радиационной безопасности при использовании различных источников ионизирующих излучений, для которых радиационная безопасность не является основной специальностью. Книга может быть также полезна аспирантам, научным и практическим работникам, проектировщикам и другим специалистам, связанным по работе с источниками ионизирующих излучений. Материал книги рассчитан на знакомство читателя с курсами высшей математики и физики технических вузов.

Книга подготовлена на основе курсов лекций, читаемых авторами в Московском ордена Трудового Красного Знамени инженерно-физическом институте на протяжении почти 30 лет.

В.П. Машкович написал в книге введение, гл. 1, 3, 4, 7, А.М. Панченко — гл. 2, 5, 6.

Авторы выражают глубокую признательность сотрудникам кафедры радиационной физики и студентам Московского ордена Трудового Красного Знамени инженерно-физического института, общение с которыми оказало большую помощь в подготовке настоящей книги. Особо авторы благодарны товарищам по работе Е.А. Крамер-Агееву, М.П. Панину, О.Г. Скотниковой, В.В. Смирнову, прочитавшим рукопись книги и сделавшим по ней ценные замечания.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность также рецензентам профессорам Н.Г. Гусеву, Б.А. Кононову и А.М. Кольчужкину за ценные замечания по рукописи книги, которые с благодарностью учтены авторами.

*Авторы*

## ФИЗИЧЕСКИЕ ВЕЛИЧИНЫ И ИХ ЕДИНИЦЫ В ОБЛАСТИ РАДИАЦИОННОЙ БЕЗОПАСНОСТИ

### § 1.1. Основные понятия

*Ионизирующее излучение* — излучение, взаимодействие которого со средой приводит к образованию ионов разных знаков. Заметим, что видимый свет и ультрафиолетовое излучение общепринято не включать в понятие "ионизирующее излучение".

Ионизирующее излучение, состоящее из заряженных частиц, например электронов, протонов,  $\alpha$ -частиц, имеющих кинетическую энергию, достаточную для ионизации при столкновении, называется *непосредственно ионизирующим излучением*. Ионизирующее излучение, состоящее из незаряженных частиц, например нейтронов или фотонов, которые в свою очередь могут создавать непосредственно ионизирующее излучение и (или) вызывать ядерные превращения, называется *косвенно ионизирующим излучением*.

К *фотонному ионизирующему излучению* относится *гамма-излучение*, возникающее при изменении энергетического состояния атомных ядер или при аннигиляции частиц, *тормозное излучение* с непрерывным энергетическим спектром, возникающее при уменьшении кинетической энергии заряженных частиц, *характеристическое излучение* с дискретным энергетическим спектром, возникающее при изменении энергетического состояния электронов атома, и *рентгеновское излучение*, состоящее из тормозного и (или) характеристического излучений.

К *корпускулярному излучению* относятся альфа-излучение, электронное, протонное, нейтронное, мезонное излучения.

Частицы корпускулярного ионизирующего излучения или фотоны принято называть *ионизирующими частицами*.

Ионизирующее излучение, состоящее из частиц различного вида или частиц и фотонов, называется *смешанным ионизирующим излучением*.

Различают *моноэнергетическое* и *немоноэнергетическое ионизирующее излучение*. Под моноэнергетическим понимается ионизирующее излучение, состоящее из фотонов одинаковой энергии или частиц одного вида с одинаковой кинетической энергией. Немонэнергетическое излучение имеет фотоны разной энергии или частицы одного вида с разной кинетической энергией.

Принято различать *первичное* и *вторичное ионизирующее излучение*. Под первичным понимается ионизирующее излучение, которое в рас-

смаатриваемом процессе взаимодействия со средой является или принимается за исходное. Вторичное ионизирующее излучение возникает в результате взаимодействия первичного ионизирующего излучения с данной средой.

Теперь несколько слов об источниках излучения. Объект, содержащий радиоактивный материал, или техническое устройство, испускающее или способное в определенных условиях испускать ионизирующее излучение, называют *источником ионизирующего излучения*. Под *радиоактивностью* мы понимаем самопроизвольное превращение неустойчивого нуклида в другой нуклид, сопровождающееся испусканием ионизирующего излучения. Напомним, что *нуклид* — это вид атомов одного элемента с данным числом протонов и нейтронов в ядре. Нуклид, обладающий радиоактивностью, называется *радионуклидом*.

Распределение ионизирующего излучения в рассматриваемой среде называется *полем ионизирующего излучения*. В зависимости от величины, характеризующей ионизирующее излучение, различают поле плотности потока ионизирующих частиц, мощности поглощенной дозы, мощности кермы и т.д. Ионизирующее излучение с одним выделенным направлением распространения называют *мононаправленным*.

## § 1.2. Международная система единиц

В 1960 г. XI Генеральная конференция по мерам и весам в целях международной унификации единиц физических величин приняла единую *Международную систему единиц (СИ)*, состоящую из семи основных, двух дополнительных и производных единиц, образуемых из основных и дополнительных. Основными единицами являются: метр (м) для длины, килограмм (кг) для массы, секунда (с) для времени, ампер (А) для силы электрического тока, кельвин (К) для термодинамической температуры, моль (моль) для количества вещества, кандела (кд) для силы света. Дополнительные единицы: радиан (рад) для плоского угла истерадиан (ср) для телесного угла.

С 1 января 1982 г. ГОСТ 8.417—81 "Единицы физических величин" ввел в нашей стране в действие Международную систему единиц физических величин как обязательную.

Введением этого ГОСТ изымаются из обращения все основные широко использовавшиеся ранее *внесистемные единицы* активности и дозовых характеристик поля излучения. Среди них единица *кюри* для активности радионуклида в источнике, *рад* для поглощенной дозы и кермы, *бэр* для эквивалентной дозы, *рентген* для экспозиционной дозы фотонного излучения, *миллиграмм-эквивалент радия* для нестандартной величины *гамма-эквивалента* и производные от них единицы. Замена этих единиц единицами СИ должна быть осуществлена в переходный период до 1 января 1990 г. Однако учитывая, что специалисты в опубликованных ранее монографиях, статьях, отчетах будут еще многие го-

ды встречаться с названными выше внесистемными единицами, вместе с единицами СИ в этой главе рассмотрены также изымаемые из обращения внесистемные единицы.

При использовании таких единиц СИ, как беккерель, грей, зиверт, и производных от них единиц для удобства в переходной период было рекомендовано рядом с единицами СИ в скобках приводить также значения величин во внесистемных единицах или их сочетаниях с другими единицами. Отмеченное правило не было распространено на единицу экспозиционной дозы и производных от нее единиц, т.к. после 1 января 1990 г. использование экспозиционной дозы не рекомендуется. Поэтому было рекомендовано единицу рентген и производные от нее единицы во время переходного периода указывать только во внесистемных единицах.

Существует ограниченная группа единиц, которые не во всех случаях можно заменить единицами СИ. Поэтому наравне с единицами СИ допущен к применению без ограничения срока ряд внесистемных единиц. Среди них, например, единицы: тонна (т) и атомная единица массы (а.е.м.) для массы; минута (мин), час (ч), сутки (сут) и другие получившие широкое распространение единицы для времени; градус (...°), минута (...'), секунда (...") для плоского угла; литр (л) для объема и вместимости. Для атомной науки и техники важную роль играет разрешение применять без ограничения срока внесистемную единицу энергии *электрон-вольт* (эВ) и ее десятичные кратные единицы. Эти единицы рекомендуется применять для энергии отдельных ионизирующих частиц *E*. Для испущенной, переданной или поглощенной суммарной энергии ионизирующих частиц *W* рекомендуется единица СИ *джоуль* и ее десятичные кратные и дольные единицы.

Выбор *десятичной кратной или дольной единицы* (табл. 1.1) диктуется прежде всего удобством ее применения. Из многообразия кратных и дольных единиц, которые могут быть образованы при помощи приставок, выбирают единицу, приводящую к числовым значениям

Таблица 1.1. Множители и приставки для образования десятичных кратных и дольных единиц и их наименований

Множитель	Приставка	Обозначение приставки	Множитель	Приставка	Обозначение приставки
$10^{18}$	экса	Э	$10^{-1}$	деци	д
$10^{15}$	пета	П	$10^{-2}$	санτι	с
$10^{12}$	тера	Т	$10^{-3}$	милли	м
$10^9$	гига	Г	$10^{-6}$	микро	мк
$10^6$	мега	М	$10^{-9}$	нано	н
$10^3$	кило	к	$10^{-12}$	пико	п
$10^2$	гекто	г	$10^{-15}$	фемто	ф
$10^1$	дека	да	$10^{-18}$	атто	а

Таблица 1.2. Соотношение между единицами СИ и внесистемными единицами в области радиационной безопасности

Величина и ее обозначение	Названия и обозначения единиц		Связь с единицей СИ
	Единица СИ	Внесистемная единица	
Активность $A$	Беккерель (Бк)	Кюри (Ки)	1 Ки = $3,700 \cdot 10^{10}$ Бк
Плотность потока энергии частиц $I$	Ватт на квадратный метр ( $Вт/м^2$ ), равный одному джоулю на квадратный метр в секунду [ $Дж/(м^2 \cdot с)$ ]	Эрг на квадратный сантиметр в секунду [ $эрг/(см^2 \cdot с)$ ] или мегаэлектрон-вольт на квадратный сантиметр в секунду [ $МэВ/(см^2 \cdot с)$ ] *	$1 \text{ эрг}/(см^2 \cdot с) = 1 \cdot 10^{-3} \text{ Дж}/(м^2 \cdot с) = 1 \cdot 10^{-3} \text{ Вт}/м^2$ ; $1 \text{ МэВ}/(см^2 \cdot с) = 1,602 \cdot 10^{-9} \text{ Дж}/(м^2 \cdot с) = 1,602 \cdot 10^{-9} \text{ Вт}/м^2$
Поглощенная доза $D$ , керма $K$	Грей (Гр)	Рад (рад)	1 рад = 0,01 Гр
Мощность поглощенной дозы $D$ , мощность кермы $K$	Грей в секунду (Гр/с)	Рад в секунду (рад/с)	1 рад/с = 0,01 Гр/с
Эквивалентная доза $H$	Зиверт (Зв)	Бэр (бэр)	1 бэр = 0,01 Зв
Мощность эквивалентной дозы $H$	Зиверт в секунду (Зв/с)	Бэр в секунду (бэр/с)	1 бэр/с = 0,01 Зв/с
Экспозиционная доза $X$	Кулон на килограмм (Кл/кг)	Рентген (Р)	1 Р = $2,58 \cdot 10^{-4}$ Кл/кг
Мощность экспозиционной дозы $X$	Ампер на килограмм (А/кг)	Рентген в секунду (Р/с)	1 Р/с = $2,58 \cdot 10^{-4}$ А/кг
Концентрация (объемная активность) радионуклида в атмосферном воздухе или воде	Беккерель на кубический метр ( $Бк/м^3$ )	Кюри на литр (Ки/л)	1 Ки/л = $3,700 \times 10^{13}$ Бк/м <sup>3</sup>
	Беккерель на литр (Бк/л)	Кюри на литр (Ки/л)	1 Ки/л = $3,700 \times 10^{10}$ Бк/л
$A \cdot V$ Энергия ионизирующей частицы $E_0$	Джоуль (Дж)	Электрон-вольт (эВ) *	1 эВ = $1,602 \cdot 10^{-19}$ Дж
		Мегаэлектрон-вольт (МэВ) *	1 МэВ = $1,602 \times 10^{-13}$ Дж

\* Допущена к применению без ограничения срока.

величины, приемлемым на практике. Кратные и дольные единицы обычно выбирают таким образом, чтобы числовые значения величины находились в диапазоне от 0,1 до 1000.

Таблица 1.2 позволит читателю при необходимости легко осуществлять переход от внесистемных единиц к единицам СИ.

### § 1.3. Активность радионуклида

Активность радионуклида в источнике (образце)  $\mathcal{A}$  — отношение числа  $dN_0$  спонтанных (самопроизвольных) ядерных превращений, происходящих в источнике (образце) за интервал времени  $dt$ , к этому интервалу:

$$\mathcal{A} = dN_0/dt. \quad (1.1)$$

Самопроизвольное ядерное превращение называют *радиоактивным распадом*.

Единица активности радионуклида — *беккерель* (Бк) <sup>\*1</sup>. Беккерель равен активности радионуклида в источнике (образце), в котором за время 1 с происходит одно спонтанное ядерное превращение.

Внесистемная единица активности — *кюри* (Ки) <sup>\*2</sup>, Кюри — активность радионуклида в источнике (образце), в котором за время 1 с происходит  $3,700 \cdot 10^{10}$  спонтанных ядерных превращений.

Таким образом,  $1 \text{ Ки} = 3,700 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$  (точно).

Отношение активности радионуклида в источнике к массе, объему (для объемных источников), площади поверхности (для поверхностных источников) или к длине (для линейных источников) источника называется *удельной, объемной, поверхностной или линейной активностью источника* соответственно.

Выбор единиц этих величин определяется конкретной задачей. Например, допустимую концентрацию радионуклида (объемную активность) в воде удобнее выражать в беккерелях на литр (Бк/л), а в воздухе в беккерелях на кубический метр (Бк/м<sup>3</sup>), так как суточное потребление человеком воды определяется обычно в литрах, а воздуха — в кубических метрах.

Распад радиоактивных атомов сопровождается испусканием корпускулярных частиц ( $\alpha$ -,  $\beta^+$ -,  $\beta^-$ -частицы, конверсионные электроны) и (или) фотонов. При этом число ядерных превращений далеко не всегда совпадает с числом испускаемых корпускулярных частиц и еще реже — с числом испускаемых фотонов. Активность характеризует лишь число ядерных превращений. Поэтому термины "α-, или β-, или γ-активность" недопустимы. Связать активность радионуклида с числом испускаемых корпускулярных частиц или фотонов можно, зная схему распада нуклида. Принятые обозначения *схем распада* показаны на рис. 1.1, а.

<sup>\*1</sup> Антуан Анри Беккерель (1852–1908 гг.) — французский физик, открыл радиоактивность солей урана, лауреат Нобелевской премии.

<sup>\*2</sup> Названа в честь французских ученых лауреатов Нобелевской премии супругов Пьера Кюри (1859–1906 гг.) и Марии Склодовской-Кюри (1867–1934 гг.), открывших радиоактивность полония и радия, основоположников учения о радиоактивности.





где  $\mathcal{A}_0$ ,  $N_0$  — активность радионуклида и число радиоактивных атомов нуклида в источнике в начальный момент времени  $t = 0$  соответственно;  $\lambda$  — *постоянная распада* — отношение доли ядер  $dN/N$  радионуклида, распадающихся за интервал времени  $dt$ , к этому интервалу времени:  $\lambda = (1/N)(dN/dt)$ ;  $T_{1/2}$  — *период полураспада* радионуклида — время, в течение которого число ядер радионуклида в результате радиоактивного распада уменьшается в два раза;  $0,693 = \ln 2$ .

Изменение  $\mathcal{A}(t)$  и  $N(t)$ , определяемое формулами (1.2) и (1.3), называется *законом радиоактивного распада*.

Из приведенных определений следует, что активность радионуклида  $\mathcal{A}$  связана с числом радиоактивных атомов в источнике в данный момент времени соотношением

$$\mathcal{A} = \lambda N = 0,693 N / T_{1/2}. \quad (1.4)$$

Свяжем *массу  $m$  радионуклида* в граммах (без учета массы неактивного носителя) с его активностью  $\mathcal{A}$  в беккерелях. Число радиоактивных атомов  $N$ , соответствующих активности  $\mathcal{A}$ , Бк, определяется из формулы (1.4), где  $T_{1/2}$  выражен в секундах; масса одного атома в граммах  $m_a = A/N_A$ , где  $A$  — атомная масса,  $N_A$  — постоянная Авогадро,  $N_A = 6,022 \cdot 10^{23}$  моль<sup>-1</sup>.

Следовательно,

$$m = N m_a = (\mathcal{A} T_{1/2} / 0,693) \cdot (A / N_A) = 2 \cdot 40 \cdot 10^{-24} A T_{1/2} \mathcal{A}. \quad (1.5)$$

Из формулы (1.5) можно также выразить активность в беккерелях радионуклида массой  $m$  в граммах (без учета неактивного носителя):

$$\mathcal{A} = 4,17 \cdot 10^{23} m / (A \cdot T_{1/2}). \quad (1.6)$$

Выбор других единиц для  $T_{1/2}$  и  $\mathcal{A}$  приводит к изменению констант в формулах (1.5) и (1.6).

#### § 1.4. Характеристики поля излучения

Для характеристики поля излучения в практических задачах часто используется плотность потока ионизирующих частиц или *флюенс ионизирующих частиц*.

*Флюенс ионизирующих частиц  $\Phi^*$*  — отношение числа ионизирующих частиц  $dN$ , проникающих в элементарную сферу, к площади центрального сечения  $dS$  этой сферы:  $\Phi = dN/dS$ .

Заметим, что здесь и ниже в подобных определениях величин, как общепринято в физике,  $dN$  понимают как дифференциал ожидаемого

\* Вместо термина "флюенс" иногда используется менее распространенный термин "перенос".

значения числа частиц  $N$ . При этом дифференциал в знаменателе, с одной стороны, мал по сравнению с изменением (градиентом) поля излучения, с другой стороны, достаточно велик, чтобы можно было зарегистрировать достаточно много частиц. Единица флюенса частиц в СИ —  $\text{м}^{-2}$ , предпочтительная единица —  $\text{см}^{-2}$ .

*Плотность потока ионизирующих частиц*  $\varphi$  — отношение флюенса ионизирующих частиц  $d\Phi$  за интервал времени  $dt$  к этому интервалу:  $\varphi = d\Phi/dt$ . Можно плотность потока ионизирующих частиц  $\varphi$  определить как отношение числа ионизирующих частиц  $dN$ , проникающих за интервал времени  $dt$  в элементарную сферу, к интервалу времени  $dt$  и площади центрального сечения сферы  $dS$ :  $\varphi = dN/(dS \cdot dt)$ . Единица плотности потока частиц в СИ —  $1/(\text{м}^2 \cdot \text{с}) = \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ , предпочтительная единица —  $1/(\text{см}^2 \cdot \text{с}) = \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ .

Во многих прикладных задачах надо знать не поток ионизирующих частиц, а их энергию. В этих случаях от приведенных выше характеристик мы приходим соответственно к флюенсу энергии ионизирующих частиц и к плотности потока энергии ионизирующих частиц (интенсивности ионизирующих частиц\*).

*Флюенс энергии ионизирующих частиц*  $\Phi_W$  — отношение энергии ионизирующего излучения  $dW$ , проникающего в элементарную сферу, к площади центрального сечения  $dS$  этой сферы:  $\Phi_W = dW/dS$ . Единица флюенса энергии частиц в СИ —  $\text{Дж}/\text{м}^2$ , предпочтительная удобная на практике единица —  $\text{МэВ}/\text{см}^2$ .

*Плотность потока энергии ионизирующих частиц (интенсивность ионизирующих частиц\*)*  $I$  — отношение флюенса энергии ионизирующих частиц  $d\Phi_W$  за интервал времени  $dt$  к этому интервалу:  $I = d\Phi_W/dt$ . Можно плотность потока энергии ионизирующих частиц  $I$  определить как отношение энергии ионизирующих частиц  $dW$ , проникающей за интервал времени  $dt$  в элементарную сферу, к интервалу времени  $dt$  и площади центрального сечения сферы  $dS$ :  $I = dW/(dS \cdot dt)$ . Единица интенсивности в СИ —  $\text{Вт}/\text{м}^2$ , предпочтительная удобная на практике единица —  $\text{МэВ}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ .

Приведенным характеристикам поля излучения соответствуют пространственные (по положению точки детектирования в пространстве), энергетические (по энергии детектируемого излучения), угловые (по направлению движения регистрируемых частиц) и временные (по времени) зависимости и величины. Например, для решения ряда задач интересно знать распределение той или иной характеристики поля по энергии. Тогда, например, для плотности потока частиц мы приходим к *энергетической плотности потока ионизирующих частиц*  $\varphi(E)$ , кото-

---

\* Термин "интенсивность" получил широкое распространение как удобный синоним термина "плотность потока энергии".

ая представляет собой отношение плотности потока ионизирующих частиц  $d\phi$  с энергией от  $E$  до  $E + dE$ , к энергетическому интервалу  $dE$ :  $\rho(E) = d\phi/dE = d\Phi/(dt \cdot dE) = dN/(dS \cdot dt \cdot dE)$ . Единица энергетической плотности потока частиц СИ  $1/(\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{Дж}) = \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Дж}^{-1}$ , предпочтительная удобная на практике единица  $1/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{МэВ}) = \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{МэВ}^{-1}$ .

Заметим, что определение приведенных выше характеристик поля математически строго можно записать через предельные переходы, например, флюенс частиц  $\Phi = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \Delta N / \Delta S$ .

$$\Delta S \rightarrow 0$$

### § 1.5. Дозовые характеристики поля излучения

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

*Поглощенная доза ионизирующего излучения*  $D$  — отношение средней энергии  $d\bar{W}$ , переданной ионизирующим излучением веществу в элементарном объеме, к массе  $dm$  вещества в этом объеме:

$$D = d\bar{W}/dm. \quad (1.7)$$

Допускается вместо термина "поглощенная доза излучения" использование краткой формы *доза излучения*.

Единица поглощенной дозы в СИ — *грей* (Гр)\*. Грей равен поглощенной дозе ионизирующего излучения, при которой веществу массой 1 кг передается энергия ионизирующего излучения, равная 1 Дж.

Внесистемной единицей поглощенной дозы ионизирующего излучения является рад. Рад равен поглощенной дозе ионизирующего излучения, при которой веществу массой 1 г передается энергия ионизирующего излучения, равная 100 эрг.

Таким образом, 1 рад = 0,01 Дж/кг = 0,01 Гр.

Под *переданной энергией* в определении поглощенной дозы понимается

$$W = \Sigma E_{\text{вх}} - \Sigma E_{\text{вых}} + \Sigma \epsilon, \quad (1.8)$$

где  $\Sigma E_{\text{вх}}$  — сумма кинетических энергий всех заряженных и незаряженных частиц, входящих в рассматриваемый объем;  $\Sigma E_{\text{вых}}$  — сумма кинетических энергий всех заряженных и незаряженных частиц, выходящих из этого объема;  $\Sigma \epsilon$  — сумма всех изменений энергии (при уменьшении со знаком плюс, при увеличении со знаком минус), свя-

---

\*Луис Гарольд Грей (1905–1965 гг.) сделал фундаментальное открытие в области радиационной дозиметрии, известное в настоящее время как принцип Брегга–Грея.

занных с массой покоя ядер и элементарных частиц при любых ядерных превращениях, происходящих в рассматриваемом объеме,  $\Sigma \epsilon = \Sigma \Delta m c^2$ , где  $\Delta m$  — изменение массы покоя. Естественно, что изменение массы покоя учитывается в члене  $\Sigma \epsilon$  соответствующим энергетическим эквивалентом.

В определении поглощенной дозы указана средняя переданная излучением веществу энергия  $\bar{dW}$ . Переданная энергия подвержена случайным статистическим флуктуациям, которые могут стать значительными, если масса  $dm$  мала и невелик флюенс заряженных частиц. Такие величины, подверженные статистическим флуктуациям, называют стохастическими. Таким образом,  $dW$  — стохастическая величина. Его ожидаемое значение называют средней переданной энергией  $\bar{dW}$ , которая является в свою очередь нестохастической величиной. Следовательно, и поглощенная доза — величина нестохастическая, определяемая как среднее значение связанной с ней стохастической величины.

Отметим, что, если подходить строго, следует различать переданную энергию и поглощенную энергию излучения, которая представляет собой полную энергию излучения, потерянную полем при взаимодействиях. Эти две величины равны между собой при  $\Sigma \epsilon = 0$ . Это отношение справедливо во многих задачах. Так как в этих случаях понятия поглощенной и переданной энергии идентичны, различием между ними при этом вообще пренебрегают.

В биологическом объекте поглощенная доза излучения распределяется неравномерно.

Рассмотрим, как изменяется поглощенная доза по глубине биологической ткани (рис. 1.2). Пусть косвенно ионизирующее излучение плоского мононаправленного источника падает нормально на плоскую границу полубесконечной среды (биологической ткани). Если биологическая ткань окружена нерассеивающей и непоглощающей средой, т.е. на ее поверхности ( $d = 0$ ) поглощенная доза формируется только вторичными заряженными частицами, образовавшимися в биологической ткани при распространении косвенно ионизирующего излучения и приходящими в точку детектирования на поверхности среды из заднего полупространства (точка  $A$ ). С увеличением глубины  $d$  к ним добавляются частицы, приходящие из переднего слоя среды между ее границей и точкой детектирования. Это приводит к возрастанию поглощенной дозы. Одновременно в этом же слое идут процессы ослабления косвенно ионизирующего излучения, что ведет к уменьшению поглощенной дозы. Следовательно, формирование поглощенной дозы обусловлено двумя противоположно действующими процессами: накоплением вторичного излучения и ослаблением первичного излучения. Обычно до некоторой глубины  $d_0$  преобладает первый процесс, после глубины  $d_0$  — второй. На глубине  $d_0$  поглощенная доза имеет максимальное значение (точка  $B$  на рис. 1.2). Например, для гомогенного тканезквивалентного фантома в виде слоя толщиной 30 см максимум

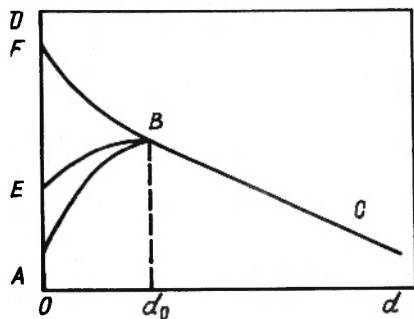


Рис. 1.2. Распределение поглощенной дозы по глубине биологической ткани

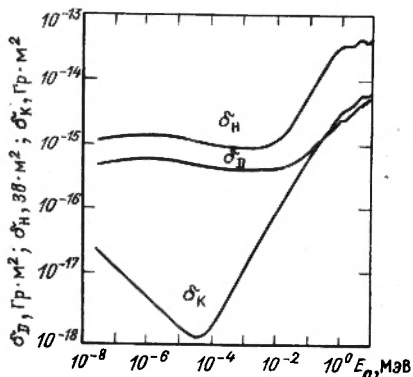


Рис. 1.3. Зависимость максимальной поглощенной  $\delta_D$  и эквивалентной  $\delta_H$  доз для единичного флюенса от энергии  $E_0$  источников моноэнергетических нейтронов, падающих перпендикулярно на гомогенные тканезквивалентные фантомы в виде правильного кругового цилиндра диаметром 30 и высотой 60 см, и значения каневой кермы  $\delta_K$  для единичного флюенса

в распределении поглощенной дозы от фотонного излучения плоского мононаправленного радионуклидного источника наблюдается почти на поверхности или в пределах первых 2 см от нее.

Если в первичном излучении присутствуют также заряженные частицы, то поглощенная доза будет возрастать слабее (кривая *EBC*), а для  $\beta$ -частиц поглощенная доза с глубиной спадает (кривая *FBC*).

Степень воздействия излучения при облучении обычно принято характеризовать максимальным значением дозы облучения в теле человека (рис. 1.3 и 1.4). Использование этих значений доз исключает превышение допустимой дозы в любой точке тела человека. Слово "максимальное" обычно для краткости опускают. Следуя этому, ниже в тексте под тканевыми дозами будем понимать их максимальные значения.

Для оценки воздействия на среду косвенно ионизирующих излучений используют также понятие керма (kerma — аббревиатура от английских слов kinetic energy released in material).

Керма  $K$  — отношение суммы первоначальных кинетических энергий  $dW_K$  всех заряженных ионизирующих частиц, образованных под действием косвенно ионизирующего излучения в элементарном объеме вещества, к массе  $dm$  вещества в этом объеме:

$$K = dW_K / dm. \quad (1.9)$$

В качестве вещества, в котором определяется керма, часто используют воздух для фотонного излучения, ткань для косвенно ионизи-

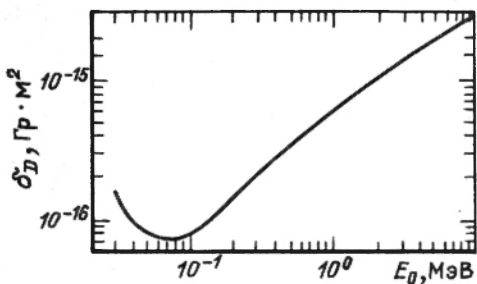


Рис. 1.4. Зависимость максимальной поглощенной дозы для единичного флюенса  $\delta_D$  в ткани от энергии фотонов, падающих перпендикулярно на однородный тканезэквивалентный фантом в виде бесконечного слоя толщиной 30 см

рующих излучений, применяемых в медицине и биологии, любой материал при изучении радиационных эффектов и т.д.

Единица кермы — *грей* — совпадает с единицей поглощенной дозы.

Грей равен керме, при которой сумма начальных кинетических энергий всех заряженных ионизирующих частиц, образовавшихся под действием косвенно ионизирующего излучения в веществе массой 1 кг, равна 1 Дж. Внесистемная единица кермы — рад.

Керма удобна тем, что она применима как для фотонов, так и для нейтронов в любом диапазоне доз и энергий излучения, не вводит неоднозначных параметров в расчеты.

Керма характеризуется кинетической энергией вторичных заряженных частиц, в том числе и той ее частью, которая расходуется затем на тормозное излучение. Таким образом, керма для моноэнергетического пучка фотонного излучения может быть представлена в виде суммы двух членов

$$K = K_{и+в} + K_T, \quad (1.10)$$

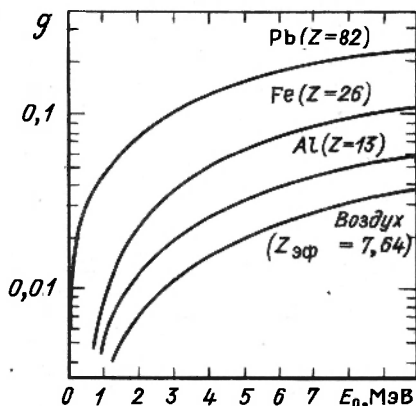
где  $K_{и+в}$  — компонента кермы, обусловленная кинетической энергией заряженных частиц, затраченной на ионизацию и возбуждение при взаимодействии (столкновении) частиц с атомами среды;  $K_T$  — компонента кермы, обусловленная кинетической энергией заряженных частиц, затраченной на тормозное излучение.

Из зависимости доли энергии вторичных заряженных частиц  $g = K_T/K$ , переходящей в тормозное излучение, от энергии фотонного излучения  $E_0$  и атомного номера  $Z$  материала (рис. 1.5) видно, что для фотонов средних энергий и сред с небольшим  $Z$  (воздух)  $K_T/K$  незначительно. Заметим, что для сред с большим  $Z$  значение  $g$  может стать сравнительно большим.

Следовательно, значение кермы для фотонов в условиях электронного равновесия (см. § 6.1) совпадает с поглощенной дозой с погрешностью, определяемой значением  $g$ .

Для энергий фотонов радионуклидных источников ( $E_0 \leq 3$  МэВ) значение кермы в воздухе может превышать значение поглощенной дозы в воздухе не более чем на 1 % (рис. 1.5). Следовательно, в эти:

Рис. 1.5. Зависимость доли энергии вторичных заряженных частиц  $g$ , переходящей в тормозное излучение, от энергии фотонов для разных сред



задачах с погрешностью примерно до 1 % поглощенная доза в воздухе и керма в воздухе равны. Эта погрешность меньше погрешности определения коэффициентов взаимодействия фотонов с веществом ( $\pm 2\%$ ).

Керма в биологической ткани с глубиной из-за ослабления падающего излучения в ткани уменьшается. Таким образом, максимум кермы наблюдается на поверхности ткани.

Сравним теперь характеристики поля излучения по поглощенной дозе и керме для источников нейтронов, для которых первоначально и была введена керма.

Если потерями энергии на тормозное излучение можно пренебречь, то керма совпадает с поглощенной дозой от вторичных заряженных частиц в условиях равновесия заряженных частиц. Для ткани достаточно большой массы и в биологической защите, где соблюдается условие равновесия заряженных частиц, керма обычно практически\* совпадает с поглощенной дозой от вторичных заряженных частиц; для тонких слоев, таких, как кожный покров и материал одежды, керма и поглощенная доза различаются.

Для нейтронов в условиях равновесия заряженных частиц поглощенная доза практически может быть представлена как сумма кермы и поглощенной дозы от вторичного  $\gamma$ -излучения. Поэтому керма на единичный флюенс меньше поглощенной дозы на единичный флюенс, особенно в области промежуточных энергий, где значителен вклад в поглощенную дозу от вторичного  $\gamma$ -излучения.

Часто бывает удобно определять керму для конкретного вещества (например, воздуха), находящегося в некоторой точке внутри других веществ (например, в водном фантоме). В таких случаях оговаривают

\*Здесь и далее слово "практически" напоминает, что утверждение справедливо, если можно пренебречь потерями энергии заряженных частиц на образование тормозного излучения.

материал, для которого определяют керму, и среду, в которую он помещен, например: "керма в воздухе в заданной точке внутри водного фантома".

Необходимые для решения практических задач зависимости *кермы на единичный флюенс*  $\delta_K$  от энергии нейтронов для ткани стандартного человека, в которой все органы и костная ткань гомогенизированы приведены на рис. 1.3.

Для оценки поля фотонного излучения одним из первых было введено понятие экспозиционной дозы.

Экспозиционная доза выражает энергию фотонного излучения, преобразованную в кинетическую энергию заряженных частиц в единице массы атмосферного воздуха, который вследствие близости эффективных атомных номеров воздуха и ткани является для фотонного излучения тканезквивалентной средой.

Экспозиционная доза  $X$  — это количественная характеристика фотонного излучения, которая основана на его ионизирующем действии в сухом атмосферном воздухе и представляет собой отношение суммарного заряда  $dQ$  всех ионов одного знака, созданных в воздухе, когда все электроны и позитроны, освобожденные фотонами в элементарном объеме воздуха с массой  $dm$ , полностью остановились в воздухе к массе воздуха в указанном объеме:

$$X = dQ/dm. \quad (1.11)$$

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 ионы, несущие электрический заряд 1 Кл каждого знака.

На практике до последнего времени использовалась 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 ионизиционных процессов в воздухе создаются ионы, несущие одну электростатическую единицу количества электричества каждого знака. Заметим, что 0,001293 г — это масса 1 см<sup>3</sup> атмосферного сухого воздуха при нормальных условиях: температуре 0 °С и давлении 1013 гПа (760 мм рт.ст.).

---

\* Названа в честь Вильгельма Конрада Рентгена (1845–1923 гг.) — немецкого физика, который открыл излучение, названное его именем, и создал рентгеновские трубки. В.К. Рентген — первый среди физиков лауреат Нобелевской премии.



Отметим, что  $1 \text{ Р} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}$  (точно).

Экспозиционная доза не учитывает ионизацию, обусловленную тормозным излучением электронов и позитронов: этой величиной для воздуха обычно можно пренебречь из-за ее малости (рис. 1.5).

В условиях равновесия заряженных частиц и пренебрежения энергией электронов и позитронов, затрачиваемой на образование тормозного излучения, энергетические эквиваленты кермы в воздухе и экспозиционной дозы одинаковы.

Из определения единиц экспозиционной дозы нетрудно найти их энергетические эквиваленты, которые используются в практических расчетах.

Принимая заряд одного иона равным  $1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$ , получим, что при наличии равновесия заряженных частиц при экспозиционной дозе  $1 \text{ Кл/кг}$  создается  $1/1,602 \cdot 10^{-19} = 6,24 \cdot 10^{18}$  пар ионов в  $1 \text{ кг}$  воздуха.

Введем понятие *средней энергии ионообразования*  $w_0$  как отношение начальной кинетической энергии  $E_0$  заряженной ионизирующей частицы к числу пар ионов  $N$ , образованных этой частицей до полной потери ее кинетической энергии в данном веществе:  $w_0 = E_0/N$ .

Принимая среднюю энергию образования одной пары ионов равной  $w_0 = 33,85 \text{ эВ}$ , получим *энергетические эквиваленты кулона на килограмм*:  $1 \text{ Кл/кг} = 6,24 \cdot 10^{18}$  пар ионов на  $1 \text{ кг}$  воздуха  $\rightarrow 2,11 \times 10^{14} \text{ МэВ}$  на  $1 \text{ кг}$  воздуха  $\rightarrow 33,85 \text{ Дж}$  на  $1 \text{ кг}$  воздуха  $\rightarrow 8,07 \cdot 10^{18}$  пар ионов на  $1 \text{ м}^3$  воздуха  $\rightarrow 2,73 \cdot 10^{14} \text{ МэВ}$  на  $1 \text{ м}^3$  воздуха  $\rightarrow 43,77 \text{ Дж}$  на  $1 \text{ м}^3$  воздуха при нормальных условиях.

Принимая заряд одного иона равным  $4,803 \cdot 10^{-10} \text{ СГСЕ}$  и зная  $w_0$ , нетрудно определить и *энергетические эквиваленты рентгена*:  $1 \text{ Р} = 1,61 \cdot 10^{12}$  пар ионов на  $1 \text{ г}$  воздуха  $\rightarrow 5,45 \cdot 10^7 \text{ МэВ}$  на  $1 \text{ г}$  воздуха  $\rightarrow 8,73 \cdot 10^{-6} \text{ Дж}$  на  $1 \text{ г}$  воздуха  $\rightarrow 87,3 \text{ эрг}$  на  $1 \text{ г}$  воздуха  $\rightarrow 2,08 \cdot 10^9$  пар ионов на  $1 \text{ см}^3$  воздуха  $\rightarrow 7,05 \cdot 10^4 \text{ МэВ}$  на  $1 \text{ см}^3$  воздуха  $\rightarrow 1,13 \cdot 10^{-8} \text{ Дж}$  на  $1 \text{ см}^3$  воздуха  $\rightarrow 0,113 \text{ эрг}$  на  $1 \text{ см}^3$  воздуха при нормальных условиях.

В условиях лучевого равновесия заряженных частиц экспозиционной дозе в  $1 \text{ Кл/кг}$  соответствует поглощенная доза  $33,85 \text{ Гр}$  в воздухе или  $36,9 \text{ Гр}$  в биологической ткани, внесистемной единице  $1 \text{ Р}$  соответствует поглощенная доза  $0,873 \text{ рад}$  в воздухе или  $0,95 \text{ рад}$  в биологической ткани. Поэтому с погрешностью до  $5\%$  экспозиционную дозу в рентгенах и поглощенную дозу в тканях можно считать совпадающими.

Как отмечалось выше, использование экспозиционной дозы после 1 января 1990 г. не рекомендуется. Укажем на некоторые причины такого решения. Экспозиционная доза была введена только для фотонного излучения, поэтому она не может использоваться в полях часто встречающегося на практике смешанного излучения разных видов. Даже и для фотонного излучения область практического использова-

ния этой величины ограничена энергией 3 МэВ. Значение экспозиционной дозы в рентгенах и поглощенной дозы в воздухе в радах отличаются во внесистемных единицах всего лишь в 1,14 раза. Существенное изменение размеров единиц этих величин при переходе на единицы СИ может быть причиной многочисленных ошибок.

Для разных видов излучения биологический эффект при прочих равных условиях, в том числе и при одинаковой поглощенной дозе, оказывается различным. Например, при одинаковой поглощенной дозе  $\alpha$ -излучение гораздо опаснее  $\beta$ - или фотонного излучения. Поэтому для оценки биологического эффекта воздействия излучения произвольного состава потребовалось введение новой характеристики дозы.

Для сравнения биологических эффектов, производимых одинаковой поглощенной дозой различных видов излучения, используют понятие *относительной биологической эффективности излучения (ОБЭ)*.

Под ОБЭ излучения понимают отношение поглощенной дозы образцового рентгеновского излучения, вызывающего определенный биологический эффект, к поглощенной дозе данного рассматриваемого вида излучения, вызывающего тот же биологический эффект.

ОБЭ излучения зависит от многих параметров задачи, главным образом от дозы.

Регламентированные значения ОБЭ, установленные для контроля степени радиационной опасности при хроническом облучении, называют *коэффициентом качества излучения  $k$* . Этот безразмерный коэффициент определяет зависимость неблагоприятных биологических последствий облучения человека в малых дозах от полной линейной передачи энергии (ЛПЭ)\* излучения (табл. 1.3). Для фотонов, электронов, позитронов и  $\beta$ -частиц  $k = 1$  Зв/Гр; для нейтронов и протонов его значения приведены в табл. 1.4. В ряде последних работ для фотонов невысоких энергий ( $E_0 < 1$  МэВ) рекомендованы значения  $k > 1$  Зв/Гр, например, для  $E_0 = 0,1$  МэВ  $k = 1,5$  Зв/Гр, для  $E_0 = 0,05$  МэВ  $k = 1,7$  Зв/Гр, для  $E_0 = 0,03$  МэВ  $k = 1,5$  Зв/Гр. В настоящем учебном пособии коэффициент качества для фотонов везде принят равным 1 Зв/Гр.

Если энергетический состав излучения неизвестен, рекомендуется использовать значения  $k$ , приводимые в табл. 1.5.

В задачах радиационной безопасности при хроническом облучении человека в малых дозах (в дозах, не превышающих пяти предельно допустимых годовых доз при облучении всего тела человека) основной величиной для оценки биологического действия излучения любого состава является эквивалентная доза.

---

\* Линейная передача энергии (ЛПЭ) — отношение энергии, переданной веществу заряженной частицей вследствие столкновений на элементарном пути, к длине этого пути.

Таблица 1.3. Зависимость коэффициента качества  $k$  от ЛПЭ ионизирующего излучения

ЛПЭ для воды, кэВ/мкм	$\leq 3.5$	7.0	23	53	$\geq 175$
$k$ , Зв/Гр	1	2	5	10	20

Таблица 1.4. Значения коэффициента качества  $k$  для моноэнергетических нейтронов и протонов

Энергия, МэВ	$k$ , Зв/Гр	Энергия, МэВ	$k$ , Зв/Гр
<b>Нейтроны</b>			
Тепловые	2,9	2,5	10
$1 \cdot 10^{-7}$	2,4	5,0	8,4
$1 \cdot 10^{-6}$	1,9	$1 \cdot 10^1$	6,7
$1 \cdot 10^{-5}$	1,7	$2 \cdot 10^1$	5,4
$1 \cdot 10^{-4}$	1,7	<b>Протоны</b>	
$5 \cdot 10^{-3}$	2,8	2	13,5
$2 \cdot 10^{-2}$	4,9	5	11,7
$1 \cdot 10^{-1}$	8,0	$1 \cdot 10^1$	9,4
$5 \cdot 10^{-1}$	12	$2 \cdot 10^1$	7,0
1	12		

Таблица 1.5. Значения  $k$  для излучений различных видов с неизвестным энергетическим составом

Вид излучения	$k$ , Зв/Гр
Рентгеновское и $\gamma$ -излучение, электроны, позитроны, $\beta$ -излучение	1
Нейтроны с энергией меньше 20 кэВ	3
Нейтроны с энергией 0,1 – 10 МэВ	10
Протоны с энергией меньше 10 МэВ	10
$\alpha$ -Излучение с энергией меньше 10 МэВ	20
Тяжелые ядра отдачи	20

Эквивалентная доза ионизирующего излучения  $H$  – произведение поглощенной дозы  $D$  на средний коэффициент качества излучения  $k$  в данном объеме биологической ткани стандартного состава:

$$H = kD. \quad (1.12)$$

Единица эквивалентной дозы в СИ – *зиверт* (Зв)\*.

\*Рольф Зиверт – известный шведский ученый, внесший большой вклад в различные области радиационной безопасности, первый председатель Международной комиссии по радиологической защите.

Зиверт равен эквивалентной дозе, при которой произведение поглощенной дозы в биологической ткани стандартного состава на средний коэффициент качества равно 1 Дж/кг. Иными словами, зиверт — единица эквивалентной дозы любого вида излучения в биологической ткани, которое создает такой же биологический эффект, как и поглощенная доза в 1 Гр образцового рентгеновского или  $\gamma$ -излучения. В качестве образцового обычно принимают рентгеновское излучение с граничной энергией 200 кэВ.

Внесистемная единица эквивалентной дозы — *бэр (биологический эквивалент рада)*. Бэр равен эквивалентной дозе, при которой произведение поглощенной дозы в биологической ткани стандартного состава на средний коэффициент качества равно 100 эрг/г. Иными словами, бэр — единица эквивалентной дозы любого вида излучения в биологической ткани, которое создает такой же биологический эффект, как и поглощенная доза в 1 рад образцового рентгеновского или  $\gamma$ -излучения.

Таким образом, 1 бэр = 0,01 Зв.

Заметим, что безразмерная единица коэффициента качества в СИ — зиверт на грей, во внесистемных единицах — бэр на рад.

Значения максимальной эквивалентной дозы для единичного флюенса  $\delta_n$  нейтронов разных энергий приводятся на рис. 1.3.

В реальных задачах поток излучения может падать не перпендикулярно к поверхности тела человека, а быть разнонаправленным. Тогда реальная тканевая доза, отнесенная к единичному флюенсу, может отличаться от дозы при нормальном падении излучения на поверхность тела за счет самоэкранировки. Для оценки этого эффекта введено понятие *коэффициента изотропности*, определяемого как отношение максимальной эквивалентной дозы при нормальном падении внешнего излучения на тело человека к максимальной эквивалентной дозе при угловом распределении этого излучения в реальных условиях для одного и того же флюенса. Например, для моноэнергетических нейтронов с энергией 1 МэВ при равномерном облучении человека со всех сторон коэффициент изотропности равен 2,2.

Разные органы или ткани имеют разные чувствительности к излучению. Известно, например, что при одинаковой эквивалентной дозе облучения возникновение рака в легких более вероятно, чем в щитовидной железе, а облучение гонад (половые железы) особенно опасно из-за риска генетических повреждений. Поэтому в последние годы для случаев неравномерного облучения разных органов или тканей тела человека введено понятие *эффективной эквивалентной дозы  $H_T$* .

Для определения этой величины необходимо ввести понятие риска. *Риск* — вероятность возникновения неблагоприятных последствий для человека (частота смертельных случаев, снижение продолжительности жизни, частота возникновения профессиональных заболеваний, травматизма, нетрудоспособности и т.д.) вследствие облучения, аварии или другой причины, проявление которой носит стохастический характер.

Таблица 1.6. Взвешивающие факторы  $w_T$  и риск смерти от злокачественных опухолей и наследственных дефектов  $R_T^{*2}$  в результате облучения на 1 человека при эквивалентной дозе 1 Зв  $R_T$  для задач радиационной защиты

Орган или ткань	Заболевание	$R_T^{*2}$ , $10^{-2}$ 1/(чел-Зв)	$w_T$
Гонады	Наследственные дефекты <sup>*1</sup>	0,40	0,25
Молочная железа	Рак	0,25	0,15
Красный костный мозг	Лейкемия	0,20	0,12
Легкие	Рак	0,20	0,12
Щитовидная железа	Рак	0,05	0,03
Поверхность кости	Злокачественные новообразования	0,05	0,03
Все другие органы	То же	0,50 <sup>*3</sup>	0,30 <sup>*3</sup>
Всего:		1,65	1,00
Из них злокачественные опухоли:		1,25	

<sup>\*1</sup> У первых двух поколений потомства облученных лиц.

<sup>\*2</sup> Привденные значения  $R_T$  для задач радиационной безопасности следует рассматривать как ориентировочные. В действительности они зависят от многих факторов: возраста, пола и т.д.

<sup>\*3</sup> Это значение распределяется поровну между пятью оставшимися органами и тканями, которые получили самую высокую эквивалентную дозу.

Эффективная эквивалентная доза

$$H_E = \sum_T w_T H_T, \quad (1.13)$$

где  $H_T$  — средняя эквивалентная доза в  $t$ -ом органе или ткани;  $w_T$  — взвешивающий фактор, представляющий собой отношение стохастического риска смерти в результате облучения  $t$ -го органа или ткани к риску смерти от равномерного облучения тела при одинаковых эквивалентных дозах (табл. 1.6). Таким образом,  $w_T$  определяет весомой вклад данного органа или ткани в риск неблагоприятных последствий для организма при равномерном облучении:

$$\sum_T w_T = 1. \quad (1.14)$$

При равномерном облучении всего организма эквивалентная доза в каждом органе или ткани одна и та же,  $H_T = H$ , и, следовательно,  $H_E = H$ .

Таким образом, эффективная эквивалентная доза при неравномерном по органам и тканям облучении равна такой эквивалентной дозе при равномерном облучении всего организма, при которой риск неблагоприятных последствий для организма равен риску при неравномерном облучении.

гоприятных последствий будет таким же, как и при данном неравномерном облучении.

Единицы эффективной эквивалентной дозы совпадают с единицами эквивалентной дозы.

Эквивалентная доза или эффективная эквивалентная доза характеризует меру ожидаемого эффекта облучения для одного индивидуума. Эти величины являются *индивидуальными дозами*. На практике возникает также необходимость оценивать меру ожидаемого эффекта при облучении больших групп людей, вплоть до целых популяций.

Для оценки стохастических ожидаемых эффектов облучения персонала или населения часто используется *коллективная эквивалентная доза*, которая определяется выражением

$$S = \int_0^{\infty} N(H) H dH = N_0 \int_0^{\infty} f(H) H dH, \quad (1.15)$$

где  $N(H) dH$  – количество лиц, получающих эквивалентную дозу в пределах от  $H$  до  $H + dH$ ;  $f(H)$  – статистическая плотность распределения эквивалентной дозы среди облучаемых лиц;  $N_0$  – полное число облучаемых лиц. Вместо  $H$  в формуле (1.15) можно использовать эффективную эквивалентную дозу  $H_E$ . Тогда мы получим *коллективную эффективную эквивалентную дозу*  $S_E$ .

Единица коллективной дозы в СИ *человеко-зиверт (чел-Зв)*, внесистемная единица – *человеко-бэр (чел-бэр)*.

*Мощность поглощенной дозы*  $\dot{D}$  (*мощность кермы*  $\dot{K}$ , *мощность экспозиционной дозы*  $\dot{X}$ , *мощность эквивалентной дозы*  $\dot{H}$ , *мощность эффективной эквивалентной дозы*  $\dot{H}_E$ , *мощность коллективной эквивалентной дозы*  $\dot{S}$ ) – отношение приращения поглощенной дозы  $dD$  (кермы  $dK$ , экспозиционной дозы  $dX$ , эквивалентной дозы  $dH$ , эффективной эквивалентной дозы  $dH_E$ , коллективной эквивалентной дозы  $dS$ ) за интервал времени  $dt$  к этому интервалу:

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} \left( \dot{K} = \frac{dK}{dt}, \dot{X} = \frac{dX}{dt}, \dot{H} = \frac{dH}{dt}, \dot{H}_E = \frac{dH_E}{dt}, \dot{S} = \frac{dS}{dt} \right). \quad (1.16)$$

Величины  $\dot{D}$ ,  $\dot{K}$ ,  $\dot{X}$ ,  $\dot{H}$ ,  $\dot{H}_E$ ,  $\dot{S}$  могут быть как постоянными, так и изменяться во времени по некоторому закону. Их единицы – частные от деления единиц поглощенной дозы (кермы, экспозиционной дозы, эквивалентной дозы, эффективной эквивалентной дозы, коллективной эквивалентной дозы) или их кратных или дольных единиц на соответствующую единицу времени.

## Задачи к гл. 1

**Задача 1.1.** Определить постоянную распада  $\lambda$  и период полураспада  $T_{1/2}$  радионуклида  ${}_{15}^{32}\text{P}$ , если за трое суток его активность уменьшилась на 13,5%. Продуктом распада является стабильный нуклид  ${}_{16}^{32}\text{S}$ .

*Ответ:*  $\lambda = 5,60 \cdot 10^{-7} \text{ с}^{-1}$ ;  $T_{1/2} = 14,3 \text{ сут}$ .

**Задача 1.2.** Сколько  ${}_{84}^{210}\text{Po}$  с периодом полураспада 138,4 сут распадется через 20 сут от исходного количества  $m_0 = 2 \text{ мг}$ ?

*Ответ:* 0,19 мг.

**Задача 1.3.** Активность  ${}_{27}^{60}\text{Co}$  с периодом полураспада 5,27 года составляет 1 ГБк. Рассчитать число радиоактивных атомов этого препарата через 5 лет.

*Ответ:*  $1,24 \cdot 10^{17}$  атомов.

**Задача 1.4.** Рассчитать активность точечного изотропного радионуклида  ${}_{30}^{\text{Zn}}$ , схема распада которого приведена на рис. 1.1, *в*, если в нем образуется  $3,5 \cdot 10^7$  фотон/с. Аннигиляционное излучение в расчетах не учитывать.

*Ответ:* 69 МБк.

**Задача 1.5.** Определить активность 1 мг  ${}_{88}^{226}\text{Ra}$ , период полураспада которого 1600 лет.

*Ответ:*  $\sim 3,7 \cdot 10^7$  Бк = 1 мКи.

**Задача 1.6.** Определить флюенс фотонного излучения за время облучения  $t_0 = 5 \text{ ч}$ , если в начальный момент в точке детектирования плотность потока фотонов радионуклидного источника  ${}_{11}^{24}\text{Na}$  с периодом полураспада 15 ч составляла  $2 \cdot 10^6$  фотон/( $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ ).

*Ответ:*  $3,21 \cdot 10^{10}$  фотон/ $\text{см}^2$ .

**Задача 1.7.** В воздухе на высоте уровня моря за счет ионизирующей компоненты вторичных частиц космического излучения в среднем образуется 2,1 пары ионов в  $1 \text{ см}^3$  в 1 с. Определить поглощенную дозу в воздухе за год, если на образование одной пары ионов затрачивается энергия  $w_0 = 33,85 \text{ эВ}$ .

*Ответ:* 278 мкГр.

**Задача 1.8.** В  $10 \text{ см}^3$  воздуха при нормальных условиях под действием  $\gamma$ -излучения образовалось  $8,3 \cdot 10^{10}$  пар ионов. Определить керму, если происходит равномерное облучение по бесконечно большому пространству. Энергией на образование тормозного излучения пренебречь.

*Ответ:* 0,035 Гр.

**Задача 1.9.** Поглощенная доза в ткани при облучении потоком тепловых нейтронов составляет 100 мкГр. Какой поглощенной дозе фотонного излучения  $D_\gamma$  она соответствует по биологическому действию?

*Ответ:* 290 мкГр.

**Задача 1.10.** При рентгенологическом обследовании грудной клетки средняя эквивалентная доза облучения легких составила 180 мкЗв, молочной железы — 30 мкЗв, щитовидной железы — 50 мкЗв, красного костного мозга — 110 мкЗв, гонад — 10 мкЗв, поверхности костной ткани — 23 мкЗв, желудка, кишечника, печени, почек, селезенки, поджелудочной железы — по 20 мкЗв. Облучением остальных органов и тканей можно пренебречь. Определить эффективную эквивалентную дозу, полученную пациентом при обследовании.

*Ответ:* 50 мкЗв.

## Глава 2

### ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ С ВЕЩЕСТВОМ

#### § 2.1. Закон ослабления излучений в геометрии узкого пучка

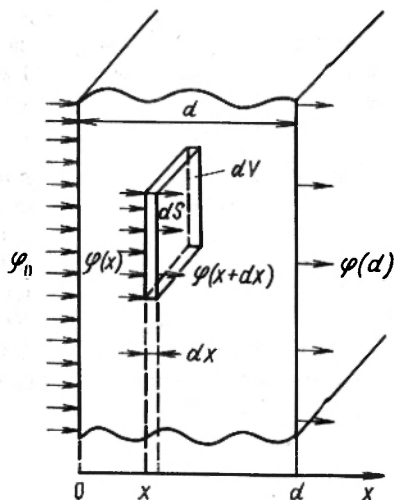
При прохождении ионизирующей частицы через вещество она может испытать рассеяние, поглощение (захват), деление или пройти вещество без взаимодействия. Вероятность элементарных актов взаимодействия зависит от вида частиц, их энергии и атомного номера материала среды.

Рассмотрим распространение моноэнергетических ионизирующих частиц через слой вещества толщиной  $d$  в геометрии узкого пучка (рис. 2.1). В этой геометрии предполагается, что любое взаимодействие с материалом среды выводит частицу из пучка и хоть один раз провзаимодействовавшая частица не детектируется. Следовательно, в геометрии узкого пучка рассматривается распространение только нерассеянных первичных частиц источника. Пусть на слой толщиной  $d$  нормально падает  $\varphi_0$  част./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ , плотность потока нерассеянных частиц на входе в выделенный на глубине  $x$  элементарный объем  $dV$  ( $dV = dx dS$ ) обозначим через  $\varphi(x)$ , част./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ , а плотность потока нерассеянных частиц на выходе из элементарного объема  $dV$   $\varphi(x + dx)$ , част./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ . Очевидно, что число частиц, поглощенных в объеме  $dV$   $d\varphi(x) dS = \varphi(x + dx) dS - \varphi(x) dS$ , пропорционально плотности потока частиц  $\varphi(x)$  и объему  $dV$ . Следовательно,

$$d\varphi(x) dS = -\Sigma \varphi(x) dV, \quad (2.1)$$



Рис. 2.1. К выводу закона ослабления ионизирующих частиц в геометрии узкого пучка



где  $\Sigma$  — коэффициент пропорциональности, называемый макроскопическим сечением взаимодействия частиц с веществом.

Знак минус в правой части соотношения указывает, что нерассеянные частицы выводятся из пучка.

Деля левую и правую часть соотношения (2.1) на  $\varphi(x)$  и  $dS$ , получаем

$$\frac{d\varphi(x)}{\varphi(x)} = -\Sigma dx. \quad (2.2)$$

Решение этого простого дифференциального уравнения имеет вид

$$\varphi(x) = C \exp(-\Sigma x),$$

где  $C$  — константа. Используя условие, что при  $x = 0$   $\varphi(0) = \varphi_0$ , получаем

$$\varphi(x) = \varphi_0 \exp(-\Sigma x). \quad (2.3)$$

На выходе из слоя толщиной  $d$

$$\varphi(d) = \varphi_0 \exp(-\Sigma d). \quad (2.4)$$

Полученный экспоненциальный закон ослабления ионизирующих частиц называется *законом ослабления излучения в геометрии узкого пучка*.

Очевидно, что макроскопическое сечение взаимодействия частиц — отношение доли  $dN/N$  частиц, испытавших взаимодействие при прохождении элементарного пути  $dx$  в веществе, к длине этого пути:

$$\Sigma = \frac{1}{dx} \frac{dN(x)}{N(x)}. \quad (2.5)$$

Единица макроскопического сечения взаимодействия — метр в минус первой степени ( $\text{м}^{-1}$ ). Для фотонного излучения макроскопическое сечение взаимодействия обычно называют *линейным коэффициентом ослабления* в веществе и обозначают  $\mu$ .

$1/\Sigma$  и  $1/\mu$  оказываются равными средней длине свободного пробега (д.с.п.) и имеют размерность длины. При толщине защиты, равной 1 д.с.п., плотность потока ионизирующего излучения уменьшается в  $e$  раз.

Для решения задач часто используются *микроскопические сечения взаимодействия* частиц  $\sigma$ , определяемые как отношение числа всех взаимодействующих частиц с частицами-мишенями в элементарном объеме к флюенсу частиц  $\Phi$  и числу частиц-мишеней  $n$  в этом объеме:

$$\sigma = N / (\Phi n). \quad (2.6)$$

Единица микроскопического сечения — квадратный метр ( $\text{м}^2$ ). Внесистемная единица для  $\sigma$  — барн (б),  $1 \text{ б} = 10^{-28} \text{ м}^2 = 10^{-24} \text{ см}^2 = 100 \text{ фм}^2$ .

Микроскопические сечения могут быть *атомными*  $\sigma^*$  (отнесены к одному атому) и *электронными*  $\sigma_e$  (отнесены к одному электрону). Они связаны с  $\Sigma$  следующими соотношениями:

$$\Sigma = n_a \sigma = \rho \frac{N_A}{A} \sigma; \quad (2.7)$$

$$\Sigma = n_e \sigma_e = \rho \frac{N_A}{A} Z \sigma_e, \quad (2.8)$$

где  $n_a$ ,  $n_e$  — число атомов или электронов в единице объема соответственно;  $\rho$ ,  $A$ ,  $Z$  — плотность, атомная масса и атомный номер вещества соответственно;  $N_A$  — число Авогадро.

Для решения задач используют также *массовые сечения взаимодействия*  $\Sigma_m$  (массовые коэффициенты ослабления фотонов  $\mu_m$ ), являющиеся отношением сечений взаимодействия  $\Sigma$  (линейных коэффициентов ослабления фотонов  $\mu$ ) к плотности вещества  $\rho$ , через которое проходят частицы:

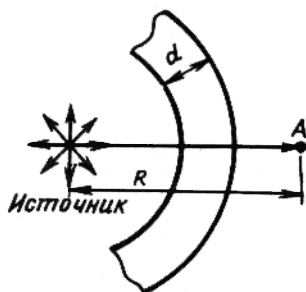
$$\Sigma_m = \frac{\Sigma}{\rho} \left( \mu_m = \frac{\mu}{\rho} \right). \quad (2.9)$$

Приведенные выше характеристики  $\Sigma$ ,  $\mu$ ,  $\sigma$  учитывают все типы взаимодействий частиц с веществом и поэтому иногда называются полными. Они равны сумме всех соответствующих парциальных микроскопических сечений взаимодействия  $\Sigma_i$ , линейных коэффициентов взаимодействия фотонов  $\mu_i$ , микроскопических сечений взаимодействия  $\sigma_i$ , определяемых отдельно для каждого  $i$ -го типа взаимодействия.

---

\* Иногда  $\sigma$  обозначают через  $\sigma_a$ , чтобы подчеркнуть, что сечение отнесено к атому.

Рис. 2.2. Точечный изотропный источник в центре сферического защитного слоя



В рассмотренной выше задаче мононаправленный источник частиц не имел геометрической расходимости пучка. Если источник — точечный изотропный и расположен в центре сферического защитного слоя толщиной  $d$  (рис. 2.2), то пучок будет также ослабляться за счет геометрической расходимости, подчиняющейся закону обратных квадратов [ $\varphi \sim 1/(4\pi R^2)$ ]. Тогда плотность потока нерассеянных частиц в точке детектирования А будет определяться соотношением

$$\varphi(R) = \frac{S}{4\pi R^2} \exp(-\Sigma d), \quad (2.10)$$

где  $S$  — мощность источника. Функцию вида (2.10) называют функцией ослабления нерассеянного излучения точечного изотропного источника.

## § 2.2. Взаимодействие заряженных частиц с веществом

Заряженные частицы, проходя через вещество, расходуют свою кинетическую энергию в основном при взаимодействии с электронами вещества, вызывая возбуждение атома (переход электронов на возбужденный уровень) или его ионизацию (отрыв электрона от атома), и с кулоновским полем ядра (образование тормозного излучения).

Взаимодействия заряженных частиц разделяют на *упругие* и *неупругие*. К упругим относят такие взаимодействия, при которых сумма кинетических энергий взаимодействующих частиц до взаимодействия и после сохраняется неизменной. Таким процессом является упругое рассеяние. При неупругом взаимодействии часть кинетической энергии заряженной частицы передается образовавшимся частицам или фотонам; другая часть кинетической энергии передается атому или ядру на их возбуждение или перестройку. К таким взаимодействиям относятся неупругое рассеяние, ионизация и возбуждение атомов, образование тормозного излучения.

Характер взаимодействия определяется типом заряженной частицы, ее кинетической энергией и материалом среды, через которую распространяются частицы.

Отметим некоторые особенности взаимодействия заряженных частиц с веществом:

1. Основными процессами передачи энергии заряженной частицей веществу в широком диапазоне энергий (примерно до 20 МэВ) являются возбуждение и ионизация атомов.

2. Передача энергии происходит в процессе многократных столкновений с электронами среды, причем для тяжелых заряженных частиц из-за большого различия между их массами и массой электрона не наблюдается существенного отклонения от первоначального направления движения. Специфика взаимодействия электронов состоит в том, что при соударениях с атомными электронами они могут потерять значительную (до половины) часть своей энергии и рассеяться на большие углы. Таким образом, их путь в отличие от пути тяжелых заряженных частиц не будет прямолинейным.

3. Средние ионизационные потери заряженной частицы на единичном пути  $(-dE/dx)_{\text{ион}}$  зависят от скорости частицы и ее заряда. При одной и той же энергии эти потери для электрона во много раз меньше, чем для  $\alpha$ -частицы. Так, при энергиях электронов в несколько мегаэлектрон-вольт потери меньше примерно в тысячу раз.

4. Сопоставляя процесс ионизации и упругое рассеяние по потерям энергии заряженных частиц, следует отметить, что роль последнего пренебрежимо мала для протонов и  $\alpha$ -частиц и заметна лишь для электронов. Так, для электронов с энергией около 1 МэВ потери энергии за счет упругого взаимодействия составляют 1/20 ионизационных потерь.

5. С ростом энергии заряженных частиц увеличиваются потери энергии частиц за счет испускания тормозного излучения. Такие потери энергии  $(-dE/dx)_{\text{рад}}$  называются радиационными. Из всех заряженных частиц они существенны лишь для электронов достаточно высоких энергий (быстрых электронов).

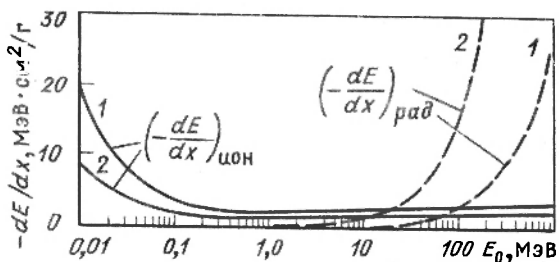
Отношение радиационных потерь к ионизационным, полученное Бете и Гайтлером, можно оценить по соотношению

$$\left( -\frac{dE}{dx} \right)_{\text{рад}} / \left( -\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ион}} \approx \frac{E_0 Z}{800}, \quad (2.11)$$

где  $E_0$  — энергия электронов, МэВ.

Отсюда видно, что при небольших значениях энергии электронов основная роль принадлежит ионизационным потерям, а при большой энергии преобладают радиационные потери (рис. 2.3). Можно также увидеть, что при некоторой критической энергии  $E_{\text{кр}} \sim 800/Z$  ионизационные и радиационные потери становятся равными. Например, для свинца  $E_{\text{кр}} \approx 10$  МэВ, а для легких элементов (водород, углерод)  $E_{\text{кр}}$  составляет несколько сотен мегаэлектрон-вольт.

Рис. 2.3. Ионизационные и радиационные потери энергии электронов в воздухе (1) и свинце (2)



Полные потери энергии заряженной частицы равны сумме ионизационных и радиационных потерь:

$$\left( -\frac{dE}{dx} \right)_{\text{полн}} = \left( -\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ион}} + \left( -\frac{dE}{dx} \right)_{\text{рад}} \quad (2.12)$$

### § 2.3. Взаимодействие фотонов с веществом

В диапазоне энергий фотонов  $20 \text{ кэВ} \leq E_0 \leq 10 \text{ МэВ}$  может наблюдаться более десяти различных типов взаимодействия фотонов с веществом. Для защиты от фотонного излучения радионуклидных и реакторных источников наиболее важными из них являются *фотоэлектрический эффект*, *комpton-эффект* и *эффект образования электронно-позитронных пар*. Рассмотрим эти процессы взаимодействия.

**Фотоэффект.** При фотоэффекте фотон поглощается атомом, передает свою энергию одному из орбитальных электронов и выбивает его из атома (рис. 2.4, а). При этом кинетическая энергия этого электрона (фотоэлектрона) равна

$$E_e = E_0 - E_i, \quad (2.13)$$

где  $E_0$  — энергия первичного поглощенного фотона;  $E_i$  — энергия связи орбитального электрона на  $i$ -й оболочке атома.

Вероятность фотоэффекта увеличивается с ростом энергии связи электрона в атоме. Поэтому наибольший вклад в этот процесс вносят электроны  $K$ -оболочки при условии, конечно, что энергия фотона равна или больше энергии  $E_K$  связи электрона на этой оболочке. Сечение фотоэффекта на  $K$ -оболочке составляет около 80 % полного сечения фотоэффекта.

Если энергия фотона  $E_0 < E_K$ , то фотоэффект может произойти на любой другой оболочке с энергией связи электрона, меньшей  $E_K$ . Это обуславливает появление скачков в сечениях при энергиях фотонов  $E_0$ , равных энергиям связи электронов  $E_i$  на  $K$ -,  $L$ -,  $M$ - и последующих оболочках.

Освободившееся в результате фотоэффекта место на данной  $i$ -й оболочке может быть занято менее связанным электроном с более

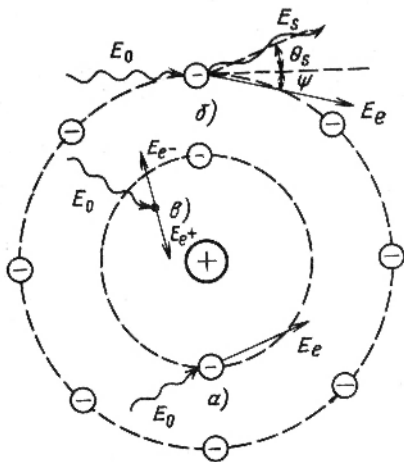


Рис. 2.4. Схема фотоэффекта (а), комптоновского рассеяния (б) и эффекта образования пар (в)

высокой оболочки. Этот процесс сопровождается испусканием вторичного фотонного характеристического (флуоресцентного) излучения или оже-электронов. Последний процесс обусловлен непосредственной передачей энергии возбуждения атома одному из внешних электронов атома.

Зависимость сечения фотоэффекта  $\sigma_{\Phi}$  от энергии фотонов и атомного номера среды приближенно можно представить в виде

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{\Phi} &\sim Z^5/E_0 \text{ при } E_0 > m_0 c^2; \\ \sigma_{\Phi} &\sim Z^5/E_0^{7/2} \text{ при } E_0 < m_0 c^2. \end{aligned} \right\} \quad (2.14)$$

Из приведенных соотношений видно, что при проектировании защиты от низкоэнергетического фотонного излучения наиболее эффективно использовать материалы с большими значениями  $Z$ .

*Комптон-эффект* представляет собой рассеяние фотона на свободном электроне (рис. 2.4, б). Фотон при этом не поглощается, а лишь изменяет свою энергию и направление движения. Из законов сохранения энергии и импульса можно установить следующую связь между углом рассеяния  $\theta_s$  и энергией фотона  $E_0$  — до рассеяния и  $E_s$  — после рассеяния:

$$E_s = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta_s)}, \quad (2.15)$$

где  $m_0 c^2$  — энергия массы покоя электрона.

Из формулы (2.15) видно, что максимальная потеря энергии фотона на происходит при рассеянии назад ( $\theta_s = 180^\circ$ ), причем в любом случае при сколь угодно большой энергии фотона энергия рассеянного фотона не может превысить 0,255 МэВ.

При комптоновском рассеянии угол между направлением движения первичного и рассеянного фотонов может изменяться в пределах

$0 \leq \theta_S \leq 180^\circ$ , электрон отдачи может отклоняться от направления движения первичного фотона на угол  $\psi \leq 90^\circ$ .

Дифференциальное сечение комптоновского рассеяния на свободном электроны для числа фотонов  $\sigma_{э,К}(E_0, \theta_S)^*$ ,  $10^{-26}$  см<sup>2</sup>/электрон·ср), т.е. сечение, отнесенное к единице телесного угла, выражается формулой Клейна–Нишины–Тамма:

$$\sigma_{э,К}(E_0, \theta_S) = \frac{r_0^2}{2} [1 + \alpha_0 (1 - \cos \theta_S)]^{-2} \times \\ \times \left[ 1 + \cos^2 \theta_S + \frac{\alpha_0^2 (1 - \cos \theta_S)^2}{1 + \alpha_0 (1 - \cos \theta_S)} \right], \quad (2.16)$$

где  $r_0 = e^2/(m_0 c^2)$  – классический радиус электрона;  $r_0^2 = 7,94 \times 10^{-26}$  см<sup>2</sup>;  $\alpha_0 = E_0/m_0 c^2$ .

В пределе при  $E_0 \rightarrow 0$  из выражения (2.16) получаем классическую формулу Томсона для  $\sigma_{э,Т}(E_0, \theta_S)$ , см<sup>2</sup>/электрон:

$$\sigma_{э,Т}(E_0, \theta_S) = \frac{r_0^2}{2} (1 + \cos^2 \theta_S). \quad (2.17)$$

Так как каждый электрон участвует в процессе рассеяния, то в расчете на один атом  $\sigma_K \sim Z$ .

Комптоновское рассеяние на свободном электроны – процесс некогерентный, так как в нем отсутствуют эффекты интерференции фотонов, рассеянных отдельными электронами.

Дифференциальное сечение комптоновского (некогерентного) рассеяния Клейна–Нишина–Тамма  $\sigma_{э,К}(E_0, \theta_S)$  определяет вероятность того, что фотон рассеется на данный угол  $\theta_S$  и передаст некоторый импульс  $q$  электрону, как если бы он был свободен. Действительно, если энергия фотона велика по сравнению с энергией связи электрона в атоме, электроны могут рассматриваться как свободные. С уменьшением энергии для  $E_0 \lesssim 100$  кэВ картина изменяется, становится необходимым учитывать связь электронов в атоме. В этом случае для определения сечения на связанных электронах следует вводить множителем в правую часть соотношения для  $\sigma_{э,К}(E_0, \theta_S)$  так называемую функцию некогерентного рассеяния  $S(q, Z)$ , представляющую вероятность того, что атом будет возбужден или ионизован, если фотон передаст импульс  $q$  любому из атомных электронов.

Движение электронов в атоме взаимосвязано. Поэтому возможно, что излучение, рассеянное одним электроном, будет интерферировать

\* Указание в аргументах величины  $\hat{\theta}_S$  показывает, что сечение зависит от угла, т.е. является дифференциальным.

с излучением, рассеянным другим. Этот процесс, называемый когерентным рассеянием, становится заметным при малых энергиях фотонов. Однако в практических задачах радиационной безопасности обычно используются коэффициенты ослабления фотонного излучения без учета когерентного рассеяния, которое практически не приводит к изменению характеристик первичных фотонов. Лишь в некоторых случаях, например при прохождении узких пучков излучения в веществе, когерентное рассеяние может дать существенный вклад в характеристику поля излучения.

Из рассмотрения комптон-эффекта следует, что его сечение можно представить в виде суммы

$$\sigma_K = \sigma_{K,a} + \sigma_{K,s}, \quad (2.18)$$

где  $\sigma_{K,a}$  — часть сечения, характеризующая преобразование энергии первичного фотона в энергию электрона отдачи (сечение комптоновского поглощения энергии);  $\sigma_{K,s}$  — часть сечения, характеризующая преобразование энергии первичного фотона в энергию рассеянных фотонов.

*Эффект образования электронно-позитронной пары.* Фотон с энергией, превышающей удвоенную энергию покоя электрона  $2m_0c^2 = 1,022$  МэВ, может образовать в поле ядра электронно-позитронную пару (рис. 2.4, в). Кинетическая энергия пары равна

$$E_{\Pi} = E_0 - 2m_0c^2, \quad (2.19)$$

где  $E_0$  — энергия фотона.

Электронно-позитронная пара может быть также образована в поле атомного электрона. Однако вероятность этого процесса примерно в  $Z$  раз меньше, чем образование пары в поле ядра. Поэтому в задачах переноса фотонов в веществе его роль незначительна.

Сечение образования пары  $\sigma_{\Pi}$  сложным образом зависит от энергии фотонов и атомного номера вещества. При  $2m_0c^2 \leq E_0 \leq 137m_0c^2 Z^{-1/3}$   $\sigma_{\Pi} \sim \ln E_0$ . В области энергий фотонов реакторных источников сечение образования пары  $\sigma_{\Pi}$  растет с увеличением атомного номера как  $Z^2$ .

Образованные в этом эффекте электрон и позитрон производят ионизацию среды, частично их энергия тратится на образование тормозного излучения. Замедлившись, позитрон рекомбинирует с одним из свободных электронов среды, образуя вторичное аннигиляционное излучение с выходом двух фотонов с энергией 0,511 МэВ каждый. Возможна также аннигиляция позитронов в полете. Эффект наиболее важен в области высоких энергий и сред с большим  $Z$ .

*Коэффициенты ослабления фотонного излучения.* Полное микроскопическое сечение взаимодействия фотонов с веществом равно сумме всех парциальных сечений:

$$\sigma = \sigma_{\Phi} + \sigma_K + \sigma_{\Pi}, \quad (2.20)$$



а линейный коэффициент ослабления фотонов

$$\mu = \mu_{\phi} + \mu_{\kappa} + \mu_{\pi} = n_a \sigma = n_a \sigma_{\phi} + n_a \sigma_{\kappa} + n_a \sigma_{\pi}, \quad (2.21)$$

где  $\mu_{\phi}$ ,  $\mu_{\kappa}$ ,  $\mu_{\pi}$  — линейные коэффициенты фотоэффекта, комптон-эффекта и эффекта образования пар соответственно.

Таблица 2.1. Интервалы энергий фотонов, в которых один из трех процессов взаимодействия фотонов с веществом является доминирующим

Вещество	Интервал энергий фотонов, $E$ , МэВ		
	Фотоэффект	Комптон-эффект	Образование пар
Воздух	$< 0,02$	$0,02 < E < 23$	$> 23$
Алюминий	$< 0,05$	$0,05 < E < 15$	$> 15$
Железо	$< 0,12$	$0,12 < E < 9,5$	$> 9,5$
Свинец	$< 0,50$	$0,50 < E < 4,7$	$> 4,7$

В табл. 2.1 показаны интервалы энергий фотонов, в которых один из трех процессов взаимодействия является доминирующим (границы интервалов выбраны из условия  $\sigma_{\phi} = \sigma_{\kappa}$  и  $\sigma_{\kappa} = \sigma_{\pi}$ ).

На рис. 2.5 приведены зависимости массовых коэффициентов ослабления  $\mu_m$  от энергии фотонов для некоторых сред. Характер этих зависимостей определяется поведением парциальных составляющих коэффициентов ослабления  $\mu_{m_i}$ .

Характерная особенность зависимости  $\mu_m = \mu_m(E)$  — наличие минимума, обусловленного конкуренцией двух процессов: ростом  $\sigma_{\pi}$  и уменьшением  $\sigma_{\kappa}$  при возрастании энергии  $E_0$ . Значение  $E_{\text{мин}}$  уменьшается с ростом  $Z$ ; так, для алюминия, железа и свинца минимум коэффициента ослабления наблюдается при энергиях фотонов 21, 8 и 3,4 МэВ соответственно.

Из рассмотренного следует, что в элементарных актах взаимодействия фотонов с веществом часть энергии первичного излучения трансформируется в кинетическую энергию заряженных частиц (фотоэлектроны, электроны и позитроны пар, комптоновские электроны, оже-электроны), ее характеризуют коэффициентом передачи энергии  $\mu_{tr}$ , а часть — в энергию рассеянного фотонного излучения, определяемую коэффициентом  $\mu_s$ . Таким образом, коэффициент ослабления фотонного излучения в веществе  $\mu$  может быть представлен в виде

$$\mu = \mu_{tr} + \mu_s. \quad (2.22)$$

Линейный коэффициент передачи энергии — отношение доли энергии  $dw/w$  фотонов, которая преобразуется в кинетическую энергию заряженных частиц при прохождении элементарного пути  $dx$  в веще-

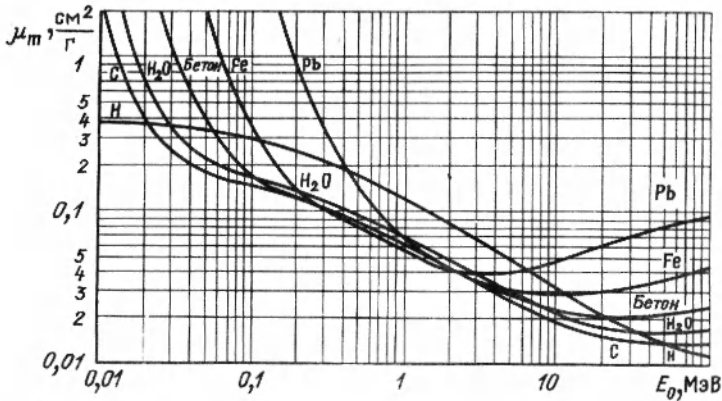


Рис. 2.5. Зависимость массового коэффициента ослабления от энергии фотонов для некоторых веществ

стве, к длине этого пути:

$$\mu_{tr} = \frac{1}{\bar{a}x} \cdot \frac{dw}{w} \quad (2.23)$$

Часто, однако, представляет интерес не только энергия, переданная вторичным электронам, но и энергия, поглощенная в веществе. Количественная оценка этой энергии определяется коэффициентом поглощения энергии  $\mu_{en}$ , который связан с коэффициентом передачи энергии  $\mu_{tr}$  соотношением

$$\mu_{en} = \mu_{tr} (1 - g), \quad (2.24)$$

где  $g$  — доля энергии вторичных заряженных частиц, переходящей в тормозное излучение в данном веществе.

*Роль вторичного фотонного излучения.* Рассмотренные выше процессы взаимодействия приводят к появлению следующего вторичного фотонного излучения: а) аннигиляционное излучение, обусловленное рекомбинацией замедленных до низких энергий позитронов, образованных в эффекте образования пар, и аннигиляцией позитронов в полете; б) флюоресцентное излучение, обусловленное переходом электронов на вакантные места в электронной оболочке; в) тормозное излучение, образующееся при замедлении фотоэлектронов, электронов и позитронов пар, комптоновских электронов и оже-электронов.

Вклад аннигиляционного излучения в дозу возрастает с увеличением  $E_0$  и  $Z$ . Например, для  $E_0 = 8$  МэВ на глубине в 7 д.с.п. он составляет в воде 4,2 %, а в свинце — 11 % (д.с.п. — длина свободного пробега).

Роль тормозного излучения также возрастает с увеличением  $E_0$  и  $Z$ . Для  $E_0 = 8$  МэВ оно увеличивает дозу за барьером толщиной в 10 д.с.п. из воды — на 4,9%; из железа — на 11%; из свинца — на 39%.

Флюоресцентное излучение, роль которого резко уменьшается с возрастанием  $E_0$ , особенно значительно проявляется в тяжелых средах, когда  $E_0$  близка к энергии  $K$ -скачка. Например, флюоресцентное излучение на выходе из свинцовой пластины толщиной 10 д.с.п. для  $E_0 = 0,1$  МэВ ведет к увеличению дозы в десятки раз. Однако уже для энергии источника 0,5 МэВ и выше флюоресцентным излучением с погрешностью до нескольких процентов можно пренебречь.

Таким образом, в большинстве практических задач вторичное фотонное излучение не вносит определяющего вклада в формирование поля. Поэтому ниже для простоты изложения его вклад в характеристики поля не учитывается.

## § 2.4. Взаимодействие нейтронов с веществом

Не имея электрического заряда, нейтрон не взаимодействует с электрическим полем заряженных частиц и ядер атомов и может пройти значительные расстояния в веществе до столкновения с ядром. В поле ядра атома нейтроны в зависимости от их энергии могут испытывать различные типы взаимодействия: упругое и неупругое рассеяния, радиационный захват с испусканием фотона, захват с испусканием заряженных частиц и деление ядер. Сечения этих процессов сложным образом зависят от энергии нейтронов и значительно различаются для разных элементов. Это особенно заметно для легких элементов. Кроме того, в отличие от сечений взаимодействия фотонов в энергетических зависимостях сечений взаимодействия нейтронов часто наблюдается резонансная структура.

На практике условно принято следующее разбиение нейтронов по энергиям: 1. Медленные,  $E < 1$  кэВ. В эту группу входят тепловые ( $5 \cdot 10^{-3}$  эВ  $< E < 0,5$  эВ), надтепловые ( $0,5$  эВ  $< E < 1$  кэВ). 2. Промежуточные,  $1$  кэВ  $\leq E < 0,2$  МэВ. 3. Быстрые,  $0,2 \leq E < 20$  МэВ. 4. Сверхбыстрые,  $E \geq 20$  МэВ.

Рассмотрим теперь основные процессы взаимодействия нейтронов с веществом, не ставя целью изучение тонкой структуры взаимодействия (стадии протекания ядерной реакции с образованием составного ядра).

*Упругое рассеяние.* В этом виде взаимодействия нейтрон рассеивается ядром, изменяет направление движения, теряя часть своей энергии. Так как при упругом рассеянии полная кинетическая энергия системы нейтрон–ядро остается неизменной, то существует простая связь между энергией, переданной нейтроном ядру, и углом рассеяния:

$$E_s/E_0 = (A^2 + 2A\omega + 1)/(A + 1)^2, \quad (2.25)$$

где  $E_0$  и  $E_S$  — энергии до рассеяния и после соответственно;  $\omega$  — косинус угла рассеяния в системе центра масс;  $A$  — атомная масса рассеивающего ядра.

Упругое рассеяние играет большую роль в ослаблении потока быстрых нейтронов. Наиболее эффективное ослабление на единицу массы наблюдается в водородсодержащих средах. Так как массы протона и нейтрона практически одинаковы, то при столкновении с ядром водорода нейтрон в среднем теряет половину своей энергии. Следует также иметь в виду, что сечение упругого рассеяния заметно увеличивается с уменьшением энергии нейтрона, а дифференциальное сечение рассеяния быстрых нейтронов не имеет сильного максимума в направлении вперед (индикатриса рассеяния близка к изотропной). Таким образом, ослабление быстрых нейтронов в водороде (водородсодержащей среде) приводит к постепенному сбросу их энергии, в результате которого нейтроны переходят в область тепловых энергий и поглощаются ядрами водорода. Можно считать, что в других веществах нейтроны с энергией приблизительно до 1 МэВ преимущественно испытывают упругие рассеяния.

*Неупругое рассеяние.* Неупругое рассеяние нейтронов имеет пороговый характер. Оно может произойти лишь в том случае, если энергия падающего нейтрона  $E_0$  превысит энергию  $E^*$  первого возбужденного состояния ядра-мишени. После неупругого рассеяния ядро-мишень остается в возбужденном состоянии, а энергия нейтрона равна  $E_0 - E^*$ . В большинстве случаев энергия возбужденного ядра-мишени снимается путем испускания одного или нескольких фотонов, спектр которых определяется структурой энергетических уровней возбужденного ядра.

Неупругое рассеяние нейтронов существенно лишь для тяжелых ядер. Если энергия нейтрона становится ниже порога неупругого рассеяния, то из-за очень слабого замедления он может пройти в тяжелых материалах большое расстояние. Для ослабления таких нейтронов необходимо водить в защиту вещества с легкими ядрами, эффективно ослабляющими нейтронный поток вследствие упругого рассеяния.

*Поглощение нейтронов.* Поглощение нейтронов относится к классу неупругих взаимодействий и для большинства элементов происходит в области малых энергий нейтронов. После поглощения (захвата) нейтрона ядро находится в возбужденном состоянии, переход из которого в нормальное состояние сопровождается испусканием одного или нескольких фотонов. Подавляющее большинство нейтронов поглощается в тепловой области энергий, хотя этот эффект может наблюдаться в промежуточной и в резонансной областях энергии. Сечение захвата нейтронов в области низких энергий часто изменяется пропорционально  $1/\sqrt{E}$ . Фотонное излучение, возникающее при радиационном захвате, имеет весьма высокую энергию (6–8 МэВ) и часто играет определяющую роль в формировании поля излучения за защитой. Это

следует учитывать при выборе конструкционных материалов для проектирования защиты. Некоторые легкие элементы, например  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^{10}\text{B}$ , при захвате нейтронов испускают заряженные частицы, защита от которых не представляет серьезной сложности.

К числу неупругих взаимодействий нейтронов с ядрами относятся также реакции с образованием заряженных частиц  $(n, p)$ ,  $(n, \alpha)$  и др. Такие реакции зависят от энергии нейтрона и становятся возможными в том случае, когда быстрый (с энергией больше 1 МэВ) нейтрон передает протону или  $\alpha$ -частице энергию, достаточную для преодоления потенциального барьера.

Полное макроскопическое сечение  $\Sigma$  взаимодействия нейтронов равно

$$\Sigma = \Sigma_s + \Sigma_a + \Sigma_f, \quad (2.26)$$

где  $\Sigma_s$  — макроскопическое сечение рассеяния, включающее в себя сечения упругого  $\Sigma_{el}$  и неупругого  $\Sigma_{in}$  рассеяний ( $\Sigma_s = \Sigma_{el} + \Sigma_{in}$ );  $\Sigma_a$  — макроскопическое сечение, равное сумме сечений всех реакций, сопровождающих поглощение нейтрона:

$$\Sigma_a = \bar{Z}_{n, \gamma} + \Sigma_{n, p} + \Sigma_{n, \alpha} + \dots; \quad (2.27)$$

$\Sigma_f$  — макроскопическое сечение деления (для неделящихся ядер  $\Sigma_f = 0$ ).

Информация о сечениях взаимодействия с ядрами различных элементов приведена в соответствующей справочной литературе.

## Задачи к гл. 2

**Задача 2.1.** Определить, во сколько раз ионизационные потери электронов с энергией  $E_0 = 1,5$  МэВ в свинце ( $Z = 82$ ) превышают радиационные потери.

*Ответ:* В 6,5 раза.

**Задача 2.2.** Оценить энергии электронов, при которых наблюдается равенство ионизационных и радиационных потерь в алюминии, железе и свинце.

*Ответ:* 62, 32 и 9,8 МэВ соответственно.

**Задача 2.3.** Определить дифференциальное комптоновское сечение рассеяния на свободном электроне для числа фотонов аннигиляционного излучения с энергией  $E_0 = 0,511$  МэВ, рассеиваемых на угол  $60^\circ$ .

*Ответ:*  $2,5 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2 / (\text{электрон} \cdot \text{ср})$ .

**Задача 2.4.** На какой угол отклонится фотон с начальной энергией  $E_0 = 2,75$  МэВ в результате комптоновского рассеяния, если его энергия после рассеяния составит 24 % начальной?

*Ответ:*  $66^\circ$ .

**Задача 2.5.** Определить кинетическую энергию электрона и позитрона, образующихся в элементарном акте эффекта образования пар, если энергия фотона равна 8 МэВ.

*Ответ:* 3,49 МэВ.

**Задача 2.6.** Микроскопическое сечение взаимодействия фотонов с энергией  $E_0 = 1$  МэВ для свинца равно  $2,34 \cdot 10^{-23}$  см<sup>2</sup>. Определить линейный и массовый коэффициенты ослабления фотонов, если плотность свинца  $\rho = 11,34$  г/см<sup>3</sup>.

*Ответ:* 0,772 1/см; 0,068 см<sup>2</sup>/г.

**Задача 2.7.** Нейтроны с энергиями 0,5; 1 и 2 МэВ испытали упругое рассеяние на ядрах водорода. Определить углы рассеяния в системе центра масс, если энергия рассеянных нейтронов во всех трех случаях одинакова и равна 0,3 МэВ.

*Ответ:*  $78^\circ$ ;  $114^\circ$  и  $134^\circ$  для  $E_0 = 0,5$ ; 1 и 2 МэВ соответственно.

**Задача 2.8.** В бесконечной воздушной среде помещен точечный изотропный источник  $^{137}\text{Cs}$ , испускающий  $10^9$  фотонов/с с энергией 0,662 МэВ. Найти плотность потока энергии нерассеянных фотонов на расстоянии 100 м от источника, если линейный коэффициент ослабления фотонов  $^{137}\text{Cs}$  в воздухе составляет  $9,95 \cdot 10^{-5}$  см<sup>-1</sup>.

*Ответ:* 0,195 МэВ/(см<sup>2</sup> · с).

**Задача 2.9.** Рассчитать линейный коэффициент ослабления для узкого пучка фотонов в железе, если известно, что железная пластина толщиной 4 см ослабляет плотность потока нерассеянных фотонов в 10 раз.

*Ответ:*  $0,58$  см<sup>-1</sup>.

**Задача 2.10.** Экспериментально изучали прохождение узкого мононаправленного пучка тепловых нейтронов через кадмиевые пластины. Было показано, что кадмиевая пластинка толщиной 0,015 см ослабляет плотность потока тепловых нейтронов на 82,4 %. Чему равно микроскопическое сечение захвата кадмия  $\sigma_n, \gamma$  для тепловых нейтронов, если плотность кадмия  $\rho = 8,65$  г/см<sup>3</sup> и атомная масса  $A = 112,4$ ?

*Ответ:*  $2,5 \cdot 10^{-21}$  см<sup>2</sup>.

## РАДИАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИСТОЧНИКОВ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

### § 3.1. Классификация источников излучения

Объект, содержащий радиоактивный материал, или техническое устройство, испускающее или способное в определенных условиях испускать ионизирующее излучение, называют *источником ионизирующего излучения*.

Современные ядерно-технические установки обычно представляют собой сложные источники излучений. Поле излучения таких сложных источников обычно представляется как суперпозиция полей излучения отдельных более элементарных источников.

Любой источник излучения характеризуется: 1) *видом излучения*; 2) *геометрией источника* (формой и размером); 3) *мощностью точечного источника и ее распределением по источнику для протяженного источника*; 4) *энергетическим составом*; 5) *временным распределением излучения*; 6) *угловым распределением излучения*.

На практике источники встречаются в неограниченном многообразии всех указанных характеристик.

Наиболее полные характеристики излучения точечного (линейного, поверхностного или объемного) источника описываются функцией  $s(\mathbf{r}, E_0, \Omega)$ , которая представляет собой число частиц с энергией  $E_0$  на единичный энергетический интервал, испускаемых в единицу времени в направлении единичного вектора  $\Omega$  в единичный телесный угол из точки  $\mathbf{r}$  (с единицы длины, поверхности или объема источника, расположенного в точке пространства  $\mathbf{r}$ ). Функция  $s(\mathbf{r}, E_0, \Omega)$  считается заданной по всему пространству, занятому источником излучения.

Основное внимание в настоящем учебном пособии мы будем уделять наиболее часто встречающимся на практике источникам фотонного излучения, нейтронов,  $\alpha$ -,  $\beta^-$ - и  $\beta^+$ -частиц.

Геометрически источники могут быть *точечными и протяженными*. Протяженные источники представляют суперпозицию точечных источников и могут быть линейными, поверхностными или объемными с ограниченными, полубесконечными или бесконечными размерами.

Физически точечным можно считать такой источник, максимальные размеры которого много меньше расстояния до точки детектирования и длины свободного пробега в материале источника (ослаблением излучения в источнике можно пренебречь).

Поперечные размеры линейных источников должны быть намного меньше расстояния до детектора и длины свободного пробега частиц в материале источника.

Поверхностные источники имеют толщину, много меньшую, чем расстояние до точки детектирования и длина свободного пробега в материале источника.

В объемном источнике излучатели распределены в трехмерной области пространства.

Источники излучения наиболее часто распределяются по протяженному излучателю *равномерно, экспоненциально, линейно или по косинусоидальному закону.*

Энергетический спектр ионизирующего излучения источников может быть *моноэнергетическим* (состоит из фотонов одинаковой энергии или частиц одного вида с одинаковой кинетической энергией) или *не моноэнергетическим* (состоит из фотонов различной энергии или частиц одного вида с разной кинетической энергией). Немонотонное ионизирующее излучение может иметь *дискретный* или *непрерывный энергетический спектр.*

Моноэнергетическим является  $\gamma$ -излучение ряда нуклидов, излучающих фотоны только одной энергии (например,  $^{54}\text{Mn}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{203}\text{Hg}$ ), аннигиляционное излучение, электроны внутренней конверсии для данного ядерного перехода и т.п.

Дискретный спектр имеют  $\alpha$ -частицы и фотоны большей части нуклидов, излучающих  $\alpha$ -частицы и фотоны разных энергий.

Непрерывный энергетический спектр характерен, например, для  $\beta$ -излучения нуклидов, тормозного излучения, нейтронов деления нейтронов, получаемых по реакции  $(\alpha, n)$ , мгновенного  $\gamma$ -излучения деления.

По временному распределению можно выделить *импульсные, стабильные и нестабильные источники ионизирующего излучения.* Импульсный источник испускает излучение в течение одного или нескольких интервалов времени, каждый из которых меньше времени наблюдения. Стабильный источник излучения испускает ионизирующие частицы число которых, отнесенное к единице времени, сохраняется постоянным в требуемых пределах в течение заданного времени наблюдения. У нестабильного источника число испускаемых ионизирующих частиц отнесенное к единице времени, не остается постоянным в требуемых пределах в течение заданного времени наблюдения.

Для осесимметричных источников, наиболее часто встречающихся на практике, угловое распределение излучения обычно задается зависимостью от угла  $\theta_0$  между направлением движения частиц и осью симметрии в виде

$$s(\theta_0) = s_0 f(\theta_0), \quad (3.1)$$

где  $s(\theta_0)$  — число частиц, испускаемых в единицу времени в единичный телесный угол в направлении, характеризуемом углом  $\theta_0$ , точечным источником или линейным (поверхностным, объемным) источником с единицы длины (поверхности, объема). При записи формулы (3.1) предполагалось для протяженных источников равномерное распределение мощности излучателей по источнику.



Среди многообразия угловых распределений излучений источников для решения большинства практических задач достаточно рассмотреть следующие:

*изотропное*

$$s(\theta_0) = s_0 f(\theta_0) = s_0 / (2\pi); \quad (3.2)$$

*косинусоидальное*

$$s(\theta_0) = s_0 f(\theta_0) = s_0 \cos \theta_0 / \pi; \quad (3.3)$$

*мононаправленное*

$$s(\theta_0) = s_0 f(\theta_0) = s_0 \delta(\cos \theta_0 - 1) / (2\pi), \quad (3.4)$$

*комбинацию изотропных и косинусоидальных угловых распределений излучения*

$$s(\theta_0) = s_0 f(\theta_0) = \frac{s_0}{2\pi} (B + 2C \cos \theta_0), \quad (3.5)$$

где  $\delta$  — дельта-функция;  $B + C = 1$ :

Функция  $s(\theta_0)$  в распределениях (3.1) — (3.5) нормирована так, что  $s_0$  представляет собой число частиц, испускаемых в единицу времени в полупространство в телесный угол  $2\pi$  ср в направлении защиты точечным источником или линейным (поверхностным, объемным) источником с единицы длины (поверхности, объема). Таким образом,

$$\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} s(\theta_0) \sin \theta_0 d\theta_0 d\varphi = s_0. \quad (3.6)$$

На рис. 3.1 в виде примера показано угловое распределение излучения изотропного и косинусоидального источников.

В заключение приведем выражения для распределения излучения наиболее часто встречающихся стабильных по времени точечных источников.

Излучение точечного моноэнергетического источника с энергией частиц  $E_0$ , помещенного в точке  $\mathbf{r}_0$ , описывается выражением

$$s(\mathbf{r}, \theta_0, E) = s_0 f(\theta_0) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \delta(E - E_0), \quad (3.7)$$

где  $f(\theta_0) = \delta(\cos \theta_0 - 1) / (2\pi)$  — для мононаправленного источника;  $f(\theta_0) = 1 / (2\pi)$  — для изотропного;  $f(\theta_0) = \cos \theta_0 / \pi$  — для косинусоидального источника; угол  $\theta_0$  отсчитывается от оси симметрии источника.

Точечный мононаправленный источник обычно называют тонким лучом.

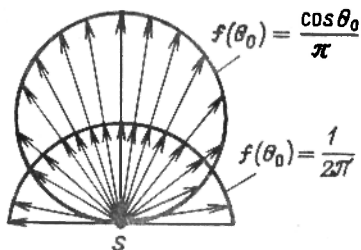


Рис. 3.1. Угловое распределение излучения изотропного и косинусоидального источников

Поле точечного изотропного источника в непоглощающей и нерасеивающей среде, как указывалось в § 2.1, изменяется обратно пропорционально квадрату расстояния от источника до детектора.

Плоские источники представляют собой суперпозицию по плоскости точечных источников с соответствующим угловым распределением излучения.

Косинусоидальный плоский источник формируется на границе полу бесконечного объемного однородного равномерного изотропного источника с самопоглощением (без учета рассеяния излучения). Рассеянное излучение на границе такого источника формирует угловое распределение, подчиняющееся закону  $\cos^n \theta_0$ , где  $n > 1$ .

Мононаправленные плоские источники часто реализуются удалением точечных изотропных источников на достаточно большое расстояние от облучаемого объекта.

Протяженные объемные источники обычно имеют изотропное угловое распределение излучения каждого элемента объема.

Таким образом, для правильного задания источника необходимо указывать все его характеристики. Например, некоторый линейный источник может быть задан так: линейной длины  $l$ , м, равномерный изотропный стабильный моноэнергетический источник фотонов с энергией  $E_0$ , МэВ, и линейной мощностью  $\bar{S}_l$  част./ (см·с). Задание всех этих характеристик однозначно определяет данный источник.

### § 3.2. Формулы для расчета поля $\gamma$ -излучения точечного изотропного радионуклида

Среди источников сильнопроникающего излучения наибольшее распространение получили источники фотонов и нейтронов.

Из всех источников фотонного излучения наиболее широко используются радионуклиды.

Пусть имеется точечный изотропный радионуклид активностью  $A$  в котором происходит  $a$  распадов в 1 с. Энергетический спектр  $\gamma$ -излучения источника содержит  $m$  групп фотонов; для  $i$ -й группы ( $i = 1, 2, \dots, m$ ) энергия фотонов равна  $E_{0i}$ , МэВ, с фотонным выходом (число фотонов с энергией  $E_{0i}$  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, так как эксперименты обычно проводятся в естественных условиях воздушной среды и именно по ионизационному эффекту в воздухе часто сравнивают фотонное излучение различных источников.

Плотность воздуха ( $\rho = 0,001293 \text{ г/см}^3$ ) меньше плотности твердых тел в 1000–10 000 раз, а средняя длина свободного пробега фотонов в воздухе  $l$  велика, например, для источника фотонов с энергией  $E_0 = 1 \text{ МэВ}$   $l = 122 \text{ м}$ . Поэтому для точечного изотропного источника в воздухе определяющую роль играет геометрическое ослабление излучения. Оценки показывают, что за счет поглощения и рассеяния в воздухе доза, например, для точечного изотропного источника с энергией  $E_0 = 1 \text{ МэВ}$  на расстоянии 3 м от него уменьшается всего лишь на 0,2%. Поэтому в приводимых в этом параграфе формулах мы пренебрегаем поглощением и рассеянием фотонного излучения в окружающей воздушной среде, что эквивалентно рассмотрению задачи в вакууме.

Плотность потока энергии фотонов,  $\text{МэВ}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ , в точке детектирования

$$I(r) = \frac{a \sum_{i=1}^m (E_{0i} n_{\gamma i})}{4 \pi r^2 \cdot 10^4} \quad (3.8)$$

Запишем теперь для сформулированной задачи формулы расчета дозиметрических величин  $G$ : мощности поглощенной дозы в воздухе  $D$ , мощности кермы в воздухе  $K$ , мощности экспозиционной дозы  $X$ , мощности эквивалентной дозы  $H^{*1}$ .

Для величин, выраженных в единицах СИ\*2,

$$\dot{G}_{\text{СИ}} = \frac{\mathcal{A} \sum_{i=1}^m [E_{0i} n_{\gamma i} \mu_{en}^B(tr),m(E_{0i})] 1,602 \cdot 10^{-13}}{4 \pi r^2 w}, \quad (3.9)$$

где  $\mathcal{A}$  – активность источника, Бк;  $\mu_{en}^B(tr),m(E_{0i})$  – массовый коэффициент поглощения энергии фотонов в воздухе  $\mu_{en,m}^B$  при определении  $D$ ,  $X$  или в биологической ткани стандартного состава  $\mu_{en,m}^{\text{ТК}}$

\*1 В формулы (3.9) и (3.10) для  $\dot{H}$  должен быть введен в числителе коэффициент качества  $k$ , принятый для фотонного излучения равным 1 Зв/Гр.

\*2 В формулах (3.9) использована также внесистемная десятичная кратная единица энергии – мегаэлектрон-вольт (см. § 1.2).

Таблица 3.1. Единицы величин  $\mu_{en}^{в(тк)}(tr), m$ ,  $w$  и  $\dot{G}$  в формулах (3.9) и (3.10)

Дозиметрическая величина	Система единиц	$\mu_{en}^{в(тк)}(tr), m (E_{0i})$	$w$	$\dot{G}$ СИ (вне)
$\dot{D}$	СИ	$\mu_{en, m}^{в} (E_{0i}), m^2/кг,$ для воздуха	1 Дж/(кг · Гр)	Гр/с
	Внесистемная	$\mu_{en, m}^{в} (E_{0i}), см^2/г,$ для воздуха	100 эрг/(г · рад)	рад/с
$\dot{K}$	СИ	$\mu_{tr, m}^{в} (E_{0i}), m^2/кг,$ для воздуха	1 Дж/(кг · Гр)	Гр/с
	Внесистемная	$\mu_{tr, m}^{в} (E_{0i}), см^2/г,$ для воздуха	100 эрг/(г · рад)	рад/с
$\dot{X}$	СИ	$\mu_{en, m}^{в} (E_{0i}), m^2/кг,$ для воздуха	33,85 Дж/Кл	А/кг
	Внесистемная	$\mu_{en, m}^{в} (E_{0i}), см^2/г,$ для воздуха	87,3 эрг/(г · Р)	Р/с
$\dot{H}$	СИ	$\mu_{en, m}^{тк} (E_{0i}), m^2/кг,$ для биологической ткани	1 Дж/(кг · Гр)	Зв/с
	Внесистемная	$\mu_{en, m}^{тк} (E_{0i}), см^2/г,$ для биологической ткани	100 эрг/(г · рад)	бэр/с

при определении  $\dot{H}$  или массовый коэффициент передачи энергии фотонов в воздухе  $\mu_{tr, m}^{в}$  при определении  $\dot{K}$ ;  $w$  — энергетический эквивалент дозиметрической величины; единицы величин  $\dot{G}$  СИ,  $\mu_{en}^{в(тк)}(tr), m (E_{0i})$  и  $w$  для расчета различных дозиметрических величин приведены в табл. 3.1, единицы остальных величин оговорены выше.

Если использовать внесистемные единицы

$$\dot{G}^{вне} = \frac{\mathcal{A}_0 3,7 \cdot 10^7 \sum_{i=1}^m [E_{0i} n \gamma_i \mu_{en}^{в(тк)}(tr), m (E_{0i})] \cdot 1,602 \cdot 10^{-6}}{4 \pi r^2 \cdot 10^4 w}, \quad (3.10)$$

где  $\mathcal{A}_0$  — активность источника, мКи; единицы величин  $\dot{G}^{вне}$ ,  $\mu_{en}^{в(тк)}(tr), m (E_{0i})$  и  $w$  для расчета различных дозиметрических величин приведены в табл. 3.1.

Напомним, что в формулах (3.9) и (3.10)  $3,7 \cdot 10^7$  – число распадов за 1 с, соответствующее активности 1 мКи;  $1,602 \cdot 10^{-13}$  – коэффициент перевода 1 МэВ в джоули;  $1,602 \cdot 10^{-6}$  – коэффициент перевода 1 МэВ в эрги.

Поглощенная доза обычно рассматривается в условиях равновесия заряженных частиц, для которых эта величина определяется однозначно. При предположении выполнения этих условий записаны формулы (3.9) и (3.10) для  $\dot{D}$ .

Если учесть, что в формулах (3.8) – (3.10)  $\sum_{i=1}^m (E_{0i} n_{\gamma i})$  характеризует выделяемую при одном распаде энергию фотонов, а  $\sum_{i=1}^m \dot{E}_{0i} \bar{\mu}_{\gamma i} \mu_{en}^{в(тк)}(tr)_{,m} (E_{0i}) / (4\pi r^2)$  – энергию фотонного излучения, преобразованную в энергию вторичных заряженных частиц (с учетом энергии вторичных заряженных частиц, переходящих в тормозное излучение, для  $\mu_{tr,m}$  или без ее учета для  $\mu_{en,m}$ ) в единице массы воздуха или биологической ткани на расстоянии  $r$  от источника при 1 акте распада, то запись формул (3.8) – (3.10) станет физически очевидной.

Поглощенные дозы  $D$ , керма  $K$ , экспозиционная доза  $X$  или эквивалентная доза  $H$  рассчитываются интегрированием по времени облучения  $\dot{D}$ ,  $K$ ,  $\dot{X}$  или  $\dot{H}$  соответственно.

Например, эквивалентная доза за время облучения  $t_0$

$$\begin{aligned} H &= \int_0^{t_0} \dot{H}_0 \exp(-\lambda t) dt = [\dot{H}_0 / \lambda] [1 - \exp(-\lambda t_0)] = \\ &= [\dot{H}_0 T_{1/2} / 0,693] [1 - \exp(-0,693 t_0 / T_{1/2})]. \end{aligned} \quad (3.11)$$

Если  $T_{1/2} \gg t_0$ , то, разлагая  $\exp(-\lambda t_0)$  в формуле (3.11) в ряд, получим

$$H = \dot{H}_0 t, \quad (3.12)$$

где  $\dot{H}_0$  – мощность эквивалентной дозы при  $t = 0$ ;  $\lambda$  – постоянная распада радионуклида;  $T_{1/2}$  – период полураспада радионуклида.

Подставляя в формулу (3.9) или (3.10) значения коэффициентов  $\mu_{en,m}^{в(тк)}(E_{0i})$  и  $w$  для  $\dot{D}$  в воздухе и  $\dot{H}$ , нетрудно показать, что для моноэнергетического излучения

$$\dot{H} = k \frac{\mu_{en,m}^{в(тк)}}{\mu_{en,m}^3} \dot{D}, \quad (3.13)$$

где  $k$  – коэффициент качества.

Расчет отношения  $\mu_{en.m}^{TK}$  для биологической ткани (воды) к  $\mu_{en.m}^a$  для воздуха показывает, что в диапазоне энергий 0,04–15 МэВ это отношение с небольшой погрешностью постоянно и равно  $1,09 \pm 0,03$ . Следовательно, можно записать, что мощности эквивалентной дозы  $\dot{H}$  и поглощенной дозы в воздухе  $\dot{D}$  связаны соотношением

$$\dot{H} = k 1,09 \dot{D}. \quad (3.14)$$

Если учесть, что  $\mu_{en.m} = \mu_{tr.m}(1-g)$  ( $g$  — доля энергии вторичных заряженных частиц, переходящей в тормозное излучение), то, воспользовавшись формулой (3.9) или (3.10) для  $\dot{D}$  и  $\dot{K}$ , нетрудно показать, что в условиях равновесия заряженных частиц

$$\dot{D} = \dot{K}(1-g). \quad (3.15)$$

Для радионуклидных источников ( $E_0 \lesssim 3$  МэВ) в воздухе  $g \leq 0,01$  (рис. 1.5). Поэтому формула (3.15) с хорошей точностью переходит в соотношение

$$\dot{D} \approx \dot{K}. \quad (3.16)$$

В последней формуле знак " $\approx$ " означает, что равенство справедливо, если  $g = 0$ .

Пользуясь формулой (3.16), можно продолжить соотношение (3.14):

$$\dot{H} = k 1,09 \dot{D} \approx k 1,09 \dot{K}. \quad (3.17)$$

Следовательно, значения мощности воздушной кермы и мощности поглощенной дозы в воздухе в условиях равновесия заряженных частиц для  $\gamma$ -излучения радионуклидных источников совпадают с погрешностью до величины  $g$ .

### § 3.3. Керма-постоянная радионуклидного источника

*Постоянная мощности воздушной кермы* <sup>\*1</sup> радионуклида (керма-постоянная радионуклида)  $\Gamma_\delta$  характеризует мощность воздушной кермы  $\gamma$ -излучения точечного изотропного радионуклидного источника, определенную для некоторых стандартных условий: активности источника  $\mathcal{A} = 1$  Бк и расстояния от источника до точки детектирования  $r = 1$  м.

Различают *полную и дифференциальную керма-постоянную*.

Керма-постоянную, рассчитанную для  $i$ -й моноэнергетической линии спектра  $\gamma$ -излучения радионуклида, называют дифференциальной и обозначают  $\Gamma_{\delta i}$ . Полная керма-постоянная (или просто керма-постоянная) равна сумме всех дифференциальных.

<sup>\*1</sup> Термин "мощность воздушной кермы" получил распространение как синоним термина "мощность кермы в воздухе".

Керма-постоянной радионуклида называют отношение мощности воздушной кермы  $K$ , создаваемой фотонами с энергией больше заданного порогового значения  $\delta$  от точечного изотропно излучающего источника данного радионуклида, находящегося в вакууме\*<sup>1</sup>, на расстоянии  $r$  от источника, умноженной на квадрат этого расстояния, к активности  $\mathcal{A}$  источника:

$$\Gamma_{\delta} = \dot{K} r^2 / \mathcal{A} . \quad (3.18)$$

Единица керма-постоянной – *грей-метр в квадрате на секунду-беккерель* [Гр·м<sup>2</sup>/(с·Бк)]. Рекомендуемая предпочтительная единица аГр·м<sup>2</sup>/(с·Бк).

Физический смысл керма-постоянной – мощность воздушной кермы, создаваемая фотонами с энергией больше заданного порогового значения  $\delta$  на расстоянии  $r = 1$  м от точечного изотропного источника данного радионуклида активностью  $\mathcal{A} = 1$  Бк, находящегося в вакууме. Значение керма-постоянной численно равно воздушной керме, создаваемой фотонами точечного изотропного радионуклидного источника при 1 акте распада на расстоянии  $r = 1$  м от источника в вакууме.

В основу керма-постоянной положено определение ее по мощности воздушной кермы. Удобство использования кермы при решении практических задач обусловлено тем, что керма применима для определения полей как фотонов, так и нейтронов в любом диапазоне доз и энергий излучения и не вводит неоднозначных параметров в расчеты.

В расчетах рекомендуется принимать  $\delta = 30$  кэВ, так как фотоны с меньшими энергиями обычно не имеют практического значения вследствие сильного поглощения в материале источника (самопоглощения), поглощения в материале фильтров, в воздухе и т.д.

Расчет керма-постоянной  $\Gamma_{\delta}$ , аГр·м<sup>2</sup>/(с·Бк), для радионуклида, излучающего фотоны  $m$  различных энергетических групп с энергией  $i$ -й группы  $E_{0i}$ , МэВ, фотонным выходом  $n_{\gamma i}$  и массовым коэффициентом передачи энергии в воздухе  $\mu_{tr,m}^B(E_{0i})$ , м<sup>2</sup>/кг, следует выполнять по формуле (3.18), подставляя в нее значение  $K$  из формулы (3.9):

$$\Gamma_{\delta} = \frac{\mathcal{A} \sum_{i=1}^m [E_{0i} n_{\gamma i} \mu_{tr,m}^B(E_{0i})] \cdot 1,602 \cdot 10^{-13} r^2 \cdot 10^{18}}{4 \pi r^2 \cdot 1 \cdot \mathcal{A}} =$$

$$= 12\,700 \sum_{i=1}^m E_{0i} n_{\gamma i} \mu_{tr,m}^B(E_{0i}) = \sum_{i=1}^m \Gamma_{\delta i}^* n_{\gamma i} = \sum_{i=1}^m \Gamma_{\delta i} , \quad (3.19)$$

\*<sup>1</sup> Указано, что источник находится в вакууме, чтобы подчеркнуть, что в пространстве, окружающем элементарный воздушный объем в точке детектирования, рассеяния и поглощения не происходит.

Таблица 3.2. Керма-постоянные и гамма-постоянные широко используемых радионуклидов,  $\delta = 30$  кэВ

Радионуклид	$T_{1/2}$	$\Gamma_{\delta}$ , аГр·м <sup>2</sup> /(с·Бк)	$\Gamma, \text{Р} \cdot \text{см}^2/(\text{ч} \cdot \text{МК}$
$^{24}_{11}\text{Na}$	15 ч	118	18,1
$^{60}_{27}\text{Co}$	5,27 года	83,8	12,8
$^{131}_{53}\text{I}$	8,054 сут	14,1	2,16
$^{137}_{55}\text{Cs} + ^{137m}_{56}\text{Ba}$	30,18 лет	21,2	3,24
$^{203}_{80}\text{Hg}$	46,73 сут	8,45	1,29
$^{226}_{88}\text{Ra}^*1$	1600 лет	59,1	9,03
$^{226}_{88}\text{Ra}^*2$	1600 лет	55,0	8,4

\*1  $^{226}_{88}\text{Ra}$  в равновесии с основными дочерними продуктами распада до RaD без фильтра.

\*2  $^{226}_{88}\text{Ra}$  в равновесии с основными дочерними продуктами распада до RaD после начального платинового фильтра толщиной 0,5 мм.

где  $10^{18}$  — коэффициент пересчета 1 Гр в аттогреи;  $\Gamma_{\delta}^*$  — нормализованная дифференциальная керма-постоянная (рассчитанная для выхода 1 фотона на 1 распад, т.е. для  $n_{\gamma} = 1$ ) (рис. 3.2).

Повторив рассуждения, приведшие нас к формуле (3.16), можно прийти к выводу: с погрешностью примерно до 1% ( $g \lesssim 0,01$ ), меньшие погрешности определения коэффициентов взаимодействия фотонов веществом ( $\pm 2\%$ ), в условиях равновесия заряженных частиц можно считать керма-постоянную равной подобной величине, рассчитанной по мощности поглощенной дозы в воздухе.

Рассчитанные значения керма-постоянных наиболее широко используемых радионуклидов приведены в табл. 3.2. В расчетах учтен аннигиляционное и КХ-излучение. Керма-постоянные радионуклидов с учетом  $\gamma$ -излучения дочерних продуктов даются для равновесного состояния. Погрешность приведенных в таблице керма-постоянных заключена в диапазоне от 3 до 11%.

Знание керма-постоянных  $\bar{\Gamma}_{\delta}$ , активности радионуклида  $\mathcal{A}$  и расстояния от источника до детектора  $r$  позволяет, исходя из формулы (3.18), определить мощность воздушной кермы:

$$\dot{K} = \mathcal{A} \Gamma_{\delta} / r^2. \quad (3.20)$$

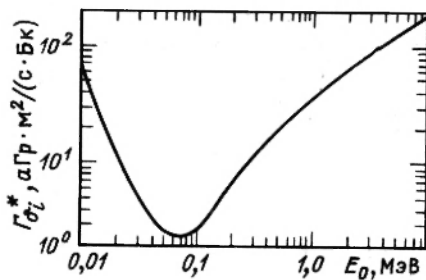
Используя последнее выражение, нетрудно продолжить формулу (3.17) и записать

$$\dot{H} = k 1,09 \dot{D} \approx k 1,09 \dot{K} = k 1,09 \mathcal{A} \Gamma_{\delta} / r^2. \quad (3.21)$$

Последнее выражение удобно использовать для расчета мощности эквивалентной дозы  $\dot{H}$ , аЗв/с, от  $\gamma$ -излучения точечного изотропного источ



Рис. 3.2. Зависимость нормализованной керма-постоянной от энергии



ника активностью  $\mathcal{A}$ . Бк, с керма-постоянной  $\Gamma_\delta$ ,  $\text{аГр}\cdot\text{м}^2/(\text{с}\cdot\text{Бк})$ , на расстоянии  $r$ , м, от источника без защиты.

Ранее, до перехода на единицы СИ, вместо керма-постоянной широко использовалась *постоянная мощности экспозиционной дозы радионуклида Г (гамма-постоянная радионуклида)*.

Гамма-постоянная характеризовала мощность экспозиционной дозы  $\gamma$ -излучения точечного изотропного радионуклидного источника, определенную для следующих стандартных условий: активности источника  $\mathcal{A}_0 = 1$  мКи и расстояния от источника до детектора  $r_0^* = 1$  см.

Подобно керма-постоянной различают *полную Г* и *дифференциальную  $\Gamma_i$  гамма-постоянную*.

Гамма-постоянной радионуклида называется отношение мощности экспозиционной дозы  $\dot{X}$ , создаваемой фотонами с энергией больше заданного порогового значения  $\delta$  от точечного изотропно излучающего источника данного радионуклида, находящегося в вакууме на расстоянии  $r_0$  от источника, умноженной на квадрат этого расстояния, к активности  $\mathcal{A}_0$  источника:

$$\Gamma = \dot{X} r_0^2 / \mathcal{A}_0. \quad (3.22)$$

Единица гамма-постоянной — *рентген-сантиметр в квадрате на час-милликури* ( $\text{Р}\cdot\text{см}^2/(\text{ч}\cdot\text{мКи})$ ).

Расчет гамма-постоянной может быть выполнен по формуле (3.22), если подставить в нее значение  $\dot{X}$  из формулы (3.10):

$$\Gamma = \frac{\mathcal{A}_0 \cdot 3,7 \cdot 10^7 \sum_{i=1}^m [E_{0i} n_{\gamma i} \mu_{en,m}^B(E_{0i})] \cdot 1,602 \cdot 10^{-6} \cdot 3600 r_0^2}{4 \pi r_0^2 \cdot 87,3 \mathcal{A}_0} =$$

$$= 194,5 \sum_{i=1}^m [E_{0i} n_{\gamma i} \mu_{en,m}^B(E_{0i})] = \sum_{i=1}^m \Gamma_i^* n_{\gamma i} = \sum_{i=1}^m \Gamma_i, \quad (3.23)$$

\* Обратим внимание на то, что  $r_0$  выражено в сантиметрах в отличие от  $r$ , м.

где  $\bar{\Gamma}_i^+$  — нормализованная дифференциальная гамма-постоянная, ортальные обозначения те же, что и в формуле (3.10). Заметим, что числитель формулы (3.10) здесь домножен на 3600 — число секунд в часе, чтобы получить единицу гамма-постоянной  $\text{Р} \cdot \text{см}^2 / (\text{ч} \cdot \text{мКи})$ .

Нетрудно показать, что керма-постоянная  $\Gamma_\delta$ ,  $\text{аГр} \cdot \text{м}^2 / (\text{с} \cdot \text{Бк})$ , больше гамма-постоянной  $\Gamma$ ,  $\text{Р} \cdot \text{см}^2 / (\text{ч} \cdot \text{мКи})$ , рассчитанной во внесистемных единицах по мощности экспозиционной дозы, в 6,55 раза, если принять  $g = 0$ , что практически справедливо для большинства рассматриваемых задач.

Значения гамма-постоянной вместе с керма-постоянными для широко используемых радионуклидов приведены в табл. 3.2.

Исходным для расчета керма-постоянной является энергетически спектр  $\gamma$ -излучения нуклида, приводимый обычно в виде схем распада (рис. 1.1, а).

Отметим, что в керма-постоянной кроме ядерного  $\gamma$ -излучения учитывается  $\gamma$ -излучение, возникающее при аннигиляции позитрона электроном. Если испускается один позитрон на один распад ядра то за счет аннигиляционного  $\gamma$ -излучения (два фотона с энергией 0,511 МэВ каждый) керма-постоянная увеличивается примерно на  $40 \text{ аГр} \cdot \text{м}^2 / (\text{с} \cdot \text{Бк})$ .

При расчете керма-постоянной предполагается, что все позитроны нуклида полностью аннигилировали в самом источнике. Это условие выполняется, когда происходит практически полное самопоглощение  $\beta^+$ -излучения в источнике или когда источник окружен фильтром толщиной не меньше максимального пробега наиболее высокоэнергетических  $\beta^+$ -частиц в материале фильтра.

Точность рассчитанной керма-постоянной в основном определяется достоверностью и полнотой наших знаний о схемах распада.

При расчетах керма-постоянной следует учитывать конверсию  $\gamma$ -переходов. Вклад в мощность воздушной кермы от тормозного излучения, возникающего при торможении позитронов и электронов в источнике или окружающем его фильтре, обычно не учитывается.

Для радионуклидов, распадающихся в дочерний нестабильный продукт, в керма-постоянной необходимо учесть  $\gamma$ -излучение всех образующихся дочерних продуктов. Керма-постоянные, рассчитанные с учетом  $\gamma$ -излучения дочерних продуктов, приводятся обычно для равновесного состояния, когда в начальный момент имелся только материнский нуклид и  $T_{1/2}$  дочерних продуктов намного меньше (по крайней мере в 4–5 раз)  $T_{1/2}$  материнского нуклида.

При работе с радионуклидами широко используются *отсекающие и выравнивающие фильтры*. Фильтрами служат также стенки ампул для препаратов. Поэтому часто необходимо знать характеристики  $\gamma$ -излучения радионуклида, прошедшего через тот или иной фильтр.

Практически для таких задач удобно оценивать  $\gamma$ -излучение нуклидов по значению керма-постоянной после начального фильтра, кото-

рую можно рассчитать по формуле

$$\begin{aligned} \Gamma_{\delta}(d, Z) &= \sum_{i=1}^m \Gamma_{\delta i} \exp(-\mu_i d) B_K^{T, H}(E_{0i}, \mu_i d, Z) = \\ &= \sum_{i=1}^m \Gamma_{\delta i} \kappa_{Ki}, \end{aligned} \quad (3.24)$$

где  $d$  — толщина фильтра из материалов с атомным номером  $Z$ ;  $\mu$  — коэффициент ослабления фотонов в материале фильтра;  $B_K^{T, H}(E_{0i}, \mu_i d, Z)$  — фактор накопления воздушной кермы при барьерной геометрии для фотонов с энергией  $E_{0i}$  (см. § 5.3);  $\kappa_{Ki} = \exp(-\mu_i d) B_K^{T, H}$  — величина, обратная кратности ослабления излучения фильтром.

### § 3.4. Керма-эквивалент радионуклидного источника

Для многих практических задач источники, испускающие  $\gamma$ -излучение, удобно сравнивать по дозовым характеристикам в воздухе, определяемым в тождественных условиях.  $\gamma$ -Излучающие источники, создающие при тождественных условиях одинаковую мощность воздушной кермы, имеют одинаковый керма-эквивалент.

*Керма-эквивалент источника*  $k_e$  — мощность воздушной кермы  $\dot{K}$  фотонного излучения с энергией фотонов больше заданного порогового значения  $\delta$  точечного изотропно излучающего источника в вакууме на расстоянии  $r$  от источника, умноженная на квадрат этого расстояния:

$$k_e = \dot{K} r^2. \quad (3.25)$$

Единица керма-эквивалента — *грей-метр в квадрате в секунду* ( $\text{Гр} \cdot \text{м}^2/\text{с}$ ). Рекомендуемые предпочтительные единицы:  $\text{нГр} \cdot \text{м}^2/\text{с}$ ;  $\text{мкГр} \cdot \text{м}^2/\text{с}$ ;  $\text{мГр} \cdot \text{м}^2/\text{с}$ ;  $\text{Гр} \cdot \text{м}^2/\text{с}$ .

Физический смысл керма-эквивалента — мощность воздушной кермы, создаваемая фотонами с энергией больше заданного порогового значения  $\delta$  от данного точечного изотропного радионуклидного источника в вакууме на расстоянии  $r = 1$  м от источника.

Подставляя в формулу (3.25)  $\dot{K}$  из формулы (3.20), получим, что керма-эквивалент  $k_e$ ,  $\text{аГр} \cdot \text{м}^2/\text{с}$ , связан с активностью  $\mathcal{A}$ , Бк, через керма-постоянную  $\Gamma_{\delta}$ ,  $\text{аГр} \cdot \text{м}^2/(\text{с} \cdot \text{Бк})$ , соотношением

$$k_e = \mathcal{A} \Gamma_{\delta}. \quad (3.26)$$

До последнего времени широко использовалась на практике нестандартная величина — *радиевый гамма-эквивалент*, предназначенный, как и керма-эквивалент, для оценки поля  $\gamma$ -излучения в воздухе.

В этой величине в качестве стандартного принималось  $\gamma$ -излучение

$^{226}_{88}\text{Ra}$  в равновесии с основными дочерними продуктами распада\* после фильтра из платины толщиной 0,5 мм.

Внесистемная единица радиевого гамма-эквивалента – *миллиграмм-эквивалент радия* (мг-экв. Ra).

Миллиграмм-эквивалент радия равен радиевому гамма-эквиваленту радиоактивного источника,  $\gamma$ -излучение которого при данной фильтрации и тождественных условиях измерения создает такую же мощность экспозиционной дозы, как и  $\gamma$ -излучение 1 мг Государственного эталона радия в равновесии с основными дочерними продуктами распада при платиновом фильтре толщиной 0,5 мм. Так как 1 мг радия соответствует активности около  $3,7 \cdot 10^7$  Бк, или 1 мКи (см. задачу 1.5), то, следовательно, гамма-постоянную радия в равновесии с основными дочерними продуктами распада до RaD после фильтра 0,5 мм платины, равную  $8,4 \text{ Р} \cdot \text{см}^2 / (\text{ч} \cdot \text{мКи})$  (см. табл. 3.2), можно для этого источника условно записать как  $\Gamma_{\text{Ra}} = 8,4 \text{ Р} \cdot \text{см}^2 / (\text{ч} \cdot \text{мг-экв. Ra})$ .

Свяжем активность препарата  $\mathcal{A}_0$ , мКи, и его радиевый гамма-эквивалент  $m$ , мг-экв. Ra. Из формулы (3.22) можно записать соотношение для мощности экспозиционной дозы  $X = \mathcal{A}_0 \Gamma / r_0^2$ . Эту величину можно также определить через радиевый гамма-эквивалент  $m$ , мг-экв. Ra, по формуле  $X = m \Gamma_{\text{Ra}} / r_0^2$ . Приравнивая правые части двух последних выражений для  $X$ , нетрудно показать, что

$$m = \mathcal{A}_0 \Gamma / 8,4. \quad (3.27)$$

Для связи керма-эквивалента  $k_e$ , аГр $\cdot$ м<sup>2</sup>/с, с внесистемной величиной радиевого гамма-эквивалента  $m$ , мг-экв. Ra, поделим соответственно левые и правые части соотношений (3.26) и (3.27). Тогда можно записать  $k_e / m = (\mathcal{A} \Gamma_\delta) : (\mathcal{A}_0 \Gamma / 8,4) = (\mathcal{A} / \mathcal{A}_0) \cdot (\Gamma_\delta / \Gamma) \cdot 8,4 = 3,7 \times 10^7 \cdot 6,55 \cdot 8,4 = 2,04 \cdot 10^9$ . При записи последнего отношения учтено, что  $\mathcal{A} / \mathcal{A}_0$  численно равно  $3,7 \cdot 10^7$ ,  $\Gamma_\delta / \Gamma$  численно равно 6,55 (см. § 3.3).

Если  $k_e$  выразить в нГр $\cdot$ м<sup>2</sup>/с, а  $m$  сохранить в мг-экв. Ra, то можно записать

$$k_e = 2,04 m \text{ (приближенно)}. \quad (3.28)$$

Заметим, что  $k_e$  и  $m$  – разные физические величины. Поэтому равенство (3.28) следует понимать условно как означающее, что  $k_e$  соответствует 2,04  $m$ .

Керма-эквивалент введен для точечного изотропного источника. Поле объемного изотропного источника рассчитывается как суперпозиция полей точечных изотропных источников с учетом самопоглощения, возможного ослабления излучения в окружающей источник среде и рассеяния в источнике и окружающей среде по методикам, изложенным ниже.

\* В равновесии с основными дочерними продуктами распада до RaD.

### § 3.5. Характеристики источников нейтронов

Основными характеристиками нейтронных источников являются: ядерная реакция, приводящая к образованию нейтронов; выход нейтронов; энергетический спектр; угловое распределение нейтронного излучения и интенсивность сопутствующего фотонного излучения.

**Радионуклидные источники нейтронов.** В этой группе нейтронных источников широко используются нейтроны, получаемые по реакциям  $(\alpha, n)$ ,  $(\gamma, n)$  и спонтанного деления трансурановых элементов (*f*, *sp*).

**Источники нейтронов по реакции  $(\alpha, n)$ .** С этой реакцией на бериллии при бомбардировке его  $\alpha$ -частицами радиоактивных источников  ${}^9_4\text{Be} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^{12}_6\text{C} + {}^1_0\text{n}$  связано открытие нейтрона. Эти источники представляют собой однородную спрессованную смесь  $\alpha$ -излучателя обычно с порошком металлического бериллия или бора в герметической упаковке. Кроме бериллия и бора иногда применяют легкие фтор или литий. В качестве  $\alpha$ -излучателей чаще других источников применяют Po, Ra и Pu.

Отметим, что источники с использованием в качестве  $\alpha$ -излучателя Ra дают нейтроны по реакции  $(\alpha, n)$ , вызываемой  $\alpha$ -частицами как собственно  ${}^{226}_{88}\text{Ra}$ , так и продуктов его распада. При точных измерениях с источниками Ra следует учитывать, что выход нейтронов источника после его изготовления (запайка ампулы) в течение 20–30 сут увеличивается за счет  $\alpha$ -частиц накапливающихся основных дочерних продуктов распада. Затем в первые годы после изготовления увеличение выхода нейтронов составляет 0,5 % за год, что определяется периодом полураспада RaD, равным 22,3 года.

Размеры  $(\alpha, n)$ -источников обычно невелики: для большинства задач их можно считать точечными.

Для обеспечения более изотропного выхода нейтронов желательно использовать источники, близкие по форме к сферическим.

Основные характеристики наиболее широко используемых  $(\alpha, n)$ -источников приведены в табл. 3.3.

Выход нейтронов в значительной степени зависит от качества изготовления источника и в основном от степени однородности смеси материалов мишени и источника  $\alpha$ -частиц.

Энергетический спектр нейтронов  $(\alpha, n)$ -источников непрерывный (рис. 3.3).

Разброс нейтронов по энергии в источнике определяется рядом причин, основные из которых следующие: динамика столкновения  $\alpha$ -частицы с ядром атома мишени такова, что кинетическая энергия, переданная ядру отдачи, может быть различна; энергии взаимодействующих  $\alpha$ -частиц различаются также из-за потерь на ионизацию перед столкновением с ядром атома-мишени. Энергетические спектры нейтронов Po- $\alpha$ -Be и Pu- $\alpha$ -Be-источников практически совпадают (рис. 3.3). Это объясняется тем, что энергии  $\alpha$ -частиц полония и плутония совпадают с погрешностью около 0,15 МэВ.

Таблица 3.3. Основные характеристики некоторых ( $\alpha, n$ )-источников [ $Y_0, Y_0 (E_0 < 2 \text{ МэВ})$  — полный выход нейтронов и выход нейтронов с энергией меньше 2 МэВ;  $E, E_{\text{макс}}$  — средняя и максимальная энергия нейтронов]

Источник	$T_{1/2}$	Выход нейтронов на 1 г радионуклида, нейтр./с	$Y_0 (E_0 < 2 \text{ МэВ})$ × Энергия нейтронов, МэВ		Число фотонов на 1 нейтрон	
			$\frac{Y_0}{\times 100, \%}$	$\frac{E_{\text{макс}}}{E}$		
Ra- $\alpha$ -Be* <sup>1</sup>	1600 лет	$(1,2-1,7) \cdot 10^{7*2}$	40	~13	3,2	$\sim 10^4$
<sup>210</sup> Po- $\alpha$ -Be	138,5 сут	$10^{10}$	20	10,9	4,2	$\sim 1$
<sup>239</sup> Pu- $\alpha$ -Be	24 360 лет	$1,8 \cdot 10^5$	15-25	10,7	4,5	$\sim 3$
<sup>238</sup> Pu- $\alpha$ -Be	87 лет	$2 \cdot 10^7$	25	11,1	3,9	Несколько
<sup>210</sup> Po- $\alpha$ -B	138,5 сут	—	—	6	2,7	—

\*<sup>1</sup> Радий в равновесии с основными дочерними продуктами распада.  
\*<sup>2</sup> На 1 г <sup>226</sup>Ra.

В Po- $\alpha$ -Be-источнике возбужденное ядро <sup>12</sup>C испускает примерно 1 фотон/нейтр. с энергией 4,44 МэВ, а также фотоны с энергией 2,9 и 7,3 МэВ слабой интенсивности. Сам <sup>210</sup>Po испускает на 1 распад  $1,2 \cdot 10^{-5}$  фотонов с энергией 0,803 МэВ.

В радиевом источнике доза сопутствующего  $\gamma$ -излучения определяется фотонами самого <sup>226</sup>Ra в равновесии с основными дочерними продуктами распада.

**Фотонейтронные источники.** В фотонейтронных источниках используется ( $\gamma, n$ )-реакция, которая может проходить при энергии фотонов, превышающей энергию связи нейтрона в ядре мишени. С этой точки зрения все мишени можно разделить на две группы: 1) бериллиевые и дейтериевые мишени со сравнительно низким порогом реакции 1,665 и 2,227 МэВ соответственно; 2) мишени из элементов, для которых энергия связи нейтрона в ядре выше примерно 6 МэВ.

Радиоактивные нуклиды, как правило, не испускают фотоны с энергией большей примерно 3 МэВ, поэтому мишени в нуклидных фотонейтронных источниках изготавливают только из бериллия и дейтерия (табл. 3.4). Бериллий обычно применяют в элементарном виде, дейтерий — в виде оксида дейтерия D<sub>2</sub>O. Источниками фотонов могут служить радиоактивные нуклиды <sup>24</sup>Na, <sup>56</sup>Mn, <sup>72</sup>Ga, <sup>88</sup>Y, <sup>116</sup>In, <sup>124</sup>Sb, <sup>140</sup>La, а также MsTh, <sup>226</sup>Ra в равновесии с основными дочерними продуктами распада.

Источники с бериллиевой или дейтериевой мишенью можно приготавливать в виде смеси этих материалов с  $\gamma$ -излучателем или в виде фо-

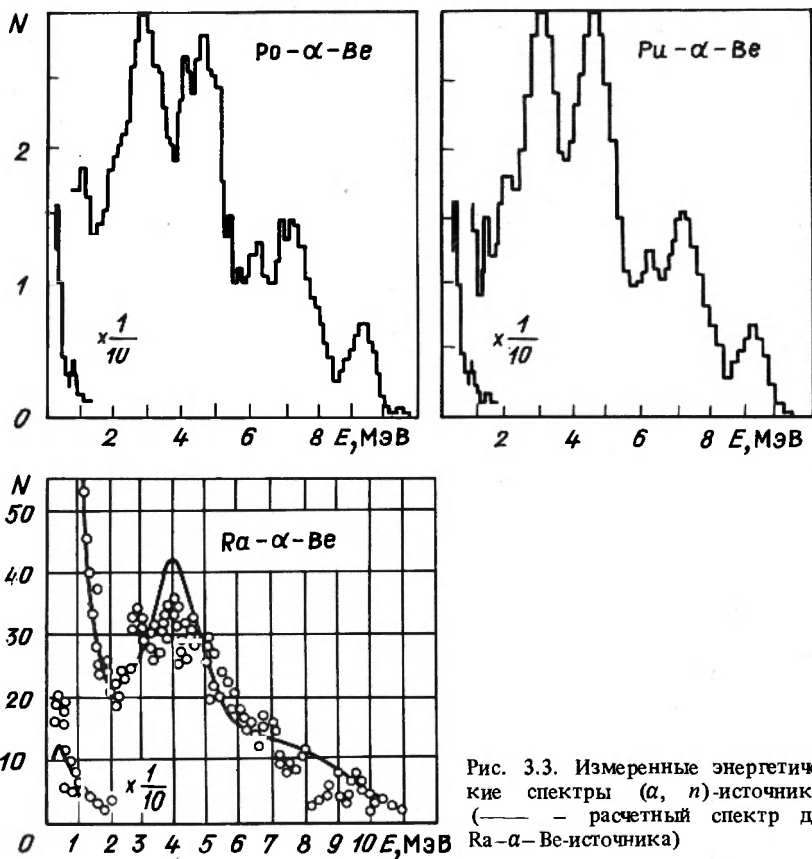


Рис. 3.3. Измеренные энергетические спектры  $(\alpha, n)$ -источников (— — расчетный спектр для  $Ra-\alpha-Be$ -источника)

тонного радионуклидного источника, помещенного внутри контейнера из бериллия или оксида дейтерия.

Разброс нейтронов источника  $E_n$  по энергиям невелик (за исключением очень легких элементов и энергии фотонов, близкой к пороговой). Поэтому для многих практических задач источники нейтронов по реакции  $(\gamma, n)$  условно могут считаться моноэнергетическими.

Выход нейтронов из  $(\gamma, n)$ -источников обычно меньше, чем из  $(\alpha, n)$ -источников, что объясняется меньшим сечением  $(\gamma, n)$ -реакции.

Существенный недостаток фотонейтронных нуклидных источников — большой фон фотонного излучения.

*Источник нейтронов спонтанного деления.* Появление в последнее время в заметных количествах спонтанно делящихся трансурановых элементов  $Pu$ ,  $Cm$ ,  $Cf$  позволяет изготавливать на их основе источники нейтронов.

Таблица 3.4. Характеристика бериллиевых и дейтериевых фотонейтронных источников

Источник	$T_{1/2}$	$E_{\gamma_i}$ , МэВ ( $n_{\gamma_i}$ , %) * <sup>1</sup>	$E_n$ , МэВ	$Y$ , $10^4$ нейтр./с * <sup>2</sup>
$^{24}\text{Na} + \text{Be}$	15,0 ч	3,867 (0,06) 2,754 (99,87)	0,83	13
$^{24}\text{Na} + \text{D}_2\text{O}$	15,0 ч	3,867 (0,06) 2,754 (99,87)	0,22	27
$^{88}\text{Y} + \text{Be}$	107,15 сут	3,219 (0,01) 2,734 (0,43) 1,836 (99,6)	0,16	10
$^{88}\text{Y} + \text{D}_2\text{O}$	107,15 сут	3,219 (0,01) 2,734 (0,43)	0,31 * <sup>3</sup>	0,3
$^{124}\text{Sb} + \text{Be}$	60,2 сут	2,091 (5,61) 1,691 (49)	0,024	19
$^{140}\text{La} + \text{Be}$	1,67 сут	2,522 (3,44) 2,348 (0,86)	0,62	0,3
$^{140}\text{La} + \text{D}_2\text{O}$	1,67 сут	2,522 (3,44) 2,348 (0,86)	0,15	0,8
$\text{Ra} + \text{Be}$ * <sup>4</sup>	1600 лет	2,448 (1,65) 2,204 (5,3) 1,847 (2,2) 1,764 (16,6)	0,6	3,0
$\text{Ra} + \text{D}_2\text{O}$ * <sup>4</sup>	1600 лет	2,448 (1,65)	0,12	0,1

\*<sup>1</sup> Энергия  $E_{\gamma_i}$  и квантовый выход  $n_{\gamma_i}$  для основных фотонов, на которых идет реакция.

\*<sup>2</sup> Выход на 1 г мишени, находящейся на расстоянии 1 см от источника активностью  $3,7 \cdot 10^{10}$  Бк.

\*<sup>3</sup> Оценочное значение.

\*<sup>4</sup> Ra в равновесии с основными дочерними продуктами распада.

Особенно перспективными и удобными являются источники нейтронов на основе изотопа  $^{252}\text{Cf}$  с периодом полураспада относительно  $\alpha$ -распада 2,64 года, а относительно спонтанного деления 82 года. Этот источник обладает наибольшим удельным выходом нейтронов (около  $2,5 \cdot 10^9$  нейтр./с на 1 мг изотопа), что позволяет изготавливать практически невесомые и точечные источники. Среднее число мгновенных нейтронов на деление у этого источника составляет 3,78 с малым выходом сопутствующего излучения (обычно не более трех фотонов на один испущенный нейтрон). Энергетический спектр источника  $^{252}\text{Cf}$  близок к спектру нейтронов деления и хорошо описывается зависимостью

$$N(E_0) = \text{const} \sqrt{E_0} \exp(-E_0/T), \quad (3.29)$$

где  $T$  – температура спектра;  $T = 1,40 \pm 0,02$  МэВ.



Источник  $^{252}\text{Cf}$  удобен для проведения различных методических и калибровочных эталонных исследований. Малые размеры источника практически исключают возмущение исследуемой среды в задачах распространения нейтронов в веществе, а большая его мощность (до  $10^{10}$  нейтр./с) позволяет рассматривать задачи с большой кратностью ослабления.

Выход, энергетическое распределение нейтронов и сопутствующее излучение зависят от чистоты исходного материала, способа приготовления, размеров и материала упаковки источника.

**Источники нейтронов на основе ускорителей заряженных частиц.** Нейтроны возникают в любых мишенях, которые облучаются тяжелыми заряженными частицами, если только рождение нейтрона не запрещено энергетически.

Для энергий ускоренных частиц, не превышающих 20–30 МэВ, наилучшими по выходу нейтронов являются мишени из легких элементов.

Важным преимуществом этих источников является возможность получения нейтронов с невысокой энергией. Для этих целей используют реакции на легких ядрах ( $p, n$ ) и ( $d, n$ ) (рис. 3.4).

Примером использования указанных реакций могут служить широко распространенные реакции ускоренных до 1 МэВ дейтронов с мишенью из тяжелой воды для получения нейтронов с энергией 4 МэВ или ускоренных до 15 кэВ дейтронов с мишенью из трития для получения нейтронов с энергией 14,9 МэВ при  $\theta = 0^\circ$ .

Выше указывалось, что только на бериллиевой и дейтериевой мишенях по реакции ( $\gamma, n$ ) можно получить радионуклидные фотонейтронные источники. Для получения фотонейтронов с использованием других мишеней, где энергия связи нейтрона в ядрах мишени обычно выше примерно 6 МэВ, необходимо более высокоэнергетическое фотонное излучение, которое можно получить на мишени электронных ускорителей соответствующих энергий.

Сечение ( $\gamma, n$ )-реакции, как правило, сначала возрастает с увеличением энергии (исключение составляют легкие элементы) от нуля при пороговой энергии реакции до максимальной при энергиях фотонов примерно 20 МэВ, а затем снова убывает. На рис. 3.5 приведены выходы нейтронов из мишени различных материалов на электронных ускорителях, рассчитанные в предположении, что электронный и фотонный пучки полностью поглощаются в мишени.

Сечения фотонейтронных процессов на два-три порядка меньше парциальных сечений других процессов взаимодействия фотонного излучения с материалом среды. В результате вклад фотонейтронов в полную характеристику поля излучения существен лишь для защит, слабо ослабляющих фотонное излучение по сравнению с нейтронами. Примером такой среды является вода. На больших толщинах воды (1,5–

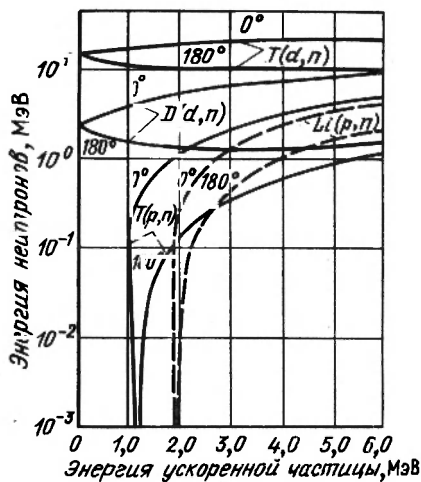


Рис. 3.4

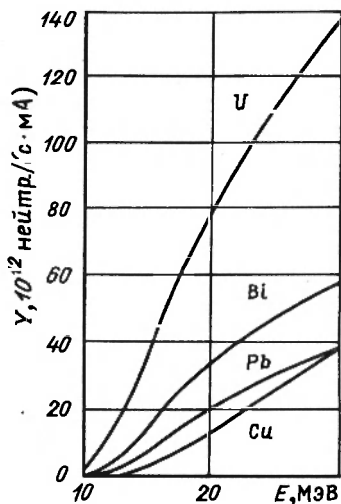


Рис. 3.5

Рис. 3.4. Зависимость энергии нейтронов от энергии ускоренных протонов и дейтронов для углов вылета  $0^\circ$  и  $180^\circ$

Рис. 3.5. Зависимость выхода нейтронов  $Y$  из различных мишеней от энергии ускоренных электронов

2 м) поток нейтронов может определяться фотонейтронами, обусловленными дейтерием воды.

**Источники нейтронов деления и синтеза ядер** – наиболее мощные нейтронные источники. Например, через поверхность активной зоны мощного ядерного реактора проходит до  $10^{17} - 10^{18}$  нейтр./с, что на много порядков больше мощности любого нейтронного источника, за исключением атомной бомбы.

*Ядерный реактор как источник нейтронов деления.* Нейтроны, сопровождающие процесс деления, подразделяют на мгновенные ( $> 99\%$ ) и запаздывающие нейтроны деления. Мгновенные нейтроны деления распределены по энергиям в широком интервале от нескольких десятков килоэлектрон-вольт до  $\sim 20$  МэВ (рис. 3.6). Энергетический спектр нейтронов деления  $^{235}\text{U}$  на тепловых нейтронах может быть описан плавной функцией

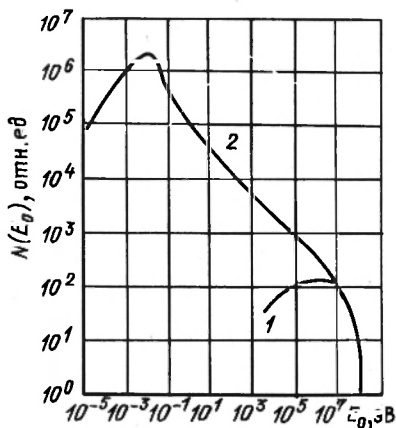
$$N(E_0) = a \operatorname{sh} \sqrt{bE_0} \exp(-E_0/c), \quad (3.30)$$

где  $a, b, c$  – константы.

Наиболее точное выражение получается при использовании констант Крэнберга ( $a = 0,453$ ;  $b = 2,29$ ;  $c = 0,965$ ):

$$N(E_0) = 0,453 \operatorname{sh} \sqrt{2,29E_0} \exp(-E_0/0,965). \quad (3.31)$$

Рис. 3.6. Спектры нейтронов деления (1) и в активной зоне ядерного реактора на тепловых нейтронах (2)



Для описания  $N(E_0)$  приводятся в литературе также следующие формулы:

формула Уатта-Фэзера

$$N(E_0) = 0,484 \operatorname{sh} \sqrt{2E_0} \exp(-E_0); \quad (3.32)$$

экспоненциальная зависимость для энергий  $4 \text{ МэВ} \leq E_0 \leq 14 \text{ МэВ}$

$$N(E_0) = 1,75 \exp(-0,776 E_0); \quad (3.33)$$

формула Лос-Аламосской лаборатории

$$N(E_0) = 0,770 \sqrt{E_0} \exp(-0,776 E_0). \quad (3.34)$$

В формулах (3.30) – (3.34)  $N(E_0)$  – доля нейтронов, испущенных на интервал в 1 МэВ на 1 нейтрон, испущенный при делении; энергия  $E_0$  выражена в мегаэлектрон-вольтах. Таким образом, энергетические распределения нормированы следующим образом:

$$\int_0^{\infty} N(E_0) dE_0 = 1. \quad (3.35)$$

Формула (3.34) в области энергии  $E_0 > 9 \text{ МэВ}$  дает завышенный результат.

Максимум энергетического распределения нейтронов приходится на интервал энергии 0,6–0,8 МэВ. При энергии выше 2–3 МэВ форма спектра близка к экспоненциальной. Энергетический спектр нейтронов деления зависит от энергии нейтронов, вызывающих деление, и от природы делящегося материала. Для оценки спектров большинства делящихся материалов спектры нейтронов можно описать распределением

$$N(E_0) = c \sqrt{E_0} \exp(-3E_0/(2\bar{E}_0)), \quad (3.36)$$

где  $\bar{E}_0$  – средняя энергия спектра;  $c$  – нормировочный множитель. В табл. 3.5 приведены экспериментальные значения коэффициентов  $c$  и  $\bar{E}_0$  для деления  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{241}\text{Pu}$  тепловыми нейтронами.

Таблица 3.5. Значения параметров формулы (3.36) и среднее число нейтронов  $\bar{\nu}$ , образующихся в акте деления тепловыми нейтронами

Делящееся вещество	$c$	$\bar{E}_0$ , МэВ	$\bar{\nu}$
$^{233}\text{U}$	0,755	$1,96 \pm 0,06$	$2,50 \pm 0,01$
$^{235}\text{U}$	0,770	$1,94 \pm 0,05$	$2,43 \pm 0,02$
$^{239}\text{Pu}$	0,733	$2,00 \pm 0,05$	$2,89 \pm 0,04$
$^{241}\text{Pu}$	0,733	$2,0 \pm 0,05$	$2,99 \pm 0,05$

Спектр образующихся при делении плутония нейтронов несколько жестче, чем при делении урана, а доля нейтронов с энергией  $E_0 > 10$  МэВ при делении  $^{241}\text{Pu}$  выше на 30 %, чем при делении  $^{235}\text{U}$ .

Погрешность расчетов по формуле (3.36) при  $E_0 \lesssim 9$  МэВ не превышает 12 %, а при увеличении  $E_0$  возрастает и становится довольно значительной; например, при  $E_0 = 14$  МэВ она достигает 70 %.

Средняя энергия нейтронов деления  $\bar{E}_0$  и среднее число нейтронов  $\bar{\nu}$ , образующихся в акте деления, связаны соотношением

$$\bar{E}_0 \approx 0,74 + 0,653 (\bar{\nu} + 1)^{1/2}. \quad (3.37)$$

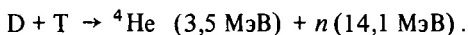
Величина  $\bar{\nu}$  зависит также от энергии нейтронов, вызывающих деление.

При расчете защиты ядерного реактора запаздывающими нейтронами обычно можно пренебречь, учитывая их низкий выход ( $< 1$  %) по отношению ко всем нейтронам деления и сравнительно небольшую кинетическую энергию. Исключение составляют некоторые особые случаи, например реакторы с циркулирующим топливом, из-за специфики которых запаздывающие нейтроны необходимо учитывать.

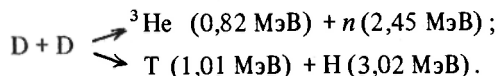
Отметим, что энергетическое распределение нейтронов в активной зоне реактора (рис. 3.6) не описывается во всем диапазоне энергий приведенными выше формулами (3.30) – (3.32), так как энергетическое распределение нейтронов в реакторе устанавливается в результате процессов взаимодействия нейтронов с ядрами активной зоны и отражателя. Поэтому спектр нейтронов в реакторе значительно мягче спектра нейтронов деления. Форма спектра определяется конкретной компоновкой активной зоны и отражателя данного реактора.

Однако при  $E_0 \gtrsim 3 \div 4$  МэВ практически для всех типов реакторов спектр нейтронов можно аппроксимировать формулами (3.30) – (3.32). Отмеченное справедливо и для энергетических распределений нейтронов, формируемых в экспериментальных каналах и на их выходе.

*Термоядерный реактор как источник нейтронов.* Основой для изучения возможности создания термоядерного реактора послужил дейтерий-тритиевый топливный цикл



Интересным представляется также топливный цикл



Указанные реакции приводят к образованию быстрых нейтронов, для которых проводится расчет защиты. Заметим, что если в активной зоне ядерного реактора деления доля нейтронов с энергией выше 10 МэВ составляет всего лишь 0,1 %, то источник нейтронов реактора синтеза по реакции D + T можно считать близким к моноэнергетическому с энергией нейтронов 14,1 МэВ.

*Нейтроны при ядерном и термоядерном взрывах.* При ядерном взрыве, использующем реакцию деления, образуется  $2 \cdot 10^{23}$  нейтронов на 1 кг тротилового эквивалента. При термоядерном взрыве образуется приблизительно в 10 раз больше нейтронов при одинаковом тротиловом эквиваленте заряда.

Энергетическое распределение нейтронов, покидающих зону взрыва, не совпадает с начальным спектром, характерным для нейтронов, образующихся в результате реакции деления или синтеза. Оно заметно трансформируется при прохождении через конструктивные материалы и оболочку боеприпаса, так что для спектра нейтронов, покидающих зону взрыва, характерно обогащение нейтронами с низкой энергией.

Эти источники являются наиболее мощными источниками нейтронов. Так как при ядерном взрыве процесс выделения энергии и образования нейтронов происходит за время значительно меньше  $10^{-6}$  с, то подземный ядерный взрыв может использоваться как импульсный источник однократного действия для селекции нейтронов по времени пролета.

### Задачи к гл. 3.

**Задача 3.1.** Угловое распределение рассеянного излучения на границе полубесконечного объемного гомогенного равномерного изотропного источника часто аппроксимируется зависимостью вида  $s(\theta_0) = A s_0 \cos^n \theta_0$ , где  $\theta_0$  – угол между направлением движения частиц и нормально к границе источника;  $s(\theta_0)$  – число частиц, испускаемых поверхностным источником с единицы поверхности в единицу времени в единичный телесный угол в направлении, характеризуемом углом  $\theta_0$ ;  $s_0$  – полное число частиц, испускаемых в единицу времени в полупространство в телесный угол  $2\pi$  ср в направлении от источника с единичной поверхности;  $n > 1$ . Определить константу  $A$  этой зависимости.

*Ответ:*  $A = (n + 1)/(2\pi)$ .

**Задача 3.2.** Определить мощность эквивалентной дозы  $\gamma$ -излучения на расстоянии 3 м от радионуклидного моноэнергетического источника  $^{137}_{55}\text{Cs} + ^{137m}_{56}\text{Ba}$  активностью 40 МБк. Источник испускает фотоны с энергией 0,662 МэВ с выходом 0,851 фотон/расп. В расчетах массовый коэффициент поглощения энергии фотонов источника в биологической ткани принять равным  $0,00326 \text{ м}^2/\text{кг}$ .

*Ответ:* 0,1 нЗв/с.

**Задача 3.3.** Плотность потока энергии в широком пучке моноэнергетического мононаправленного фотонного излучения с энергией 1 МэВ в воздухе равна  $2000 \text{ МэВ}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ . Определить соответствующую ей мощность воздушной кермы. В расчетах принять массовый коэффициент передачи энергии фотонов ( $E_0 = 1 \text{ МэВ}$ ) в воздухе равным  $0,00279 \text{ м}^2/\text{кг}$ .

*Ответ:* 32 мкГр/ч.

**Задача 3.4.** Мощность поглощенной дозы фотонного излучения с энергией 2 МэВ в воздухе в условиях электронного равновесия заряженных частиц равняется 15 мкГр/ч. Определить соответствующую ей мощность эквивалентной дозы.

*Ответ:* 16,4 мкЗв/ч.

**Задача 3.5.** Рассчитать керма-постоянную радионуклида — чистого позитронного излучателя, испускающего 1 позитрон/распад, предполагая, что все позитроны полностью аннигилировали в материале источника. При расчетах массовый коэффициент передачи энергии фотонов аннигиляционного излучения в воздухе принять равным  $0,00297 \text{ м}^2/\text{кг}$ .

*Ответ:*  $38,7 \text{ аГр} \cdot \text{м}^2/(\text{с} \cdot \text{Бк})$ .

**Задача 3.6.** Рассчитать керма-постоянную радионуклида  $^{60}_{27}\text{Co}$ , схема распада которого приведена на рис. 1.1, б. При расчетах массовые коэффициенты передачи энергии для фотонов с  $E_{01} = 1,173 \text{ МэВ}$  и  $E_{02} = 1,332 \text{ МэВ}$  в воздухе принять равными  $0,00270 \text{ м}^2/\text{кг}$  и  $0,00262 \text{ м}^2/\text{кг}$  соответственно.

*Ответ:*  $84,9 \text{ аГр} \cdot \text{м}^2/(\text{с} \cdot \text{Бк})$ . Это значение отличается от приведенного в табл. 3,2 на 1,3 %. Указанное расхождение определяется погрешностями принятых в расчетах схем распада и коэффициентов  $\mu_{tr}^B \cdot m$ .

**Задача 3.7.** Рассчитать керма-постоянную радионуклида  $^{65}_{30}\text{Zn}$ , схема распада которого приведена на рис. 1.1, в. При расчетах считать, что все позитроны нуклида полностью аннигилировали в самом источнике. При расчетах массовые коэффициенты передачи энергии для фотонов с  $E_{01} = 1,12 \text{ МэВ}$  и  $E_{02} = 0,511 \text{ МэВ}$  в воздухе принять равными  $0,00273 \text{ м}^2/\text{кг}$  и  $0,00297 \text{ м}^2/\text{кг}$  соответственно.

*Ответ:*  $20,3 \text{ аГр} \cdot \text{м}^2/(\text{с} \cdot \text{Бк})$ .

**Задача 3.8.** Имеется два источника  ${}_{11}^{24}\text{Na}$  активностью 1 ГБк и  ${}_{80}^{203}\text{Hg}$  активностью 10 ГБк. Определить, какой из них при одинаковых условиях измерения создаст большую мощность воздушной кермы.

*Ответ:* Источник  ${}_{11}^{24}\text{Na}$ . Он хотя и имеет меньшую активность, но создает большую мощность воздушной кермы.

**Задача 3.9.** Энергетическое распределение нейтронов спектра деления часто аппроксимируется выражением (3.34):  $\bar{v}(E_0) = 0,770 \sqrt{E_0} \exp(-0,776 E_0)$ . Вычислить среднюю энергию нейтронов деления.

*Ответ:* 1,93 МэВ.

**Задача 3.10.** Оценить, во сколько раз число нейтронов с энергиями от 4 до 7 МэВ в спектре нейтронов деления больше числа нейтронов с энергиями от 7 до 10 МэВ.

*Ответ:* Примерно в 10 раз.

#### Глава 4

### БИОЛОГИЧЕСКОЕ ДЕЙСТВИЕ И ПРЕДЕЛЬНО ДОПУСТИМЫЕ УРОВНИ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

#### § 4.1. Биологическое действие ионизирующих излучений

Вскоре после открытия биологического действия ионизирующих излучений было установлено, что любой живой объект при определенной дозе облучения погибает. Однако дозы излучения, приводящие к гибели разных объектов, различаются в очень широких пределах (табл. 4.1).

Каждому биологическому виду свойственна своя мера чувствительности к действию ионизирующей радиации, которая характеризует его *радиочувствительность*. Степень радиочувствительности сильно варьируется в пределах одного вида (индивидуальная радиочувствительность), а для определенного индивидуума зависит также от возраста и пола, даже в одном организме различные клетки и ткани очень сильно различаются по радиочувствительности.

*Таблица 4.1.* Дозы фотонного излучения  $D_{50}$ , вызывающие 50 %-ную гибель (смертность) различных организмов в облученной популяции

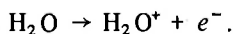
Биологический вид	$D_{50}$ , Гр	Биологический вид	$D_{50}$ , Гр
Обезьяны	2,5 – 6	Насекомые	10 – 100
Крысы	7 – 9	Растения	10 – 1500
Кролик	9 – 10	Дрожжи	300 – 500
Птицы, рыбы	8 – 20	Простейшие	1000 – 3000

Энергия ионизирующего излучения при прохождении через биологическую ткань передается атомам и молекулам. Это приводит к образованию ионов и возбужденных молекул. Однако это лишь первый, физический "акт драмы", разыгрывающейся в клетке. Следующий акт называется химическим этапом поражения клетки.

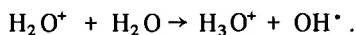
В основе первичных радиационно-химических изменений молекул могут лежать два механизма: 1) *прямое действие*, когда данная молекула испытывает изменения (ионизацию, возбуждение) непосредственно при взаимодействии с излучением; 2) *косвенное действие*, когда молекула непосредственно не поглощает энергию ионизирующего излучения, а получает ее путем передачи от другой молекулы.

Известно, что в биологической ткани 60–70 % по массе составляет вода. Поэтому рассмотрим различие между прямым и косвенным действием излучения на примере облучения воды.

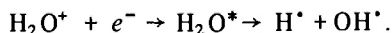
Допустим, что молекула воды ионизируется заряженной частицей, в результате чего она теряет электрон:



Ионизированная молекула воды реагирует с другой нейтральной молекулой воды, в результате чего образуется высокореактивный радикал гидроксила  $\text{OH}^\cdot$ :

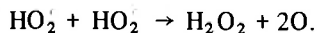
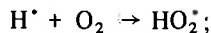


Вывранный электрон также очень быстро передает энергию окружающим молекулам воды, в результате чего возникает сильно возбужденная молекула воды  $\text{H}_2\text{O}^*$ , которая диссоциирует с образованием двух радикалов  $\text{H}^\cdot$  и  $\text{OH}^\cdot$ :



Свободные радикалы содержат неспаренные электроны и отличаются чрезвычайно высокой реакционной способностью. Время их жизни в воде не более  $10^{-5}$  с. За это время они либо рекомбинируют друг с другом, либо реагируют с растворенным субстратом.

В присутствии растворенного в воде кислорода образуются и другие продукты радиолитического разложения: свободный радикал гидроперекиси  $\text{HO}_2^\cdot$ , перекись водорода  $\text{H}_2\text{O}_2$  и атомарный кислород:



В клетке организма ситуация значительно более сложная, чем при облучении воды, особенно если поглощающим веществом являются крупные и многокомпонентные биологические молекулы. В этом случае образуются органические радикалы  $\text{D}^\cdot$ , отличающиеся также край-



не высокой реакционной способностью. Располагая большим количеством энергии, они легко могут привести к разрыву химических связей. Именно этот процесс и происходит чаще всего в промежутке между образованием ионных пар и формированием конечных химических продуктов.

Кроме того, биологическое действие усиливается за счет кислородного эффекта. Образующийся в результате взаимодействия свободного радикала с кислородом также высокореакционный продукт  $\text{DO}_2$  ( $\text{D}^\cdot + \text{O}_2 \rightarrow \text{DO}_2^\cdot$ ) приводит к образованию новых молекул в облучаемой системе.

Получающиеся в процессе радиолиза воды свободные радикалы и окислители, обладая высокой химической активностью, вступают в химические реакции с молекулами белка, ферментов и других структурных элементов биологической ткани, что приводит к изменению биохимических процессов в организме. В результате нарушаются обменные процессы, подавляется активность ферментных систем, замедляется и прекращается рост тканей, возникают новые химические соединения, не свойственные организму, — токсины. Это приводит к нарушению жизнедеятельности отдельных систем или организма в целом.

Индукцированные свободными радикалами химические реакции вовлекают в этот процесс многие сотни и тысячи молекул, не затронутых излучением. В этом состоит специфика действия ионизирующего излучения на биологические объекты. Никакой другой вид энергии (тепловой, электрической и др.), поглощенной биологическим объектом в том же количестве, не приводит к таким изменениям, какие вызывает ионизирующее излучение. Например, смертельная доза ионизирующего излучения для млекопитающих равна 10 Гр, что соответствует поглощенной энергии 10 Дж/кг. Если эту энергию подвести в виде тепла, то она нагрела бы организм человека лишь на  $0,001^\circ\text{C}$ , т.е. меньше, чем от стакана выпитого горячего чая.

Нежелательные радиационные эффекты воздействия облучения на организм человека условно делятся на *соматические* ("сома" — по-гречески "тело") и *генетические* (наследственные). Соматические эффекты проявляются непосредственно у самого облученного, а генетические — у его потомства.

Генетические эффекты проявляются вследствие мутаций — изменений наследственных свойств организма, возникающих естественно (спонтанно) или вызываемых искусственно, например при облучении. Мутации (от латинского *mutatio* — изменение, перемена) возникают в результате перестройки и нарушений в генетическом материале организма (хромосомах и генах). Хромосомы (от греческого *хромо* — цвет, краски, *сома* — тело) — структурные элементы ядра клетки, содержащие ДНК, в которой заключена наследственная информация организма. В хромосомах в линейном порядке расположены гены (от греческого *гепос* — род, происхождение) — единицы наследственного

материала, отвечающие за формирование какого-либо элементарного признака. Совокупность генов, содержащихся в одинарном наборе хромосом данного организма, называется геномом.

К соматическим эффектам условно относятся непосредственные ранние эффекты облучения (острая или хроническая лучевая болезнь и локальные лучевые поражения), которые проявляются в течение нескольких недель, и его отдаленные последствия (сокращение продолжительности жизни, возникновение опухолей и др.), проявляющиеся только через много месяцев или лет после облучения у самого облученного лица. К генетическим относятся последствия облучения генома зародышевых клеток в потомстве облученных особей (врожденные уродства и нарушения у потомков облученных, передающиеся по наследству).

Различают *стохастические* и *нестохастические* эффекты воздействия излучения на организм.

Если вредные эффекты облучения выявляются начиная с какого-то определенного порогового значения дозы, то их называют нестохастическими или пороговыми. Для этих эффектов вероятность их возникновения (частота) и степень тяжести возрастают с увеличением дозы. Тяжесть эффекта (степень его выраженности) может возрасти более круто у лиц, чья радиочувствительность наибольшая. К нестохастическим эффектам относятся помутнение хрусталика глаза (лучевая катаракта), нарушение воспроизводительной функции, косметические повреждения кожи, дистрофические повреждения разных тканей и т.п.

Последствия облучения человека, вероятность возникновения которых существует при сколь угодно малых дозах облучения (отсутствует порог) и возрастает с дозой, называют стохастическими или беспороговыми. Основные стохастические эффекты — канцерогенные (лейкемия и другие формы злокачественных новообразований) и генетические эффекты. Для предсказания частоты проявления стохастических эффектов облучения на практике обычно пользуются линейной зависимостью доза—эффект. Стохастические эффекты обычно обнаруживаются через длительное время после облучения и лишь при длительном наблюдении за большими группами населения в десятки и сотни тысяч человек.

Цель радиационной защиты — это предотвращение вредных нестохастических эффектов и ограничение вероятности возникновения стохастических эффектов до уровней, считающихся приемлемыми.

Самые разнообразные проявления поражающего действия ионизирующих излучений на организм называют *лучевой болезнью человека*. Многообразие этих проявлений зависит прежде всего от вида облучения (общее или местное, внешнее или от инкорпорированных радиоактивных веществ), временного фактора (однократное, повторное, хроническое облучение), равномерности поля (равномерное или неравномерное облучение) и т.п.

Таблица 4.2. Примерная классификация лучевых поражений организма человека при кратковременном однократном тотальном облучении фотонами в зависимости от тканевых поглощенных доз  $D$

Лучевое поражение	Тканевая поглощенная доза $D$ , Гр						
	< 0,25	0,25–0,5	0,5–1	1–2	2–4	4–6	> 6
Заболевание	Отсутствует	Реакции со стороны отдельных систем организма	Острая лучевая болезнь I (легкой) степени	Острая лучевая болезнь II (средней) степени	Острая лучевая болезнь III (тяжелой) степени	Острая лучевая болезнь IV (крайней тяжелой) степени	
Проявления	Отсутствует	Временное изменение состава крови	Чувство усталости, иногда умеренные изменения состава крови	Умеренная лейкопения, иногда рвота в первые сутки	Тошнота, рвота в первые сутки, лейкопения, под-кожные кровоизлияния	Тошнота, рвота, лейкопения, кровоизлияния, изъязвления	Рвота через 1–2 ч после облучения, почти исчезают лейкоциты в крови, подкожные кровоизлияния, изъязвления, кровавый понос
Последствия заболевания	—	Благополучные, состав крови быстро нормализуется	Благополучные, состояние здоровья нормализуется	Благополучные, смертельные исходы отсутствуют	В 20 % случаев возможен смертельный исход через 2–6 недель после облучения	В 50 % случаев возможен смертельный исход в течение месяца после облучения	В 100 % случаев наступает смерть от инфекционных заболеваний или кровоизлияний

\* Уменьшение числа лейкоцитов в крови.

До 6 августа 1945 г., когда США впервые использовали против Японии атомное оружие, не было никаких сведений о клинической картине острой лучевой болезни человека. В дальнейшем стала поступать и информация о результатах различных аварий, применения облучения в медицинских целях, в частности при терапии лейкозов.

Острая лучевая болезнь возникает в результате однократно тотального внешнего относительно равномерного облучения и наступает при

дозах 1–10 Гр и более. При меньших дозах могут отмечаться реакции разной степени выраженности со стороны отдельных систем организма. Классификация лучевых поражений при однократном тотальном облучении организма человека показана в зависимости от поглощенной тканевой дозы для фотонного излучения в табл. 4.2. Для других видов излучений следует использовать эквивалентную дозу с учетом коэффициента качества излучения. Приведенные в табл. 4.2 данные о последствиях лучевого воздействия относятся к случаю, когда отсутствует лечение. В настоящее время имеется ряд противолучевых средств и накоплен опыт комплексного лечения лучевой болезни, позволяющий исключить смертельный исход при дозах около 10 Гр.

Когда систематически повторяется облучение дозами, которые не вызывают лучевую болезнь, но значительно выше предельно допустимых доз, может развиваться хроническая лучевая болезнь. Наиболее характерными ее признаками являются изменения в составе крови (уменьшение лейкоцитов, малокровие) и ряд симптомов со стороны нервной системы.

#### **§ 4.2. Концепция приемлемого риска**

С любым видом деятельности человека связана определенная степень риска вредного воздействия, результатом которого могут быть травма, заболевание и даже смерть. Для полной и объективной оценки преимуществ новой технологии необходимо учитывать появление дополнительных источников риска для общества в целом, для отдельных его членов и групп.

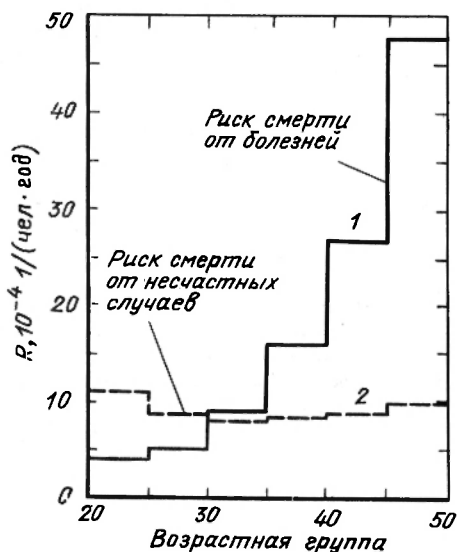
Наиболее полно концепция приемлемого риска, связанного с профессиональным воздействием излучений, разработана Международной комиссией по радиологической защите (МКРЗ). Заметим, что риск является стохастической величиной.

Для определения уровня приемлемого риска рассмотрим масштабы риска в различных сферах деятельности современного человека в промышленно развитых странах, ограничившись лишь риском смертельных исходов. В табл. 4.3 приведена классификация источников риска смерти для человека, указаны причины, средние значения риска и примеры значений рисков для каждого источника. За количественную меру индивидуального риска принят средний риск смерти в расчете на 1 человека за год.

Риск смерти зависит от рассматриваемой возрастной группы. Например, риск смерти мужчин от болезней в возрасте 45–50 лет примерно в 10 раз выше, чем в группе 25–30 лет (рис. 4.1).

Риск смерти от болезней во всех возрастных группах на 3 порядка превышает риск смерти от естественной среды обитания. В возрастной группе 20–25 лет значение риска смерти от несчастных случаев для мужчин в 2,7 раза больше смертности от болезней. Объясняется это

Рис. 4.1. Риск смерти от болезней и несчастных случаев  $R$  для мужчин



тем, что в этой возрастной группе лицам свойственна тенденция попадать в ситуации с неоправданно высоким уровнем риска неблагоприятных последствий. С возрастом, с накоплением жизненного опыта действие этих причин, естественно, ослабляется.

Для профессиональной деятельности выделено четыре категории безопасности в зависимости от риска смерти  $R$ ,  $1/(\text{чел. год})$ : 1 – безопасная ( $R < 10^{-4}$ ), 2 – относительно безопасная ( $R = 10^{-4} \div 10^{-3}$ ), 3 – опасная ( $R = 10^{-3} \div 10^{-2}$ ), 4 – особо опасная ( $R > 10^{-2}$ ) (табл. 4.3). При этом риск смерти для особо опасных профессий в 100 раз превышает риск смерти для профессий, традиционно называемых безопасными. Средний уровень риска смерти от болезней для мужчин всех возрастов сравним лишь с риском в особо опасных профессиональных условиях.

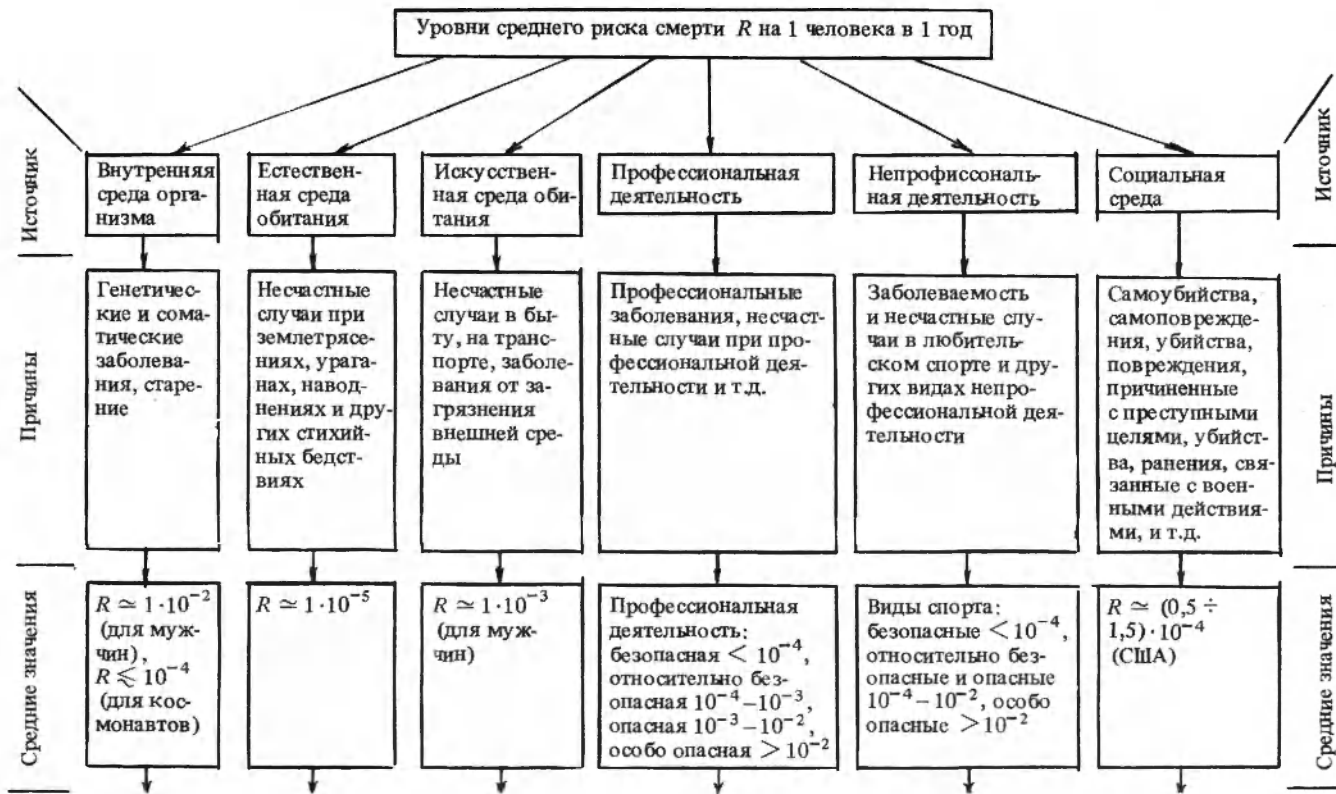
Следует отметить, что только в первом приближении можно принять независимость воздействия на человека разных источников риска. Для уточнения риска необходимо учесть корреляцию риска для разных источников.

Заметим, что примеры рисков непрофессиональной деятельности в табл. 4.3 даны для общего времени, уделенного спорту, 150–200 часов в год.

Очевидно, что проблема определения приемлемого риска в различных сферах деятельности современного человека имеет социальные, экономические, психологические и другие аспекты.

Социальный аспект может проявляться, например, в том, что преимущества от применения новой, более совершенной технологии концентрируются у одних членов общества, а риск неблагоприятных последствий, связанных с ее недостатками, распределяется на других членов или на все общество в целом.

Таблица 4.3. Классификация источников и уровни риска смерти человека в промышленно развитых странах



Примеры значений риска

↓  
См. график  
рис. 4.1  
(кривая 1)

↓  
Наводнения  
 $4 \cdot 10^{-6}$ .  
Землетрясения  
 $3 \cdot 10^{-6}$ .  
Грозы  
 $6 \cdot 10^{-7}$ .  
Ураганы  
 $3 \cdot 10^{-8}$

↓  
Выработка  
энергии:  
обычным спо-  
собом  
 $\approx 2 \cdot 10^{-5}$ ;  
ядерным спо-  
собом  $\leq 10^{-7}$ .  
Отравление  
выхлопными  
газами авто-  
мобиля (для  
мужчин)  
 $\sim (1 \div 5) \cdot 10^{-6}$ .  
Курение  
 $\sim 5 \cdot 10^{-4}$ .  
См. график  
рис. 4.1  
(кривая 2)

↓

Отрасли промышленности:  
швейная, обувная,  
текстильная, пищева-  
вая, полиграфическая  $\leq 10^{-4}$ ,  
металлургическая,  
судостроительная,  
строительная, вся  
промышленность  
в среднем  $10^{-4} - 10^{-3}$ ,  
углекоксование, вул-  
канизация  $10^{-3} - 10^{-2}$ .  
Летчик-испытатель,  
экипаж реактивных  
самолетов  $> 10^{-2}$

↓

Бокс, лыжи, охота  
 $\leq 10^{-4}$ .  
Мотоцикл, альпи-  
низм  $10^{-4} - 10^{-2}$ .  
Скачки, скачки  
с препятствиями  
 $\geq 10^{-2}$

↓

Самоубийства  
 $\sim 1 \cdot 10^{-4}$ .  
Военные дейст-  
вия для мужчин  
всех возрастных  
групп (США)  
 $7,5 \cdot 10^{-5}$  (сред-  
нее)

Примеры значений риска



Один из способов оценки риска облучения – сравнение его с рисками от влияния других факторов профессиональной вредности или каких-либо естественных причин, ведущих к сокращению продолжительности жизни.

Анализ приведенных выше данных позволяет заключить, что *приемлемый уровень профессионального риска смерти* для современного человека в промышленно развитых странах находится в интервале  $(1-5) \cdot 10^{-4}$  на 1 человека в 1 год. Это значение равняется риску в безопасных условиях профессиональной деятельности или риску смерти от болезней для возрастной группы 25–30 лет или избыточному риску смерти от несчастных случаев для мужчин в возрастной группе 20–25 лет по сравнению с группой 30–50 лет (рис. 4.1).

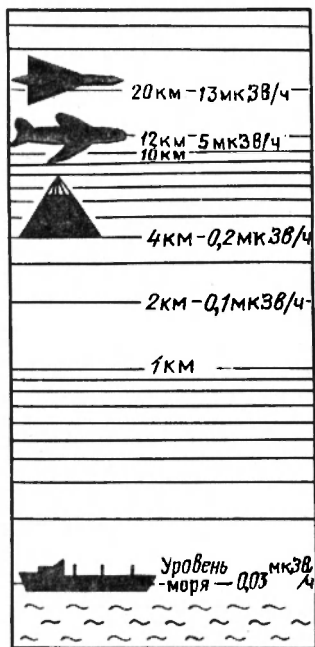
### § 4.3. Фоновое облучение человека

Для выполнения различных сравнительных оценок ущерба от всех видов радиационного воздействия на человека необходимо иметь количественную информацию об уровнях фонового облучения населения.

*Фоновое облучение человека* состоит из облучения *естественными и искусственными источниками*.

Первый компонент фона в свою очередь имеет две составляющие: *естественный фон и техногенный радиационный фон от естественных радионуклидов*. Естественный фон ионизирующего излучения обусловлен космическим излучением и излучением естественно распределенных природных радиоактивных веществ (радиоактивные вещества в горных породах, почвах, атмосфере, а также радионуклиды, инкорпорированные в тканях человека). Естественный фон обуславливается внешним и внутренним облучением; внешним – за счет воздействия на организм излучения от внешних по отношению к нему источников (космическое излучение и естественные радионуклиды в горных породах, почве, атмосфере и др.) и внутренним – за счет воздействия на организм излучений естественных радионуклидов, находящихся в организме ( $^{40}\text{K}$  и радионуклиды семейства урана и тория, поступающие в организм с воздухом, пищей и водой). Внутреннее облучение создает примерно 40 % естественного фона, около 60 % приходится на внешнее облучение. Человек всегда подвергался облучению указанными источниками, но о их существовании в прошлом веке не было известно. Доза естественного фона зависит от таких факторов, как высота над уровнем моря, количество и вид радионуклидов в горных породах и почве, количество радионуклидов, которые поступают в организм человека с воздухом, пищей и водой. Например, люди, живущие на уровне моря, получают в среднем эквивалентную дозу от космического излучения около 0,3 мЗв в год или примерно 0,03 мкЗв в 1 ч. (рис. 4.2). Для людей, живущих на высоте выше 2 км

Рис. 4.2. Возрастание с высотой мощности эквивалентной дозы за счет космического излучения (изменение высоты представлено в логарифмическом масштабе)



над уровнем моря, это значение в несколько раз больше. Заметим, что 4 км — максимальная высота, на которой еще расположены человеческие поселения на склонах Эвереста. Еще более интенсивному облучению подвергаются экипажи и пассажиры самолетов. При подъеме с 4 км до 12 км (максимальная высота полета трансконтинентальных авиалайнеров) доза космического излучения возрастает примерно в 25 раз. С дальнейшим увеличением высоты над уровнем моря доза космического излучения продолжает увеличиваться и на высоте 20 км (максимальная высота полета сверхзвуковых реактивных самолетов) достигает 13 мкЗв/ч.

При перелете из Нью-Йорка в Париж пассажир обычного турбореактивного самолета получает дозу за время полета около 50 мкЗв, а пассажир сверхзвукового самолета, хотя и подвергается более интенсивному облучению, но получает дозу на 20 % меньшую за счет значительного сокращения времени полета.

Суммарная средняя мощность эффективной эквивалентной дозы для человека от естественного фона на уровне моря составляет 1 мЗв/год (табл. 4.4), а в отдельных районах доза повышенного естественного фона может превосходить среднюю в десятки раз.

Изменение человеком окружающей среды и его деятельность могут увеличить дозы "нормального" облучения за счет естественных источников. Примеры такой деятельности — добыча полезных ископаемых, использование строительных материалов минерального происхождения в домостроении и минеральных удобрений, содержащих повышенное количество радионуклидов уранового и ториевого рядов, сжигание ископаемого топлива, в частности угля, приводящее к выбросу естественных радионуклидов ( $^{226}\text{Ra}$ ,  $^{228}\text{Ra}$ ,  $^{232}\text{Th}$  и др.) и т.д. Такой фактор, как проживание в доме, часто приводит к повышению облучения, вызванному накоплением газообразных радионуклидов и их продуктов распада при недостаточной скорости вентиляции. Наибольший вклад в дозу облучения в этом случае дает не имеющий вкуса и запаха тяжелый газ радон  $^{222}\text{Rn}$  — дочерний продукт  $^{226}\text{Ra}$ , который в свою оче-

Таблица 4.4. Средние годовые индивидуальные эффективные эквивалентные дозы облучения  $H_E$  и риск появления злокачественных опухолей с летальным исходом  $K_1$  и наследственных нарушений в первых двух поколениях  $R_2$  у населения СССР в результате облучения на уровне 1980 и 1981 гг.

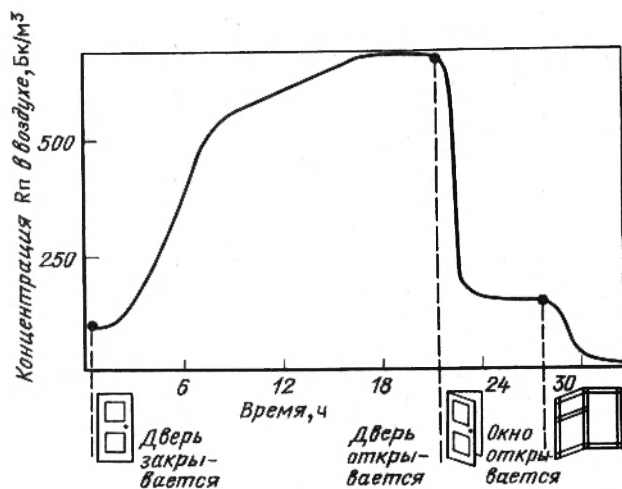
Компонент фона	Источники облучения	$\bar{H}_E$ , мЗв	$R_1, 10^{-6}$ 1/(чел-год)	$R_2, 10^{-6}$ 1/(чел-год)
Естественный	Космическое излучение и излучение естественно распределенных природных радиоактивных веществ	1,00	12,5	3,6
Техногенный радиационный фон от естественных радионуклидов	Строительные материалы	1,05	17,0	2,0
	Угольные электростанции суммарной мощностью 76 ГВт (эл.) Удобрения	$2,0 \cdot 10^{-3}$ $1,36 \cdot 10^{-4}$	$1,9 \cdot 10^{-2}$ $1,4 \cdot 10^{-3}$	$2,2 \cdot 10^{-3}$ $3,4 \cdot 10^{-4}$
Искусственный фон (обусловлен искусственными источниками)	Рентгенодиагностическое облучение в медицине	1,40	$19,0^{*1}$	1,4
	Глобальные радиоактивные выпадения от испытательных взрывов ядерного оружия АЭС суммарной мощностью 12 ГВт (эл.) <sup>*2</sup>	$2,3 \cdot 10^{-2}$ $1,7 \cdot 10^{-4}$	$2,4 \cdot 10^{-1}$ $1,6 \cdot 10^{-2}$	$6,1 \cdot 10^{-2}$ $5,0 \cdot 10^{-4}$
Остальные		$1,6 \cdot 10^{-3}$	$1,6 \cdot 10^{-2}$	$4,4 \cdot 10^{-3}$
Полное фоновое облучение		3,50	48,8	7,07

\*1 Ведущий фактор летальных исходов – злокачественные опухоли легких.

\*2 В настоящее время мощность АЭС в нашей стране составляет 34,4 ГВт.

редь является членом радиоактивного ряда, образуемого продуктами распада  $^{238}\text{U}$ . Примерно в 20 раз меньший вклад в дозу в этом случае дает  $^{220}\text{Rn}$  (Тп) – член радиоактивного ряда  $^{232}\text{Th}$ . Ниже под радоном будем понимать оба изотопа  $^{222}\text{Rn}$  и  $^{220}\text{Rn}$  (Тп). Большая часть облучения человека происходит дочерними продуктами распада радона. Основную дозу облучения от радона и продуктов его распада человек получает, находясь в закрытом непроветриваемом помещении (рис. 4.3). В зонах с умеренным климатом концентрация радона в закрытых помещениях в среднем в 8 раз выше, чем в наружном воздухе.

Новую составляющую, обусловленную естественными источниками за счет деятельности человека и изменения им окружающей среды, называют техногенным радиационным фоном от естественных радио-



ис. 4.3. Влияние проветриваемости на содержание радона в воздухе жилой комнаты одноквартирного дома

уклидов. Основной вклад в облучение техногенного радиационного юна приходится на строительные материалы в домостроении, он обуславливает годовую дозу  $\bar{H}_E = 1,05$  мЗв, т.е. примерно равную естественному фону.

Наряду с естественными источниками излучения важную роль в формировании фонового облучения играют искусственные источники, связанные главным образом с развитием научно-технического прогресса. Это облучение персонала и населения в медицине при рентгено- и радиодиагностике, терапии и фармакологическом использовании радиоуклидов, от всего цикла атомной индустрии, включая АЭС, от испытаний ядерного оружия и т.п. Наибольший вклад среди источников искусственного фона принадлежит рентгенодиагностическому облучению в медицине, за счет которого создается годовая эффективная эквивалентная доза 1,4 мЗв. Облучение населения за счет глобальных радиоактивных выпадений составляет около 2 % облучения, формируемого естественным фоном. Эксплуатация АЭС при нормальных режимах обуславливает крайне низкие дозы облучения населения СССР, значения которых значительно меньше флуктуаций естественного фона.

В табл. 4.4 представлена сводка данных, характеризующих средние годовые индивидуальные эффективные эквивалентные дозы облучения населения СССР за счет фонового облучения.

Таким образом, средняя для населения СССР годовая индивидуальная эффективная эквивалентная доза за счет всех источников фонового облучения  $H_E = 3,5$  мЗв, из них за счет естественного фона 1 мЗв, за

счет использования строительных материалов, содержащих естественные радионуклиды, 1,05 мЗв, за счет рентгенодиагностического облучения 1,4 мЗв.

В табл. 4.4 приведены также риски появления злокачественных опухолей с летальным исходом и наследственных нарушений за счет различных компонентов фоновое облучения. Анализ этих данных показывает, что на 1 млн человек населения естественный фон может быть причиной 12,5 случаев смерти в год от злокачественных опухолей, использование строительных материалов с естественными радионуклидами – 17 случаев, рентгенодиагностика – 19 случаев. В расчете на все население СССР в результате воздействия на население всех компонентов фоновое облучения (без производственного облучения) можно ожидать от злокачественных опухолей примерно 13 000 смертей в год (против 300 000 случаев смерти от спонтанного рака), а также около 2000 наследственных дефектов в первых двух поколениях его потомков.

#### § 4.4. Принципы нормирования радиационного облучения

В основе современных концепций нормирования радиационного облучения лежит принцип ограничения дозы на человека. При этом исходят из того, что меры радиационной безопасности, необходимы для защиты как персонала, работающего с источниками ионизирующего излучения, так и населения, будут достаточны, чтобы одновременно защитить и все другие виды живых организмов, хотя и необязательно все особи этих видов. Другими словами, предполагается, что надежная защита человека от облучения гарантирует защиту для отдельных биосфер\*<sup>1</sup> и биосферы в целом. Такой принцип нормирования радиационного воздействия называют *радиационно-гигиеническим*.

Сегодня в условиях интенсивного развития ядерной энергетики широкого использования в различных областях разнообразных источников ионизирующего излучения, повышения радиационного фона глобальных масштабах, проявления синергетического действия\*<sup>2</sup> при комбинированном воздействии разных агентов на организм становится актуальной задача разработки принципов охраны здоровья человека и окружающей его среды с учетом воздействия ионизирующих излучений на объекты природной среды (животные, растения, микроорганизмы). Таким образом, дополнительно к радиационно-гигиеническому принципу нормирования следует добавить *экологический принцип*

---

\*<sup>1</sup> Биосенос – совокупность растений, животных и микроорганизмов, населяющих данный участок суши или водоема.

\*<sup>2</sup> Воздействие, когда комбинированный эффект двух агентов, например радиационного и химического, выше, чем суммарное действие от каждого из них, определенное в отдельности.

Основная задача такого нормирования — охрана биологических ресурсов планеты, сохранение генофонда живых организмов в биосфере Земли, обеспечение среды обитания человека, необходимой для его нормального существования. Поэтому необходимо накопление экспериментального и натурального материала в области радиэкологии для получения достаточного объема сведений для экологического нормирования. Однако уже и сегодня имеется интересная информация по этой проблеме. Например, установлено, что при загрязнении окружающей среды радионуклидами дозы облучения многих биообъектов существенно превышают дозы, воздействию которых подвергается человек, а хвойные древесные породы, составляющие значительную часть лесного покрова Земли, по радиочувствительности близки к человеку и млекопитающим, при этом коэффициент запаса по дозовым воздействиям, ведущим к летальным последствиям, для человека относительно хвойных растений не превышает 2—4.

Таким образом, принимая принципы радиационно-гигиенического нормирования как основного при обеспечении радиационной безопасности, следует признать целесообразность их дополнения в дальнейшем экологическими критериями, чтобы гарантировать охрану природной среды от радиационных воздействий при любых видах использования источников ионизирующих излучений.

Нормирование в нашей стране осуществлено исходя из следующих *основных принципов радиационной безопасности*: 1) непревышения установленного нормами основного дозового предела; 2) исключения всякого необоснованного облучения; 3) снижения дозы излучения до возможно низкого уровня.

Международная комиссия по радиологической защите (МКРЗ) установила следующие во многом сходные с принятыми в нашей стране три взаимосвязанных принципа регламентации дозовых нагрузок: 1) эквивалентная доза облучения отдельных лиц не должна превышать предела, рекомендованного комиссией для соответствующих условий; 2) никакой вид использования источников ионизирующих излучений не должен вводиться в практику, если оно не приносит реальной, чистой пользы; 3) все дозы облучения должны поддерживаться на таких низких уровнях, какие только можно разумно достигнуть с учетом экономических и социальных факторов.

Указанные три принципа МКРЗ можно сформулировать с помощью следующих сокращенных выражений: 1) установление пределов индивидуальной эквивалентной дозы; 2) оправданность практической деятельности; 3) оптимизация радиационной защиты.

Третий принцип за рубежом известен как принцип ALARA (аббревиатура из начальных букв слов в выражении As Low As Reasonable Achievable). Он следует из признания беспороговой зависимости доза—эффект в области малых доз, характерных для регламентации уровней

облучения персонала и населения. Фактически здесь идет речь о приемлемости оправданного риска от облучения при малых дозах.

Для количественной реализации второго и третьего принципов МКРР рекомендуется использовать концепцию польза-затраты. Согласно этой концепции принимаемые меры радиационной безопасности следует считать оптимальными, если они приводят к максимальному значению чистой пользы от данного производства.

Чистая польза  $B$  от введения какого-либо производства, связанного с ионизирующим излучением, равняется разности между общей пользой от данного производства  $V$  и суммой трех компонентов — основной стоимости производства  $P$  (исключая затраты на радиационную безопасность), затрат на достижение выбранного уровня радиационной безопасности\*  $X$  и стоимости возникающего ущерба (вредных последствий)  $Y$ , связанного с данным производством при выбранном уровне радиационной безопасности, например ущерба здоровью и окружающей среде из-за недостаточной защищенности персонала и населения и т.п.

Тогда можно записать

$$B = V - (P + X + Y). \quad (4.1)$$

Если  $B < 0$ , то данное производство не может быть признано обоснованным. Данное производство оправдано, если можно найти такие условия, при которых  $B > 0$ .

Оптимальный уровень радиационной безопасности получается максимизацией чистой пользы  $B$  от введения в практику данного производства. Если предположить, что коллективная эффективная эквивалентная доза  $S_E$  может быть использована как независимая переменная величина (можно использовать и другие переменные, например риск), то максимум чистой пользы можно достигнуть, если

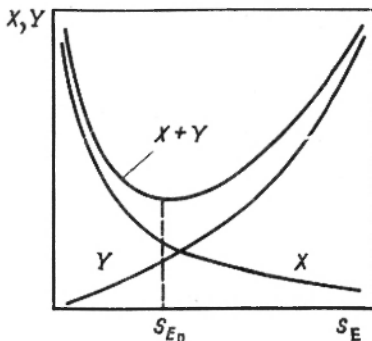
$$\frac{dB}{dS_E} = \frac{dV}{dS_E} - \left( \frac{dP}{dS_E} + \frac{dX}{dS_E} + \frac{dY}{dS_E} \right) = 0. \quad (4.2)$$

Так как  $V$  и  $P$  — константы, не зависящие от  $S_E$ , и, следовательно  $dV/dS_E$  и  $dP/dS_E$  равны нулю, то условия оптимальности выполняются при таком значении  $S_{E_0}$ , при котором увеличение затрат на радиационную безопасность  $X$  на единицу коллективной эффективной эквивалентной дозы точно уравновешено уменьшением стоимости возникающего ущерба  $Y$  на единицу коллективной эффективной эквивалентной дозы, т.е.

$$\left. \frac{dX}{dS_E} \right|_{S_{E_0}} = - \left. \frac{dY}{dS_E} \right|_{S_{E_0}} \quad (4.3)$$

\* Аналогичные рассуждения можно привести и для радиационной защиты

Рис. 4.4. Графическая иллюстрация использования концепции польза – затраты



Так как затраты на радиационную безопасность обычно определяются в денежном выражении, удобно ущерб оценивать в тех же единицах. Естественно, что значения  $S_{E_0}$  должны быть такими, чтобы доза излучения для любого индивидуума была ниже соответствующих дозовых пределов (см. § 4.5), что определяется первым принципом регламентации дозовых нагрузок МКРЗ. Графически этот подход проиллюстрирован на рис. 4.4, где с ростом  $S_E$   $X$  уменьшается, но возрастает  $Y$ . При значении  $S_{E_0}$  зависимость  $X+Y$  от  $S_E$  имеет минимум, соответствующий минимальной стоимости.

#### § 4.5. Нормы радиационной безопасности

Основным документом, регламентирующим уровни воздействия ионизирующих излучений, в СССР являются "Нормы радиационной безопасности НРБ-76/87". Основные требования по обеспечению радиационной безопасности регламентируются "Основными санитарными правилами работы с радиоактивными веществами и другими источниками ионизирующих излучений ОСП-72/87".\*

НРБ-76/87 устанавливают следующие категории облучаемых лиц.

*Категория А — персонал (профессиональные работники)* — лица, которые постоянно или временно работают непосредственно с источниками ионизирующих излучений.

*Категория Б — ограниченная часть населения* — лица, которые не работают непосредственно с источниками ионизирующего излучения, но по условиям проживания или размещения рабочих мест могут подвергаться воздействию радиоактивных веществ и других источников излучения, применяемых в учреждении и (или) удаляемых во внешнюю среду.

\* Основные нормативные документы периодически пересматриваются, пользоваться следует официальными действующими в настоящее время документами.



Таблица 4.5. Основные дозовые пределы для различных групп критических органов, мЗв/год

Группа критических органов	Предельно допустимая доза для категории А (ПДД)	Предел дозы для категории Б (ПД)
I	50	5
II	150	15
III	300	30

*Категория В – население области, края, республики, страны.*

Как отмечалось выше, различные органы и ткани тела человека облучаются разной радиочувствительностью. *Критическим органом* называется орган, ткань или часть тела, облучение которого в данных условиях неравномерного облучения организма может причинить наибольший ущерб здоровью данного лица или его потомства.

В порядке убывания радиочувствительности устанавливаются следующие *три группы критических органов*:

I группа – все тело, гонады и красный костный мозг;

II группа – мышцы, щитовидная железа, жировая ткань, печень, почки, селезенка, желудочно-кишечный тракт, легкие, хрусталики глаза и другие органы, за исключением тех, которые относятся к I и III группам;

III группа – кожный покров, костная ткань, кисти, предплечья, голени и стопы.

Для каждой категории облучаемых лиц устанавливаются два класса нормативов: *основные дозовые пределы и допустимые уровни*, которые определяются из условия непревышения основных дозовых пределов.

В качестве основных дозовых пределов для лиц *категории А* устанавливается *предельно допустимая доза* за календарный год, для лиц *категории Б* – *предел дозы* за календарный год. Основные дозовые пределы устанавливаются для индивидуальной максимальной эквивалентной дозы в критическом органе (табл. 4.5).

Под предельно допустимой дозой ПДД понимается наибольшее значение индивидуальной эквивалентной дозы за календарный год, при котором равномерное облучение в течение 50 лет не может вызвать в состоянии здоровья персонала (категория А) неблагоприятных изменений, обнаруживаемых современными методами.

Предел дозы ПД – такое наибольшее значение индивидуальной эквивалентной дозы за календарный год у критической группы лиц, при котором равномерное облучение в течение 70 лет не может вызвать в состоянии здоровья неблагоприятных изменений, обнаруживаемых современными методами. Предел дозы контролируется по мощности эквивалентной дозы внешнего излучения на территории и в помеще-

циях и по уровню радиоактивных выбросов и радиоактивного загрязнения объектов внешней среды. В этом определении под критической группой лиц понимается небольшая по численности группа лиц категории Б, однородная по условиям жизни, возрасту, полу или другим факторам, которая подвергается наибольшему радиационному воздействию среди данного контингента людей.

Заметим, что приведенные дозовые пределы не включают дозу, получаемую пациентом при медицинском обследовании и лечении, и дозу, обусловленную излучением естественного фона.

Распределение дозы излучения в течение календарного года не регламентируется, за исключением женщин репродуктивного возраста (до 40 лет), отнесенных к категории А, когда вводится дополнительное ограничение: доза на область таза не должна превышать 10 мЗв за любые 2 месяца.

Таким образом, максимальная эквивалентная доза, накопленная в  $i$ -м критическом органе за время  $T$  лет с начала профессиональной работы, не должна превышать значения

$$H_i \leq \text{ПДД}_i T,$$

где  $\text{ПДД}_i$  — годовая предельно допустимая доза для  $i$ -го критического органа, измеряемая в тех же единицах, что и  $H_i$ .

Если годовую продолжительность рабочего времени для персонала принять равной 1700 ч (в СССР для большей части персонала установлена 36-часовая рабочая неделя и 4–6-недельный отпуск), то предельно допустимая мощность дозы  $\text{ДМД}_A$  при равномерном распределении дозы по году  $\text{ДМД}_A = 50 \frac{\text{мЗв}}{\text{год}} = 1 \frac{\text{мЗв}}{\text{неделя}} = 29 \frac{\text{мкЗв}}{\text{ч}} = 8,2 \frac{\text{нЗв}}{\text{с}}$ .

Сравнение основных дозовых пределов с фоновым облучением человека (§ 4.3) показывает, что для первой группы критических органов, в которую включается тотальное облучение всего организма, ПДД примерно в 14 раз больше, чем среднее фоновое облучение за счет всех источников фона, а ПД совпадает с полной дозой фонового облучения в пределах ее флуктуаций.

Проектирование защиты от внешнего ионизирующего излучения должно выполняться с учетом назначения помещений и в зависимости от категории облучаемых лиц и длительности облучения.

При проектировании учреждений, предназначенных для работы с открытыми источниками (см. гл. 7), дополнительно к мероприятиям по защите от внешнего излучения необходимо предусматривать меры по защите от внутреннего облучения и охране окружающей среды от радиоактивных загрязнений, при этом суммарная доза от внешних и внутренних источников излучения не должна превышать допустимого уровня, установленного НРБ–76/87.

Регламентация и контроль за облучением категории В относится к компетенции Министерства здравоохранения СССР.

Допустимые уровни — производные нормативы для поступления радиоактивных веществ в организм человека, содержания их в организме, их концентрации в воде и воздухе, допустимой мощности дозы, допустимой плотности потока частиц и т.п., рассчитанные из значений основных дозовых пределов ПДД и ПД.

Рассмотрим подходы к определению двух допустимых уровней — допустимой плотности потока частиц ДПП<sub>А</sub> и допустимой концентрации радионуклидов в воздухе ДК<sub>А</sub> для категории А и в воде и воздухе ДК<sub>Б</sub> для категории Б. Нижний индекс А или Б при величинах указывает, к какой категории облучаемых лиц относится допустимый уровень.

Рассмотрим определение ДПП<sub>А</sub> на примере фотонного излучения. Для нахождения ДПП<sub>А</sub> необходимо ДПП<sub>А</sub> связать с допустимой мощностью эквивалентной дозы ДМД<sub>А</sub>. Это можно сделать, например, если формулу (3.9) для моноэнергетического источника записать для ДМД<sub>А</sub> и учесть, что для этого источника ДПП<sub>А</sub>, фотон/(м<sup>2</sup>·с), определяется соотношением

$$\text{ДПП}_A = \frac{A n \gamma}{4 \pi r^2} \quad (4.4)$$

Тогда исходя из формулы (3.9) получим

$$\text{ДМД}_A = \frac{\text{ДПП}_A E_0 \mu_{en,m}^{\text{TK}} \cdot 1,602 \cdot 10^{-13} k}{w}, \quad (4.5)$$

где ДМД<sub>А</sub>, Зв/с, принимается для категории А;  $k$  — коэффициент качества ( $k = 1$  Зв/Гр), остальные обозначения те же, что и в формуле (3.9). Как отмечалось выше, для равномерного распределения дозы по году обычно

$$\text{ДМД}_A = 8,2 \text{ нЗв/с} = 8,2 \cdot 10^{-9} \text{ Зв/с}. \quad (4.6)$$

Из формулы (4.5)

$$\text{ДПП}_A = \frac{\text{ДМД}_A \cdot w}{E_0 \mu_{en,m}^{\text{TK}} \cdot 1,602 \cdot 10^{-13} k} = \frac{\text{const}}{E_0 \mu_{en,m}^{\text{TK}} k} \quad (4.7)$$

При расчете ДК следует учитывать, что радионуклиды могут поступать в организм ингаляционным (с воздухом) и пероральным (с пищей и водой) путями. При поступлении в организм радионуклид частично или полностью поступает в тот или иной критический орган. Например, для йода критическим органом является щитовидная железа, для радия, стронция и фосфора — костная ткань, для трития — весь организм. Выводится радионуклид за счет биологического выведения с

постоянной биологического выведения  $\lambda_b$  и радиоактивного распада с постоянной распада  $\lambda_p$ . Тогда эффективная постоянная выведения нуклида из организма  $\lambda = \lambda_b + \lambda_p$ .

Существуют разные математические модели расчета ДК.

Например, зная массу критического органа, его эффективный радиус (обычно предполагается, что критический орган имеет форму шара), эффективную поглощенную энергию данного радионуклида и  $\lambda$ , можно связать ПДД<sub>A</sub> для категории А с допустимым содержанием данного радионуклида в критическом органе ДС<sub>A</sub>. Зная количество радионуклида, поступающего в организм,  $I$  и биологическую константу  $f$ , характеризующую долю нуклида, поступившего в критический орган, по отношению ко всему нуклиду, поступившему в организм через органы дыхания или желудочно-кишечный тракт, можно при постоянном содержании радионуклида в критическом органе записать соотношение

$$If = ДС_A \lambda. \quad (4.8)$$

Отсюда легко рассчитать  $I$ , соответствующее ДС<sub>A</sub>. Допустимую концентрацию легко определить, если учесть, что объем поступающего воздуха в организм человека для категории А равен  $2,5 \cdot 10^6$  л/год. Заметим, что для категории Б эта величина составляет  $7,3 \cdot 10^6$  л/год, а объем потребляемой воды 800 л/год.

Для радиоактивных инертных газов радиационная опасность определяется внешним облучением. В этих случаях расчет ДК производится по модели "погружение в радиоактивное облако".

Для смеси радионуклидов с известным составом допустимую концентрацию (объемную активность) смеси радионуклидов ДК<sub>Σ</sub> в воздухе или воде рассчитывают по формуле

$$ДК_{\Sigma} = 1 / \sum_{j=1}^m \frac{p_j}{ДК_j}, \quad (4.9)$$

где ДК<sub>j</sub> — допустимая концентрация  $j$ -го радионуклида;  $p_j$  — доля активности смеси, приходящейся на  $j$ -й радионуклид;  $\sum_{j=1}^m p_j = 1$ ;  $m$  — число разных радионуклидов в смеси.

Аналогично рассчитываются численные значения предельно допустимого годового поступления, пределов годового поступления, допустимой плотности потока немоноэнергетических источников и т.д.

При внешнем облучении персонала смешанным ионизирующим излучением и внутреннем облучении несколькими радионуклидами, поступающими в организм, должно выполняться условие, чтобы сумма чисел предельно допустимых доз облучения от всех видов внешнего и внутреннего облучения для данного критического органа не пре-

вышла единицы, т.е. должно выполняться соотношение

$$\sum_i \frac{\dot{H}_i}{\text{ДМДА}} + \sum_j \frac{\dot{A}_{vj}}{\text{ДКА}_j} \leq 1, \quad (4.10)$$

где  $\dot{H}_i$  — фактическая среднегодовая мощность максимальной эквивалентной дозы в данном критическом органе от внешнего облучения  $i$ -м видом излучения;  $\dot{A}_{vj}$ ,  $\text{ДКА}_j$  — фактическая и допустимая среднегодовая концентрация  $j$ -го радионуклида в воздухе рабочей зоны соответственно.

В заключение этой главы, следуя концепции приемлемого риска, разработанной Международной комиссией по радиологической защите (МКРЗ), отметим, что персонал при работе с источниками ионизирующих излучений не подвергается риску, превышающему риск для безопасной профессиональной деятельности, а ограниченная часть населения, которая может подвергаться воздействию радиоактивных веществ и других источников ионизирующих излучений, применяемых в учреждениях и (или) удаляемых во внешнюю среду с отходами, не подвергается риску, превышающему риск в повседневной жизни.

МКРЗ рекомендует за основу при установлении предельного уровня облучения персонала принять риск, не превышающий риска, характерного для безопасной профессиональной деятельности (§ 4.2). Средняя годовая смертность от профессиональных причин на этих производствах не превышает  $10^{-4}$  1/(чел-год). Это значение и принимается МКРЗ за основу при установлении предельного уровня облучения персонала. Отметим, что  $10^{-4}$  1/(чел-год) — меньшее значение интервала приемлемого уровня риска профессиональной деятельности  $(1-5) \cdot 10^{-4}$  1/(чел-год), определенного в § 4.2. МКРЗ считает, что риск для ограниченной части населения должен быть меньше или равным другим рискам, обычно имеющим место в повседневной жизни, но не более 0,1 риска, принятого для персонала.

Накопленный опыт контроля за облучением персонала и населения, обусловленным радиационно опасными производствами, показывает, что фактические средние годовые эквивалентные дозы облучения  $\dot{H}$  персонала и ограниченной части населения не превышают 0,1 ПДД и 0,1 ПД соответственно. При этом маловероятны случаи, когда индивидуальные максимальные дозы облучения поддерживаются в течение многих лет.

Исходя из этих данных и значения  $\sum R_T$  из табл. 1.6, нетрудно убедиться, что установленные НРБ-76/87 ПДД для персонала и ПД для ограниченной части населения обеспечат непревышение приведенных выше допустимых уровней риска для персонала и ограниченной части населения.

#### Задачи к гл. 4

**Задача 4.1.** Определить число дополнительных смертей за год на 1 млн. курящих жителей Земли, вызываемых вредными здоровью последствиями курения.

*Ответ:* 500 человек.

**Задача 4.2.** На производстве, связанном с мощными источниками ионизирующих излучений, стоимость затрат  $X$  на снижение эффективной эквивалентной дозы  $H_E$  подчиняется закону  $X = a/H_E$ . Стоимость возникающего ущерба при данной эффективной эквивалентной дозе  $H_E$  из-за недостаточной "защищенности"  $Y = bH_E^2$ . Константы  $a > 0$ ,  $b > 0$ . Используя концепцию МКРЗ польза—затраты, определите оптимальный уровень облучения  $H_E$ . Какие условия должны налагаться, чтобы полученное решение было приемлемо?

*Ответ:*  $H_{E_0} = \sqrt[3]{a/(2b)}$ . При этом должны выполняться условия:  $H_{E_0} \leq \text{ПДД}$  и чистая польза от данного производства должна быть больше нуля.

**Задача 4.3.** Работнику из персонала 40 лет. С источниками ионизирующих излучений он начал работать в возрасте 25 лет. Определите максимальную эквивалентную дозу, которую он мог получить за время работы.

*Ответ:* 0,75 Зв.

**Задача 4.4.** Показать, что для персонала при шестидневной рабочей неделе при работе без защиты и равномерном распределении дозы по году предельно допустимые керма-эквиваленты радионуклидного источника с большим периодом полураспада  $k_e$ , нГр·м<sup>2</sup>/с, время работы с препаратом в день  $t$ , ч, и расстояние  $r$ , м, от рабочего места до источника связаны между собой соотношением  $k_e t/r^2 \lesssim 40$ . Последняя формула часто называется формулой "защиты" временем, количеством, расстоянием.

**Задача 4.5.** Требуется ли создание защиты, если на рабочем месте персонала от источников ионизирующих излучений мощность эквивалентной дозы составляет 2,3 нЗв/с? Доза облучения распределяется по году равномерно. В течение года работа проводится в течение 1700 ч.

*Ответ:* Создание защиты не требуется.

**Задача 4.6.** На расстоянии 0,3 м от точечного изотропного радионуклидного источника  $^{60}\text{Co}$  мощность воздушной кермы, обусловленная  $\gamma$ -излучением, составляет  $1 \cdot 10^{-7}$  Гр/с. На каком расстоянии от источника можно работать, чтобы доза облучения персонала не превышала предельно допустимой величины при 36-часовой рабочей неделе и равномерном распределении дозы по году?

*Ответ:* 1,1 м.

**Задача 4.7.** Какой длины следует выбрать манипулятор, чтобы при перемещении незащищенного источника радия в равновесии с основными дочерними продуктами распада активностью 46 ГБк из защитного контейнера в аппарат доза не превышала 1/12 предельно допустимой недельной дозы для персонала при ее равномерном распределении по году? Перемещение источника длится 0,5 мин.

*Ответ:* 1 м.

**Задача 4.8.** При градуировке дозиметрического прибора используется точечный изотропный радионуклид  $^{60}\text{Co}$  активностью 8,5 ГБк. Сколько минут в день при шестидневной рабочей неделе можно работать персоналу без защиты, если расстояние от источника до рабочего места равно 3 м и доза равномерно распределяется по году?

*Ответ:* 32 мин.

**Задача 4.9.** На каком расстоянии от точечного изотропного источника  $^{32}\text{P}$  активностью 18,5 МБк достигается предельно допустимая плотность потока  $\beta$ -частиц для персонала при 18-часовой рабочей неделе и равномерном распределении дозы по году? Поглощение излучения в источнике и в воздухе не учитывать. На 1 распад  $^{32}\text{P}$  испускается 1  $\beta$ -частица. Принять, что эквивалентная доза на единичный флюенс  $\beta$ -частиц  $^{32}\text{P}$  составляет 0,415 нЗв·см<sup>2</sup>.

*Ответ:* 2 м.

**Задача 4.10.** В реакторном зале при проведении физических измерений мощность эквивалентной дозы фотонного излучения составляла 5 мкЗв/ч, плотность потока быстрых, промежуточных и тепловых нейтронов равнялась 4, 6 и 100 нейтр./ (см<sup>2</sup>·с) соответственно. Определить, можно ли находиться персоналу в зале весь рабочий день при 36-часовой рабочей неделе. При 36-часовой рабочей неделе допустимую плотность потока быстрых, промежуточных и тепловых нейтронов принять равной 20, 33 и 750 нейтр./ (см<sup>2</sup>·с) соответственно.

*Ответ:* Можно.

## Глава 5

### ЗАЩИТА ОТ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

#### § 5.1. Классификация защит

*Защитой* называют любую среду (материал), располагаемую между источником и зоной размещения персонала или оборудования для ослабления потоков ионизирующих излучений.

Защиту принято классифицировать по следующим признакам: по назначению, типу, компоновке, форме и геометрии.

*Назначение защиты:* уменьшение дозы облучения персонала до предельно допустимых уровней (биологическая защита), уменьшение степени радиационных повреждений различных объектов, подвергающихся облучению, до допустимых уровней (радиационная защита) и снижение радиационного энерговыделения в защитных композициях до допустимых уровней (тепловая защита).

*Тип защиты:* *сплошная* — полностью окружает источники излучения; *раздельная* — состоит из *первичной*, окружающей источник излучения (например, активную зону ядерного реактора), и *вторичной*, предназначенной для защиты от источников излучения, находящихся между ней и первичной защитой (например, система теплоносителя ядерного реактора); *теневая* — размещается между источником излучения и защищаемой областью, размеры которой определяются "тенью", "отрабатываемой" защитой; *частичная* — ослабленная защита в направлениях с повышенными допустимыми уровнями облучения (например, для областей ограниченного доступа персонала).

*Компоновка защиты:* *гомогенная* — защита состоит из одного материала, *гетерогенная* — из набора различных материалов.

*Форма внешней поверхности защиты* наиболее часто бывает *плоской, цилиндрической и сферической*.

*Геометрия защиты* подразделяется на: *бесконечную, полубесконечную, барьерную и ограниченную*.

На практике бесконечной защитой (рис. 5.1, а) считается такая, при которой добавление любого количества материала в любом месте к ограниченной среде, внутри которой находятся источник и детектор, не изменит показания детектора. Полубесконечная защита образуется, если отсечь плоскостью *AA* или *BB*, нормальной к прямой источник — детектор, часть среды со стороны источника (рис. 5.1, б) или детектора (рис. 5.1, в). Барьерная геометрия (рис. 5.1, г) получится, если отсечь части среды со стороны источника и детектора.

Под ограниченной (рис. 5.1, д) понимается среда, у которой хотя бы один из поперечных размеров (размер в плоскости, перпендикулярной прямой источник—детектор) не может быть принят за бесконечный.

Изменения в геометрии защиты при фиксированных других параметрах влияют лишь на рассеянное излучение, так как вклад в показание детектора нерассеянных частиц зависит только от количества вещества, находящегося на прямой источник—детектор. Наибольшее значение регистрируемой величины  $G$ , обусловленной рассеянными частицами, будет иметь место в бесконечной геометрии  $G_{\infty}$ , несколько меньшим — в полубесконечной среде  $G_{1/2 \infty}$ , еще меньшим — в барьерной геометрии  $G_{бар}$  и минимальным — в ограниченной среде  $G_{огр}$ :

$$G_{\infty} > G_{1/2 \infty} > G_{бар} > G_{огр}. \quad (5.1)$$



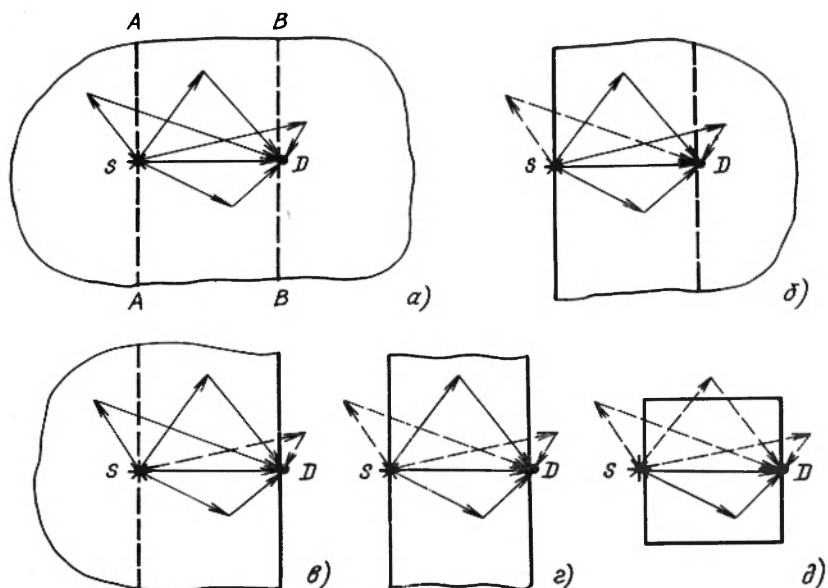


Рис. 5.1. Геометрия защит и типичные траектории нерассеянных и рассеянных частиц

Это хорошо видно из рис. 5.1, на котором в приближении однократного рассеяния сплошными линиями условно показаны траектории частиц, испускаемых источником  $S$  и регистрируемых детектором  $D$ . Штриховыми линиями обозначены траектории частиц, которые из-за ограниченности защиты не испытывают рассеяний и, естественно, не могут быть зарегистрированы детектором.

Заметим, что именно учет рассеянного в веществе излучения представляет наибольшие трудности в задачах переноса излучений через среды.

## § 5.2. Методы расчета защиты от излучений

Задачи расчета защиты от излучений сводятся к вычислению показаний детектора в точке детектирования внутри или вне защитной среды, часто сложной по компоновке и геометрии. В общем случае для решения этой задачи надо знать пространственно-временную энергетическо-угловую зависимость плотности потока частиц. Выделим для решения этой задачи около точки  $r$  в рассматриваемом пространстве объем  $\Delta V$ , в котором в момент времени  $t$  находится  $n(r, \Omega, E, t) \Delta V$  частиц с энергией  $E$  и направлением движения  $\Omega$ . За

время  $\Delta t$  число частиц в этом объеме изменится: часть частиц выйдет за пределы объема, поглотится и рассеется, изменив координаты  $(\Omega, E)$ . Но за это же время в объем войдут частицы, находившиеся ранее за его пределами, появятся новые частицы, испущенные источником (если он имеется в объеме  $\Delta V$ ) и рассеянные в  $\Delta V$  за время  $\Delta t$  в направлении движения  $\Omega$  с энергией  $E$ .

Легко увидеть, что для частиц с энергией  $E$  и направлением движения  $\Omega$ , находящихся в объеме  $\Delta V$ , справедливо следующее уравнение баланса частиц, записанное в блочном виде:

$$\begin{array}{c}
 \boxed{\text{Число частиц в момент } t + \Delta t \text{ в объеме } \Delta V} = \boxed{\text{Число частиц в момент } t \text{ в объеме } \Delta V} - \boxed{\text{Число частиц, вышедших из объема } \Delta V \text{ за время } \Delta t} - \boxed{\text{Число частиц, убывающих за счет процессов взаимодействия в } \Delta V \text{ за время } \Delta t} + \\
 + \boxed{\text{Число частиц, вошедших в объем } \Delta V \text{ за время } \Delta t} + \boxed{\text{Число частиц, рассеянных в } \Delta V \text{ за время } \Delta t \text{ с энергией } E \text{ в направлении } \Omega} + \boxed{\text{Число частиц источника, рожденных в } \Delta V \text{ за время } \Delta t}
 \end{array}$$

Если математически расписать каждый блок и сделать некоторые преобразования, мы придем к интегродифференциальному уравнению баланса частиц, которое по аналогии с кинетической теорией газов называется кинетическим уравнением переноса частиц (уравнением Больцмана).

Для стационарных задач, когда плотность потока частиц не зависит от времени, левая часть уравнения равняется первому блоку в правой части, а число частиц в элементе  $\Delta V$  сохраняется постоянным.

Аналитическое решение этого уравнения известно лишь для простейших случаев.

Наибольшее развитие получили численные методы решения кинетического уравнения, среди которых следует отметить методы полиномиальных разложений, заключающиеся в разложении всех функций угловых переменных в кинетическом уравнении по какой-либо системе ортогональных полиномов. В результате кинетическое уравнение переноса сводится к системе обыкновенных дифференциальных уравнений для различных угловых моментов потока излучения. К этим методам относятся, в частности, метод сферических гармоник и метод моментов.

К числу часто используемых численных методов относится метод дискретных ординат. Основная идея этого метода состоит в том, что угловой поток излучения аппроксимируется функцией, определенной в дискретных узлах угловой переменной.

Широкое распространение в практике расчетов переноса ионизирующих излучений получил метод Монте-Карло (метод статистических испытаний). Сущность метода состоит в том, что сложный стохастический процесс прохождения частиц в веществе рассматривается как послед-

довательность конечного числа элементарных случайных событий, таких, как движение частицы без взаимодействия на некотором пути, исчезновение ее в результате поглощения и т.д. Зная вероятность каждого из процессов и имея источник случайных чисел, можно воспроизводить историю жизни (движения) определенной частицы в среде. Рассматривая достаточно большое количество частиц, можно получить их распределение по углу, энергии и т.д. Основное преимущество метода Монте-Карло перед другими численными методами состоит в его приспособленности к многомерным задачам со сложной геометрией. Применимость метода к решению задач переноса излучения обусловлена тем, что процесс переноса частиц имеет стохастический характер и поэтому допускает численное моделирование. Существует широкий класс задач, для решения которых метод Монте-Карло является единственно возможным и оправданным с точки зрения временных затрат на вычисление.

Численные методы достаточно подробно рассмотрены в специальной литературе по теории переноса частиц и защите от ионизирующих излучений.

Практические расчеты защиты часто выполняют с помощью макроскопических констант (метод макроскопических констант). Этот метод основан на использовании в расчетах защиты таких, например, величин, как фактор накопления для фотонного излучения, длина релаксации и сечение выведения для нейтронов. Такие константы получены расчетным путем решением кинетического уравнения переноса, например факторы накопления, или экспериментально, например сечения выведения.

Использование макроскопических констант является основой рассмотренных в следующих параграфах продуктивных методов расчета, позволяющих быстро и с достаточной для практических целей точностью рассчитать необходимую защиту.

Удобными экспрессными методами расчета защиты являются табличные, графические и другие инженерные методы. Для фотонного излучения, например, созданы универсальные таблицы, которые нашли широкое применение для расчета толщины защиты, построены номограммы для определения защиты от фотонного излучения отдельных точечных изотропных радионуклидов и протяженных источников, а также номограммы для расчета водной защиты от лабораторных ( $\alpha, n$ )-источников нейтронов.

Удобство использования таблиц и номограмм состоит в том, что для нахождения защиты не требуется проведения трудоемких расчетов.

### § 5.3. Геометрия широкого пучка

Рассмотрим слой вещества, помещенный между источником фотонов  $S$  и детектором  $D$  (рис. 5.2). В реальных условиях наряду с нерассеянными частицами детектор будет регистрировать рассеянные в слое частицы. Под рассеянными понимаются частицы, претерпевшие однократное или многократное рассеяние. Геометрию, при которой детектор регистрирует нерассеянные и рассеянные частицы, называют *геометрией широкого пучка*.

В этой геометрии (рис. 5.2) детектор наряду с неповзаимодействовавшими со средой частицами  $I$  регистрирует однократно  $2$  и многократно  $3$  и  $4$  рассеянные частицы;  $5-9$  — частицы, которые не достигают детектора: из-за поглощения в веществе —  $5, 6$ , из-за направления траектории за слоем не на детектор —  $7, 8$ , из-за отражения от среды —  $9$ .

Частицы, испытавшие рассеяние в среде, обычно учитывают введением в закон ослабления излучения в геометрии узкого пучка [формула (2.4)] сомножителя — *фактора накопления*.

Пусть  $G_0$  и  $G_p$  — некоторые функционалы поля излучения, характеризующие нерассеянный и рассеянный компоненты поля соответственно. Тогда фактор накопления по регистрируемому эффекту  $G$

$$B_G = \frac{G_0 + G_p}{G_0} = 1 + \frac{G_p}{G_0} \geq 1. \quad (5.2)$$

Таким образом, фактор накопления показывает, во сколько раз данная характеристика поля для нерассеянного и рассеянного излучений больше характеристики поля только для нерассеянного излучения. Можно также сказать, что фактор накопления есть отношение показания детектора в геометрии широкого пучка к показанию детектора в геометрии узкого пучка.

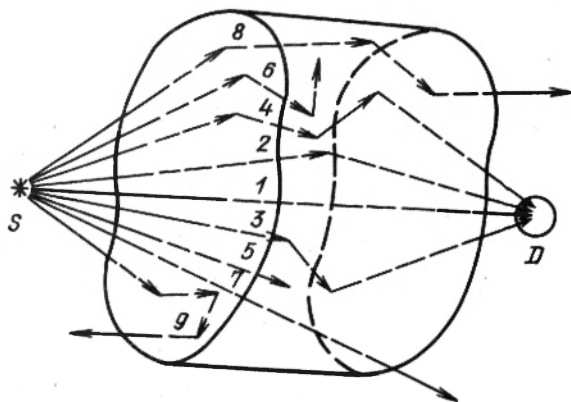


Рис. 5.2. Геометрия широкого пучка и типичные траектории частиц:

$S$  — источник;  $D$  — детектор

С учетом фактора накопления характеристика поля излучения, например плотность потока частиц, в условиях бесконечной геометрии будет иметь вид

$$\varphi(d) = \varphi_0 e^{-\mu_a d} B_{\text{ч}}(d), \quad (5.3)$$

где  $\varphi_0$  — плотность потока частиц без защиты.

#### § 5.4. Защита от фотонного излучения

В защите от фотонного излучения часто удобно использовать фактор накопления, так как в большинстве задач он позволяет учесть вклад рассеянного излучения, не прибегая каждый раз к сложной и трудоемкой процедуре решения кинетического уравнения переноса.

В зависимости от регистрируемой величины различают факторы накопления: числовые, энергетические, дозовые, поглощенной энергии, кермы. В общем виде выражение для этих факторов накопления можно записать как

$$B_i(\mu d) = \frac{\int_0^{E_0} \varphi(E, \mu d) \delta_i(E) dE}{\varphi_0(E_0, \mu d) \delta_i(E_0)}, \quad (5.4)$$

где индекс  $i$  относится к виду фактора накопления по регистрируемому эффекту;  $\varphi(E, \mu d)$  — пространственно-энергетическое распределение плотности потока нерассеянного и рассеянного излучений;  $\varphi_0(E_0, \mu d)$  — пространственное распределение плотности потока нерассеянного излучения;  $\delta_i(E)$  — характеристика перевода плотности потока частиц в исследуемый функционал:  $\delta_{\text{ч}}(E) = 1$ ;  $\delta_{\text{э}}(E) = E$ ;  $\delta(E) = E \mu_{en}^{\text{в}}$ ;  $\delta_{\text{п}}(E) = E \mu_{en}^{\text{ср}}(E)$ ;  $\delta_{\text{к}}(E) = E \mu_{tr}^{\text{ср}}(E)$  — для факторов накопления числового  $B_{\text{ч}}$ , энергетического  $B_{\text{э}}$ , дозового  $B_{\text{д}}$ , поглощенной энергии  $B_{\text{п}}$  и кермы  $B_{\text{к}}$  в данной среде соответственно;  $\mu_{en}^{\text{в}}$  и  $\mu_{en}^{\text{ср}}$  — коэффициенты поглощения энергии фотонов в воздухе и в данной среде соответственно;  $\mu_{tr}^{\text{ср}}$  — коэффициент передачи энергии фотонов в данной среде.

Заметим, что факторы накопления, рассчитанные по экспозиционной дозе, поглощенной дозе в воздухе и воздушной керме, совпадают, если выполняются условия электронного равновесия и можно пренебречь тормозным излучением.

Фактор накопления зависит от всех параметров и условий задачи: характеристик источника (геометрии, углового распределения и энергетического состава), характеристик защиты (геометрии и толщины защиты, атомного номера материала среды, компоновки защиты), взаимного расположения источника, защиты и детектора и т.д.

Рассмотрим зависимость факторов накопления от некоторых параметров, с которыми наиболее часто приходится встречаться на практике.

*Зависимость фактора накопления от энергии фотонов* (рис. 5.3). Характерной особенностью этой зависимости является наличие резко выраженных максимумов в области низких энергий фотонов для сред с малыми и средними значениями атомных номеров при  $E_0 < E_{\text{мин}}$ .

В этих случаях с уменьшением энергии фотонов возрастает отношение средней энергии рассеянных фотонов к энергии падающего фотона, но резко возрастает сечение фотопоглощения ( $\sigma_{\text{ф}} \sim 1/E_0^3$ ). Конкуренция этих процессов приводит к появлению пиков в энергетической зависимости.

В средах с большими значениями атомных номеров нерезко выраженные максимумы наблюдаются при больших энергиях  $E_0$ . Объясняется это преобладанием фотопоглощения ( $\sigma_{\text{ф}} \sim Z^5$ ), однако с увеличением энергии этот эффект уменьшается, что приводит к некоторому росту фактора накопления. Заметим, что при больших толщинах защиты и высоких энергиях фотонов источника факторы накопления могут быть больше для сред с большими  $Z$ .

*Зависимость фактора накопления от геометрии источника.* Рассмотрим эту зависимость на примере плоских источников различных геометрических размеров, но одинакового углового и энергетического распределения излучений. Проследим ее на примере плоских мононаправленных источников.

Пусть в бесконечной среде расположен дисковый мононаправленный источник диаметром  $2a$ , на оси которого на расстоянии  $\mu d$  от него помещен детектор  $D$  (рис. 5.4). В этом случае детектор будет регистрировать нерассеянные фотоны 1 и рассеянные 2 и 3. С увеличением диаметра диска при неизменной поверхностной мощности источника число рассеянных фотонов будет расти (за счет фотонов 4 и 5), что приведет к увеличению фактора накопления.

Таким образом, с увеличением протяженности источника фактор накопления возрастает.

*Зависимость фактора накопления от углового распределения излучения.* Эту зависимость рассмотрим на примере точечных изотропных коллимированных источников в условиях бесконечной геометрии (рис. 5.5). При угле коллимации  $\theta_1$  детектор будет регистрировать непроявившиеся фотоны 1 и рассеянные 2 и 3. С увеличением угла коллимации до  $\theta_2$  при постоянной мощности источника в единичный телесный угол в детектор дополнительно попадут фотоны 4 и 5, что приведет к увеличению фактора накопления. Следовательно, увеличение изотропии углового распределения излучения источника приводит к возрастанию фактора накопления.

*Зависимость фактора накопления от геометрии защиты.* Приведенное в § 5.1 (см. рис. 5.1) рассмотрение типичных траекторий нерассеянных и рассеянных фотонов для разных геометрий защиты позволяет

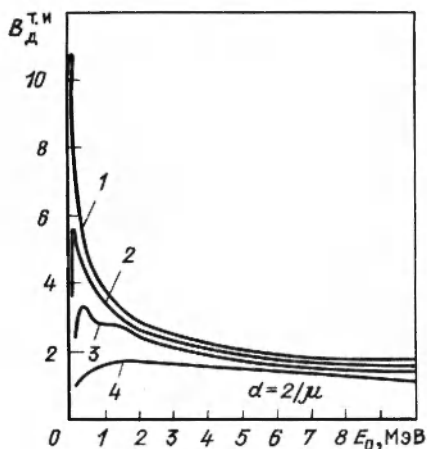


Рис. 5.3

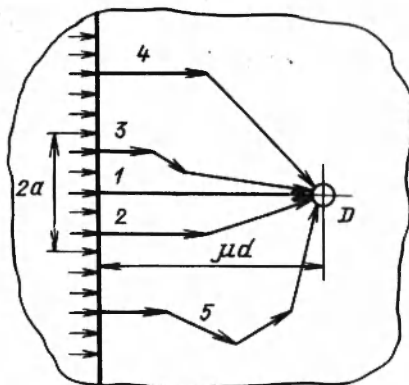


Рис. 5.4

Рис. 5.3. Зависимость дозового фактора накопления точечного изотропного источника в воде (1), алюминии (2), железе (3) и свинце (4) от энергии фотонов для расстояния между источником и детектором  $d = 2/\mu$

Рис. 5.4. К рассмотрению зависимости фактора накопления от геометрии источника

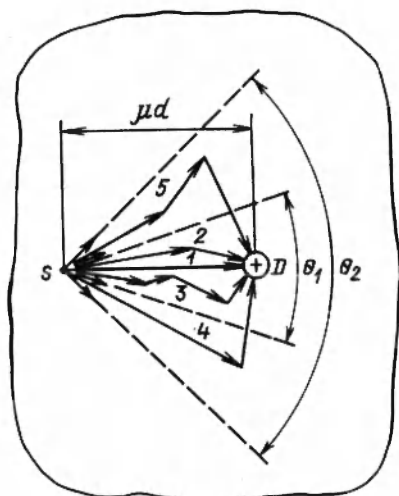


Рис. 5.5

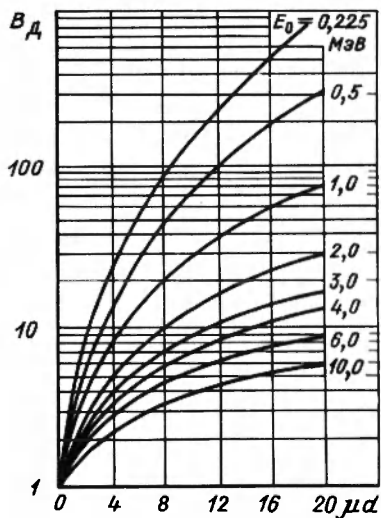


Рис. 5.6

Рис. 5.5. К рассмотрению зависимости фактора накопления от углового распределения излучения источника

Рис. 5.6. Зависимость дозового фактора накопления от расстояния между детектором и точечным изотропным источником с энергией  $E_0$  в бесконечной водной среде

записать следующее соотношение для факторов накопления:  $V_{\infty} > V_{1/2\infty} > V_{бар} > V_{огр}$ , где  $V_{\infty}$ ,  $V_{1/2\infty}$ ,  $V_{бар}$ ,  $V_{огр}$  — факторы накопления соответственно для бесконечной, полубесконечной, барьерной и ограниченной геометрий защиты при постоянной толщине среды между источником и детектором.

*Зависимость фактора накопления от толщины защиты* (рис. 5.6). Во всех случаях с увеличением толщины среды между источником и детектором факторы накопления возрастают. Это является результатом отсутствия равновесия между числом рассеянных и нерассеянных фотонов с толщиной защиты. Причиной этому является, в частности, накопление с удалением от источника числа фотонов, рассеянных на малые углы с небольшим изменением энергии.

*Зависимость фактора накопления от атомного номера материала защиты* (рис. 5.7). Характерной особенностью зависимости фактора накопления от атомного номера среды является его убывание в широком диапазоне начальных энергий фотонов и расстояний источник-детектор.

Исключение составляет зависимость  $V=B(Z)$  для высоких энергий излучения источников ( $E_0 \gtrsim 3$  МэВ) при больших толщинах защиты. В этих случаях фактор накопления в зависимости от  $Z$  вещества растет, проходит через максимум и медленно падает.

Рассмотрим *формы предоставления факторов накопления*. К настоящему времени накоплена и представлена в справочной литературе обширная информация по факторам накопления для двух наиболее простых источников фотонов: точечных изотропных и плоских мононаправленных. Факторы накопления получены для бесконечной геометрии в широком диапазоне энергий фотонов 0,015–15 МэВ, толщин защиты 0,5–40 д.с.п. и защитных сред (воздух, вода, бетон, железо, свинец и др.).

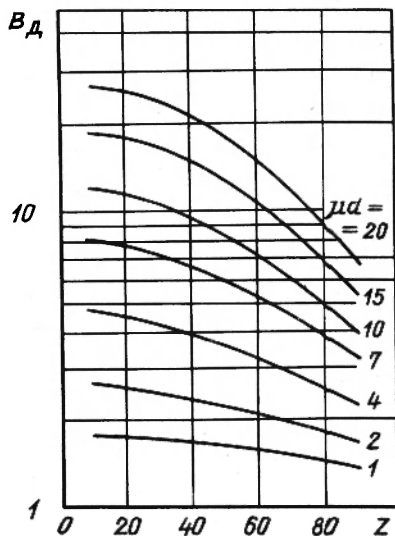


Рис. 5.7. Зависимость дозового фактора накопления от атомного номера материала среды для различных расстояний между точечным изотропным источником и детектором,  $E_0 = 2$  МэВ



Обилие полученных данных, необходимость их интерполяции и стремление к экономии памяти при расчетах практических задач на ЭВМ привели к разным формам представления факторов накопления. Остановимся на двух из них:

$$B(\mu d) = A_1 \exp(-a_1 \mu d) + (1 - A_1) \exp(-a_2 \mu d); \quad (5.5)$$

$$B(\mu d) = 1 + a \mu d \exp(b \mu d). \quad (5.6)$$

Коэффициенты  $A_1$ ,  $a_1$ ,  $a_2$ ,  $a$ ,  $b$  в формулах (5.5) и (5.6) зависят только от  $E_0$  и  $Z$  материала и не зависят от толщины защиты. Они получены для точечных изотропных источников в защитах из различных материалов в условиях бесконечной геометрии и приведены в справочной литературе.

Факторы накопления для точечных изотропных источников могут быть использованы для расчета факторов накопления протяженных изотропных источников, например плоских изотропных.

На практике реальная защита обычно относится к классу барьерной геометрии. Многочисленная информация о факторах накопления для бесконечной геометрии может быть использована для получения соответствующих факторов накопления в барьерной геометрии, если известны поправки на барьерность. Такие поправочные коэффициенты для энергетических факторов накопления плоского мононаправленного источника были представлены в виде (при  $1 \leq \mu d \leq 16$ )

$$k(E_0, \mu d, Z) = \frac{B_{\text{э,б}}^{\text{п.м}}(E_0, \mu d, Z) - 1}{B_{\text{э}1/2\infty}^{\text{п.м}}(E_0, \mu d, Z) - 1}; \quad (5.7)$$

для  $\mu d = 1$

$$k'(E_0, \mu \bar{d}, \bar{Z}) = \frac{B_{\text{э,б}}^{\text{п.м}}(E_0, \mu d, Z) - 1}{B_{\text{э}\infty}^{\text{п.м}}(E_0, \mu d, Z) - 1}, \quad (5.8)$$

где  $B_{\text{э,б}}^{\text{п.м}}$ ,  $B_{\text{э}1/2\infty}^{\text{п.м}}$ ,  $B_{\text{э}\infty}^{\text{п.м}}$  — энергетические факторы накопления для барьерной, полубесконечной (источник на границе среды) и бесконечной геометрии защиты соответственно.

Поправочные коэффициенты на барьерность для точечного изотропного источника получены в виде

$$\delta_{\text{д}}(E_0, Z) = \frac{B_{\text{д}}^{\text{т.и}}(E_0, \mu d, Z)}{B_{\infty}(E_0, \mu d, Z)}. \quad (5.9)$$

Поправка в виде (5.9) более удобна, так как в этом случае  $\delta$  зависит только от  $E_0$  и  $Z$ .

Выше рассматривались факторы накопления для гомогенных сред. Для гетерогенных барьеров факторы накопления зависят от количества слоев защиты, материала и толщины каждого слоя, последовательности их расположения. Большое многообразие вариантов многослойных защит не позволяет рассчитать и представить в виде таблиц факторы накопления. Для инженерных расчетов факторов накопления получен ряд формул, в основу которых положены результаты экспериментальных исследований. Остановимся здесь на одной из наиболее удобных формул. Она представлена в виде

$$\begin{aligned}
 B_{\text{Гет}} \left( \sum_{i=1}^N \mu_i d_i \right) = & B_N \left( \sum_{i=1}^N \mu_i d_i C_{i,N} \right) + \\
 & + \sum_{n=1}^{N-1} \left\{ \left[ B_n \left( \sum_{i=1}^n \mu_i d_i C_{i,n} \right) - B_{n+1} \left( \sum_{i=1}^n \mu_i d_i C_{i,n+1} \right) \right] \times \right. \\
 & \left. \times \exp \left( - \sum_{\nu=n+1}^N \alpha_{\nu-1,\nu} \mu_{\nu} d_{\nu} \right) \right\}, \quad (5.10)
 \end{aligned}$$

где  $B_{\text{Гет}} \left( \sum_{i=1}^N \mu_i d_i \right)$  — фактор накопления  $N$ -слойной защиты;  $B_n$  — фактор накопления для гомогенной среды из материала  $n$ -го слоя на соответствующей толщине защиты;  $C_{i,n}$  — коэффициент, учитывающий поведение факторов накопления в асимптотической области.  $C_{i,n} = 1$  при  $i = n$ ;  $\alpha_{\nu-1,\nu}$  — коэффициент, учитывающий переходные эффекты вблизи границ раздела слоев.

На рис. 5.8 в качестве примера приведены зависимости дозовых факторов накопления от толщины защиты для четырехслойной композиции из воды и свинца для плоского изотропного моноэнергетического источника. Кривые 1 и 2 получены расчетным путем для гомогенных защит из воды и свинца соответственно. Кривая 3 рассчитана для гетерогенной композиции. На этой кривой в каждом слое можно выделить три характерных участка. Первый и третий из них на первых толщинах слоя и на выходе из слоя характеризует изменение фактора накопления, обусловленное переходным эффектом вблизи границы раздела слоев, второй отражает асимптотическое приближение фактора накопления вдали от границ к значению, характерному для этого слоя. На приведенном рис. 5.8 видно, например, что в слоях воды вблизи границы со свинцовым слоем фактор накопления начинает резко уменьшаться, что объясняется уменьшением количества излучения, отраженного от свинца, по сравнению с отражением от воды. В свинце фактор накопления вначале продолжает уменьшаться, что отражает

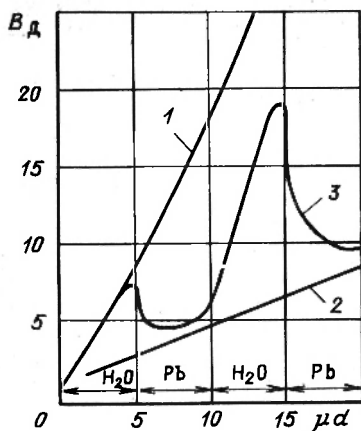


Рис. 5.8 Зависимость фактора накопления от толщины четырехслойной защиты из воды и свинца для плоского изотропного моноэнергетического источника фотонов с энергией  $E_0 = 1$  МэВ (3); 1 и 2 — факторы накопления для воды и свинца соответственно

прежде всего высокие поглощающие свойства свинца ( $\sigma_{\Phi} \sim Z^5$ ), затем наблюдается медленный выход на асимптотическое приближение к фактору накопления из свинца, характерному для этой толщины слоя. При подходе к следующему слою из воды наблюдается более сильный рост фактора накопления за счет дополнительного рассеянного излучения, отраженного от воды при переходе от тяжелой среды к легкой и т.д.

В формуле (5.10), по- существу, предлагается представлять толщину защиты не как сумму толщин слоев  $\sum_{i=1}^n \mu_i \bar{d}_i$ , а как эффективную толщину  $\mu_n \bar{d}_n + \sum_{i=1}^{n-1} \mu_i \bar{d}_i C_{i,n}$ . Тогда, например, для двухслойной

защиты из воды и свинца это означает, что кривая, выражающая зависимость асимптотического фактора накопления в свинце от толщины защиты в длинах свободного пробега, сдвигается по оси абсцисс относительно кривой для чистого свинца несколько влево. При обратном расположении слоев кривая асимптотического поведения фактора накопления сдвигается вправо.

Знание рассмотренных выше факторов накопления позволяет сравнительно легко во многих практических задачах рассчитать защиту.

Например, толщину защиты из однородного слоя, обеспечивающую допустимую мощность эквивалентной дозы ДМД для точечного изотропного моноэнергетического источника с энергией  $E_0$  можно рассчитать по формуле, подобной (5.3):

$$\text{ДМД}(d) = \dot{H}_0 e^{-\mu d} B_{\frac{\pi}{d}}^{\Gamma, n}(E_0, \mu d, Z), \quad (5.11)$$

где  $\dot{H}_0$  — мощность эквивалентной дозы в точке детектирования без защиты;  $B_{\frac{\pi}{d}}^{\Gamma, n}(E_0, \mu d, Z)$  — дозовый фактор накопления для точечного изотропного источника.

Напомним, что мощность эквивалентной дозы без защиты можно рассчитать по формуле (3.21), которая имеет вид

$$H_0 = k \cdot 1,09 \dot{K} = k \cdot 1,09 \frac{\Gamma_0}{r^2}, \quad (5.12)$$

а формула (5.11) переходит в формулу

$$\text{ДМД}(d) = k \cdot 1,09 \frac{\Gamma_0}{r^2} e^{-\mu d} B_{\text{д}}^{\text{т.н}}(E_0, \mu d, Z). \quad (5.13)$$

Однако даже в простейшем случае (точный изотропный моноэнергетический источник) решить эту задачу нелегко, так как уравнения (5.11) и (5.13) трансцендентные: их невозможно решить в аналитическом виде относительно  $d$  при заданном значении ДМД, так как фактор накопления  $B_{\text{д}}^{\text{т.н}}(E_0, \mu d, Z)$ , в свою очередь, зависит от  $d$ . Построение графиков  $\dot{H} = \dot{H}(d)$  или нахождение  $d$  для фиксированного значения ДМД методом последовательных приближений — процедуры весьма трудоемкие. Поэтому чаще пользуются таблицами или номограммами, которые позволяют оперативно рассчитать требуемую толщину защиты с приемлемой точностью. Наиболее широко используются для этой цели *универсальные таблицы*.

Входными параметрами этих таблиц являются энергия фотонов источника  $E_0$  и кратность ослабления  $k(E_0, d)$ , под которой понимают отношение эквивалентной дозы или мощности эквивалентной дозы в отсутствие защиты к аналогичным величинам за защитным экраном толщины  $d$ . Тогда в соответствии с (5.11)

$$k(E_0, d) = \dot{H}_0 / \text{ДМД}(d) = \exp(\mu d) / [B_{\text{д}}^{\text{т.н}}(E_0, \mu d, Z)]. \quad (5.14)$$

Таблицы построены с использованием дозовых факторов накопления точечных изотропных источников для бесконечной среды. Это определяет область использования таблиц. Каждая таблица получена для отдельного материала (вода, бетон, железо, свинец, вольфрам, уран).

В табл. 5.1 приведены в качестве примера сокращенные универсальные таблицы для бетона и свинца.

Для определения по универсальным таблицам толщины защиты в условиях барьерной геометрии при толщине барьера  $\mu d \gg 2$  необходимо учесть поправку на барьерность. Для этого требуемую для барьерной геометрии кратность ослабления  $k_{\text{бар}}$  следует умножить на поправку  $\delta_{\text{д}}(E_0, Z)$  [см. формулу (5.9)] и для полученной кратности ослабления

$$k = k_{\text{бар}} \delta_{\text{д}}(E_0, Z) \quad (5.15)$$

определить толщину защиты по универсальным таблицам.

Таблица 5.1. Толщина защиты из бетона, см ( $\rho = 2,3 \text{ г/см}^3$ ), и свинца, см ( $\rho = 11,34 \text{ г/см}^3$ )

Кратность ослабле- ния $k$	Энергия фотонов, МэВ							
	0,145	0,279	0,412	0,662	1,25	1,75	2,75	4
<b>Бетон</b>								
2	5,9	9,4	11,4	12,4	13,3	13,8	15	16,4
10	10,9	18,6	23,9	27,3	31,9	35,9	42	47,5
20	11,2	20,1	26,3	32,9	39,9	44,8	52,3	58,7
100	15,9	27,3	35,8	44,4	54,5	62,2	74,7	84,5
200	17,1	30,5	39,8	49,5	60,8	69,7	84,6	95,7
$10^3$	20,8	36,9	48,9	61,1	76,1	87,6	106,6	120,9
$10^4$	25,7	45,7	61,4	77,4	97,2	111,5	137,4	156,7
$10^5$	38,9	61,6	76,0	91,5	116,9	135,7	166,6	191,4
$10^6$	56,5	77,0	90,7	107,0	140,2	160,6	193,0	225,4
$\delta_d$				0,815	0,867	0,895	0,925	0,946
<b>Свинец</b>								
2	0,2	0,3	0,4	0,8	1,5	1,85	2,1	2
10	0,4	0,8	1,3	2,4	4,5	5,6	6,4	6,4
20	0,4	1	1,6	3	5,8	7,2	8,2	8,2
100	0,7	1,5	2,4	4,4	8,45	10,6	12	12,1
200	0,8	1,8	2,7	4,9	9,65	12,2	13,5	13,8
$10^3$	1	2,2	3,4	6,5	12,3	15,5	17,7	17,8
$10^4$	1,5	3	4,7	8,5	16,1	20,1	23,1	23,4
$10^5$	1,7	3,5	5,6	10,4	20,1	24,7	28,3	28,9
$10^6$	2,1	4,3	6,8	12,2	23,5	29,2	33,6	34,4
$\delta_d$				0,984	0,986	0,988	0,99	0,993

Толщину защиты можно также рассчитать в геометрии широкого пучка. Слой ослабления  $\Delta_{1/k}$  называют толщиной защиты, ослабляющую заданную характеристику поля излучения в  $k$  раз. На практике наиболее часто пользуются слоем половинного ослабления  $\Delta_{1/2}$ , реже — слоем десятичного ослабления  $\Delta_{1/10}$ . Связь между кратностью ослабления  $k(d)$  и числом слоев половинного ослабления  $n$  можно представить в виде

$$k(d) = 2^n = 2^{d/\Delta_{1/2}}, \quad (5.16)$$

где  $n = d/\Delta_{1/2}$  — число слоев половинного ослабления, обеспечивающее кратность ослабления  $k$ .

Тогда толщина защиты

$$d = n \Delta_{1/2}. \quad (5.17)$$

Расчет толщины защиты по слоям половинного ослабления является приближенным, так как величина слоя  $\Delta_{1/2}$  в геометрии широкого пучка изменяется с толщиной защиты (кратностью ослабления). С хорошей точностью защиту можно рассчитать, если учесть изменение слоя ослабления с толщиной защиты.

Рассмотренные методы расчетов защит применимы для моноэнергетических источников.

Для немоноэнергетических источников, испускающих  $n$  энергетических групп фотонов с энергией  $i$ -й группы  $E_{0i}$  и вкладом фотонов  $i$ -й группы в дозу  $p_i \left( \sum_{i=1}^m p_i = 1 \right)$ , расчеты проводят в следующей последо-

вательности: 1) рассчитывают необходимую кратность ослабления  $k$ , например, по формуле (5.14); 2) определяют парциальную кратность ослабления  $k_i = kp_i$ ; 3) для каждой энергии  $E_{0i}$  и  $k_i$ , по универсальным таблицам определяют требуемую толщину защиты  $d_i$ . Энергию фотонов, требующую наибольшей толщины защиты  $d_T$ , называют главной линией спектра. Энергия фотонов, которая требует следующую по величине толщину защиты  $d_K$ , называют конкурирующей линией; 4) окончательную толщину защиты определяют из соотношений

$$\left. \begin{aligned} d &= d_T + \Delta_{1/2}, & \text{если } d_T - d_K &= 0; \\ d &= d_K + \Delta_{1/2}, & \text{если } 0 < (d_T - d_K) < \Delta_{1/2}; \\ d &= d_T, & \text{если } (d_T - d_K) > \Delta_{1/2}. \end{aligned} \right\} \quad (5.18)$$

где  $\Delta_{1/2}$  — наибольшее значение из слоев половинного ослабления для главной и конкурирующей линий, определяемое, например, из универсальных таблиц для толщин защиты  $d_T$  и  $d_K$  соответственно.

Заметим, что по мере увеличения толщины защиты главная и конкурирующая линии могут меняться местами и даже уступать место третьей, которая ранее была второстепенной. Это и дало рассмотренному методу название *метода конкурирующих линий*.

Метод расчета защиты от протяженных источников разных частиц рассмотрен в заключительном параграфе этой главы.

### § 5.5. Защита от нейтронов

В настоящем параграфе рассматриваются методы, основанные на использовании макроскопических констант для нейтронов в геометрии широкого пучка, которые позволяют с приемлемой для практических целей точностью достаточно быстро рассчитать требуемую толщину защиты. Наиболее широкое распространение для нейтронов получили метод длин релаксации и концепция сечения выведения.

*Метод длин релаксации.* На основе анализа экспериментальной и расчетной информации показано, что пространственное распределение

плотности потока (мощности дозы) быстрых нейтронов после исключения геометрического ослабления с достаточно хорошей точностью геометрии широкого пучка можно представить в виде

$$\varphi(d) = \varphi_0 \exp(-d/L), \quad (5.19)$$

где  $L$  — длина релаксации, в общем случае зависящая от энергии нейтронов источника, толщины, компоновки и геометрии защиты, энергии детектируемых нейтронов и других условий. Строго говоря,  $L$  постоянно лишь в определенном диапазоне изменения  $d$ , для которого справедлива экспоненциальная зависимость вида (5.19). Поэтому длина релаксации  $L_i$  определяется для отдельных участков защиты  $\Delta d_i$  в пределах которых ослабление нейтронов можно описать экспоненциальной зависимостью с постоянным значением  $L_i$ . В таких случаях плотность потока (мощность дозы) нейтронов определяется по формуле

$$\varphi(d) = \varphi_0 \exp\left(-\sum_{i=1}^m \Delta d_i/L_i\right), \quad (5.20)$$

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

В общем случае кривая ослабления нейтронов на ее начальном участке толщиной в  $(2-3)L$  может отличаться от экспоненциальной зависимости. Это отличие можно учесть, введя в зависимости вида (5.19) и (5.20) поправочный коэффициент  $f$ . С учетом этого плотность потока нейтронов, например, точечного изотропного моноэнергетического источника мощностью  $S_0$  за защитой толщиной  $d$  в точке детектирования на одной нормали к поверхности можно найти из соотношения

$$\varphi(d) = [S_0 f / (4\pi d^2)] \exp\left(-\sum_{i=1}^m \Delta d_i/L_i\right). \quad (5.21)$$

Для немонаэнергетического источника со спектром вида  $p(E_0)$

$$\varphi(d) = [S_0 / (4\pi d^2)] \sum_j f_j \exp(-\sum_i \Delta d_i/L_{ji}) p(E_{0j}), \quad (5.22)$$

где  $p(E_{0j})$  — доля нейтронов источника в энергетическом интервале от  $E_{0j}$  до  $E_{0j} + \Delta E_{0j}$ ;  $f_j$  — поправочный коэффициент для энергии  $(E_{0j} + \Delta E_{0j})/2$ ;  $L_{ji}$  — длина релаксации для нейтронов с энергией  $(E_{0j} + \Delta E_{0j})/2$  на толщине защиты  $i$ -го участка.

Для защит, представляющих собой смесь тяжелых и легких ядер,  $L$  можно обычно рассчитать из соотношения

$$\frac{1}{L} = \frac{C_L}{L_L} + \frac{C_T}{L_T}, \quad (5.23)$$

где  $L_L$  и  $L_T$  — длина релаксации для легкого и тяжелого компонента соответственно;  $C_L$  и  $C_T$  — относительные объемные концентрации легкого и тяжелого компонентов соответственно.

*Концепция сечения выведения.* Защита от быстрых нейтронов часто представляет собой гетерогенную композицию, состоящую из компонентов: тяжелого вблизи источника и водородсодержащего. Экспериментально было установлено, что при выполнении некоторых условий ослабление быстрых нейтронов вводимым в водородсодержащую среду вблизи источника другим материалом описывается простой экспоненциальной зависимостью вида  $\exp(-\Sigma_{\text{ВЫВ}} d)$ , где  $\Sigma_{\text{ВЫВ}}$  — сечение выведения;  $d$  — толщина слоя вводимого вещества. Такая зависимость означает, что любое взаимодействие нейтрона с ядрами тяжелого компонента (за исключением рассеяния на малые углы) приводит к его поглощению. Физическая основа этой закономерности состоит в следующем: при неупругом рассеянии на ядрах тяжелого компонента нейтроны сильно сбрасывают свою энергию и попадают в водородсодержащую среду, где, испытывая упругие рассеяния на водороде (отметим, что сечение упругого рассеяния на водороде велико и увеличивается с уменьшением энергии нейтрона), переходят в область тепловых энергий и поглощаются ядрами водорода по реакции  $(n, \gamma)$ . Для нейтронов, испытавших упругие рассеяния на средние и большие углы, заметно увеличивается путь до детектора и они с большой вероятностью поглощаются. Таким образом, и в первом и во втором случаях следующая за тяжелым компонентом водородсодержащая среда является "фильтром", эффективно поглощающим нейтроны.

Оценка сечения выведения может быть получена из выражения

$$\Sigma_{\text{ВЫВ}}(E_0) = \Sigma(E_0) - 2\pi \int_{-1}^{+1} \bar{\Sigma}_s(E_0, \mu) \mu d\mu, \quad (5.24)$$

где  $\Sigma(E_0)$  — полное сечение;  $\bar{\Sigma}_s(E_0, \mu)$  — дифференциальное сечение упругого рассеяния нейтронов с энергией  $E_0$  на угол  $\arccos \mu$ ;  $\mu$  — косинус угла рассеяния.

Впервые методика сечения выведения была разработана для источника нейтронов деления, а затем успешно применена для решения задач с источниками произвольного энергетического спектра.

В зависимости от способа введения материала в водородсодержащую среду различают сечения выведения для гетерогенных и гомогенных сред.

Рассмотрим *сечения выведения гетерогенных сред*. Поместим в водородсодержащую среду (например, в воду) вблизи точечного изотропного источника пластину толщиной  $d$  из тяжелого вещества (рис. 5.9). Из сказанного выше следует, что концепция сечения выведения будет справедлива, если между пластиной и детектором в точке  $A$  будет находиться некоторое минимальное количество водород-



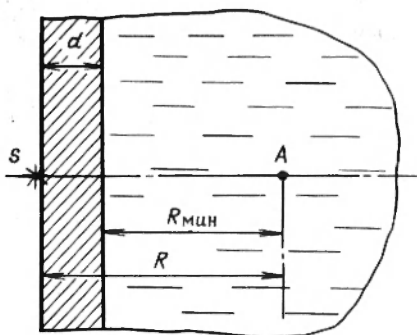


Рис. 5.9. Гетерогенная композиция для защиты от нейтронов

содержащего вещества, определяемое толщиной слоя  $R_{\text{мин}}$ . Тогда ослабление, например, мощности эквивалентной дозы быстрых нейтронов может быть представлено в виде

$$\dot{H}(R, d) = \dot{H}_H(R - d) \exp(-\Sigma_{\text{ВЫВ}}, d), \quad (5.25)$$

где  $\dot{H}(R, d)$  — мощность эквивалентной дозы на расстоянии  $R$  от источника;  $\dot{H}_H(R - d)$  — мощность эквивалентной дозы в точке  $A$  в чистой водородсодержащей среде толщиной  $(R - d)$  в отсутствие пластины;  $\Sigma_{\text{ВЫВ}}$  — сечение выведения;  $d$  — толщина пластины,  $R_{\text{мин}}$  характеризует минимальное количество водородсодержащей среды, при котором возмущением спектра пластиной можно пренебречь;  $R_{\text{мин}}$  зависит от энергии нейтронов источника, материала пластины и эффективного порога детектирования, например, для источника нейтронов деления  $R_{\text{мин}}$  равно 40–60 см воды или 35–50 см полиэтилена. Экспериментально показано, что сечение выведения можно считать независимым от толщины пластины.

Если тяжелый компонент представляет собой набор из различных материалов, то закон ослабления мощности эквивалентной дозы будет иметь вид

$$\dot{H}\left(R, \sum_{i=1}^m d_i\right) = \dot{H}_H\left(R - \sum_{i=1}^m d_i\right) \exp\left[-\sum_{i=1}^m (\Sigma_{\text{ВЫВ}i} d_i)\right], \quad (5.26)$$

где  $m$  — число пластин из различных материалов;  $\Sigma_{\text{ВЫВ}i}$  и  $d_i$  — сечение выведения и толщина слоя  $i$ -го компонента соответственно.

Макроскопическое сечение выведения  $\Sigma_{\text{ВЫВ}}$ ,  $\text{см}^{-1}$ , для сложных по химическому составу сред можно рассчитать по формуле

$$\Sigma_{\text{ВЫВ}} = \frac{\rho}{100} \sum_{i=1}^m \Sigma_{\text{ВЫВ}, m_i} \eta_i, \quad (5.27)$$

где  $\rho$  — плотность среды,  $\text{г}/\text{см}^3$ ;  $m$  — число различных химических элементов в среде;  $\Sigma_{\text{ВЫВ}, m_i}$  и  $\eta_i$  — массовое сечение выведения,  $\text{см}^2/\text{г}$ , и массовая доля, %,  $i$ -го компонента соответственно.

*Сечения выведения для гомогенных сред.* Для гомогенной смеси водорода с другими компонентами при массовой доле водорода в сме-

и не менее 0,3 % закон ослабления мощности эквивалентной дозы нейтронов с использованием сечения выведения гомогенных сред имеет вид

$$\dot{H}(R) = \dot{H}_H(R) \exp \left[ - \sum_{i=1}^m \left( \sigma_{\text{выв } i} \frac{N_A}{A_i} \rho_i R \right) \right], \quad (5.28)$$

где  $\dot{H}(R)$  — мощность эквивалентной дозы нейтронов на расстоянии  $R$  от источника в гомогенной смеси;  $\dot{H}_H(R)$  — мощность эквивалентной дозы нейтронов на расстоянии  $R$  от источника в чистом водороде с эквивалентной объемной плотностью;  $\sigma_{\text{выв } i}$ ,  $A$  и  $\rho_i$  — микроскопическое сечение выведения, атомная масса и объемная плотность  $i$ -го компонента соответственно;  $N_A$  — число Авогадро;  $m$  — число тяжелых компонентов в среде.

Для источников нейтронов деления сечение выведения может также успешно использоваться в расчетах "чистых", не содержащих водорода, защит. Установлено, что для нейтронов деления длина релаксации  $L$ , измеренная детектором с эффективным энергетическим порогом примерно 3 МэВ в чистой среде, не содержащей водорода, практически совпадает с длиной релаксации, рассчитанной на основе сечения выведения, т.е.  $L = 1/\Sigma_{\text{выв}}$ .

Возможность использования  $\Sigma_{\text{выв}}$  для расчета неводородсодержащих защит можно обосновать следующим образом. Наибольшее искажение спектра нейтронов за пластиной происходит в области низких энергий. Поэтому расстояние  $R_{\text{мин}}$  в водородсодержащей среде уменьшается с увеличением энергетического порога детектирования. В принципе порог можно поднять до такого значения, при котором спектр практически не искажен. Это будет иметь место при  $R_{\text{мин}} = 0$ , что эквивалентно помещению детектора внутри "чистой" среды. Для спектра нейтронов деления такой эффективной энергетический порог детектора равен примерно 3 МэВ.

Для расчета защиты из воды от нейтронов лабораторных ( $\alpha, n$ )-источников часто используются номограммы. Основой для построения номограмм являются данные по пространственно-энергетическому распределению нейтронов в бесконечной водной среде от точечных изотропных моноэнергетических источников. Можно ожидать, что для барьерных защит уменьшение дозы по сравнению с расчетами по номограммам составит приблизительно 25–50 %.

*Номограммы первого типа* (рис. 5.10) связывают мощность данного источника  $S_0$ , расстояние от источника до точки детектирования  $R$  и толщину водной защиты  $d$ . Номограммы построены для продолжительности облучения 36 ч в неделю и предельно допустимой дозы для персонала, равной 1 мЗв/неделя.

*Номограммы второго типа* (рис. 5.11) показывают зависимость кратности ослабления  $k$  от толщины водной защиты для разных источников нейтронов.

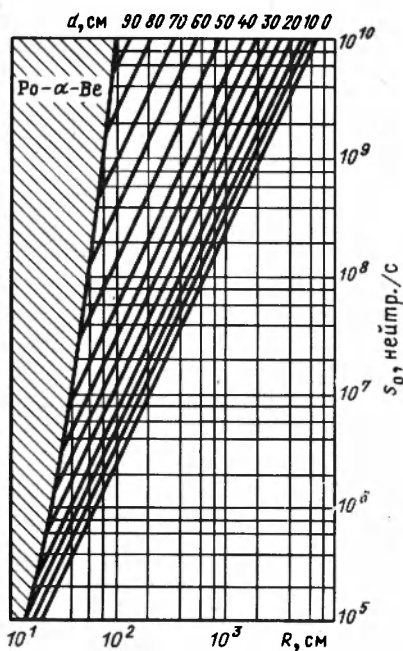


Рис. 5.10

Рис. 5.10. Номограмма первого типа для расчета защиты от нейтронов Po- $\alpha$ -Be-источника

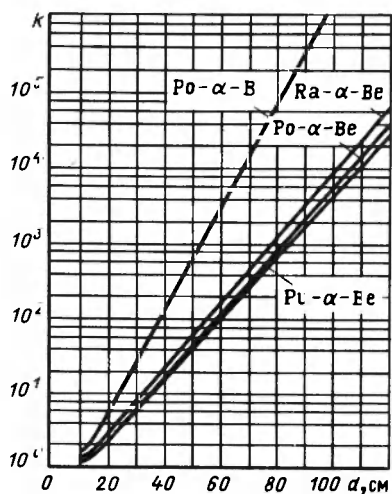


Рис. 5.11

Рис. 5.11. Номограмма второго типа для расчета защиты от нейтронов по кратности ослабления водой для различных источников

*Номограммы третьего типа* (рис. 5.12) связывают между собой измеренную или рассчитанную мощность эквивалентной дозы, время облучения и толщину защиты и построены для предельно допустимых условий облучения персонала.

*Номограммы четвертого типа* (рис. 5.13) связывают мощность источника  $s_0$ , расстояние от источника до детектора  $R$  и продолжительность облучения  $t$ , при любом сочетании которых выполняются предельно допустимые условия работы при профессиональном облучении без защиты.

Номограммы первого, третьего и четвертого типов рассчитаны для профессионального облучения.

Если в качестве защитного материала используется парафин, то необходимо учитывать, что длина релаксации в нем меньше длины релаксации в воде в 1,2 раза для Po- $\alpha$ -B-источника и в 1,16 раза для Po- $\alpha$ -Be-источника.

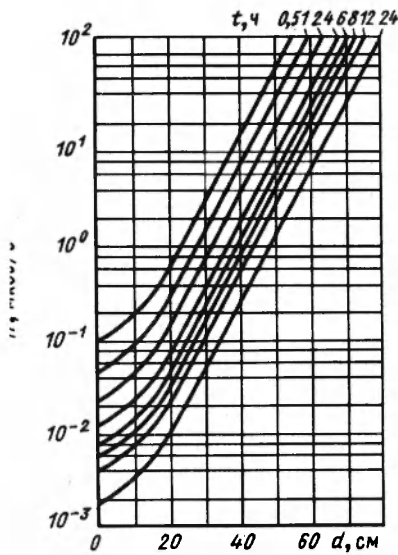


Рис. 5.12

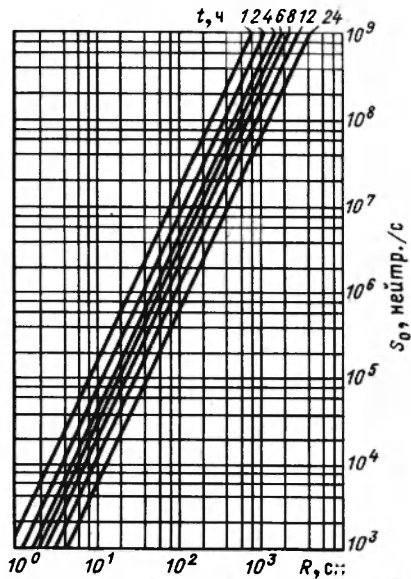


Рис. 5.13

Рис. 5.12. Номограмма третьего типа для расчета защиты от нейтронов Po- $\alpha$ -Be-источника в зависимости от  $H$  и продолжительности облучения

Рис. 5.13. Номограмма четвертого типа для расчета защиты без экранов

### § 5.6. Защита от $\alpha$ - и $\beta$ -излучений

Защита от внешних потоков  $\alpha$ -частиц не представляет особых сложностей, т.к., обладая очень высокой плотностью ионизации,  $\alpha$ -частицы теряют свою энергию и поглощаются в сравнительно тонких слоях вещества.

Для определения толщины слоя достаточно знать пробег  $\alpha$ -частицы в данном веществе.

Средний пробег  $\alpha$ -частиц можно рассчитать в приближении непрерывного замедления по формуле

$$\bar{R}_\alpha = \frac{E_0}{0} \int_0^{E_0} \frac{dE}{|-dE/dx|_{\text{ион}}} \quad (5.29)$$

где  $(-dE/dx)_{\text{ион}}$  — ионизационные потери энергии  $\alpha$ -частиц. Защиту от внешних потоков  $\alpha$ -частиц рассчитывают по максимальному пробегу  $R_\alpha \approx \bar{R}_\alpha$ . Максимальный пробег  $\alpha$ -частиц определяют также, используя приближенные эмпирические соотношения. Так, пробег в воздухе  $R_{\alpha, \text{в}}$ , см, для  $\alpha$ -частиц, испускаемых естественными радионуклидами ( $E_0 = 4 \div 7$  МэВ), можно рассчитать по формуле

$$R_{\alpha, \text{в}} = 0,318 E_0^{3/2}, \quad (5.30)$$

где  $E_0$  — энергия  $\alpha$ -частиц, МэВ.

Для среды  $x$  пробег  $\alpha$ -частиц  $R_{\alpha, x}$ , см, можно рассчитать по формул

$$R_{\alpha, x} = \frac{10^{-4} \sqrt{A_x E_0^3}}{\rho_x}, \quad (5.31)$$

где  $E_0$  — энергия  $\alpha$ -частиц, МэВ;  $A_x, \rho_x$  — атомная масса и плотности среды  $x$ , г/см<sup>3</sup>.

Для многокомпонентных по составу сред расчет массового пробега  $R_{\alpha}$ , г/см<sup>2</sup>, можно выполнить по формуле

$$1/R_{\alpha} = \sum_{i=1}^m (f_i / R_{\alpha, i}), \quad (5.32)$$

где  $R_{\alpha, i}$  — пробег  $\alpha$ -частицы в материале  $i$ -го компонента, г/см<sup>2</sup>, с весовым содержанием  $f_i$  ( $\sum_{i=1}^m f_i = 1$ ).

Проникающая способность  $\alpha$ -частиц в средах невелика. Так, в воздухе пробег  $\alpha$ -частиц, испускаемых, например, <sup>222</sup>Rn ( $E_0 = 5,5$  МэВ), примерно равен 4 см. Тем не менее при энергии  $E_0 > 7,5$  МэВ пробег  $\alpha$ -частицы в биологической ткани может превысить толщину слоя эпидермиса кожи (70 мкм) и достичь чувствительных клеток базального слоя.

Таким образом, для защиты от внешних потоков  $\alpha$ -частиц достаточно тонких защитных экранов (тонкой фольги, листа бумаги, хирургических перчаток и т.п.).

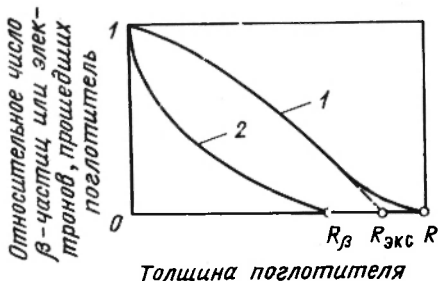
Основная проблема здесь возникает при работе с открытыми  $\alpha$ -источниками. В этих задачах необходима защита внешней среды от загрязнения ее радиоактивными веществами и предотвращения их попадания внутрь организма.

Проблема защиты собственно от электронов, позитронов и  $\beta$ -частиц в диапазоне энергий радионуклидных источников также не существует в связи с их небольшими пробегами в среде. Главная задача здесь состоит в защите от вторичного тормозного излучения, выход которого, как было показано в § 5.2, зависит от энергии  $\beta$ -частиц и атомного номера среды.

Важная характеристика электронов и  $\beta$ -частиц при прохождении их в веществе — пробег, определяющий их проникающую способность. Различают три вида пробега электронов в веществе: средний  $\bar{R}_{\beta}$ , максимальный  $R_{\beta}$  и экстраполированный (или практический)  $R_{\text{экв}}$  (рис. 5.14).

Рис. 5.14. Зависимость относительного числа моноэнергетических электронов и  $\beta$ -частиц от толщины вещества:

1 — моноэнергетические электроны; 2 —  $\beta$ -частицы



Максимальный пробег моноэнергетических электронов — минимальная толщина слоя вещества, при которой ни один из электронов, падающих нормально на слой, из него не вылетает. На практике, однако, из-за трудности однозначного определения  $R_\beta$  находят так называемый *экстраполированный пробег*, который получается в точке пересечения экстраполированного линейного участка кривой с осью абсцисс (штриховая линия на рис. 5.14). Средний пробег (или просто пробег) можно определить из формулы (5.29).

На практике для расчета пробега  $\beta$ -частиц часто используют эмпирические зависимости. Так, максимальный пробег  $\beta$ -частиц  $R_\beta$ , г/см<sup>2</sup>, в алюминии с энергией в диапазоне 0,5–3 МэВ с погрешностью  $\pm 5\%$  рассчитывается по формуле

$$R_\beta = 0,52 E_\beta - 0,09, \quad (5.33)$$

где  $E_\beta$  — граничная энергия  $\beta$ -частиц, МэВ.

Грубая оценка максимальных пробегов  $\beta$ -частиц в алюминии и воздухе  $R_\beta$ , см, может быть получена из соотношений

$$R_\beta \approx 0,25 E_\beta \text{ для алюминия}; \quad (5.34)$$

$$R_\beta \approx 450 E_\beta \text{ для воздуха}, \quad (5.35)$$

где  $E_\beta$  выражено в МэВ.

Ослабление плотности потока  $\beta$ -частиц в поглотителе (кривая 2 на рис. 5.14) приближенно подчиняется экспоненциальному закону

$$\varphi(d) = \varphi_0 \exp(-\mu_m d), \quad (5.36)$$

где  $d$  — массовая толщина поглотителя, г/см<sup>2</sup>;  $\mu_m$  — массовый коэффициент поглощения электронов, см<sup>2</sup>/г.

Значения массового коэффициента поглощения  $\mu_m$ , см<sup>2</sup>/г, могут быть определены приближенно из следующей зависимости от граничной энергии  $\beta$ -частиц  $E_\beta$ , МэВ:

$$\mu_m = 15,5 E_\beta^{-1,41} \approx 17 E_\beta^{-1,43} \approx 22 E_\beta^{-1,33}. \quad (5.37)$$

### § 5.7. Защита от тормозного излучения электронов и $\beta$ -частиц

В § 5.2 отмечалось, что при прохождении через вещество электроны и  $\beta$ -частицы расходуют свою энергию на ионизационные и радиационные потери. Механизм радиационных потерь состоит в торможении  $\beta$ -частиц (электронов) внешним полем ядер или электронов поглотителя, приводящим к образованию тормозного излучения. Для расчета защиты от тормозного излучения необходимо знать его выход и энергетическое распределение. Строгой теории, позволяющей рассчитать эти величины, нет. На практике для оценки можно пользоваться следующими приближенными формулами: при торможении  $\beta$ -частиц для выхода тормозного излучения  $Y_\beta$ , МэВ/расп.,

$$Y_\beta = 1,23 \cdot 10^{-4} (Z+3) \sum_{i=1}^m E_{\beta_i}^2 n_{\beta_i}. \quad (5.38)$$

Для моноэнергетических электронов  $Y_c$ , МэВ/расп., вычисляется из соотношения

$$Y_c = 5,77 \cdot 10^{-4} Z \sum_{i=1}^m E_{c_i}^2 n_{c_i}, \quad (5.39)$$

где  $Z$  — атомный номер вещества, в котором происходит торможение электронов;  $E_{\beta_i}$  и  $E_{c_i}$  — граничная энергия  $\beta$ -излучения и энергия моноэнергетических электронов  $i$ -й энергетической группы соответственно, МэВ;  $n_{\beta_i}$ ,  $n_{c_i}$  — выход  $\beta$ -частиц и моноэнергетических электронов на один распад ядра соответственно;  $m$  — число энергетических групп  $\beta$ -частиц или моноэнергетических электронов в спектре излучения радионуклида.

Формулы (5.38), (5.39) получены в предположении полного поглощения  $\beta$ -частиц и электронов в источнике.

Для сложных химических соединений, в состав которых входит  $l$  разных элементов, используют среднее значение  $\bar{Z}$ :

$$\bar{Z} = \frac{\sum_{i=1}^l a_i Z_i^2}{\sum_{i=1}^l a_i Z_i}, \quad (5.40)$$

где  $a_i$  — доля общего числа атомов соединения, имеющих атомный номер  $Z_i$ .

Соотношение (5.38) записано для радионуклидов, форма  $\beta$ -спектра которых сходна с  $\beta$ -спектром  $^{32}\text{P}$ . Для радионуклидов с отличающейся формой  $\beta$ -спектра погрешность расчетов по этой формуле растет, достигая, например, для  $^{35}\text{S}$  42%. В меньшей степени форма  $\beta$ -спектра отражается на результатах, полученных по формуле

Таблица 5.2. Энергетические распределения тормозного излучения

Номер энергетической группы	Энергетический диапазон в долях $E_{\beta}$ или $E_c$	Процент полной энергии тормозного излучения		Номер энергетической группы	Энергетический диапазон в долях $E_{\beta}$ или $E_c$	Процент полной энергии тормозного излучения	
		для $\beta$ -частиц	для моноэнергетических электронов			для $\beta$ -частиц	для моноэнергетических электронов
1	0–0,1	43,5	26,9	6	0,5–0,6	2	6,5
2	0,1–0,2	25,8	20,5	7	0,6–0,7	0,7	4,5
3	0,2–0,3	15,2	15,8	8	0,7–0,8	0,2	2,8
4	0,3–0,4	8,3	12,1	9	0,8–0,9	0,03	1,5
5	0,4–0,5	4,3	9,0	10	0,9–1	0,00	0,4

$$Y_{\beta} = 8,5 \cdot 10^{-4} (Z + 3) \sum_{i=1}^m \bar{E}_i^2 n_{\beta i}, \quad (5.41)$$

где  $\bar{E}_i$  — средняя энергия  $\beta$ -частиц  $i$ -й энергетической группы, МэВ.

Энергетическое распределение тормозного излучения для  $\beta$ -частиц и моноэнергетических электронов приведено в табл. 5.2.

Информация, полученная по формулам (5.38)–(5.41) и из табл. 5.2, является исходной для расчета защиты от тормозного излучения. Далее в зависимости от требуемой точности можно рекомендовать следующие два метода.

В первом достаточно точном методе расчет защиты ведут в такой последовательности: 1) по формулам (5.38)–(5.41) рассчитывают выход тормозного излучения; 2) на заданном расстоянии от источника определяют мощность эквивалентной дозы тормозного излучения  $\beta$ -частиц или моноэнергетических электронов; 3) рассчитывают требуемую кратность ослабления; 4) по методу конкурирующих линий рассчитывают требуемую толщину защиты.

Во втором методе ведут оценочный расчет по универсальным таблицам с использованием эффективной энергии тормозного излучения. Под *эффективной энергией* понимается энергия фотонов такого моноэнергетического фотонного излучения, относительное ослабление которого в поглотителе определенного состава и определенной толщины такое же, как у рассматриваемого немоноэнергетического фотонного (в данном случае тормозного) излучения. Для радионуклидных источников  $E_{\beta, \text{эф}}$  можно принимать равной половине максимальной энергии  $\beta$ -частиц.



## § 5.8. Защита от протяженных источников

Большое многообразие форм и размеров протяженных источников, встречающихся на практике, не позволяет в пределах ограниченного объема настоящего учебного пособия провести достаточно полное рассмотрение защиты от протяженных источников. Поэтому здесь рассмотрим лишь в общем виде подход к решению этой задачи, сопроводив его простым примером.

Пусть имеется протяженный изотропный моноэнергетический источник произвольной формы объемом  $V$  с равномерной объемной мощностью  $I_{V_0}$  (рис. 5.15). Рассчитаем, например, интенсивность этого источника за барьером толщиной  $d$  в точке детектирования  $A$ .

Общий подход к решению таких задач состоит в выделении элементарного источника объемом  $dV$ , который можно рассматривать как точечный изотропный, записи выражения для дифференциального вклада в характеристику поля в точке  $A$  от этого элементарного источника и интегрировании полученного выражения по всему объему источника для определения полной характеристики поля.

Рассмотрим для однозначности такой подход на примере источника фотонного излучения.

Для определения вклада в интенсивность излучения в точке  $A$  от элементарного источника  $dV$  мощностью  $I_{V_0} dV$  необходимо учесть геометрическую расходимость излучения элементарного источника  $1/(4\pi r^2)$ , ослабление нерассеянного излучения (геометрия узкого пучка) за счет самопоглощения в источнике  $\exp(-\mu_s x)$  и защите  $\exp(-\mu y)$ , а также рассеянное в источнике и защите излучение. Заметим, что рассеянное в источнике излучение в нашей задаче с погрешностью до 20 % может не учитываться, так как оно более мягкое, чем излучение источника, и будет "срезаться" защитой, если ее толщина больше примерно 1 д.с.п. свинца, 2,5 д.с.п. для железа и 3 д.с.п. для бе-

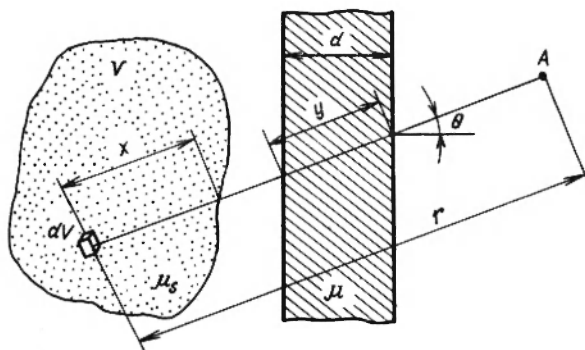


Рис. 5.15. К расчету защиты от протяженного источника произвольной формы

тона. Защиты обычно имеют толщины не меньше указанных выше. Поэтому во многих практических задачах рассеянное в источнике излучение может не учитываться. Рассеянное в защите с атомным номером  $Z$  излучение следует учитывать, используя в нашей задаче фактор накопления  $B_3^{T.I}(E_0, \mu, Z)$ .

Следовательно, интенсивность излучения в точке  $A$  можно определить из выражения

$$I = \int_V \frac{I V_0 dV}{4 \pi r^2} \exp(-\mu_s x) \exp(-\mu y) B_3^{T.I}(E_0, \mu, Z). \quad (5.42)$$

Имеется большая справочная литература, в которой приводятся численные значения интеграла (5.42) для нерассеянного излучения источников различных геометрий (без учета рассеянного излучения, т.е. принимая  $B_3^{T.I}(E_0, \mu, Z) = 1$ ). Учет рассеянного излучения в защите можно осуществить, используя, например, фактор накопления в виде (5.5).

Представление фактора накопления в таком виде позволяет учесть вклад рассеянного излучения, сохранив при этом общий вид известных интегралов, выведенных для различных частных случаев распространения нерассеянного излучения источников разных геометрических форм. Таким образом, основное удобство представления фактора накопления в виде (5.5) состоит в том, что оно приводит к таким же интегралам, какие описывают ослабление нерассеянного излучения.

Проиллюстрируем теперь изложенный общий подход на примере определения поля излучения линейного непоглощающего источника с линейной активностью  $\mathcal{A}_L$ , Бк/см, за защитой (рис. 5.16). Пусть тре-

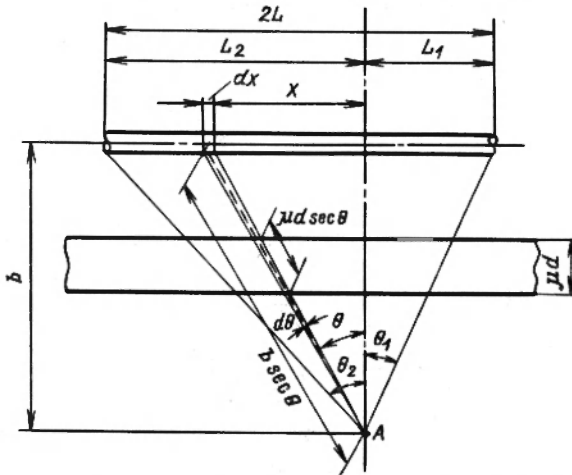


Рис. 5.16. К расчету защиты от излучения линейного непоглощающего источника

буется рассчитать толщину защиты  $\mu d$ , обеспечивающую заданную мощность воздушной кермы  $K$  в точке А. Для этого выделим элемент источника  $dx$  и, приняв его за точечный изотропный источник, запишем выражение для дифференциальной мощности воздушной кермы, используя формулу (3.20) для определения  $dK$ , но с учетом ослабления излучения в защите

$$d\dot{K} = \frac{\mathcal{A}L \Gamma_{\delta}}{b^2 \sec^2 \theta} [\exp(-\mu d \sec \theta)] b \sec \theta d\theta, \quad (5.43)$$

где длина элементарного источника  $dx$  представлена в виде  $dx = b \sec \theta d\theta$ .

Интегрируя (5.43) по длине линейного источника, получим

$$\dot{K} = \frac{\mathcal{A}L \Gamma_{\delta}}{b} [F(\theta_1, \mu d) + F(\theta_2, \mu d)], \quad (5.44)$$

где  $F(\theta, \mu d) = \int_0^{\infty} \exp(-\mu d \sec \theta) d\theta$  — функция интегрального секанса,

численные значения которой приведены в справочной литературе.

Расчитанная по формуле (5.44) мощность воздушной кермы получена для нерассеянных фотонов. Учет многократно рассеянных фотонов можно осуществить, используя в расчетах фактор накопления для кермы для бесконечной геометрии в форме (5.5). В данном случае это означает, что функцию  $F(\theta_1, \mu d) + F(\theta_2, \mu d)$  необходимо заменить на функцию  $A_1 [F(\theta_1, \mu' d) + F(\theta_2, \mu' d)] + (1 - A_1) [F(\theta_1, \mu'' d) + F(\theta_2, \mu'' d)]$ , где  $\mu' d = (1 + \alpha_1) \mu d$ ,  $\mu'' d = (1 + \alpha_2) \mu d$ , а  $A_1, \alpha_i$  — коэффициенты разложения в формуле (5.5). Тогда мощность воздушной кермы

$$\dot{K} = \frac{\mathcal{A}L \Gamma_{\delta}}{b} \{ A_1 F[\theta_1, \mu d(1 + \alpha_1)] + A_1 F[\theta_2, \mu d(1 + \alpha_1)] + (1 - A_1) F[\theta_1, \mu d(1 + \alpha_2)] + (1 - A_1) F[\theta_2, \mu d(1 + \alpha_2)] \}. \quad (5.45)$$

Для учета барьерности защиты правая часть выражения (5.45) должна быть домножена на поправочный коэффициент  $\delta$ , определяемый формулой, подобной (5.9).

Искомую толщину защиты  $d$  можно найти отсюда или методом последовательных приближений к заданному значению  $K$ , или построив зависимость  $\dot{K} = K(d)$ , из которой можно найти толщину защиты для любого требуемого значения  $\dot{K}$ .

Расчет толщины защиты в рассмотренном примере следует считать приближенным, так как использованный в расчетах фактор накопления, строго говоря, определен для условий, когда источник и детектор находятся на одной нормали к поверхности барьера.

## Задачи к гл. 5

**Задача 5.1.** Во сколько раз плотность потока энергии рассеянного излучения превышает плотность потока энергии нерассеянного излучения точечного изотропного источника фотонов с энергией 1 МэВ на расстоянии 10 д.с.п. от источника в бесконечной водной среде? При расчетах использовать фактор накопления в экспоненциальном представлении (5.5), приняв  $A_1 = 12,0$ ;  $a_1 = -0,095$ ;  $a_2 = 0,016$ . Больше или меньше будет это отношение, если рассчитать его по плотности потока фотонов?

*Ответ:* В 20,6 раза; больше.

**Задача 5.2.** По условиям эксперимента оператору предстоит работать 36 ч в неделю с точечным изотропным источником  $^{137}\text{Cs} + ^{137m}\text{Ba}$  ( $E_0 = 0,662$  МэВ) активностью 24,5 ГБк. Рассчитать толщину защиты из свинца, которая обеспечивает на расстоянии 0,6 м от источника допустимый уровень облучения персонала.

*Ответ:* 4,9 см.

**Задача 5.3.** Рассчитать защиту из бетона ( $\rho = 2,3$  г/см<sup>3</sup>) от тормозного излучения линейного электронного ускорителя с максимальной энергией ускоренных электронов  $E_{\text{макс}} = 8$  МэВ при среднем токе  $I = 50$  мкА на золотой мишени, если расстояние от мишени до рабочего места в направлении пучка равно  $R = 5$  м. Защита должна обеспечить соблюдение предельно допустимых условий облучения персонала при 36-часовой рабочей неделе. Расчеты провести по эффективной энергии тормозного излучения. Мощность поглощенной дозы в воздухе по направлению пучка электронов на расстоянии 1 м от мишени при токе 1 мА принять равной 3,7 Гр/с.

*Ответ:* 225 см.

**Задача 5.4.** Рассчитать приближенно толщину защиты из бетона, обеспечивающую допустимые условия облучения персонала при работе 18 ч в неделю с точечным изотропным источником  $^{60}\text{Co}$  ( $E_0 = 1,25$  МэВ), если создаваемая им мощность поглощенной дозы в воздухе в заданном месте равна 1,6 мкГр/с. Принять слой половинного ослабления в условиях широкого пучка 6,3 см.

*Ответ:* 42 см.

**Задача 5.5.** Рассчитать толщину защиты из бетона ( $\rho = 2,3$  г/см<sup>3</sup>), ослабляющую по эквивалентной дозе в  $k$  раз ( $k = 20, 10^3, 10^5$ ) фотонное излучение находящихся в одной точке точечных изотропных радионуклидных источников  $^{60}\text{Co}$  ( $E_0 = 1,25$  МэВ) и  $^{137}\text{Cs}$  ( $E_0 = 0,662$  МэВ), если керма-эквивалент  $^{137}\text{Cs}$  в 4 раза превышает керма-эквивалент  $^{60}\text{Co}$ .

*Ответ:* 30 см; 65 см; 103 см.

**Задача 5.6.** Защитный экран выполнен в виде двухслойного барьера, состоящего из свинца (со стороны источника) толщиной 5,2 см и стали толщиной 2,14 см. Рассчитать кратность ослабления экраном поглощенной дозы фотонного излучения плоского мононаправленного источника с энергией фотонов 1 МэВ. Точка детектирования расположена вплотную к защите.

В расчетах принять:  $\mu_{Pb} = 0,771 \text{ см}^{-1}$ ;  $\mu_{Fe} = 0,467 \text{ см}^{-1}$ ;  $C_{Pb, Fe} = 0,72$ ;  $\alpha_{Pb, Fe} = 0,1$ .

*Ответ:*  $k = 46$ .

**Задача 5.7.** Рассчитать защиту из свинца от тормозного излучения точечного изотропного источника  $^{32}P$  активностью 74 ГБк, обеспечивающую предельно допустимые условия для работы персонала в течение 36 ч в неделю на расстоянии 50 см от источника. Принять, что происходит полное поглощение  $\beta$ -частиц в материале источника и на один распад испускается одна  $\beta$ -частица с энергией 1,709 МэВ. Расчеты провести по эффективной энергии тормозного излучения.

*Ответ:* 3,3 см.

**Задача 5.8.** В призме из полиэтилена ( $\rho = 0,93 \text{ г/см}^3$ ) больших размеров помещен точечный изотропный источник моноэнергетических нейтронов с энергией 14,9 МэВ мощностью  $2 \cdot 10^7$  нейтр./с. Определить плотность потока быстрых нейтронов на расстоянии 35 см от источника. В расчетах принять длину релаксации для полиэтилена  $L = 12,8 \text{ г/см}^2$  и коэффициент  $f = 2,5$ .

*Ответ:* 256 нейтр./( $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ ).

**Задача 5.9.** Точечный изотропный источник нейтронов спектра деления помещен в бак с водой. Во сколько раз уменьшится мощность эквивалентной дозы быстрых нейтронов, измеренная в воде на расстоянии 1,2 м от источника, если между источником и детектором вблизи источника ввести пластину из железа толщиной 12 см (см. рис. 5.9). Длина релаксации нейтронов спектра деления в воде  $L = 10 \text{ см}$ , микроскопическое сечение выведения для железа  $\sigma_{\text{выв}} = 2,01 \times 10^{-24} \text{ см}^2$  [2,01 б].

*Ответ:* В 2,31 раза.

**Задача 5.10.** Защита из парафина толщиной 17 см обеспечивает допустимые условия облучения персонала при 24-часовой рабочей неделе с точечным изотропным  $Po-\alpha$ - $Be$ -источником. Рассчитать дополнительную защиту  $\Delta d$  из парафина, обеспечивающую допустимые облучения персонала, если время работы увеличилось до 36 ч в неделю, а мощность источника возросла в 6 раз. Расстояние источник – детектор не изменяется.

*Ответ:*  $\Delta d = 20 \text{ см}$ .

## МЕТОДЫ КОНТРОЛЯ РАДИАЦИОННОЙ ОБСТАНОВКИ

§ 6.1. Физические основы регистрации  
и дозиметрии ионизирующих излучений

Основа регистрации любого вида излучения — его взаимодействие с веществом детектора. Детектор при этом рассматривается как устройство, на вход которого поступают ионизирующие частицы и на выходе появляются сигналы. В зависимости от типа детектора сигналами могут быть вспышки света (сцинтилляционный детектор), импульсы тока (ионизационный детектор), пузырьки пара (пузырьковая камера), капельки жидкости (камера Вильсона). Неотъемлемая часть любого детектора — чувствительный объем, в котором энергия ионизирующего излучения в процессе взаимодействия с веществом преобразуется в определенный вид сигнала. Вещество, представляющее собой чувствительный объем, может быть газом, жидкостью, твердым телом, что и дает соответствующие названия детекторам: газовые, жидкостные, твердотельные.

Одна из основных характеристик детектора — *эффективность регистрации* излучения. Она, в частности, может быть определена из соотношения

$$\epsilon_W = \frac{W_{\text{п}}}{W}, \quad (6.1)$$

где  $W_{\text{п}}$  — энергия, поглощенная в чувствительном объеме детектора;  $W$  — энергия, проникающая в этот объем.

Вторая часть регистрирующей системы — это измерительный комплекс, назначение которого состоит в преобразовании поступающего с детектора сигнала к виду, приводящему в действие регистрирующее устройство (стрелочный прибор, цифровой дисплей, самописец, механический счетчик и т.п.). В зависимости от назначения системы в ее состав могут входить такие блоки, как усилители, дискриминаторы, преобразователи сигналов, блоки питания и стабилизации напряжения и др.

Для определения дозиметрических характеристик регистрируемого излучения необходимо установить связь между сигналом, сформированным детектором, и дозой (мощностью дозы) излучения. Рассмотрим на примере фотонного излучения наиболее важные понятия, определения и физические характеристики, необходимые для установления такой связи.

*Электронное равновесие.* Пусть имеется ограниченный объем среды, облучаемой потоком фотонного излучения. Часть электронов, освобожденных фотонным излучением в этом объеме, полностью погло-

тятся в нем, а некоторые покинут его, не истратив всей своей энергии. В то же время в выбранный объем могут попасть электроны из соседних участков среды. Обозначим через  $E_\gamma$  и  $E'_\gamma$  суммарную энергию всех фотонов, соответственно входящих в рассматриваемый объем и выходящих из него;  $E_e$  и  $E'_e$  — суммарную кинетическую энергию всех входящих и выходящих электронов;  $E_K$  — суммарная кинетическая энергия электронов, возникающих в рассматриваемом объеме. Тогда поглощенная энергия в объеме определится из соотношения

$$\Delta E = (E_\gamma + E_e) - (E'_\gamma + E'_e). \quad (6.2)$$

Входящие в объем фотоны преобразуют свою энергию в кинетическую энергию электронов  $E_K$  и энергию фотонов  $E'_\gamma$ , выходящих из объема

$$E_\gamma = E'_\gamma + E_K. \quad (6.3)$$

Из (6.2) и (6.3) получим

$$\Delta E = (E_K + E_e) - E'_e. \quad (6.4)$$

Из (6.4) следует, что при  $E_e = E'_e$

$$\Delta E = E_K. \quad (6.5)$$

Состояние взаимодействия фотонов со средой, при котором поглощенная энергия излучения в заданном объеме среды равна суммарной кинетической энергии электронов, освобожденных фотонами в том же объеме, называется *электронным равновесием*.

Подставив формулу (6.5) в (6.4), получим

$$E_e = E'_e, \quad (6.6)$$

т.е. при электронном равновесии суммарная кинетическая энергия всех электронов, входящих в рассматриваемый объем, равна суммарной кинетической энергии электронов, покидающих его.

*Эффективный атомный номер вещества.* Под эффективным атомным номером сложного вещества в дозиметрии понимается атомный номер такого условного простого вещества, для которого коэффициент передачи энергии излучения, рассчитанный на один электрон среды, является таким же, как и для данного сложного вещества.

Для двух веществ с одинаковым атомным номером при обеспечении электронного равновесия и тождественных условиях облучения поглощенная энергия излучения, приходящая на один электрон облучаемой среды, будет одинаковой.

Эффективный атомный номер определяется для каждого эффекта взаимодействия. По фотоэффекту эффективный атомный номер сложного вещества рассчитывают по формуле

$$Z_{\text{эф}} = \sqrt[3]{\frac{a_1 Z_1^4 + a_2 Z_2^4 + a_3 Z_3^4 + \dots}{a_1 Z_1 + a_2 Z_2 + a_3 Z_3}}. \quad (6.7)$$

Для эффекта образования пар

$$Z_{\text{эф}} = \frac{\sum_i a_i Z_i^2}{\sum_i a_i Z_i}, \quad (6.8)$$

где  $a_1, a_2, a_3 \dots$  — относительное число атомов соответственно элементов  $Z_1, Z_2, Z_3 \dots$  в сложном веществе.

Для комптон-эффекта определение  $Z_{\text{эф}}$  не имеет смысла, так как для сложного вещества, состоящего из не очень тяжелых элементов, число электронов меняется незначительно и  $\sigma_{\text{en.m}} \sim Z/A = \text{const}$ .

*Средняя энергия ионообразования.* Освобожденные фотонами электроны расходуют свою кинетическую энергию на возбуждение, ионизацию и тормозное излучение.

Пусть  $E_{\text{ион}}$  — энергия, затрачиваемая непосредственно на ионизацию,  $E_s$  — энергия, преобразованная в энергию характеристического и тормозного излучений; тогда кинетическая энергия первичного электрона

$$E_e = E_{\text{ион}} + E_s. \quad (6.9)$$

Принимая, что  $U_i$  — средний потенциал ионизации атомов среды, а  $N_{\text{ион}}$  — полное число пар ионов, получим

$$E_{\text{ион}} = N_{\text{ион}} e U_i, \quad (6.10)$$

где  $e$  — заряд одного иона;  $e U_i$  — энергия ионизации, т.е. энергия, которую надо затратить, чтобы вырвать электрон из атома. Из (6.9) и (6.10) получим средний расход энергии на образование одной пары ионов:

$$w_0 = \frac{E_e}{N_{\text{ион}}} = e U_i \left( 1 + \frac{E_s}{E_{\text{ион}}} \right). \quad (6.11)$$

Средняя энергия ионообразования включает в себя энергию ионизации и энергию возбуждения. Обычно в области энергий электронов до нескольких мегаэлектрон-вольт потерей энергии на тормозное излучение пренебрегают. Сейчас среднее значение  $w_0$  для воздуха принято считать равным 33,85 эВ.

*Соотношение Брэгга–Грея.* Для дозиметрии фотонного излучения важно установить связь между поглощенной энергией в полости и окружающей ее стенке. Теоретическое рассмотрение соотношения проведено при следующих предположениях:

- 1) интенсивность первичного излучения постоянна в газовой полости и окружающем ее веществе;
- 2) линейные размеры газовой полости много меньше, чем пробег электронов, освобожденных фотонами;



3) газовая полость для обеспечения в ней электронного равновесия должна быть окружена слоем твердого вещества, толщина которого больше (или равна) пробега самых быстрых электронов в твердом веществе.

Исходя из указанных предположений и опуская промежуточные выводы, получим следующее соотношение:

$$\Delta E_Z = \bar{\rho} q \omega, \quad (6.12)$$

где  $\Delta E_Z$  — энергия поглощения в единицу времени в единице объема твердого вещества вблизи полости;  $\bar{\rho} = S_Z(E_e)/S_T(E_e)$  — среднее значение отношения тормозной способности твердого вещества и газа; тормозная способность определяется как средняя потеря энергии на единице пути электронами с энергией  $E_e$ ;  $q$  — число пар ионов, образующихся в единицу времени в единице объема полости;  $\omega$  — средняя энергия ионообразования в воздухе.

Формула (6.12) называется формулой Брэгга—Грея. Произведение  $q\omega$  в формуле равно энергии, поглощенной в единице объема полости  $\Delta E_{II}$ . В общем случае для любого наполнения полости и любого состава окружающего ее материала формула (6.12) имеет вид

$$\Delta E_Z = \bar{\rho} \Delta E_{II}. \quad (6.13)$$

Таким образом, соотношение Брэгга—Грея устанавливает связь между поглощенной энергией в полости и окружающей ее стенке.

*Энергетическая зависимость чувствительности дозиметрических детекторов.* Предположим, что показания прибора, предназначенного для измерения поглощенной энергии  $\Delta E_0$  в некотором образцовом веществе, строго пропорциональны поглощенной энергии в чувствительном объеме детектора. Если для детектора соблюдены условия Брэгга—Грея, то поглощенная энергия  $\Delta E_Z$  в стенках, окружающих чувствительный объем детектора, связана с поглощенной энергией в самом чувствительном объеме  $\Delta E_{II}$  соотношением

$$\Delta E_Z = S_Z \Delta E_{II} / S_T. \quad (6.14)$$

При электронном равновесии

$$\Delta E_0 = \mu_{en,0} \Delta E_Z / \mu_{en,Z}, \quad (6.15)$$

где  $\mu_{en,0}$  и  $\mu_{en,Z}^*$  — коэффициенты поглощения энергии фотонного излучения образцового вещества и для стенки детектора соответственно.

---

\*В гл. 3 название вещества вынесено в верхний индекс при  $\mu$ , например, коэффициент ослабления в воздухе  $\mu^B$ .

Так как показания прибора пропорциональны  $\Delta E_{\Pi}$ , а измеряемая величина есть  $\Delta E_0$ , то чувствительность детектора пропорциональна отношению  $\Delta E_{\Pi}/\Delta E_0$ . Из (6.13) и (6.14) получаем выражение для чувствительности

$$\frac{\Delta E_{\Pi}}{\Delta E_0} = \frac{\mu_{en,Z}}{\mu_{en,0}} \cdot \frac{S_{\Gamma}}{S_Z} \quad (6.16)$$

Рассмотрим энергетическую зависимость чувствительности  $\Delta E_{\Pi}/\Delta E_0 = f(E)$  стеночной ионизационной камеры, наполненной воздухом; примем воздух\* за образцовое вещество, в котором необходимо измерить поглощенную энергию в поле фотонного излучения. Тогда вместо (6.16) можно записать

$$\frac{\Delta E_{\Pi}}{\Delta E_0} = \frac{\mu_{en,\varepsilon,Z}}{\mu_{en,\varepsilon,v}} \cdot \frac{S_{\varepsilon,v}}{S_{\varepsilon,Z}}, \quad (6.17)$$

где  $\mu_{en,\varepsilon,v}$  и  $S_{\varepsilon,v}$  — соответственно коэффициент поглощения и тормозная способность для воздуха в расчете на один электрон среды;  $\mu_{en,\varepsilon,Z}$  и  $S_{\varepsilon,Z}$  — эти же величины для материала стенки камеры.

Отношение  $S_{\varepsilon,v}/S_{\varepsilon,Z}$  практически не зависит от энергии фотонов и, таким образом, энергетическая зависимость чувствительности детектора определяется отношением  $\mu_{en,\varepsilon,Z}/\mu_{en,\varepsilon,v}$ .

Рассмотрим наиболее часто используемые на практике методы регистрации и дозиметрии ионизирующих излучений.

## § 6.2. Ионизационный метод регистрации и дозиметрии

При прохождении любого ионизирующего излучения в газах в результате ионизации образуются электроны и положительные ионы. Если ионизация происходит в слое газа между двумя электродами, имеющими различные потенциалы, то электроны и ионы будут двигаться к соответствующим электродам и в цепи возникнет ток. Газовые ионизационные детекторы представляют собой конденсаторы, заполненные каким-либо газом, и называются *ионизационными камерами*.

Ионизационные камеры подразделяются по следующим основным признакам: принцип действия (токовые, импульсные); конструктивное оформление (плоские, цилиндрические, сферические); назначение (регистрация  $\alpha$ -,  $\beta$ -,  $\gamma$ -излучения) и др. На рис. 6.1 схематически показана плоская токовая ионизационная камера, включенная в измерительную цепь.

\* В настоящее время в качестве образцового вещества принимают воду.

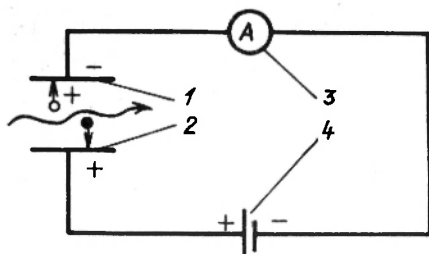


Рис. 6.1

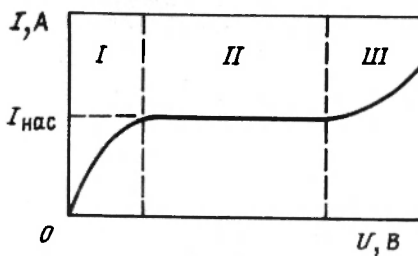


Рис. 6.2

Рис. 6.1. Схема включения плоской токовой ионизационной камеры в измерительную цепь:

1, 2 – электроды; 3 – измерительный прибор; 4 – источник питания

Рис. 6.2. Вольт-амперная характеристика токовой ионизационной камеры

Важнейшей характеристикой ионизационной камеры является ее вольт-амперная характеристика, представляющая собой зависимость тока, протекающего через нее, от приложенной к ее электродам разности потенциалов (рис. 6.2).

При низком напряжении на электродах ионизационной камеры (участок I на рис. 6.2) часть электронов и ионов образованных ионизирующим излучением в ее чувствительном объеме, будут находиться в беспорядочном диффузионном движении, препятствующем собиранию их на электродах камеры. Некоторые электроны образуют электроотрицательные ионы (испытывают эффект "прилипания"); при столкновении положительных и отрицательных ионов будет происходить процесс рекомбинации. Все эти процессы: диффузия, рекомбинация и образование электроотрицательных ионов – препятствуют эффективному собиранию ионов на электродах и уменьшают силу тока, протекающего через ионизационную камеру. По мере увеличения напряжения на электродах камеры ток через нее растет и, наконец, разность потенциалов достигнет такой величины, при которой практически все ионы, образованные излучением в чувствительном объеме камеры, достигают ее электродов. Дальнейшее увеличение разности потенциалов практически не вызывает роста тока через камеру (участок II на рис. 6.2) при неизменных характеристиках поля облучения. На вольт-амперной характеристике наблюдается плато, а ток через ионизационную камеру в этом случае принято называть *током насыщения*. Положение плато вольт-амперной характеристики зависит от газа, наполняющего камеру, давления, температуры, плотности ионизации и т.п. Предполагая равномерной ионизацию по всему объему камеры, можно установить однозначную связь между током насыщения  $i_0$ , числом пар ионов  $N$ , образуемых излучением в газе камеры в единицу времени, и рабочим объемом  $V$  камеры:

$$i_0 = NV_e, \quad (6.18)$$

где  $e$  — заряд электрона.

В дозиметрии основная задача — определение поглощенной энергии в жизненно важных тканях организма человека. Так как эффективный атомный номер этих тканей  $Z_{эф} = 7,42$  близок к эффективному атомному номеру воздуха  $Z_{эф} = 7,64$ , то можно определять поглощенную энергию в тканях организма человека по результатам измерения ионизации, создаваемой рассматриваемым излучением в воздухе.

Установим связь между током насыщения в ионизационной камере и мощностью поглощенной дозы в воздухе. В соответствии с (6.15) при электронном равновесии

$$\Delta E_B = \frac{\mu_{en,B} \Delta EZ}{\mu_{en,Z}}, \quad (6.19)$$

где  $\Delta E_B$  — энергия, поглощаемая в единицу времени в единице объема воздуха при нормальных условиях в месте расположения ионизационной камеры.

На основании формулы Брэгга–Грея [формула (6.12)] с учетом (6.19) и соотношения  $i_0 = qeV$  [формула (6.18)] и используя соответствующие коэффициенты поглощения энергии, рассчитанные на электрон, получим следующее соотношение между мощностью поглощенной дозы в воздухе  $\dot{D}$  и током насыщения в ионизационной камере:

$$\dot{D} = a \frac{\mu_{en,\varepsilon,B} S_{\varepsilon,Z}}{\mu_{en,\varepsilon,Z} S_{\varepsilon,B}} \cdot \frac{\omega}{eV} i_0, \quad (6.20)$$

где  $a$  — постоянный коэффициент, учитывающий размерность величин.

Для чувствительности камеры получим отсюда следующее выражение:

$$\frac{i_0}{\dot{D}} = \frac{eV}{a\omega} \cdot \frac{\mu_{en,\varepsilon,Z} S_{\varepsilon,B}}{\mu_{en,\varepsilon,B} S_{\varepsilon,Z}}. \quad (6.21)$$

Если эффективный атомный номер стенок камеры равен эффективному атомному номеру воздуха, то  $\mu_{en,\varepsilon,Z} / \mu_{en,\varepsilon,B} = 1$ .

Для камер с твердыми воздухоэквивалентными стенками можно считать также, что  $S_{\varepsilon,B} / S_{\varepsilon,Z} = 1$ . Тогда  $i_0 / \dot{D} = eV / a\omega$  и отсюда следует, что чувствительность ионизационных камер с воздухоэквивалентными стенками не зависит от энергии фотонов. Коэффициент  $a$  определяется из условия, что при мощности поглощенной дозы 1 Гр/с заряд, образующийся в 1 см<sup>3</sup> камеры в 1 с, равен

$$\frac{\Delta E_B e}{\omega} = \frac{114 \text{ CGSE}}{\text{с} \cdot \text{см}^3} = 3,8 \cdot 10^{-8} \text{ Кл} / (\text{с} \cdot \text{см}^3). \quad (6.22)$$

Отсюда

$$i_0 = 3,8 \cdot 10^{-8} \dot{V} \dot{D}; \quad \dot{D} = 2,6 \cdot 10^7 \frac{i_0}{V}, \quad (6.23)$$

где  $i_0$  — ток насыщения в камере, наполненной воздухом при температуре  $0^\circ\text{C}$  и давлении 1013 гПа (760 мм рт.ст.), А;  $V$  — объем камеры,  $\text{см}^3$ ;  $\dot{D}$  — мощность поглощенной дозы в воздухе, Гр/с. Если ток насыщения измеряется при температуре  $t^\circ\text{C}$  и давлении  $p_0$ , гПа, то

$$\left. \begin{aligned} i_0 &= 3,8 \cdot 10^{-8} \frac{273}{273 + t} \frac{p_0}{1013} \cdot \dot{V} \dot{D}; \\ \dot{D} &= 2,6 \cdot 10^7 \frac{i_0}{V} \left( 1 + \frac{t}{273} \right) \frac{1013}{p_0}. \end{aligned} \right\} \quad (6.24)$$

По принципу действия кроме токовых камер, рассмотренных выше, существуют также импульсные ионизационные камеры, предназначенные для измерения отдельных ионизирующих частиц.

С увеличением напряженности электрического поля ионизационного детектора будет увеличиваться скорость дрейфа ионов, образованных ионизирующим излучением. Очевидно, что электроны, обладающие небольшой массой по сравнению с массой положительно заряженных ионов газа-наполнителя, будут двигаться с большей скоростью к собирающему электроду. При достижении определенной разности потенциалов кинетическая энергия ускоренных в электрическом поле электронов на участке между двумя соударениями достигнет величины при которой наступит ударная ионизация. Вновь образованные электроны также будут ускоряться в электрическом поле и производить ионизацию атомов газа-наполнителя. Таким образом, возникнет лавинный процесс.

Ионизационные детекторы, в которых используется принцип газового усиления, называются *газоразрядными счетчиками* (область III на рис. 6.2).

Основным параметром в этом случае является коэффициент газового усиления  $K$ , представляющий собой отношение количества ионов, пришедших на собирающий электрод, к общему числу первоначально образованных ионов. В режиме тока насыщения ионизационной камеры число образованных ионов не зависит от приложенной разности потенциалов и, следовательно,  $K = 1$ . В газоразрядных счетчиках  $K$  всегда больше единицы и в зависимости от приложенного напряжения и конструкции счетчика может достигать  $10^6 - 10^7$ . Таким образом, наличие эффекта газового усиления резко увеличивает чувствительность газоразрядных счетчиков по сравнению с ионизационными камерами и позволяет регистрировать отдельные частицы. По конструктивному

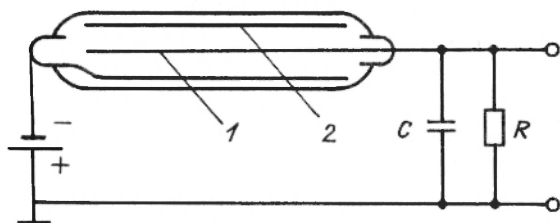


Рис. 6.3. Схема включения газоразрядного счетчика в измерительную цепь:  
1 – анод; 2 – катод

выполнению газоразрядные счетчики подразделяют на цилиндрические и торцовые. На рис. 6.3 показано схематическое изображение устройства и включение в измерительную цепь цилиндрического газоразрядного счетчика. Часто такой счетчик представляет собой цилиндр из нержавеющей стали (катод), внутри которого натянута нить толщиной 0,05–0,1 мм (анод).

Рассмотрим теперь механизм развития разряда в газоразрядном счетчике. Режим работы счетчика определяется приложенным к нему напряжением. В соответствии с этим различают пропорциональные газоразрядные счетчики и счетчики Гейгера–Мюллера. На рис. 6.4 приведена зависимость амплитуды импульса от приложенного напряжения. Для удобства анализа показаны зависимости для  $\alpha$ - и  $\beta$ -частиц, сильно различающихся плотностью ионизации. При небольших значениях приложенного напряжения счетчик работает в режиме ионизационной камеры, рассмотренной выше. При этом амплитуда импульса не зависит на участке насыщения от приложенного напряжения и определяется только числом пар ионов, образованных заряженной частицей в чувствительном объеме. Очевидно, что для  $\alpha$ -частицы, плотность ионизации которой  $10^4$  пар ионов на 1 см воздуха, амплитуда импульса намного больше амплитуды для  $\beta$ -частицы, плотность ионизации которой примерно 30 пар ионов на 1 см воздуха.

С дальнейшим ростом напряжения включается механизм газового усиления, вследствие чего амплитуда импульсов как для  $\alpha$ -, так и для  $\beta$ -частиц растет. При этом сохраняется пропорциональность между количеством импульсов и начальной ионизацией. Эту область называют пропорциональной областью, а счетчики, работающие в режиме пропорциональности, – *пропорциональными счетчиками*.

Пропорциональные счетчики часто используют для характеристики регистрируемых частиц (их вида или энергии), основываясь на анализе амплитуды и формы импульса.

Дальнейшее повышение напряжения приводит к тому, что коэффициент газового усиления становится зависимым от количества ио-

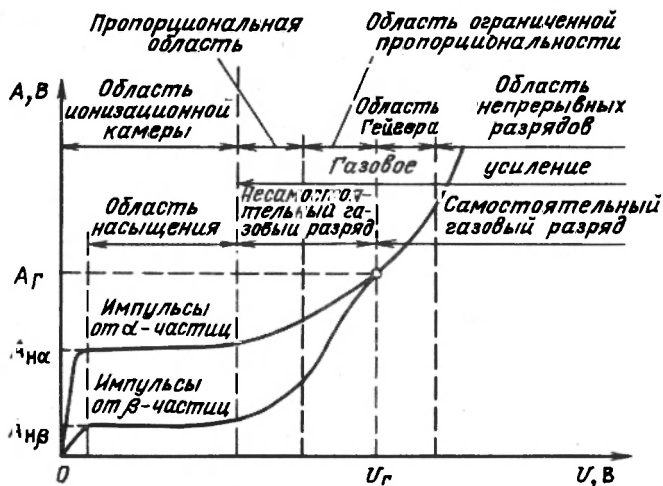


Рис. 6.4. Зависимость амплитуды импульса  $A$  от напряжения на газоразрядном счетчике для  $\alpha$ - и  $\beta$ -частиц

нов в лавине, причем он будет различным для частиц с разной плотностью ионизации. В результате нарушается параллельность вольт-амперных характеристик счетчика для частиц различных типов. Однако в этой области напряжений различие между числом пар ионов, создаваемых  $\alpha$ - и  $\beta$ -частицами, еще столь велико, что они достаточно легко идентифицируются. Эту область называют поэтому областью ограниченной пропорциональности.

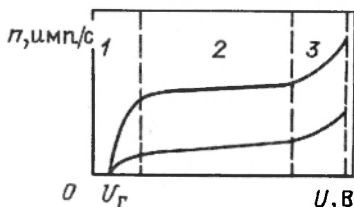
За этой областью счетчик переходит в область самостоятельного разряда (область Гейгера), при котором создаваемый им импульс не зависит от начальной ионизации. В принципе, любая заряженная частица, попадающая в чувствительный объем счетчика, может вызвать самостоятельный разряд.

В процессе развития самостоятельного разряда счетчик нечувствителен к новым ионизирующим частицам и для его возврата в рабочее состояние разряд необходимо погасить. Используют два способа гашения разряда: первый — за счет воздействия на внутренний механизм разряда, путем введения специальных добавок (внутреннее гашение), второй — за счет использования внешней гасящей радиотехнической схемы.

В зависимости от используемого метода гашения самостоятельного разряда счетчики Гейгера—Мюллера подразделяют на самогасящиеся (с внутренним гашением) и несамогасящиеся (с внешним гашением).

В настоящее время выпускаются только самогасящиеся счетчики. Если напряжение на счетчике повышать дальше, то наступит непрерыв-

Рис. 6.5. Счетная характеристика газоразрядного счетчика



ный разряд, который уже не связан с ионизацией. Счетчик в этом случае непригоден к работе.

В результате внутренних процессов на некоторое время счетчик становится нечувствителен к очередной попадающей в него частице. Это время принято называть *мертвым временем* счетчика. Оно определяет одну из важных характеристик счетчика — его *разрешающую способность*, т.е. способность зарегистрировать раздельно прохождение через чувствительный объем счетчика двух ионизирующих частиц, разделенных малым промежутком времени. Мертвое время счетчика приводит к просчетам, которые необходимо учитывать введением соответствующих поправок. Истинная скорость счета  $n_0$  при  $nt_M < 1$  может быть определена из соотношения

$$n_0 = n / (1 - nt_M), \quad (6.25)$$

где  $n$  — число зарегистрированных импульсов;  $t_M$  — мертвое время.

При очень высокой скорости образования электронов счетчик вообще не срабатывает.

Важным параметром газоразрядного счетчика является его *счетная характеристика* (рис. 6.5), представляющая собой зависимость скорости счета  $n$  от напряжения на счетчике при постоянной интенсивности излучения и определенном пороге дискриминации регистрирующей системы. Порог чувствительности обычно соответствует началу области Гейгера  $U_G$ , поэтому на пересчетное устройство попадают лишь те импульсы, амплитуда которых превышает значение  $A_G$ . Счетная характеристика имеет участок 100–300 В, на котором скорость счета почти не изменяется с напряжением на счетчике. Это означает, что счетчик регистрирует все частицы, которые создают в его чувствительном объеме хотя бы одну пару ионов. Этот участок, называемый *плато* счетчика, является его рабочей областью.

Напомним, что широкое использование газоразрядных счетчиков для регистрации ионизирующих излучений обусловлено их высокой чувствительностью, возможностью регистрации различных типов излучения, большим выходным сигналом, простотой дозиметров и радиометров с этим типом детекторов и др.

Иногда газоразрядные счетчики используют для дозиметрии фотонного излучения. Чтобы оценить такую возможность, установим связь между скоростью счета и мощностью поглощенной дозы.



Выразим через  $\varphi$  и  $\varphi_{\omega}$  соответственно плотность потока фотонов и плотность потока энергии фотонов. Тогда мощность поглощенной дозы

$$\dot{D} = \mu_{en,m} \varphi_{\omega} = \mu_{en,m} \bar{E} \varphi = \mu_{en,m} \bar{E} \frac{n_{сч}}{\epsilon_{сч}}, \quad (6.26)$$

где  $\mu_{en,m}$  — массовый коэффициент поглощения энергии фотонов в воздухе;  $\bar{E}$  — средняя энергия фотонов;  $n_{сч}$  — число разрядов в счетчике за 1 с;  $\epsilon_{сч}$  — эффективность счетчика.

Преобразовав (6.7) к виду

$$\frac{n_{сч}}{\dot{D}} = \frac{\epsilon_{сч}}{\mu_{en,m} \bar{E}}, \quad (6.27)$$

получим выражение для энергетической зависимости чувствительности счетчика (ход с жесткостью). В дозиметрии фотонного излучения с помощью газоразрядных счетчиков зависимость их чувствительности ( $n_{сч}/D$ ) от энергии играет большую роль и, по существу, определяет их пригодность для этой цели. Полностью избавиться от хода с жесткостью не представляется возможным, однако использование специально подобранных многослойных фильтров позволяет добиться практически постоянной чувствительности по плотности потока энергии некоторых бета-счетчиков в диапазоне энергий фотонов 0,09–2,5 МэВ.

### § 6.3. Регистрация ионизирующих излучений полупроводниковыми детекторами

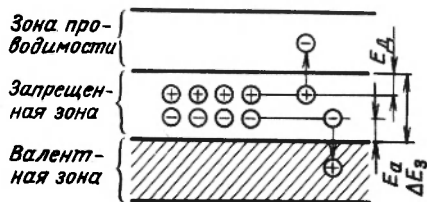
Полупроводниковый детектор является аналогом ионизационной камеры с твердотельным чувствительным объемом. Плотность вещества чувствительного объема в полупроводнике примерно на три порядка выше плотности газа в ионизационной камере, а энергия образования пары носителей на порядок ниже, что дает увеличение поглощенной энергии в единице объема полупроводника в  $10^4$  раз.

Высокая чувствительность при небольших размерах — основное преимущество полупроводниковых детекторов.

При комнатной температуре электропроводность полупроводника занимает промежуточное положение между диэлектриком и проводником. С ростом температуры проводимость полупроводника быстро увеличивается. Этот эффект объясняется зонной структурой энергетических уровней электронов в полупроводниковом кристалле (рис. 6.6).

Кратко сущность модели зонной структуры состоит в следующем. В изолированных атомах электроны занимают дискретные энергетические уровни. В кристалле из-за наличия химических связей между атомами отдельные близко расположенные энергетические уровни об-

Рис. 6.6. Схема зонной модели энергетических уровней электронов в полупроводниковом кристалле



разуют набор разрешенных уровней, совокупность которых для свободных электронов называется зоной проводимости. Энергетические уровни связанных электронов, участвующих в образовании валентных связей между атомами кристалла, образуют валентную зону. Для перемещения электрона из валентной зоны в зону проводимости необходимо сообщить ему энергию  $\Delta E_3$ , равную ширине запрещенной зоны, разделяющей зону проводимости и валентную зону. Вещества, у которых ширина запрещенной зоны не превышает 2–3 эВ, называют полупроводниками. У диэлектриков запрещенная зона значительно больше, у металлов она практически отсутствует. Переход электрона из валентной зоны в зону проводимости за счет энергии теплового движения приводит к одновременному появлению "дырки" в валентной зоне. Такой переход может иметь место и за счет энергии ионизирующего излучения, причем число возникающих при этом носителей служит мерой дозы излучения. Если к полупроводнику приложить внешнее напряжение, то в создании тока через него будут участвовать как свободные электроны в зоне проводимости, так и дырки в валентной зоне. Проводимость беспримесного полупроводника называется *собственной проводимостью*. Кроме собственной существует *примесная проводимость*, которая получается путем введения в полупроводник атомов других элементов.

Внедрение в полупроводник других атомов увеличивает его электропроводность, так как возрастает число носителей электрических зарядов ( $n$  — электронов,  $p$  — дырок). При ионизации атомов примеси приложенное к полупроводнику напряжение создает ток, полностью обусловленный электронами примеси. Такие примеси называют донорами. Полупроводники с донорными примесями называются *полупроводниками n-типа*.

Кроме донорных существуют примеси, которые увеличивают относительное число дырок в полупроводнике. Такие примеси называют акцепторами. Примером акцепторной примеси в германии может служить трехвалентный бор. Полупроводники с акцепторными примесями называются *полупроводниками p-типа*.

Полупроводники с собственной проводимостью так же, как и примесные, почти непригодны для дозиметрии из-за больших фоновых токов. Однако существуют условия, при которых в полупроводнике

создается область, обедненная свободными носителями, что приводит к резкому увеличению электрического сопротивления и падению электропроводности. Это имеет место при  $p-n$ - и  $n-p$ -переходах. Не рассматривая физику образования переходов, отметим, что переходом называется область полупроводника, где происходит смена типа проводимости, например, с электронной на дырочную или, наоборот с дырочной на электронную. В зависимости от способа получения  $p-n$ -перехода полупроводниковые детекторы подразделяют на диффузионные, поверхностно-барьерные и литиево-дрейфовые.

Поверхностно-барьерные кремниевые счетчики используют для регистрации  $\alpha$ -частиц, электронов, протонов, а иногда быстрых и медленных нейтронов. Для регистрации  $\beta$ - и фотонного излучений часто используют кремниевые детекторы диффузионного и литиево-дрейфового типа.

Полупроводниковые детекторы в токовом режиме могут применяться для дозиметрии фотонного излучения при мощности дозы выше  $20 \text{ мкГр/с}$  ( $2 \cdot 10^3 \text{ мкР/с}$ ).

В импульсном режиме их дозовая чувствительность существенно выше [минимальное значение регистрируемой мощности дозы около  $10 \text{ нГр/с}$  ( $10^{-3} \text{ мкР/с}$ )].

Ход с жесткостью полупроводниковых детекторов зависит от типа и параметров детектора, уровня амплитудной дискриминации. Используя фильтрацию фотонного излучения, добиваются заметного снижения хода с жесткостью. Например, для детекторов на основе кремния его удастся уменьшить до 10 % в диапазоне энергий фотонов 0,8–2 МэВ.

В последнее время появились полупроводниковые детекторы на основе  $\text{CdTe}$  и  $\text{HgI}_2$ , работающие при комнатной и более высокой температуре.

#### § 6.4. Сцинтилляционный метод дозиметрии

Физическая основа сцинтилляционного метода — возбуждение и ионизация атомов и молекул вещества при прохождении через него заряженных частиц. Через короткое время они переходят в основное состояние, испуская световое излучение, спектр которого зависит от структуры энергетических уровней атомов и молекул вещества. Вспышка света может появиться также и при прохождении через сцинтиллятор косвенно ионизирующего излучения фотонов и нейтронов за счет вторичных частиц. В первом случае — за счет электронов отдачи и фотоэлектронов, во второй — за счет ядер отдачи или заряженных частиц, которые могут появиться в результате  $(n, \alpha)$ -,  $(n, p)$ -реакций и т.д.

Рассмотрим некоторые наиболее важные характеристики сцинтилляторов. *Конверсионная эффективность*  $\eta_{\kappa}$  — отношение энергии свето-

вых фотонов  $E_{\Phi}$  к энергии заряженной частицы  $E_{\Pi}$ , поглощенной в сцинтилляторе:

$$\eta_{\kappa} = E_{\Phi} / E_{\Pi}. \quad (6.28)$$

Значение  $\eta_{\kappa}$  зависит от типа сцинтиллятора и измеряется в пределах от 0,01 до 0,3.

Из соотношения (6.28) можно определить число фотонов  $n_{\Phi}$ , испущенных сцинтиллятором. Принимая среднюю энергию фотона равной  $\bar{E}$ , получим

$$n_{\Phi} = E_{\Pi} \eta_{\kappa} / \bar{E}. \quad (6.29)$$

*Световой выход*  $\kappa$  — отношение числа фотонов световой вспышки к энергии, поглощенной заряженной частицей в сцинтилляторе:

$$\kappa = n_{\Phi} / E_{\Pi} = \eta_{\kappa} / \bar{E}. \quad (6.30)$$

*Время высвечивания*  $\tau$  — среднее время жизни, которым характеризуются возбужденные состояния атомов. Это время характерно для каждого сцинтиллятора и колеблется в пределах  $10^{-9}$ – $10^{-5}$  с. Временное распределение фотонов подчиняется экспоненциальному закону

$$n = [n_0 \exp(-t/\tau)] / \tau, \quad (6.31)$$

где  $n$  — число фотонов, испускаемых в единицу времени. Постоянная времени высвечивания  $\tau$  характеризует время, необходимое для уменьшения максимального количества испускаемых фотонов в  $e$  раз.

Сцинтилляторы должны иметь достаточно высокую прозрачность по отношению к собственному свету.

Сцинтилляторы классифицируют по ряду признаков.

Различают *органические* и *неорганические* сцинтилляторы. Органические сцинтилляторы представляют собой монокристаллы некоторых органических соединений — антрацена, стильбена, нафталина, толана. Антрацен обладает наибольшей конверсионной эффективностью ( $\eta_{\kappa} \approx 0,04$ ) среди всех органических кристаллов, но очень чувствителен к резким изменениям температуры, которые приводят к потере свойств сцинтиллятора. Более устойчивым монокристаллом является стильбен. Он обладает очень малым временем высвечивания быстрой компоненты ( $\tau \approx 6 \cdot 10^{-9}$  с) и относительно высокой конверсионной эффективностью ( $\eta_{\kappa} = 0,02$ ). Стильбен удобен при использовании со схемами разделения при регистрации частиц разных типов. Существуют жидкие и пластические органические сцинтилляторы.

Неорганические сцинтилляторы — это монокристаллы некоторых неорганических соединений NaI, CsI, KI, LiI, ZnS и др. При выращивании кристаллов в большинство из них вводятся специальные примеси (активаторы), которые увеличивают плотность центров люминесценции.

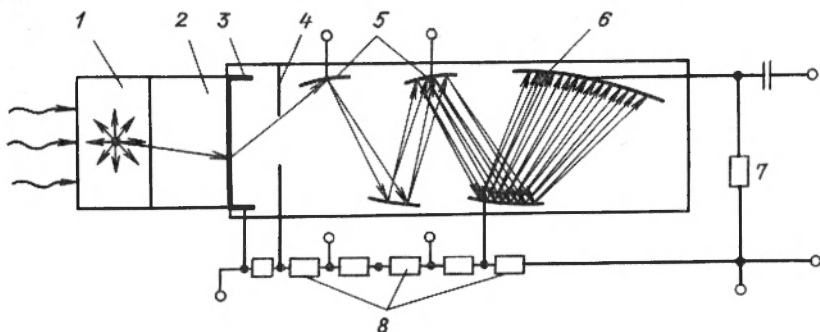


Рис. 6.7. Принципиальная схема сцинтилляционного детектора

Одним из лучших сцинтилляторов является  $\text{NaI(Tl)}$ . Кроме  $\text{ZnS(Ag)}$  он имеет самый высокий световыход (8 %); время высвечивания  $\tau = 2,5 \cdot 10^{-7}$  с.

Принципиальная схема сцинтилляционного детектора показана на рис. 6.7. Ионизирующее излучение, взаимодействуя с веществом сцинтиллятора 1, создает в нем вспышки света. Некоторая часть фотонов света через светопровод 2 попадает на фотокатод 3 ФЭУ и вырывает из него фотоэлектроны. Фотоэлектроны проходят через фокусирующую диафрагму 4 и ускоряются электрическим полем, существующим между умножающими электродами (динодами) 5. Каждый ускоренный электрон, тормозясь в диноде, выбивает из него несколько вторичных электронов, которые благодаря специальной геометрии динода направляются на последующий динод.

Количественной характеристикой процесса умножения электронов является коэффициент вторичной электронной эмиссии  $\sigma$ , равный отношению числа выбитых из динода электронов к числу электронов, падающих на его поверхность. Он зависит от материала и состояния поверхности динода, от энергии и угла падения электронов и может принимать значения от 5 до 10. Поток электронов собирается на последнем диноде 6, называемом анодом. Питание ФЭУ осуществляется с помощью источника высокого стабилизированного напряжения с делителем 8. В цепь анода 6 включается сопротивление нагрузки 7, на котором выделяется импульс напряжения. Если в ФЭУ имеется  $n$  динодов, для каждого из которых коэффициент вторичной электронной эмиссии  $\sigma_i$ , то коэффициент умножения ФЭУ определяется из соотношения

$$M = \prod_{i=1}^n a_i \sigma_i, \quad (6.32)$$

где  $a_i$  — коэффициент, определяющий долю электронов, попадающих

с одного диода на другой. Изготовленные промышленностью ФЭУ имеют коэффициент умножения  $M$  в пределах  $10^5 - 10^6$ .

Таким образом, каждый электрон, поглощенный в сцинтилляторе, образует импульс тока в анодной цепи ФЭУ.

В зависимости от измеряемой величины (среднее значение анодного тока или скорость счета импульсов тока) различают токовый и счетный режимы сцинтилляционного детектора.

Остановимся на токовом режиме сцинтилляционного детектора, имея в виду его использование для дозиметрии. Установим для этого связь между анодным током  $i_{\Phi}$  и мощностью дозы  $\dot{D}$ .

Средний ток на аноде ФЭУ можно рассчитать, используя формулу (6.29), из соотношения

$$i_{\Phi} = e \frac{\eta_{\kappa} E_{\pi} g M}{\bar{E}}, \quad (6.33)$$

где  $e$  — заряд электрона;  $g$  — число фотоэлектронов на один испущенный световой фотон;  $M$  — коэффициент умножения ФЭУ.

Пусть на торцовую поверхность цилиндрического сцинтиллятора с площадью торца  $S$  и высотой  $h$  нормально падает пучок фотонов. Тогда поглощенная в единицу времени энергия  $E_{\pi}$  в сцинтилляторе

$$E_{\pi} = \int_0^h IS \exp(-\mu x) \mu_{en} dx = \frac{IS \mu_{en}}{\mu} [1 - \exp(-\mu h)], \quad (6.34)$$

где  $\mu_{en}$  — линейный коэффициент поглощения энергии фотонов в веществе сцинтиллятора;  $\mu$  — линейный коэффициент ослабления фотонов в сцинтилляторе;  $I$  — плотность потока энергии падающих фотонов.

Интегрирование проведено по высоте сцинтиллятора в предположении, что энергетический состав излучения существенно не изменяется.

Мощность поглощенной дозы связана с плотностью потока энергии фотонов соотношением

$$\dot{D} = I \mu_{en, m, в}, \quad (6.35)$$

где  $\mu_{en, m, в}$  — массовый коэффициент поглощения энергии в воздухе. Решая совместно уравнения (6.33) и (6.34), с учетом соотношения (6.29) получим выражение, определяющее энергетическую зависимость чувствительности сцинтилляционного дозиметра (ход с жесткостью), работающего в токовом режиме:

$$\frac{i_{\Phi}}{\dot{D}} = \frac{egM V \rho_Z \eta_{\kappa}}{E} \cdot \frac{1 - \exp(1 - \mu_Z h)}{\mu_Z h} \cdot \frac{\mu_{en, m, Z}}{\mu_{en, m, в}}, \quad (6.36)$$

где  $V$  и  $\rho_Z$  — объем и плотность сцинтиллятора соответственно.

Выразив через постоянный множитель  $a$  параметры, не зависящие от энергии первичного излучения, и считая постоянным значение  $\eta_k$ , запишем выражение (6.36) в виде

$$\frac{i_{\Phi}}{\dot{D}} = a \frac{1 - \exp(-\mu_Z h)}{\mu_Z h} \cdot \frac{\mu_{en,m,Z}}{\mu_{en,m,B}} \quad (6.37)$$

Из выражения (6.37) видно, что ход с жесткостью будет отсутствовать лишь для тонких ( $\mu_Z h \ll 1$ ) воздухозквивалентных ( $\mu_{en,m,Z} = \mu_{en,m,B}$ ) сцинтилляторов. С ростом толщины сцинтиллятора будет увеличиваться и ход с жесткостью, особенно в низкоэнергетической области первичных фотонов. Так, с уменьшением энергии фотонов ниже 100 кэВ чувствительность дозиметрического детектора с органическим сцинтиллятором может изменяться на десятки процентов, что делает его практически непригодным для использования.

Снижения хода с жесткостью можно добиться, используя комбинированный сцинтиллятор, в котором применяется органический кристалл, покрытый тонким слоем тяжелого неорганического сцинтиллятора. При удачном подборе параметров органического и неорганического сцинтилляторов можно обеспечить практическое отсутствие зависимости чувствительности от энергии вплоть до нескольких десятков килоэлектрон-вольт.

### § 6.5. Люминесцентные методы дозиметрии

Под люминесцентными методами будем понимать методы, основанные только на *радиофотолюминесценции* и *радиотермолюминесценции*.

Сущность метода заключается в том, что образованные в люминофоре под действием ионизирующего излучения носители заряда (электроны и дырки) локализуются в центрах захвата, в результате чего происходит накопление поглощенной энергии, которая может быть затем освобождена при дополнительном возбуждении. Дополнительное возбуждение может быть вызвано либо освещением люминофора ультрафиолетовым излучением определенной длины волны, либо нагревом. Наблюдаемые при этом оптические эффекты могут служить мерой поглощения энергии.

Рассмотрим механизм радиофотолюминесценции и радиотермолюминесценции, получивших признание в качестве основы для развития методов дозиметрии ионизирующих излучений.

*Радиофотолюминесценция (РФЛ)*. В качестве люминофоров, представляющих интерес для дозиметрии, можно указать щелочно-галогенидные соединения (NaCl, LiF и т.п.), обладающие кристаллической структурой. В реальных кристаллах всегда имеются структурные дефекты, в частности отсутствие положительных и отрицательных ионов

(вакансии) в тех местах, где они должны были бы быть в идеальном кристалле. Вакансии отрицательного галогенидного иона создают область локализованного положительного заряда. Под воздействием ионизирующего излучения в кристалле возникают свободные электроны, один из которых может оказаться вблизи вакансии и "захвачен" ею. Такую вакансию с захваченным электроном можно рассматривать как систему, обладающую разрешенными дискретными энергетическими уровнями, между которыми возможны переходы, соответствующие испусканию или поглощению энергии. Такие системы будем называть центрами.

Центры влияют на оптические свойства кристаллов. Например, центр, состоящий из электрона, захваченного галогенидной вакансией, способен поглощать часть спектра видимого света и тем самым изменять цвет кристалла. Такие центры называют  $F'$ -центрами — центрами окраски. Переход центра из возбужденного состояния в основное может происходить без излучения, с испусканием света (люминесценция) или путем комбинации этих двух процессов. Если стабильные  $F$ -центры создаются ионизирующим излучением, то они могут проявлять себя как центры люминесценции при возбуждении светом определенной частоты. Это явление и называется радиофотолюминесценцией.

Рассмотренный механизм РФЛ в чистом щелочно-галогенидном кристалле поясняет принцип работы радиофотолюминесцентных дозиметров (РФЛД): поглощение ионизирующего излучения сопровождается образованием  $F$ -центров, концентрация которых пропорциональна дозе, которая может быть определена либо путем измерения поглощения света, либо путем измерения люминесценции.

Однако по ряду причин создание дозиметрических систем на основе чистых щелочно-галогенидных соединений оказывается невозможным. Эта задача может быть решена путем введения в щелочно-галогенидные соединения соответствующих химических добавок. В частности, ионы серебра  $Ag^+$  существенно улучшают люминесцентные свойства кристаллов.

Более подходящими для дозиметрии оказались, однако, фосфатные стекла, активированные серебром.

Диапазон измеряемых доз для них составляет  $5 \cdot 10^{-4} - 10$  Гр. Для снятия РФЛ стекла прогревают при температуре до  $400^\circ\text{C}$  в течение 30 мин. Ход с жесткостью при использовании компенсирующих фильтров составляет  $\pm 20\%$  в диапазоне энергий фотонов  $0,04 - 3$  МэВ.

*Радиотермолюминесценцией (РТЛ)* (термолюминесценцией) называется такой процесс, при котором накопленная в кристалле энергия ионизирующего излучения преобразуется в энергию флюоресценции под действием теплового возбуждения.

Кратко механизм РТЛ состоит в следующем. Ионизирующее излучение воздействует на кристалл, активированный серебром, и освобождает электрон, который захватывается ловушкой с образованием



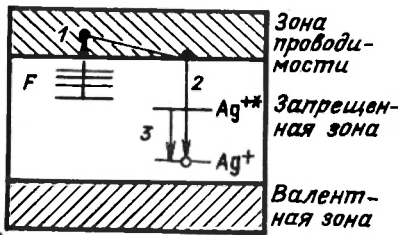


Рис. 6.8

Рис. 6.8. Механизм термолюминесценции кристалла, активированного серебром



Рис. 6.9

Рис. 6.9. Кривая термовысвечивания

$F$ -центра (рис. 6.8). Образовавшаяся дырка оказывается связанной с ионами серебра  $Ag^+$ .

Последующий нагрев кристалла освобождает электрон из ловушки и переводит его в зону проводимости (переход 1). Далее электрон рекомбинирует с дыркой (переход 2), что приводит к возбуждению активатора  $Ag^+$ . Возбужденный ион  $Ag^{+*}$  переходит в основное состояние с испусканием характеристической люминесценции (переход 3).

Сравнивая с РФЛ, можно отметить следующие отличительные особенности процесса ТЛ.

1. Спектр термолюминесценции является характерным для ионов активатора. Так, например, свечение  $Ag^+$  находится в ультрафиолетово-голубой области.

2. Центры окраски, созданные ионизирующим излучением, разрушаются в процессе измерения. Следовательно, термолюминесцентный дозиметр после процедуры измерения теряет информацию о дозе излучения.

Измерение дозы термолюминесцентным дозиметром (ТЛД) состоит в том, что облученный дозиметр нагревается и в процессе нагрева измеряется интенсивность свечения термолюминесценции.

Важной характеристикой ТЛД является *кривая термовысвечивания*, представляющая собой зависимость интенсивности люминесценции от времени нагрева люминофора (рис. 6.9). Кривая может иметь один или несколько пиков, которые соответствуют ловушкам с различной глубиной расположения по отношению к зоне проводимости.

Мерой поглощенной дозы служит выделившаяся в процессе нагрева полная светосумма, пропорциональная площади под кривой термовысвечивания (интегральный метод), или амплитуда наибольшего термопика (пиковый метод).

В практической дозиметрии наибольшее распространение получили термолюминофоры: фтористый кальций  $CaF_2$ , фтористый литий  $LiF$ ,

бораты магния или лития и термолюминесцентные стекла. Перспективно использование корунда.

В ТЛД на основе  $\text{CaF}_2$  используют как природные соединения фтористого кальция, так и синтетические монокристаллы, причем последние с марганцевым активатором  $\text{CaF}_2\text{—Mn}$ . Диапазон измеряемых доз для ТЛД  $\text{CaF}_2\text{—Mn}$  и  $\text{LiF}$  равен  $0,01\text{—}10^2$  Гр.

Широкое распространение получили разработанные в СССР термолюминесцентные дозиметры на основе алюмофосфатных стекол (метод ИКС). Пределы измеряемой дозы  $2 \cdot 10^{-4} \text{—} 10^7$  Гр. Ход с жесткостью с использованием коменсирующих фильтров составляет  $\pm 20\%$  для энергий фотонов выше 35 кэВ. Фединг для ИКС в течение месяца не обнаруживается.

### § 6.6. Фотографический метод дозиметрии

Воздействие ионизирующего излучения на фотоэмульсию приводит к эффекту, аналогичному воздействию видимого света. Фотоэмульсия представляет собой тонкий слой желатина, нанесенного на подложку из целлулоида, стекла или другого материала, в котором равномерно распределены мелкие ( $0,1\text{—}1$  мкм) кристаллы галоидного серебра (обычно  $\text{AgBr}$  и  $\text{AgCl}$ ). Под действием ионизирующих частиц в кристаллах образуются центры проявления, состоящие из групп атомов металлического серебра. Совокупность этих центров создает скрытое изображение. В процессе проявления происходит восстановление металлического серебра в тех кристаллах, в которых образовались центры скрытого изображения, что приводит к почернению фотоэмульсии. Последующее закрепление (фиксирование) выводит из эмульсии остатки невосстановленного серебра и она становится нечувствительной к излучению.

Степень почернения фотоэмульсии характеризуется оптической *плотностью почернения*, под которой понимают величину

$$S = \lg(I_0/I), \quad (6.38)$$

где  $I_0$  — интенсивность видимого света, падающего на пленку;  $I$  — интенсивность видимого света, прошедшего через пленку.

При воздействии на фотоэмульсию фотонного излучения процессы, происходящие в ней и приводящие к почернению, определяются электронами, освобожденными как в самой фотоэмульсии, так и в окружающем ее веществе (например, в стенках кассеты).

Плотность почернения, с которой приходится встречаться на практике, не превышает трех единиц. Ее измеряют с помощью денситометров, которые обычно градуируют в пределах от 0 до 3.

Плотность почернения рентгеновских пленок, используемых для дозиметрии фотонного излучения, в некоторых пределах пропорциональна керме в воде.

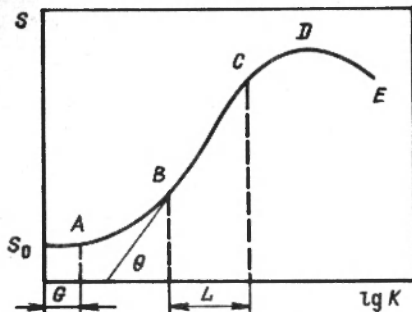


Рис. 6.10. Сенситометрическая характеристика фотографической пленки

Свойства пленки принято определять сенситометрической характеристикой, которая обычно изображается в виде зависимости плотности почернения от логарифма воздушной кермы (рис. 6.10). На приведенной зависимости можно выделить следующие участки:

прямолинейный рабочий участок  $BC$ ,  $DE$  – область соляризации, наблюдаемая на некоторых фотоматериалах;  $S_0$  – вуаль пленки – начальная плотность почернения неэкспонированной пленки;  $AB$  – область недодержек;  $CD$  – область передержек;  $G$  – инерция;  $L$  – ширина эмульсии – диапазон доз, соответствующий рабочему участку. Угол  $\theta$  определяет контрастность пленки, которая растет с увеличением угла  $\theta$ .

Так как фотоэмульсия, в состав которой входит  $AgBr$ , а также окружающие ее вещества не воздухоэквивалентны, то плотность почернения пленки при одинаковых значениях кермы будет зависеть от энергии фотонов. Это видно, например, из выражения для чувствительности пленки по дозе:

$$S/K = B\mu_{tr,m,Z}/\mu_{tr,m,v} \quad (6.39)$$

где  $S$  – плотность почернения;  $K$  – керма излучения в воде;  $B$  – коэффициент пропорциональности, не зависящий от энергии фотонов;  $\mu_{tr,m,Z}$  и  $\mu_{tr,m,v}$  – массовые коэффициенты передачи энергии соответственно для фотоэмульсии ( $Z$ ) и воздуха ( $v$ ), отношение которых изменяется в зависимости от энергии фотонов.

Для снижения хода с жесткостью применяют сглаживающие фильтры, состоящие из свинца (толщина 0,75 мм) и алюминия (0,5 мм) или пластмассы (3 мм). Использование таких фильтров позволяет снизить ход с жесткостью в диапазоне энергий фотонов 0,03–3 МэВ до 20 %.

Фотографический метод получил широкое распространение при индивидуальном дозиметрическом фотоконтроле (ИФК) в полях фотонного,  $\beta$ -излучений, тепловых и быстрых нейтронов.

Как уже упоминалось, при регистрации фотонного излучения на фотоэмульсию непосредственно воздействуют фотоэлектроны, освобожденные фотонами. Чувствительность фотоэмульсий повышают, применяя усиливающие люминесцентные экраны из неорганических сцинтилляторов  $CaWO_4 + ZnS (Hg)$  или органических сцинтилляторов  $n$ -терфенила. Последние часто используют с двоякой целью: как усилители чувствительности фотоэмульсий, так и в качестве экранов, снижающих ход с жесткостью. Такой же эффект можно получить, введя органический сцинтиллятор непосредственно в фотоэмульсию.

Во избежание ошибок, обусловленных различием характеристик пленок из разных партий, строят градуировочную кривую  $S = S(K)$ , используя для этой цели аттестованные источники  $^{60}\text{Co}$  и  $^{137}\text{Cs}$ . Все пленки — выданные персоналу, градуировочные и неэкспонированные (для определения вуали) — берут из одной партии и обрабатывают одновременно в одинаковых условиях.

Фотографический метод используют и для дозиметрии тепловых нейтронов (метод ИФКУ). С этой целью пленку помещают в кадмиевый фильтр, имеющий большое сечение захвата тепловых нейтронов. Возникающее по реакции ( $n, \gamma$ ) захватное  $\gamma$ -излучение воздействует на фотоэмульсию, по плотности почернения которой определяют поглощенную дозу тепловых нейтронов.

Для дозиметрии быстрых нейтронов используют ядерные фотоэмульсии (К или Я-2). Образующиеся под действием нейтронов протоны отдачи оставляют в фотоэмульсии следы (треки), число которых является исходной информацией для расчета эквивалентной дозы. Число протонов отдачи зависит от энергии нейтронов, поэтому простое суммирование числа треков, приходящихся на единицу площади, не позволяет определить керму у биологической ткани. Чтобы это стало возможным, фотоэмульсию окружают гетерогенным фильтром, представляющим собой чередующиеся слои водородсодержащих веществ и алюминия. Такой фотодозиметр содержит число треков на единицу площади, пропорциональное (в пределах 15 %) тканевой керме в диапазоне 0,55–14 МэВ. Эквивалентную дозу находят из выражения

$$H = AN, \quad (6.40)$$

где  $A = (1,1 \pm 0,08) \cdot 10^{-6}$  Зв/(трек·см<sup>-2</sup>);  $N$  — число треков длиной  $> 5$  мкм ( $E_n > 0,5$  МэВ) на 1 см<sup>2</sup> эмульсии.

Фотографический метод регистрации ионизирующих излучений имеет ряд преимуществ по сравнению с другими методами: дешевизна, документальность (обработанные пленки можно хранить), возможность массового применения, невосприимчивость к ударам, изменению температуры и др.

К недостаткам метода следует отнести: относительно невысокую чувствительность, невозможность измерения эквивалентной дозы непосредственно в процессе облучения, зависимость показаний от условий обработки пленки.

## 5 6.7. Приборы для радиационного контроля

### 1. Классификация аппаратуры для радиационного контроля.

Существует много признаков, по которым можно классифицировать аппаратуру, используемую в области радиационной безопасности. Остановимся на наиболее важных из них.

Таблица 6.1. Приборы индивидуального дозиметрического контроля

Наименование прибора, тип	Назначение прибора	Диапазон измерения дозы, Гр	Диапазон энергий частиц, МэВ	Погрешность измерения	Ход с жесткостью
Комплект индивидуальных дозиметров КИД-6					
Д-2	Измерение дозы фотонного излучения То же	$5 \cdot 10^{-5} - 2 \cdot 10^{-2}$	0,3 - 1,25	} $\pm 10\%$ для первой трети, $\pm 20\%$ для остальной части шкалы	$\pm 20\%$  $+ 20\%$
Д-500		$2 \cdot 10^{-2} - 5$ (0,005 - 500 Р)	0,3 - 1,25		
Комплект дозиметров:					
ДК-02	„	$10^{-4} - 2 \cdot 10^{-3}$ (0,02 - 0,2 Р)	0,2 - 2	$\pm 15$	-
ДК-50	„	До 0,5 (до 50 Р)	0,2 - 2	$\pm 15$	-
Комплект термолюминесцентных дозиметров КДТ-02	Измерение дозы фотонного излучения при хроническом и аварийном облучениях	0,001 - 10 (0,1 - $10^3$ Р)	0,06 - 1,25	$\pm (10 + 0,03/D)\%$	
Дозиметрический комплект TELDE	Измерение поглощенных доз фотонного излучения	$10^{-4} - 10$	$> 0,01$	$\pm 40\%$ ( $10^{-4} - 10^{-3}$ Гр); $\pm 20\%$ ( $10^{-3} - 10^3$ Гр) $\pm 15$	$\pm 40\%$ (без фильтров)
Комплект аварийных индивидуальных стеклянных дозиметров ИКС-А	Измерение больших доз фотонного излучения в аварийных условиях	$5 \cdot 10^{-3} - 80$ (0,5 - $8 \cdot 10^3$ Р)	0,05 - 1,25	$\pm 15$	$\pm 20\%$
Универсальный комплект индивидуального фотоконтроля ИФКУ-1	Определение эквивалентных доз фотонного, $\beta$ -излучений и тепловых нейтронов	$5 \cdot 10^{-4} - 2 \cdot 10^{-2}$	Зв Фотоны - 0,1-3; $\beta$ -частицы - 0,02 - 3	$\pm 20\%$ для фотонов и $\beta$ -частиц	-

Индивидуальный дозиметр-сигнализатор ДКС-0,4	Измерение мощности поглощенной дозы и дозы фотонного излучения в воздухе, а также для обнаружения и оценки с помощью световой и звуковой сигнализации плотности потока тепловых нейтронов, фотонного и жесткого $\beta$ -излучения с энергией более 0,5 МэВ	0,3-400 нГр/с	0,05 - 3	$\pm 25 \%$	$\pm 25 \%$
Индикатор ионизирующего излучения ДРС-01	Определение уровня мощности поглощенной дозы в воздухе, а также обнаружения и оценки с помощью световой и звуковой сигнализации плотности потока тепловых нейтронов фотонного и жесткого $\beta$ -излучений	Диапазон сигнализации 0,03-0,33 мГр/ч (3-33 мР/ч)	0,05 - 3	$\pm 25 \%$	$\pm 25 \%$
Индикатор ионизирующего излучения ДЭС-04	То же и измерение поглощенной дозы	$10^{-6} - 10^{-2}$ ( $10^{-4} - 1$ Р)	0,05 - 3	$\pm 25 \%$	$\pm 25 \%$
Дозиметр-сигнализатор ДЭГ-07	Индивидуальный контроль при проведении работ особой радиационной опасности	$10^{-3} - 5 \cdot 10^{-2}$ (0,1 - 5 Р)	0,1 - 1,25	$\pm 20 \%$	$\pm 25 \%$

\*В связи с тем что многие дозиметрические приборы проградуированы во внесистемных единицах экспозиционной дозы (рентген, Р), в скобках приведены их округленные числовые значения.

*Назначение прибора.* По этому признаку приборы подразделяют на дозиметры, радиометры и спектрометры.

*Дозиметры* служат для измерения поглощенной дозы или мощности поглощенной дозы ионизирующего излучения.

*Радиометры* служат для измерения плотности потока ионизирующих излучений, активности радионуклидов.

*Спектрометры* служат для измерения распределения ионизирующих излучений по энергии частиц или фотонов.

Таблица 6.2. Носимые дозиметрические приборы

Наименование дозиметра, тип	Назначение прибора	Диапазон измерения дозы, Гр*	Диапазон энергий частиц, МэВ	Погрешность измерений	Ход с жесткостью
ДРГЗ-01	Измерение средней мощности поглощенной дозы непрерывного и импульсного фотонного излучения	0 – 1 мкГр/с (0–100 мкР/с)	0,015–1,25	± 12	± 20 %
ДРГЗ-02	Измерение мощности поглощенной дозы фотонного излучения	0–1 мкГр/с (0–100 мкР/с)	0,02–3	± 10 ÷ 15 %	± 20 %
ДРГЗ-03	То же	0–10 мкГр/с (0–1000 мкР/с)	0,02–3	± 10 ÷ 15 %	± 20 %
ДРГЗ-04	Измерение поглощенной дозы (или ее средней мощности) непрерывного и импульсного фотонного излучений и максимальной поглощенной дозы (или ее средней мощности) в ткани непрерывного и импульсного высокоэнергетического тормозного фотонного излучений (в том числе дозы однократных импульсов)	0,1–30 мкГр (0,01–3 мР) 0,1–30 мкЗв	0,03–3 1–25	± 10 % ± 15 %	± 20 % ± 15 %
ДРГ-05	Измерение в жестких условиях эксплуатации мощности дозы фотонного излучения и качественной оценки наличия β-излучения в диапазоне энергий 0,2–3 МэВ	$10^{-3} - 10^2$ мкГр/с (0,1–10 <sup>4</sup> мкР/с)	0,04–10	–	± 20 %
		$10^{-2} - 10^2$ мГр (1–10 <sup>4</sup> мР)	0,04–10	–	± 20 %

Продолжение табл. 6.2

Наименование дозиметра, тип	Назначение прибора	Диапазон измерения дозы, Гр	Диапазон энергий частиц, МэВ	Погрешность измерения	Ход жесткости
ДКС-05	Проверка рабочих средств, измерений дозы и мощности дозы фотонного излучения	3,3·10 <sup>-9</sup> – 0,12 Гр/с	0,03–3	± 6 %	± 10 %
		(3,3·10 <sup>-7</sup> – 12 Р/с) 3,3·10 <sup>-7</sup> – 0,77·10 <sup>2</sup> Гр (3,3·10 <sup>-5</sup> – 0,77·10 <sup>4</sup> Р)	0,03–3	± 6 %	± 10 %
ДРГ-01Т	Измерение мощности поглощенной дозы фотонного излучения на рабочих местах, в смежных помещениях и на территории учреждений, использующих источники ионизирующих излучений	28 нГр/с – 280 мГр/с (0,01 мР/ч– 100 Р/ч)	0,05–3	В режиме ± (15 + 0,5/ $\dot{D}$ ); в режиме Поиск ± (30 + 1/ $\dot{D}$ )	± 25 %

\* В связи с тем что многие дозиметрические приборы проградуированы во внесистемных единицах экспозиционной дозы (рентген, Р), в скобках приведены их округленные численные значения.

Таблица 6.3. Радиометрические приборы

Наименование прибора, тип	Назначение прибора	Измеряемая величина и диапазон измерений	Погрешность измерения
Измеритель средней скорости счета импульсов УИМ2	Измерение средней скорости счета импульсов и сигнализация о превышении заданных значений скорости счета импульсов, поступающих от унифицированных блоков детектирования $\alpha$ -, $\beta$ -, $\gamma$ - и нейтронного излучения	Скорость счета 0,3–3·10 <sup>4</sup> с <sup>-1</sup> Сигнализация 3–3·10 <sup>4</sup> с <sup>-1</sup>	± 10 % максимального значения диапазона



Продолжение табл. 6.3

Наименование прибора, тип	Назначение прибора	Измеряемая величина и диапазон измерений	Погрешность измерения
Сигнализаторы загрязненности поверхности рук $\beta$ -активными веществами СЗБ-03 и СЗБ-04	Контроль установленного порога загрязненности поверхности рук $\beta$ -активными веществами и сигнализация о его превышении	Пороги сигнализации СЗБ-03	—
		$5 \cdot 10^3 - 1 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1} \cdot \text{м}^{-2}$	—
Сцинтилляционные геологоразведочные приборы СРП68-01, СРП68-02, СРП68-03	Измерение мощности поглощенной дозы	0–80 нГр/с	$\pm 2,5 \%$
	Измерение средней скорости счета	0– $10^4 \text{ с}^{-1}$	—
Переносный универсальный радиометр РУП-1	Обнаружение и измерение:		
	$\alpha$ -активности поверхностей	$10^2 - 3 \cdot 10^6 \text{ Бк}/(\text{с} \cdot \text{м}^2)$	$\pm 20 \%$
	$\beta$ -активности поверхностей	$10^3 - 10^7 \text{ Бк}/(\text{с} \cdot \text{м}^2)$	$\pm 20 \%$
	Определение мощности дозы фотонного излучения	2 нГр/с – 100 мкГр/с (0,2 мкР/с – 10 мР/с)	
	Измерение плотности потока тепловых и быстрых нейтронов	$2 \cdot 10^5 - 10^9 \text{ нейтр.}/(\text{с} \cdot \text{м}^2)$	
Поисковый радиометр газов РГБ-3-01	Измерение объемной активности радиоактивных газов в воздухе	$3,7 \cdot 10^5 - 3,7 \times 10^{11} \text{ Бк}/\text{м}^3$	$\pm 30 \%$ – при измерении концентрации отдельных радионуклидов; $\pm 60 \%$ – при измерении концентрации смеси и неизвестном содержании нуклидов осколочного происхождения
	Измерение мощности дозы фотонного излучения	3–300 нГр/с (0,3–30 мкР/с)	$\pm 30 \%$
Радиометр газов РГБ-6	Непрерывное автоматическое измерение объемной активности $\beta$ -излучающих газов в воздухе рабочих помещений и выбросах предприятий атомной промышленности	Динамический диапазон одного варианта исполнения $10^5$	+ 25 %

Продолжение табл. 6.3

Наименование прибора, тип	Назначение прибора	Измеряемая величина и диапазон измерений	Погрешность измерения
Радиометр $\alpha$ -активных газов РГА-01	Измерение объемной активности $^{222}\text{Rn}$	$1 \cdot 10^2 - 1 \cdot 10^9$ Бк/м <sup>3</sup>	$\pm (15 - 30)\%$ в зависимости от поддиапазона
Радиометр РЖС-05	Измерение объемной активности в жидкостях по $\beta$ - и $\gamma$ -излучению	$3,7 - 3,7 \cdot 10^7$ Бк/л	$\pm 30\%$ — для отдельных нуклидов; $\pm 50\%$ — для смеси нуклидов
Радиометр аэрозолей РАС-04	Контроль содержания в воздухе радона, аэрозолей короткоживущих продуктов его распада и инертной силикозоопасной пыли	$1 \cdot 10^3 - 1 \cdot 10^7$ Бк/м <sup>3</sup> (по Rn)	$\pm 10\%$
	Экспрессные измерения объемной активности продуктов по величине скрытой энергии	$5 \cdot 10^5 - 5 \times 10^{10}$ МэВ/м <sup>3</sup>	$\pm 20\%$
Бета-радиометр РКБ4-1 еМ	Экспрессное измерение удельной активности проб	$1,9 - 1,9 \cdot 10^7$ Бк/л	—

*Конструктивные особенности приборов и характер проведения контроля радиационной обстановки.* По этому признаку приборы делят на четыре группы:

- 1) приборы для индивидуального дозиметрического контроля;
- 2) носимые приборы для группового дозиметрического контроля;
- 3) переносные приборы группового дозиметрического или радиационного технологического контроля;
- 4) стационарные приборы и многоканальные установки для непрерывного дистанционного дозиметрического и радиационного контроля.

В табл. 6.1–6.3 приведены основные характеристики наиболее часто используемых приборов для индивидуального дозиметрического контроля, носимых дозиметрических приборов и радиометрических приборов.

#### Задачи к гл. 6

**Задача 6.1.** Рассчитать эффективный атомный номер воды и мягкой биологической ткани по фотоэффекту и эффекту образования пар.

*Ответ:* Для воды  $Z_{ф,эф} = 7,42$ ;  $Z_{п,эф} = 6,6$ .

Для биологической ткани  $Z_{ф,эф} = 7,42$ ;  $Z_{п,эф} = 6,43$ .

**Задача 6.2.** Рассчитать среднюю энергию электронов, возникающих в воде в условиях электронного равновесия под действием фотонного излучения с энергией 1,25 МэВ.

*Ответ:* 0,59 МэВ.

**Задача 6.3.** Измеренная с помощью наперстковой ионизационной камеры с воздухоэквивалентными стенками мощность поглощенной дозы в воздухе оказалась 2,6 мкГр/с. Рассчитать ток насыщения в камере объемом 5 см<sup>3</sup>, наполненной воздухом при температуре 15 °С и давлении 1013 гПа (760 мм рт. ст.).

*Ответ:*  $4,88 \cdot 10^{-13}$  А.

**Задача 6.4.** В тканезквивалентной стенке наперстковой ионизационной камеры равномерно распределен радионуклид <sup>32</sup>P. Ионизационный объем камеры равен 1,2 см<sup>3</sup>. Рассчитать мощность поглощенной дозы в ткани, в которой концентрация <sup>32</sup>P в 5 раз меньше, чем в стенке камеры, если ток насыщения в камере, наполненной воздухом, равен  $8 \cdot 10^{-12}$  А при температуре 15 °С и давлении 1013 гПа (760 мм рт.ст.).

*Ответ:*  $3,4 \cdot 10^{-5}$  Гр/с.

**Задача 6.5.** Определить чувствительность по мощности дозы газоразрядного счетчика со стальным катодом, предназначенного для измерения фотонного излучения с эффективной энергией 1,25 МэВ, если эффективность регистрации фотонов равна 0,01 %, а площадь катода 15 см<sup>2</sup>. Принять массовый коэффициент поглощения энергии в воздухе равным 0,00264 м<sup>2</sup>/кг.

*Ответ:*  $1,26 \cdot 10^{10}$  имп./Гр.

**Задача 6.6.** Индивидуальный дозиметр ДК-02 позволяет измерять поглощенную в воздухе дозу приблизительно от 0,1 до 2 мГр. Можно ли измерить этим дозиметром дозу, если его поместить в поле фотонного излучения радионуклида <sup>137</sup>Cs с плотностью потока энергии  $9,2 \cdot 10^3$  МэВ/(см<sup>2</sup>·с) на 6 ч? Принять массовый коэффициент поглощения энергии в воздухе равным 0,0294 см<sup>2</sup>/г.

*Ответ:* Можно.

**Задача 6.7.** Приняв дозовую чувствительность сцинтилляционного дозиметра с антраценовым кристаллом за единицу, оценить относительную дозовую чувствительность дозиметра с кристаллом NaI(Tl) для фотонного излучения с  $E = 1,25$  МэВ, если размеры обоих детекторов одинаковы, а толщина кристаллов равна 5 см. Принять: для кристалла NaI(Tl)  $\mu_{en} = 0,0915$  см<sup>-1</sup>,  $\mu = 0,183$  см<sup>-1</sup>; для антраценового кристалла  $\mu_{en} = 0,035$  см<sup>-1</sup>,  $\mu = 0,075$  см<sup>-1</sup>; отношение конверсионных эффективностей  $\eta_{Na}/\eta_{антр} = 2$ .

*Ответ:*  $(i/D)_{NaI(Tl)}/(i/D)_{антр} = 4$ .

**Задача 6.8.** Цилиндрический газоразрядный счетчик диаметром 0,5 см показал в поле фотонного излучения нуклида  $^{60}\text{Co}$  скорость счета, равную 245 имп./мин. Какую скорость счета покажет сцинтилляционный счетчик с кристаллом  $\text{NaI}(\text{Tl})$  того же объема, что и газоразрядный счетчик, эффективность которого  $\epsilon_{\text{сч}} = 0,7\%$ ? Принять линейный коэффициент ослабления для сцинтиллятора равным  $0,183 \text{ см}^{-1}$ .

*Ответ:*  $n_{\text{сцинт}} = 801 \text{ имп./мин.}$

**Задача 6.9.** Рентгеновская пленка, расположенная перпендикулярно направлению распространения мононаправленного пучка электронов с плотностью потока  $2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ , в результате облучения в течение некоторого времени имела плотность почернения  $S$ . Чему равна плотность тока изотропного излучения через пленку, если одна сторона пленки покрыта непроницаемой для электронов подложкой и плотность почернения при том же времени облучения равна  $3S$ ? Вуалью и искажением поля детектором пренебречь.

*Ответ:*  $3 \cdot 10^3 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ .

**Задача 6.10.** Какую эквивалентную дозу получил оператор, работая в поле нейтронов ( $E_n > 0,5 \text{ МэВ}$ ), если используемая им в качестве дозиметра быстрых нейтронов фотоэмульсия Я-2 со специальным многослойным фильтром содержит  $2 \cdot 10^3$  трек/см<sup>2</sup>? Принять удельную эквивалентную дозу  $H_{\text{уд}} = 1,1 \cdot 10^{-6} \text{ Зв/(трек} \cdot \text{см}^{-2})$ .

*Ответ:* 2,2 мЗв.

## Глава 7

### ОРГАНИЗАЦИЯ РАБОТ С ИСТОЧНИКАМИ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

#### § 7.1. Общие положения

При работе с источниками ионизирующих излучений важное значение приобретает правильная организация труда, которая обеспечивает радиационную безопасность обслуживающего персонала и всего населения в целом. В этом случае дозовые нагрузки для лиц соответствующих категорий облучения и групп критических органов от источников внешнего и внутреннего облучения не будут превышать регламентированных значений.

Руководящим документом по радиационной безопасности при организации работ с источниками ионизирующих излучений являются "Основные санитарные правила работы с радиоактивными веществами и другими источниками ионизирующих излучений ОСП-72/87"\*.

\* Нормативные документы периодически пересматриваются, на практике следует пользоваться действующими документами.

нение основных положений и требований этого документа обязательно при проектировании, строительстве, эксплуатации и реконструкции установок, участков, цехов и учреждений, предназначенных для работы с применением источников ионизирующих излучений. На основе этих правил министерства и ведомства по согласованию с органами санитарно-эпидемиологической службы должны разрабатывать правила и инструкции по отдельным вопросам проведения работ с источниками ионизирующих излучений.

В соответствии с "Основными санитарными правилами" оборудование, контейнеры, упаковки, транспортные средства, аппараты, передвижные установки, помещения, предназначенные для работ с применением источников ионизирующих излучений, должны иметь предупредительные знаки радиационной опасности (см. стр. 4 обложки) для привлечения внимания к этим объектам.

При работе с открытыми источниками дополнительно к мероприятиям по защите от внешнего облучения следует предусматривать меры по защите персонала и населения от внутреннего облучения и охране окружающей среды от радиоактивных загрязнений.

Учреждения, помещения и установки для работы с источниками ионизирующих излучений до начала их эксплуатации должны быть приняты компетентной комиссией. На основании акта приемки комиссией местные органы Госсаннадзора оформляют на срок не более 3 лет санитарный паспорт учреждения, дающий право хранения и проведения работ с применением источников ионизирующих излучений. Администрация учреждения определяет перечень лиц для работы с источниками, разрабатывает правила внутреннего распорядка, инструкцию по радиационной безопасности, инструкцию по предупреждению и ликвидации аварии (пожара), обучает и инструктирует работников, проводит периодическую проверку знаний ведения работ и действующих инструкций, выделяет лиц, ответственных за радиационный контроль и безопасность, организует обязательный медицинский контроль при поступлении на работу и периодические медицинские осмотры. В инструкции по радиационной безопасности излагаются порядок проведения работ, учета, хранения и выдачи источников излучения, сбора и удаления радиоактивных отходов, содержания помещений, меры личной профилактики, организация проведения радиационного контроля, мероприятия пусконаладочных работ с источниками ионизирующих излучений. К непосредственной работе с источниками ионизирующих излучений допускаются лица не моложе 18 лет.

Разработаны требования к размещению учреждений, участков и установок для работы с источниками ионизирующих излучений. В частности, запрещается размещение таких учреждений и установок в жилых зданиях и детских учреждениях. Площадки для строительства учреждений с открытыми источниками следует выбирать с подветренной стороны по отношению к жилым зданиям, детским, общественным и са-

итарно-оздоровительным учреждениям, зонам отдыха и т.п. Вокруг учреждения, предназначенного для работы с источниками излучений, в случае необходимости устанавливается *санитарно-защитная зона* (СЗЗ) и *зона наблюдения* (ЗН).

К санитарно-защитной зоне относится территория вокруг учреждения или источника радиоактивных выбросов или сбросов, на которой уровень облучения людей в условиях нормальной эксплуатации учреждения может превысить предел дозы ПД. В этой зоне устанавливается режим ограничений и проводится радиационный контроль. Здесь запрещается размещение жилых зданий, детских и оздоровительных учреждений, а также промышленных и подсобных сооружений, не относящихся к данному учреждению, где проводятся работы с источниками ионизирующих излучений. Зона наблюдения — территория, где возможно влияние радиоактивных сбросов и выбросов учреждения и где облучение проживающего населения может достигать установленного предела дозы ПД. На территории зоны наблюдения проводится радиационный контроль.

Размеры зон определяются на основе расчета дозы внешнего излучения и (или) распространения радиоактивных выбросов в атмосферу, сбросов в водоемы от всех источников радиоактивного загрязнения с учетом используемой системы очистки выбросов в атмосферу, перспективного увеличения мощности производства, а также метеорологических, гидрологических и экологических факторов.

Размеры СЗЗ и ЗН устанавливаются в каждом конкретном случае Госстроем СССР по согласованию с органами Госсаннадзора. Размеры зоны наблюдения обычно в несколько раз больше размеров санитарно-защитной зоны. Например, СЗЗ АЭС имеет радиус 3–5 км вокруг промплощадки АЭС, а ЗН может простираться на расстояние 20–30 км от АЭС.

## **§ 7.2. Работа с закрытыми источниками излучения**

Источники ионизирующего излучения, конструкция которых исключает попадание радиоактивных веществ в окружающую среду, называют закрытыми. Следовательно, в этом случае персонал может подвергаться только внешнему облучению. Такие источники используются, например, в приборах контроля технологических процессов, в установках радиационной технологии, радиационной терапии и диагностики. В качестве источника в этих приборах и установках используются радионуклидные закрытые источники, а также рентгеновские аппараты и ускорители.

Основным требованием к обеспечению радиационной безопасности при работе с закрытыми источниками является сооружение защит от излучения для снижения внешних потоков излучения на рабочих местах и в соседних помещениях до допустимых уровней.

Защиты от внешнего облучения на таких установках рассчитываются с использованием рассмотренных в гл. 5 методов.

Рабочая часть стационарных аппаратов и установок с открытым неограниченным по направлению пучком излучения должна размещаться в отдельном помещении. Материал и толщина стен, пола и потолок этого помещения при любых реальных положениях источника и направлениях пучка должны обеспечивать ослабление излучения в смежных помещениях и на территории учреждения до допустимых значений.

Пульт управления аппаратом или установкой размещают в смежном помещении. Входная дверь в помещение, где находится аппарат, должна блокироваться с механизмом перемещения источника или с включением высокого (ускоряющего) напряжения так, чтобы исключит возможность случайного облучения персонала. Эти помещения должны быть оборудованы системой сигнализации о положении облучателя или включения энергопитания и превышении заданной мощности дозы.

В нерабочем положении все источники ионизирующих излучений должны находиться в защитных устройствах, а нерадионуклидные источники обесточены.

Для перемещения источника в рабочее положение или включения энергопитания предусматривается система дистанционного управления.

Изложенные требования к организации защит при работе с закрытыми источниками проиллюстрированы ниже на примере универсальной облучательной установки типа К-60000 (рис. 7.1), предназначенной для проведения радиационно-химических, физических и биологических исследований.

Хранилище источника  $\gamma$ -излучения радионуклида  $^{60}\text{Co}$  с активностью примерно 200 ТБк представляет собой жесткую сборную конструкцию из двадцати плавно изогнутых полых рабочих каналов 12 из нержавеющей стали длиной по 165 см, по которым перемещаются кассеты 13 с препаратами  $^{60}\text{Co}$ . Радиусы изгибов в канале выбраны так, чтобы проходящее по каналу  $\gamma$ -излучение испытывало бы не менее трех отражений от стенок канала. Хранилище 4 засыпано чугуной дробью плотностью 4,6 г/см<sup>3</sup>. Верхние и нижние концы труб расположены по окружности и прикреплены к опорным плитам 10 хранилища. Центральная труба — технологический канал 11 — предназначена для дистанционной сборки радиоактивных препаратов в кассеты.

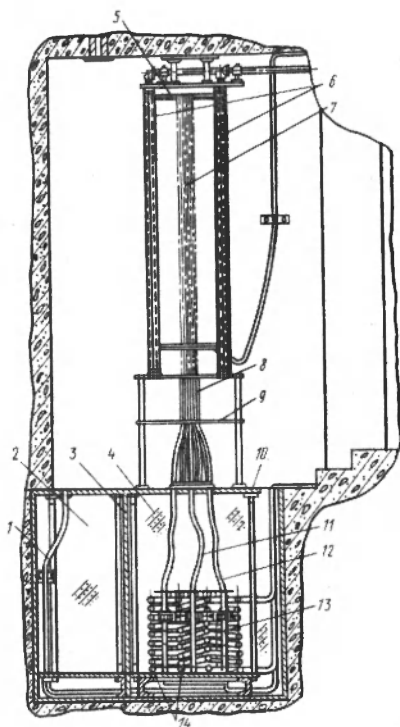
На дне каждого канала установлены пружинные амортизаторы, снимающие ударные нагрузки с кассет и препаратов при аварийных сбросах кассет в хранилище.

Подъем кассет с источниками из положения хранения в облучатель 8 и опускание их в хранилище осуществляются с помощью механизма 6, состоящего из 20 спиральных элементов 7 (плотная пружина длиной 2 м) с электромагнитами на концах. Верхние концы спиральных элементов закреплены на перемещающейся вверх и вниз планшайбе 5

Рис. 7.1. Вертикальный разрез универсальной облучательной установки типа К-60000

механизма перемещения источника. При прохождении тока через обмотку электромагнита последний притягивается к кассете торцовой поверхностью, выполненной в виде полусферы, образуя в месте соединения шарнирную систему.

Рабочий стол 9 облучателя 8 установлен на опорах, укрепленных на верхней плите основного хранилища. Конструкция установки позволяет формировать облучатели различных конфигураций. Система охлаждения установки состоит из двух цилиндрических змеевиков 14, изготовленных из нержавеющей стальных труб, присоединенных к водопроводной магистрали.



Запасное хранилище 2 предназначено для хранения кассет с источниками во время ремонта и профилактического осмотра основного хранилища 4 и представляет собой жесткую конструкцию из десяти плавно изогнутых труб, расположенных в один ряд 1. В каждом канале устанавливаются друг над другом по две кассеты. Запасное хранилище отделено от основного слоем чугуновой дробы и стальной плитой 3 толщиной 2,5 см. После перевода в запасное хранилище кассет с  $^{60}\text{Co}$  в основном хранилище можно вести ремонтные работы.

Управление работой установки производится с пульта, размещенного за защитой. Вход в рабочую камеру осуществляется через лабиринт. Возможные схемы лабиринтов показаны на рис. 7.2.

При использовании приборов, аппаратов и установок с закрытыми источниками излучений вне помещений или в общих производственных помещениях предпочтительно направление излучения в сторону земли или в сторону, где отсутствуют люди. Длительность пребывания людей вблизи источников должна быть ограничена, должно предусматриваться применение передвижных ограждений и защитных экранов, вывешивание плакатов, предупреждающих об опасности, которые должны быть отчетливо видны с расстояний не менее 3 м.



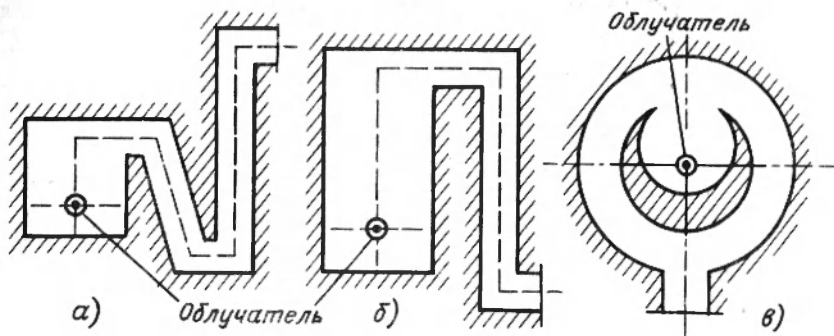


Рис. 7.2. Возможные схемы лабиринтов:

*а* – многоколенный сложный; *б* – многоколенный прямоугольный; *в* – кольцевой

При перезарядке установки, при извлечении радионуклидного источника из контейнера следует пользоваться дистанционным инструментом или манипуляторами.

Запрещается прикасаться к радиоактивным источникам излучения руками.

Мощность эквивалентной дозы излучения от дефектоскопических, терапевтических и других аппаратов не должна превышать 30 мкЗв/ч, а для радионуклидных приборов 3 мкЗв/ч на расстоянии 1 м от поверхности блока защиты аппарата или прибора с источником. Для радионуклидных приборов вплотную к поверхности блока с источником мощность эквивалентной дозы не должна превышать 100 мкЗв/ч.

Специальные требования к помещениям и размещению установок или аппаратов не предъявляются, если при их использовании мощность дозы излучения в рабочем положении и при хранении источника не превышает 3 мкЗв/ч на расстоянии 1 м от доступных частей поверхности установки.

При работе с закрытыми источниками с керма-эквивалентом более  $400 \text{ нГр} \cdot \text{м}^2 / \text{с}^*$  должны использоваться специальные устройства с дистанционным управлением.

Специальных требований к отделке помещений при работе с закрытыми источниками излучения не предъявляется, кроме помещений для перезарядки и временного хранения демонтированных приборов и установок.

\*В НРБ-76/87 эти характеристики указаны через гамма-эквивалент, принятый равным 200 мг-экв. Ра.

### § 7.3. Работа с радиоактивными веществами в открытом виде

Комплекс защитных мер при работе с открытыми источниками должен обеспечивать защиту людей не только от внешнего, но и от внутреннего облучения, предотвращать радиоактивное загрязнение воздуха и поверхностей рабочих помещений, кожных покровов и одежды персонала, а также объектов внешней среды – воздуха, воды, почвы, растительности и др.

Указанный комплекс мероприятий необходимо предусмотреть, например, при организации работ на ядерных реакторах, в радиохимическом производстве, где имеется потенциальная опасность, особенно при проведении ремонтных работ, проникновения радиоактивных веществ в рабочие помещения и во внешнюю среду.

К числу основных профилактических мероприятий при работе с открытыми источниками относятся правильный выбор планировки помещений, оборудования, отделки помещений, технологических режимов, рациональная организация рабочих мест и соблюдение мер личной гигиены работающих, рациональные режимы вентиляции, организация защиты от внешнего и внутреннего облучения, сбора и удаления радиоактивных отходов.

Требования к выполнению указанных мероприятий зависят от характера работ, активности и состава используемых радионуклидов.

Радиоактивные вещества как потенциальные источники внутреннего облучения по степени радиационной опасности разделяются на группы.

Границы групп устанавливаются по *минимально значимой активности* (МЗА), под которой понимается наименьшая активность открытого источника на рабочем месте, при которой еще требуется получение разрешения органов Госсаннадзора на использование этого источника. МЗА изменяется для разных радионуклидов в диапазоне 3,7–3700 кБк. Заметим, что специальное разрешение при использовании источников с энергией до 10 кэВ (телевизор) не требуется.

Выделяют четыре *группы радиационной опасности радионуклидов*:

Группа А – радионуклиды с МЗА 3,7 кБк.

Группа Б – радионуклиды с МЗА 37 кБк.

Группа В – радионуклиды с МЗА 370 кБк.

Группа Г – радионуклиды с МЗА 3700 кБк.

Все работы с открытыми источниками разделяются на три класса (I, II, III). Класс работ устанавливается в зависимости от группы радиационной опасности радионуклида и фактической его активности на рабочем месте (табл. 7.1).

Допускается увеличение активности радионуклида на рабочем месте при простых операциях с жидкостями (без упаривания, перегонки, барботажа и т.п.) в 10 раз и в 100 раз при хранении.

Классом работы определяются требования к размещению и оборудованию помещений, в которых проводятся работы с открытыми источ-

Таблица 7.1. Фактическая активность радионуклидов на рабочем месте для разных классов работ с открытыми источниками, Бк

Группа радиационной опасности	Класс работ		
	I	II	III
A	$> 3,7 \cdot 10^8$	$3,7 \cdot 10^5 - 3,7 \cdot 10^8$	$3,7 \cdot 10^3 - 3,7 \cdot 10^5$
B	$> 3,7 \cdot 10^9$	$3,7 \cdot 10^6 - 3,7 \cdot 10^9$	$3,7 \cdot 10^4 - 3,7 \cdot 10^6$
B	$> 3,7 \cdot 10^{10}$	$3,7 \cdot 10^7 - 3,7 \cdot 10^{10}$	$3,7 \cdot 10^5 - 3,7 \cdot 10^7$
Г	$> 3,7 \cdot 10^{11}$	$3,7 \cdot 10^8 - 3,7 \cdot 10^{11}$	$3,7 \cdot 10^6 - 3,7 \cdot 10^8$

никами. На дверях помещения, где проводятся работы с открытыми источниками, вывешивается знак радиационной опасности с указанием класса работ.

Работы III класса проводятся в отдельных помещениях (комнатах), соответствующих требованиям, предъявляемым к химическим лабораториям, выделяются помещения (места) для хранения и фасовки растворов. Рекомендуется устройство душевой. Работы, связанные с возможностью радиоактивного загрязнения воздуха (операции с порошками, упаривание растворов, работа с эманулирующими и летучими веществами и др.), должны проводиться в вытяжных шкафах. Столешницы, металлические и другие конструкции шкафов и рабочих столов следует покрывать слабосорбирующими материалами.

Помещения для работ II класса должны размещаться в отдельной части здания изолированно от других помещений. В составе этих помещений должны быть санитарный пропускник, шлюз или душевая и пункт радиационного контроля на выходе. Эти помещения должны быть оборудованы вытяжными шкафами или боксами.

Помещения для работ I класса должны размещаться в отдельном здании или изолированной части здания с отдельным входом только через санитарный пропускник, оборудоваться боксами, камерами, каньонами или другим герметичным оборудованием и разделяться на три зоны (*трехзональная планировка*):

1-я зона — необслуживаемые помещения, где размещаются технологическое оборудование и коммуникации, являющиеся основными источниками излучения и радиоактивного загрязнения;

2-я зона — периодически обслуживаемые помещения — помещения для проведения ремонта оборудования и других работ, связанных с вскрытием технологического оборудования, узлы загрузки и выгрузки радиоактивных материалов, временного хранения и удаления отходов;

3-я зона — помещения постоянного пребывания персонала в течение всей смены.

Для исключения возможности выноса загрязнений из помещений 1-й зоны в помещения 3-й зоны между зонами оборудуется санитарный шлюз.

Производственные операции с радиоактивными веществами в камерах и боксах должны выполняться дистанционными средствами или с помощью перчаток, герметично смонтированных в фасадную стенку.

Для изготовления технологического и защитного оборудования необходимо использовать слабосорбирующие материалы или покрытия, обладающие стойкостью по отношению к применяемым веществам, реактивам и т.д.

В помещениях для работ II класса и 3-й зоны I класса полы и стены, а в 1-й и 2-й зонах I класса также и потолки должны быть покрыты специальными слабосорбирующими материалами, стойкими к моющим средствам. Помещения, относящиеся к зонам с различной степенью радиоактивного загрязнения, рекомендуется окрашивать в разные цвета.

Края покрытий полов должны быть подняты и заделаны заподлицо со стенками.

Площадь в расчете на одного работающего должна быть не менее 10 м<sup>2</sup>.

Оборудование и рабочая мебель должны иметь гладкую поверхность, простую конструкцию и слабосорбирующие покрытия, облегчающие удаление радиоактивных загрязнений.

Количество радиоактивного вещества на рабочем месте должно быть минимально необходимым для работы, рекомендуется использовать растворы с наименьшей удельной активностью, а не порошки радиоактивного вещества. Число операций, при которых возможны потери радиоактивных веществ (пересыпание порошков, возгонка и т.д.), должно быть минимальным.

При работе с открытыми радиоактивными веществами следует пользоваться пластикатовыми пленками, фильтровальной бумагой и другими подсобными материалами разового пользования для ограничения загрязнения различных поверхностей, оборудования и помещений. Работы должны проводиться на лотках и поддонах, выполненных из слабосорбирующих материалов.

Нелишне заметить, что в помещениях для работ с открытыми источниками запрещается пребывание без необходимых средств индивидуальной защиты, прием пищи, курение, пользование косметическими принадлежностями, хранение пищевых продуктов, табачных изделий, домашней одежды, косметических принадлежностей и других предметов, не имеющих отношения к работе.

Вентиляционные и воздухоочистные устройства при работе с радиоактивными веществами должны обеспечить защиту от загрязнения

воздушной среды рабочих помещений и атмосферного воздуха в соответствии с требованиями НРБ-76/87, а также создать направленности потоков воздуха из помещений с меньшим возможным загрязнением в помещения с большим возможным загрязнением.

Загрязненный воздух, удаляемый из помещений, где ведутся работы с радиоактивными веществами, необходимо очистить на высокоэффективных фильтрах, а при работах I и II классов следует предусматривать также выбросные трубы. Высота трубы должна обеспечивать снижение концентрации радиоактивных веществ в атмосферном воздухе в месте приземления факела до допустимого уровня, устанавливаемого в соответствии с действующими НРБ.

Вентиляционный воздух может удаляться без очистки, если концентрация радиоактивных веществ на выбросе не превышает ДКА. При этом уровни внешнего и внутреннего облучения лиц категории I не должны превышать установленного предела дозы.

В герметичных камерах и боксах при закрытых проемах должно быть обеспечено разрежение не менее 200 Па [20 мм вод.ст.].

Скорость движения воздуха в периодически открываемых проемах боксов и камер должна быть не менее 1 м/с, временно допускается уменьшение скорости воздуха до 0,5 м/с при условии сохранения чистоты воздушной среды рабочих помещений в пределах ДКА.

Учреждения, где проводятся работы с радиоактивными веществами в открытом виде, должны иметь водопровод и канализацию. Система специальной канализации должна предусматривать дезактивацию сточных вод и, где это возможно, повторное использование их для технологических целей. Очистные сооружения располагаются в специальном помещении на территории учреждения. Приемники для слива радиоактивных отходов в системе специальной канализации должны быть изготовлены из коррозионно-стойких материалов или иметь легко дезактивируемые коррозионно-стойкие покрытия внутренних и наружных поверхностей.

Развитие атомной энергетики и широкое использование источников ионизирующих излучений в народном хозяйстве, технике, науке, медицине ведут к возрастанию количества радиоактивных отходов, которые должны быть переработаны и захоронены. Отметим, например, что при производстве на АЭС 1 ГВт·год электроэнергии образуется примерно 11 ЭБк радиоактивных отходов. Проблема переработки и захоронения отходов в общей проблеме радиационной безопасности имеет серьезное значение.

Жидкие отходы учреждения считаются радиоактивными, если содержание в них радиоактивных веществ превышает ДКБ для воды.

Твердые отходы считаются радиоактивными, если их удельная активность больше  $7,4 \cdot 10^4$  Бк/кг для  $\beta$ -излучателей, удельный керма эквивалент больше  $0,2 \text{ пГр} \cdot \text{м}^2 / (\text{с} \cdot \text{кг})$  [удельный гамма-эквивалент больше  $1 \cdot 10^{-7}$  г-экв. Ра/кг] для  $\gamma$ -излучателей; удельная активность боли

ше  $7,4 \cdot 10^3$  Бк/кг для  $\alpha$ -излучателей (для радионуклидов трансураниевых элементов больше 370 Бк/кг).

В хозяйственно-бытовую канализацию допускается сброс радиоактивных сточных вод с концентрацией, превышающей ДК<sub>Б</sub> для воды не более чем в 10 раз, если обеспечивается их десятикратное разбавление нерадиоактивными сточными водами в коллекторе данного учреждения, а суммарный сброс радиоактивных веществ в водоем не превысит установленного допустимого уровня. При малых количествах жидких отходов (менее 200 л), а также при невозможности их разбавления отходы собираются в специальные емкости для последующего удаления на пункт захоронения радиоактивных отходов (ПЗРО).

Запрещается удаление жидких радиоактивных отходов в пруды, озера и водохранилища, предназначенные для разведения рыбы и водоплавающей птицы, в ручьи и другие водоемы, вода из которых может попасть в указанные пруды, озера и водохранилища.

Радиоактивные загрязнения наружных поверхностей оборудования, инструмента, лабораторной посуды, аппаратуры, поверхностей рабочих помещений, где проводятся работы с применением радиоактивных веществ в открытом виде, а также в отделениях санитарных пропускников для хранения спецодежды не должно превышать установленных допустимых уровней загрязнения поверхностей. Загрязнение внутренних поверхностей камер, боксов и вытяжных шкафов, а также поверхностей размещенного в них оборудования не нормируется. При этом загрязненные предметы и поверхности не должны приводить к загрязнению воздуха рабочих помещений выше установленной допустимой концентрации, превышению допустимого уровня излучения на наружных поверхностях соответствующих защитных устройств, переоблучению рук работающих в вытяжных шкафах и перчаточных боксах.

#### **§ 7.4. Основы безопасности перевозки радиоактивных веществ**

Все расширяющееся использование различных источников ионизирующих излучений приводит к росту перевозок радиоактивных грузов. Так, в нашей стране за последние 30 лет число ежегодно перевозимых упаковок с радиоактивными нуклидами увеличилось почти в 20 раз.

Радиоактивные вещества транспортируются на условиях неопасных грузов, если их активность  $A$  меньше установленного предельно допустимого значения, которое изменяется для разных радионуклидов в диапазоне ( $3,7 \cdot 10^{-2} - 3,7 \cdot 10^2$ ) МБк. При этом на поверхности упаковок мощность эквивалентной дозы не должна быть выше 3 мкЗв/ч.

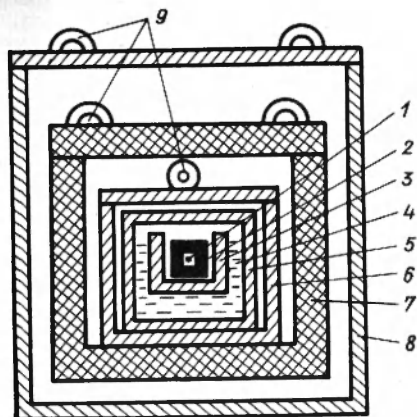


Рис. 7.3. Принципиальная схема упаковочного комплекта для перевозки радиоактивных веществ

Транспортирование радиоактивных грузов производится в *транспортных упаковочных комплектах* (рис. 7.3), который может состоять из нескольких элементов. Среди них выделяют: защитный контейнер 7 для ослабления ионизирующего излучения, испускаемого радиоактивным веществом 1; защитный вкладыш 6 – вспомогательное упаковочное средство для дополнительного ослабления ионизирующего излучения; загрузочный стакан 3 для удобства и безопасности загрузки и выгрузки первичной емкости 2 с радиоактивным веществом 1; вспомогательные упаковочные средства 4 – материалы для повышения сохранности первичной емкости и поглощения радиоактивных веществ в случае ее аварийного повреждения; герметизирующий сосуд 5, предотвращающий распространение радиоактивных веществ в окружающую среду; охранную тару 8, предотвращающую непосредственный контакт составных частей упаковочного комплекта с обслуживающим персоналом, транспортными средствами и другими объектами окружающей среды; грузоподъемные элементы 9 для подъема и переноса упаковочных комплектов при погрузочно-разгрузочных работах.

Кроме того, в упаковочных комплектах могут быть устройства для отвода тепла, сброса избыточного давления и др.

Выделяют три *вида упаковочных комплектов*: I – для перевозки источников  $\gamma$ -излучения и других видов излучения, испускаемых радиоактивными веществами, кроме нейтронного; II – для источников нейтронов и других видов излучений; III – для источников  $\alpha$ - и  $\beta$ -излучений. Упаковочные комплекты I вида для источников  $\gamma$ -излучения содержат противорадиационные устройства (защитный контейнер, защитный вкладыш) из свинца, чугуна, стали или других тяжелых материалов. В упаковочных комплектах II вида для защиты от нейтронного излучения применяют парафин или другие водородсодержащие вещества с добавлением бора или кадмия. Для упаковочных комплектов III вида используют, как правило, легкие материалы – алюминий и различные пластмассы, а также небольшие защитные вкладыши из свинца.

Таблица 7.2. Транспортные категории упаковок

Транспортная категория	Цвет этикетки транспортной категории	Предельно допустимая мощность эквивалентной дозы излучения, мЗв/ч	
		в любой точке на наружной поверхности упаковки	на расстоянии 1 м от любой точки поверхности упаковки
I	Белый	0,005	Не учитывается
II	Желтый	0,5	0,01
III	„	2,0	0,1
IV	„	10,0	0,5

По способности сохранять защитные и герметизирующие свойства при внешних воздействиях упаковочные комплекты для перевозки радиоактивных веществ делят на два основных типа – А и В.

Упаковочные комплекты типа А рассчитаны на нормальные условия транспортирования и должны выдерживать воздействия, встречающиеся в обычной практике перевозки радиоактивных веществ (падение с небольшой высоты, удар соседнего груза, сжатие, проливной дождь). Комплекты типа В должны выдерживать аварийные условия перевозки (имитируются испытаниями, моделирующими нормальные и аварийные условия) без изменения защитных свойств или с очень небольшим уменьшением эффективности систем герметизации и защиты от излучений.

Установлены четыре *транспортные категории радиационных упаковок* (табл. 7.2), которые определяются мощностью эквивалентной дозы в любой точке на наружной поверхности упаковок и на расстоянии 1 м от любой точки поверхности упаковок. При небольшом размере упаковок диаметром менее 58 см лимитирующим показателем обычно является мощность эквивалентной дозы на поверхности упаковок, при больших диаметрах ограничивающее значение имеет мощность дозы излучения на расстоянии 1 м от упаковки.

Если по мощности дозы на поверхности и на расстоянии 1 м от упаковки ее следует относить к разным транспортным категориям, то устанавливают наибольшую транспортную категорию.

На транспорте к категории А относят работников, которые постоянно заняты упаковкой, погрузкой, выгрузкой, перегрузкой, перевозкой и временным складированием радиоактивных веществ. К категории В на транспорте следует относить пассажиров и людей, профессия которых может потребовать эпизодического контакта с радиоактивными грузами. Это – экипажи пассажирских и грузовых самолетов, багажные раздатчики, водители автомашин общего пользования, ремонтники, ремонтирующие транспорт с радиационным грузом, приемщики грузов и другие работники автохозяйств, аэропортов, станций, реч-



ных и морских портов, которые по роду своей деятельности могут столкнуться с транспортированием радиоактивных веществ.

В процессе перевозки делящихся веществ должны соблюдаться все требования радиационной безопасности и дополнительно проводиться меры специальной ядерной безопасности, направленные на предотвращение возникновения состояния критичности (самопроизвольной цепной ядерной реакции и ядерного взрыва) транспортируемого вещества.

Маркировка радиационных грузов должна оповещать о характере груза и содержать необходимую информацию о нем. Грузоотправитель наклеивает на две противоположные стороны упаковки знаки опасности установленного образца.

### § 7.5. Средства индивидуальной защиты

При работе с радиоактивными веществами в открытом виде необходимо использовать *средства индивидуальной защиты*.

Средствами индивидуальной защиты (СИЗ) принято называть спецодежду, обувь, различные приборы и приспособления (респираторы, пневмокостюмы, противогазы), применяемые индивидуально и обеспечивающие защиту работающего от вредных факторов внешней среды. Используемые при работе с радиоактивными веществами средства индивидуальной защиты предохраняют человека от попадания радиоактивных веществ в органы дыхания, пищеварения и непосредственно на кожу.

Опасные и вредные производственные факторы приобретают особую роль при выполнении ремонтных и аварийных работ, когда происходит разгерметизация технологического оборудования.

СИЗ можно подразделить на следующие основные виды:

- 1) изолирующие костюмы – пневмокостюмы (рис. 7.4), гидроизолирующие костюмы;
- 2) средства защиты органов дыхания – противогазы, респираторы (рис. 7.5), пневмошлемы (рис. 7.6) и т.д.;
- 3) специальная одежда – комбинезоны, полуккомбинезоны, куртки, брюки, халаты, фартуки и т.д.;
- 4) специальная обувь – сапоги, ботинки, бахилы, следы и т.д.;
- 5) средства защиты рук – рукавицы, перчатки;
- 6) средства защиты глаз – защитные очки;
- 7) предохранительные приспособления – ручные захваты, манипуляторы и т.д.

Выбор средств индивидуальной защиты определяется условиями работы и радиационной обстановкой; характером и объемом выполняемых работ и уровнем загрязнения воздуха и рабочих поверхностей радиоактивными материалами. Например, при выполнении работ по дезактивации полов горячих лабораторий комплект СИЗ включает в себя комбинезон или костюм из отбеленной ткани, нательное белье, нос-

Рис. 7.4. Пневмокостюм типа ЛГ-4

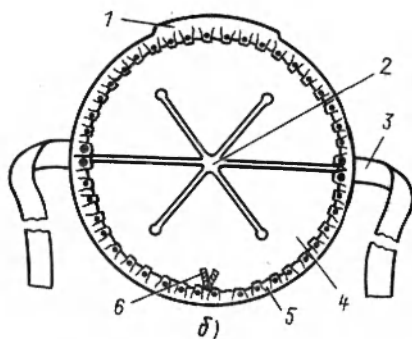
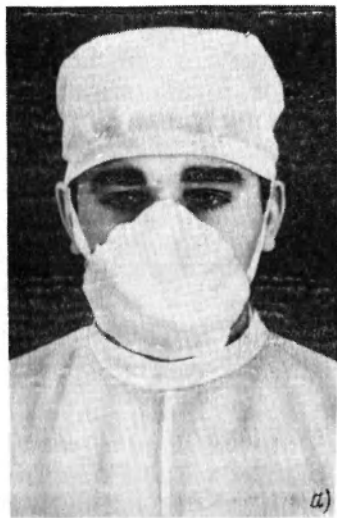


Рис. 7.5. Респиратор ШБ-1 "Лепесток":

*a* – общий вид; *b* – чертеж; 1 – тонкая алюминиевая пластинка для обжатия верхнего края респиратора по форме переносицы; 2 – полиэтиленовая фигурная литая распорка, предупреждающая прилегание фильтрующей части корпуса к лицу при вдохе; 3 – ленты из хлопчатобумажной тесьмы для дополнительного удержания респиратора на голове при резких движениях; 4 – фильтрующая часть корпуса; 5 – подогнутая периферическая кромка с затягивающим устройством; 6 – резиновый шнур



Рис. 7.6. Пневмошлем ЛИЗ-4

ки, спецобувь, респиратор "Лепесток-200", фартук, нарукавники, бахилы пластиковые или сапоги резиновые, перчатки резиновые, перчатки хлопчатобумажные.

Все лица, работающие и посещающие участки работы с открытыми источниками, должны быть обеспечены СИЗ в зависимости от вида и класса работ. При работах I класса и при отдельных работах II класса работающие должны быть обеспечены комбинезонами или костюмами, шапочками, спецбельем, носками, легкой обувью или ботинками, перчатками, бумажными полотенцами и носовыми платками разового пользования в зависимости от характера возможного радиоактивного загрязнения воздуха, а также средствами защиты органов дыхания. При работах II класса и при отдельных работах III класса работающие должны быть обеспечены халатами, шапочками, перчатками, легкой обувью и при необходимости средствами защиты органов дыхания.

При работах в условиях возможного загрязнения воздуха помещений радиоактивными аэрозольными веществами (работа с порошками, выпаривание радиоактивных растворов и т.п.) необходимо применять специальные фильтрующие или изолирующие средства защиты органов дыхания.

При работе, когда возможно загрязнение воздуха помещений радиоактивными газами или парами (ликвидация аварий, ремонтные работы и т.п.) или

когда применение фильтрующих средств не обеспечивает радиационной безопасности, необходимо применять изолирующие защитные средства (пневмокостюмы, пневмошлемы, в отдельных случаях — кислородные изолирующие приборы).

## § 7.6. Задачи службы радиационной безопасности

Работы с источниками ионизирующих излучений без четкой организации радиационного контроля создают опасность для работающих и для окружающей среды. Поэтому везде, где проводятся работы с радиоактивными веществами и источниками ионизирующих излучений, созданы службы радиационной безопасности.

Для выполнения работ служба радиационной безопасности, как правило, имеет в своем составе ряд групп (участков).

Цель службы радиационной безопасности — обеспечение безопасных условий работы, систематический контроль за уровнем радиации на установках, в лабораториях и рабочих зонах и наблюдение за радиационной обстановкой окружающей среды.

Основные задачи службы радиационной безопасности могут быть сформулированы следующим образом:

1) контроль за соблюдением норм радиационной безопасности и санитарных правил и инструкций по работе с источниками ионизирующих излучений на установках, в лабораториях, на рабочих местах и т.д., где проводятся работы с источниками излучений, организация проведения курсов для подготовки и повышения квалификации персонала в области радиационной безопасности, ежегодная проверка знаний по этим вопросам, обеспечение прохождения всеми сотрудниками медицинского обследования;

2) контроль с использованием стационарных и переносных средств за радиационной обстановкой на рабочих местах, в смежных помещениях, на территории учреждения. При этом осуществляется контроль внешних потоков излучения, содержания радиоактивных газов и аэрозолей в воздухе помещений, уровней загрязнения радиоактивными веществами рабочих поверхностей и оборудования, кожных покровов, одежды, и т.д., выбросов радиоактивных веществ в атмосферу, содержания их в жидких отходах, за сбором, удалением и обезвреживанием твердых и жидких отходов, за уровнем загрязнения радиоактивными веществами транспортных средств;

3) индивидуальный контроль облучения персонала. Для контроля за внешним облучением используются индивидуальные дозиметры, для контроля за поступлением и содержанием радиоактивных веществ в организме или в отдельных критических органах используются индивидуальные пробоотборники, измерение радиоактивности экскретов, выдыхаемого воздуха, счетчики излучения человека;

4) контроль за уровнем радиоактивного загрязнения объектов внешней среды за пределами учреждения осуществляется группой "внешней" дозиметрии;

5) проверка, калибровка и ремонт средств контроля радиационной обстановки;

6) принятие и разработка необходимых мер для предотвращения возникновения возможных аварийных ситуаций;

7) проведение научно-исследовательских работ (научно-методические разработки, расчеты, разработка средств радиационного контроля и т.д.).

Организованное и четкое выполнение службой радиационной безопасности своих задач является залогом безопасного использования источников ионизирующих излучений.

### **Задачи к гл. 7**

**Задача 7.1.** Какую максимальную эквивалентную дозу за время работы мог получить оператор, если его возраст 25 лет?

*Ответ:* 350 мЗв.

**Задача 7.2.** В цеху производятся дефектоскопические работы с использованием радионуклидного источника фотонов. Предъявляются ли в этом случае специальные требования к отделке помещений?

*Ответ:* Не предъявляются.

**Задача 7.3.** При проектировании нового терапевтического аппарата мощность эквивалентной дозы на расстоянии 1 м от поверхности блока аппарата составляет 6 нЗв/с. Удовлетворяет ли это требованиям радиационной безопасности?

*Ответ:* Удовлетворяет.

**Задача 7.4.** Следует ли предъявлять специальные меры защиты и требования к размещению установки с закрытым источником  $\gamma$ -излучения, если мощность эквивалентной дозы на расстоянии 1 м от доступных частей установки в рабочем положении и в положении хранения источника не превышает 1 мкЗв/ч?

*Ответ:* Не следует.

**Задача 7.5.** Радионуклидный источник имеет активность 1 ГБк. Может ли этот источник транспортироваться на условиях неопасных грузов?

*Ответ:* Не может.

**Задача 7.6.** Проводятся работы с открытым источником  $^{32}\text{P}$  активностью 3,7 МБк. Минимально значимая активность на рабочем месте для  $^{32}\text{P}$  равна 370 кБк. К какому классу относятся эти работы?

*Ответ:* К III классу.

**Задача 7.7.** На расстоянии 3 м от поверхности сферической радиационной упаковки с наружным радиусом 40 см с точечным изотропным источником нейтронов мощность эквивалентной дозы составляла 0,017 мЗв/ч. К какой транспортной категории принадлежит упаковка?

*Ответ:* К III категории.

**Задача 7.8.** Готовится к отправке упаковка с препаратом из  $^{60}\text{Co}$ . Измерения показали, что на поверхности упаковки мощность эквивалентной дозы 1,5 мЗв/ч, а на расстоянии 1 м от нее 0,2 мЗв/ч. К какой транспортной категории относится данная упаковка?

*Ответ:* К IV категории.

**Задача 7.9.** Оператор выполняет работы с закрытым точечным изотропным радионуклидным источником  $^{137}\text{Cs}$  активностью 1 ГБк за защитными экраном с использованием ручного захвата для дистанционного выполнения работ. Сколько часов за неделю оператор может выполнять эту работу, чтобы не превысить предельно допустимую дозу облучения рук оператора, если длина рукоятки управления равна 60 см.

*Ответ:* 26 ч.

**Задача 7.10.** Какой комплект средств индивидуальной защиты можно предложить при выполнении опасных технологических работ по фасовке отходов?

*Ответ:* Комбинезон или костюм из отбеленной ткани, нательное белье, носки, спецобувь, респиратор "Лепесток", пневмокостюм, бахилы пластиковые, перчатки резиновые, перчатки хлопчатобумажные.

## СПИСОК РЕКОМЕНДОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гусев Н.Г., Климанов В.А., Машкович В.П., Суворов А.П. Защита от ионизирующих излучений. Том I: Физические основы защиты от излучений/Под ред Н.Г. Гусева. – 3-е изд., перераб. и доп. Учебник для вузов. М.: Энергоатомиздат, 1989.
2. Иванов В.И. Курс дозиметрии. – 4-е изд., перераб. и доп. М.: Энергоатомиздат, 1988.
3. Иванов В.И., Машкович В.П. Сборник задач по дозиметрии и защите от ионизирующих излучений: Учебн. пособие для вузов. – 3-е изд., перераб. М.: Атомиздат, 1980.
4. Машкович В.П. Защита от ионизирующих излучений: Справочник. 3-е изд., перераб. и доп. М.: Энергоатомиздат, 1982.
5. Нормы радиационной безопасности НРБ-76/87 и Основные санитарные правила работы с радиоактивными веществами и другими источниками ионизирующих излучений ОСП-72/87. – 3-е изд., перераб. и доп. М.: Энергоатомиздат, 1988.
6. Ядерная энергетика, человек и окружающая среда/Н.С. Бабаев, В.Ф. Демин, Л.А. Ильин и др./Под ред. А.П. Александрова. – 2-е изд., перераб. и доп. М.: Энергоатомиздат, 1984.
7. Ковалев Е.Е. Радиационный риск на земле и в космосе. М.: Атомиздат, 1976.
8. Ярмоненко С.П. Радиобиология человека и животных. – 2-е изд. Учебник для вузов. М.: Высшая школа, 1984.
9. Радиация. Дозы, эффекты, риск: Пер. с англ. – М.: Мир, 1988.
10. Маргулис У.Я. Атомная энергия и радиационная безопасность. – 2-е изд., перераб. и доп. М.: Энергоатомиздат, 1988.
11. Романов В.П. Дозиметрист АЭС. М.: Энергоатомиздат, 1986.

## Предметный указатель

Указатель отражает весь текст учебного пособия. Ссылки к тексту даны на страницы, где приводятся те или иные термины, раскрываются существенные стороны их смысла. Алфавитное расположение материала в указателе — слово за словом.

- Активность радионуклида 11, 13  
известной массы 13  
линейная 11  
объемная 11  
поверхностная 11  
удельная 11
- Атомный номер вещества эффективный 122
- Беккерель 11
- Биологическое действие излучения 68
- Биологический эквивалент рада (бэр) 24
- Взаимодействие частиц с веществом 31
- Гамма-излучение 7
- Гамма-постоянная радионуклида 52–54
- Геометрия узкого пучка 29
- Геометрия широкого пучка 95
- Грей 15, 18
- Группы критических органов 84
- Группы радиационной опасности радионуклидов 157
- Джоуль 9
- Длина свободного пробега 30
- Доза ионизирующего излучения  
индивидуальная 26  
коллективная эквивалентная 26  
поглощенная 15  
эквивалентная 23  
экспозиционная 20  
эффективная эквивалентная 24, 25
- Дозиметр 146
- Допустимые уровни облучения 84, 86
- Единицы физических величин 8–9
- Зависимость чувствительности дозиметров от энергии 124
- Задачи службы радиационной безопасности 167
- Закон ослабления излучения в геометрии пучка  
узкого 29  
широкого 95
- Закон радиоактивного распада 12–13
- Зиверт 23
- Зона наблюдения 153
- Излучение ионизирующее 7  
вторичное 7, 38  
корпускулярное 7  
косвенно 7  
моноэнергетическое 7  
немоноэнергетическое 7  
непосредственно 7  
рентгеновское 7  
смешанное 7  
тормозное 7  
флуоресцентное 7  
фотонное 7  
характеристическое 7
- Интенсивность ионизирующего излучения 14
- Источник излучения 8  
классификация 43–46  
нейтронов 57  
деления и синтеза ядер 62, 64  
на основе ускорителей заряженных частиц 61  
радионуклидные 57  
по реакции ( $\alpha, n$ ) 57  
спонтанного деления 59  
ядерного и термоядерного взрыва 65
- Категория облучаемых лиц 83, 84
- Керма 17  
тканевая на единичный флюенс 17



- Керма-постоянная радионуклида 50–52  
 Керма-эквивалент 55  
 Классификация защит 91  
 Комптон-эффект 34  
 Концепция польза–затраты 82  
 Концепция приемлемого риска 72  
 Коэффициент  
     качества излучения 22  
     ослабления фотонов 36  
     массовый 29  
     линейный 29  
     передачи энергии фотонов 37  
     поглощения энергии фотонов 38  
 Кривая термовысвечивания 140  
 Критический орган 84  
 Кулон на килограмм 20  
 Кюри 11  
  
 Лучевая болезнь человека 70  
  
 Масса радионуклида известной активности 13  
 Международная система единиц (СИ) 8  
 Метод  
     длин релаксации 105  
     конкурирующих линий 105  
     расчета защиты по слоям ослабления 104  
 Миллиграмм-эквивалент радия 56  
 Мощность дозы  
     коллективной эквивалентной 26  
     поглощенной 26  
     эквивалентной 26  
     экспозиционной 26  
     эффективность эквивалентной 26  
 Мощность кермы 26  
  
 Назначение прибора 146  
 Нейтроны  
     классификация по энергии 39  
 Номограммы расчета водной защиты от нейтронов ( $\alpha, n$ )/источников 109  
 Нормы радиационной безопасности 83  
 Нуклид 8  
  
 Ограниченная часть населения 83  
 Основные дозовые пределы 84  
 Основные принципы радиационной безопасности 81  
 Относительная биологическая эффективность излучения 22  
  
 Период полураспада радионуклида 13  
  
 Персонал 83  
 Плотность потока частиц 14  
     энергии частиц 14  
 Плотность почернения оптическая 14  
 Поле излучения ионизирующего 8  
 Поправка на барьерность 100  
 Постоянная распада 13  
 Потери энергии электронов 32  
 Предел дозы 84  
 Предельно допустимая доза 84  
 Принципы нормирования 80  
 Пробег частицы в веществе 112–11
- Работа с источниками закрытыми 153  
     классы работ 157  
     открытыми 157  
 Рад 15, 18  
 Радиационный эффект облучения 69, 70  
     генетический 69  
     нестохастический 70  
     соматический 69  
     стохастический 70  
 Радиевый гамма-эквивалент 55  
 Радиоактивность 8  
 Радиоактивный распад 11  
 Радиометр 146  
 Радионуклид 8  
 Радиотермолюминесценция 139  
 Радиофотолуминесценция 138  
 Разрешающая способность 131  
 Рентген 20  
 Риск вредного воздействия излучения 24, 72  
     приемлемый 72, 76  
  
 Санитарно-защитная зона 153  
 Сечения взаимодействия  
     макроскопические 30  
     массовые 30  
     микроскопические 30  
     парциальные 30  
     полные 30  
 Сечения выведения для сред  
     гетерогенных 107  
     гомогенных 108  
 Слои ослабления 104  
     десятичного 104  
     половинного 104  
 Соотношение Брэгга–Грея 123  
 Соотношения между единицами СИ и внесистемными 10  
 Спектрометр 146

- Средняя энергия ионообразования 21
- Средства индивидуальной защиты 164
- Схема распада 11, 12
- Сцинтиллятор
  - неорганический 135
  - органический 135
- Счетная характеристика 131
- Счетчик
  - газоразрядный 128
  - пропорциональный 129
  
- Таблицы универсальные для расчета защиты от фотонов 103
- Гок насыщения 126
- Транспортирование радиоактивных грузов 161
- Транспортные категории радиоактивных упаковок 163
- Транспортный упаковочный комплект 162
  
- Факторы накопления фотонов 95
  - для гетерогенных сред 101
  - для гомогенных сред 96
  - поправочные коэффициенты на барьерность 100
  - типы 96
  
- Формы представления 99
- Фильтры выравнивающие, отсекающие 54
- Флюенс
  - частиц 13
  - энергии частиц 14
- Фон
  - естественный 76
  - искусственный 79
  - техногенный 78
  
- Частица ионизирующая 7
- Человеко-бэр 26
- Человеко-зиверт 26
  
- Электрон-вольт 9
- Электронное равновесие 121
- Энергетические эквиваленты
  - кулона на килограмм 21
  - рентгена 21
- Энергия
  - переданная 16
  - фотона после комптоновского рассеяния 34
  - эффективная 115
- Эффект образования пар 33, 36

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие . . . . .	3
<i>Глава 1. Физические величины и их единицы в области радиационной безопасности . . . . .</i>	<i>7</i>
1.1. Основные понятия . . . . .	7
1.2. Международная система единиц . . . . .	8
1.3. Активность радионуклида . . . . .	11
1.4. Характеристики поля излучения . . . . .	13
1.5. Дозовые характеристики поля излучения . . . . .	15
Задачи к гл. 1 . . . . .	27
<i>Глава 2. Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом . . . . .</i>	<i>28</i>
2.1. Закон ослабления излучений в геометрии узкого пучка . . . . .	28
2.2. Взаимодействие заряженных частиц с веществом . . . . .	31
2.3. Взаимодействие фотонов с веществом . . . . .	33
2.4. Взаимодействие нейтронов с веществом . . . . .	39
Задачи к гл. 2 . . . . .	41
<i>Глава 3. Радиационные характеристики источников ионизирующих излучений . . . . .</i>	<i>43</i>
3.1. Классификация источников излучения . . . . .	43
3.2. Формулы для расчета поля $\gamma$ -излучения точечного изотропного радионуклида . . . . .	46
3.3. Керма-постоянная радионуклидного источника . . . . .	50
3.4. Керма-эквивалент радионуклидного источника . . . . .	55
3.5. Характеристики источников нейтронов . . . . .	57
Задачи к гл. 3 . . . . .	65
<i>Глава 4. Биологическое действие и предельно допустимые уровни ионизирующих излучений . . . . .</i>	<i>67</i>
4.1. Биологическое действие ионизирующих излучений . . . . .	67
4.2. Концепция приемлемого риска . . . . .	72
4.3. Фоновое облучение человека . . . . .	76
4.4. Принципы нормирования радиационного облучения . . . . .	80
4.5. Нормы радиационной безопасности . . . . .	83
Задачи к гл. 4 . . . . .	89
<i>Глава 5. Защита от ионизирующих излучений . . . . .</i>	<i>90</i>
5.1. Классификация защит . . . . .	90
5.2. Методы расчета защиты от излучений . . . . .	92
5.3. Геометрия широкого пучка . . . . .	95
5.4. Защита от фотонного излучения . . . . .	96
5.5. Защита от нейтронов . . . . .	105
5.6. Защита от $\alpha$ - и $\beta$ -излучений . . . . .	111
5.7. Защита от тормозного излучения электронов и $\beta$ -частиц . . . . .	114
5.8. Защита от протяженных источников . . . . .	116
Задачи к гл. 5 . . . . .	119

Глава 6. Методы контроля радиационной обстановки . . . . .	121
§ 6.1. Физические основы регистрации и дозиметрии ионизирующих излучений . . . . .	121
§ 6.2. Ионизационный метод регистрации и дозиметрии . . . . .	125
§ 6.3. Регистрация ионизирующих излучений полупроводниковыми детекторами . . . . .	132
§ 6.4. Сцинтилляционный метод дозиметрии . . . . .	134
§ 6.5. Люминесцентные методы дозиметрии . . . . .	138
§ 6.6. Фотографический метод дозиметрии . . . . .	141
§ 6.7. Приборы для радиационного контроля . . . . .	143
Задачи к гл. 6 . . . . .	149
Глава 7. Организация работ с источниками ионизирующих излучений . . . . .	151
§ 7.1. Общие положения . . . . .	151
§ 7.2. Работа с закрытыми источниками излучения . . . . .	153
§ 7.3. Работа с радиоактивными веществами в открытом виде . . . . .	157
§ 7.4. Основы безопасности перевозки радиоактивных веществ . . . . .	161
§ 7.5. Средства индивидуальной защиты . . . . .	164
§ 7.6. Задачи службы радиационной безопасности . . . . .	167
Задачи к гл. 7. . . . .	168
Список рекомендуемой литературы . . . . .	170
Предметный указатель . . . . .	171

Учебное пособие

**Машкович** Вадим Павлович  
**Панченко** Александр Михайлович

**ОСНОВЫ РАДИАЦИОННОЙ БЕЗОПАСНОСТИ**

Зав. редакцией *В.К. Мелешко*  
Редактор *Т.А. Солдатенкова*  
Художественный редактор *Б.Н. Тумин*  
Технический редактор *Т.Н. Тюрина*  
Корректор *Л.А. Гладкова*  
ИБ 1738

Набор выполнен в издательстве. Подписано в печать с оригинала-макета 10.08.90.  
Формат 60 x 88 1/16. Бумага офсетная № 2. Печать офсетная. Усл. печ. л. 10,78.  
Усл. кр.-отт. 11,14. Уч.-изд. л. 11,47. Тираж 10 000 экз. Заказ 6070. Цена 40 коп.

Энергоатомиздат, 113114, Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10.

Отпечатано в ордена Октябрьской Революции и ордена Трудового Красного Знамени МПО "Первая Образцовая типография" Государственного комитета СССР по печати. 113054, Москва, Валуевая ул., 28.