МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РЕСПУБЛИКИ КАЗАХСТАН

Казахский национальный технический университет
имени К. И. Сатпаева

М. Жараспаев

ОСНОВЫ РАДИАЦИОННОЙ БЕЗОПАСНОСТИ

Учебное пособие для специальности «Безопасность жизнедеятельности и защита окружающей среды»

Рекомендовано Научно-методическим советом университета
в качестве учебного пособия

Алматы 2016

УДК 539.1.04 (075.8)
ББК 22.383 я73
Ж 34

Рецензенты:
Хакимжанов Т.Е., д-р техн. наук, профессор АУЭС
Тажигулов Б.К. канд. техн. наук, профессор МОК (КазГАСА)
Муканов А.К. д-р техн. наук, профессор КазНТУ

Печатается по плану издания Министерства образования и науки Республики Казахстан на 2016 г.

Жараспаев М.
Ж 34 Основы радиационной безопасности: Учеб.пособие./ *М. Жараспаев*. – Алматы: КазНИТУ, 2016. – 134 с.:Ил. 33. Табл. 10. Библиогр. – 18 назв.

ISBN 978–601–228–937–4

В учебном пособии рассматриваются следующие основные вопросы радиационной безопасности. Физические основы радиоактивности, взаимодействия излучения с веществами, биологическое действие излучения, методы регистрации частиц и дозиметрия, источники радиации и защита от ионизирующих излучений.

Учебное пособие предназначено студентам технических учебных заведений специальности «Безопасность жизнедеятельности и защита окружающей среды», а также инженерам и техническим работникам, работающим в области ядерно-технического направления.

УДК 539.1.04 (075.8)
ББК 22.383 я73

ISBN 978–601–228–937–4

© Жараспаев М., 2016
© КазНИТУ, 2016

ВВЕДЕНИЕ

Атомная энергетика основана на управлении процессом деления ядер тяжёлых радиоактивных элементов, при котором выделение тепла в десятки тысяч раз больше, чем при обычных химических реакциях, а количество загрязняющих природу токсичных отходов на единицу энергии гораздо ниже, чем при сжигании органического топлива. Однако, в процессах ядерного топливного цикла, как и во всей человеческой деятельности, образуются различные неиспользуемые отходы. Основную опасность для живых организмов представляет радиоактивность этих отходов.

Отходы деятельности ядерного топливного цикла образуются уже на стадии добычи и первичного обогащения урановых руд. Они обладают невысокой активностью и представлены только естественными радионуклидами. Действие их распространяется только на первые сотни метров от отвалов горных пород (при переносе радиоактивной пыли с ветром и при возможном попадании их в грунтовые воды).

Любой постулируемый риск от низких доз облучения должен сравниваться с известным риском от токсического загрязнения, вызванного другими условиями производства энергии. Работа на предприятиях ядерного топливного цикла или проживание вблизи них с учётом химических токсикантов в сотни раз более опасны, чем работа или проживание вблизи предприятий ядерного топливного цикла.

Значимый риск проявляется лишь у персонала, непосредственно работающего с ионизирующим излучением, но он всё-таки ниже, чем у работников многих массовых профессий – моряков, шахтёров, водителей и т.п.

Атомная энергетика при нормальной эксплуатации не представляет опасности для обитателей как вблизи станции, так и регионально, и глобально. Для поддержания цепной реакции требуется малое количество топлива, что важно и для рудников,

и для размещения радиоактивных отходов, и снятия с эксплуатации. Значительная опасность возникает только при потенциально возможной непредусмотренной аварии.

Кроме того возникает опасность при выщелачивания урана, с использованием серной кислоты. Рассчитаны материальные балансы процессов сорбции, десорбции, осаждения и прокаливание уранового концентрата.

Возникает проблемы касающиеся технологии переработки продуктивных растворов, охрана труда, охрана окружающей среды и экономические показатели рудника при добыче урана методом скважинного выщелачивания.

Для обеспечения радиационной безопасности используются следующие принципы; нормирования, обоснования и оптимизации. Кроме того для обеспечения безопасности человека проводиться комплекс мер правового, организационного, инженерно-технического, санитарно-гигиенического, профилактического, воспитательного, общеобразовательного и информационного характера, а так же мониторинг на всей территории республики.

1. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАДИОАКТИВНОСТИ

1.1. Модели атома и электромагнитное излучение

В 1897 г. английский физик Дж. Дж. Томсон предложил модель атома, состоящую из положительно заряженной сферы, в которую вкраплены электроны. Эта модель атома получила среди ученых прозвище "сливовый пудинг", хотя не менее похожа и на булочку с изюмом (где "изюминки" – это электроны), или на "арбуз" с "семечками". Однако данная модель оказалось не состоятельной, так как не могла объяснить экспериментальные данные спектральных линий. Согласно модели Томсона электрон должен испускать все возможные частоты, которые являются результатом колебания электрона в положительно заряженной среде.

В 1910 г. английский физик Эрнст Резерфорд вместе со своими учениками провел эксперимент, который дал поразительные результаты, необъяснимые с точки зрения модели Томсона. В то время уже была открыта радиоактивность, о которой в наше время знают и имеют представления о ее последствиях все люди на земле. Известно, они способны испускать не только лучи высокой энергии, но и частицы высокой энергии, которые способны проникать сквозь толстые слои предметов.

В опыте Резерфорда пучок альфа-частиц направлялся на тонкую золотую фольгу, а затем становился видимым на специальном экране со светящимся покрытием.

Обнаружилось, что не весь пучок альфа-частиц проходит фольгу насквозь. Некоторые альфа-частицы меняют направление весьма значительно и даже отражаются от тонкого листа золотой фольги, как снаряд от брони! Это могло означать только одно: атомы золота не сплошные, а состоят из "разреженных" пустот, сквозь которые альфа-частицы проходят беспрепятственно и очень плотных областей, от которых альфа-частицы отскакивают, как мячик.

Резерфорд предположил, что атом золота состоит из плотного, положительно заряженного ядра, в котором сосредоточена практически вся масса атома, и окружающих это

ядро электронов. Электроны вращаются вокруг ядра по круговым орбитам, при этом на электроны действует центробежная сила, которая в точности уравновешивается электростатическим притяжением электрона к ядру. Альфа-частицы относительно легко проходят сквозь "разреженную" область, занимаемую электронами и отражаются (или отклоняются в сторону) при столкновении с плотным ядром атома. По соотношению отклоненных и не отклоненных альфа-частиц удалось рассчитать, что размеры ядра атома золота примерно в 100 000 раз меньше внешних границ атома, которыми он соприкасается с другими атомами!

Модель Резерфорда объясняла результаты эксперимента с альфа-частицами, но возник ряд вопросов, который требовалось объяснить. Например, почему при движении заряженного электрона около заряженного ядра не выделяется энергия? Как атомы "прикрепляются" друг к другу? Почему электроны не падают на ядро? Каким образом физические тела, состоящие из атомов, при нагревании испускают свет?

Эти вопросы частично прояснились моделью, предложенной датским физиком Н. Бором. Модель Бора отличается от модели Резерфорда тем, что электроны располагались вокруг ядра на строго определенных, постоянных орбитах. Эта модель напоминает устройство солнечной системы, где электроны вращаются вокруг ядра так же, как планеты вокруг Солнца.

Когда вещество нагревают, электроны поглощают энергию и переходят на более удаленные от ядра постоянные орбиты, а затем возвращаются на прежнее место, выделяя энергию строго отмеренными "порциями." Такая “порция” энергии в точности равна разнице между энергиями электрона на более высокой и менее высокой орбитах.

Первый постулат Бора гласит: атомная система может находиться только в особых стационарных или квантовых состояниях, каждому из которых соответствует определенная энергия E_n. В стационарных состояниях атом не излучает и не поглощает. Однако этот постулат находится в явном противоречии с классической механикой и электродинамикой, согласно которой энергия движущегося электрона может быть любой и допускает возможность ускоренного движения

электронов без излучения электромагнитных волн. Согласно первому постулату Бора, атом характеризуется системой энергетических уровней, каждый из которых соответствует определенному стационарному состоянию. Состояние с энергией E_1 называется основным состоянием атома.

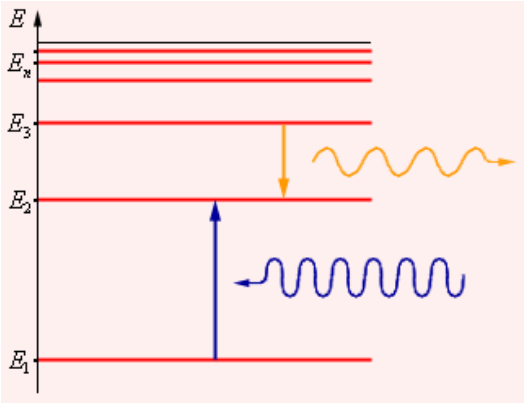


Рис. 1.1. Излучение и поглощение E_n энергии

Второй постулат Бора (правило частот) формулируется следующим образом: при переходе атома из одного стационарного состояния с энергией E_n в другое стационарное состояние с энергией E_m излучается или поглощается квант, энергия которого равна разности энергий стационарных состояний:

$$h\nu_{nm}=E_n-E_m,$$

где h – постоянная Планка.

Отсюда можно выразить частоту излучения

$$\nu_{nm}=\frac{E_n-E_m}{h}.$$

Второй постулат Бора также противоречит электродинамике Максвелла, т. к. частота излучения определяется только изменением энергии атома и никак не

зависит от характера движения электрона. Электромагнитные излучения обусловлены переходом электронов из одного стационарного состояния в другое. Кроме того, эксперименты Резерфорда показали, что атом является сложной структурой, имеющий сгусток массы, который был назван ядром атома.

1.2. Состав и характеристика атомного ядра

Ядра атомов состоят из двух видов элементарных частиц – протонов и нейтронов. Эти частицы носят название нуклонов.

Протон (p) есть не что иное, как ядро атома водорода. Он обладает зарядом $+e$ и массой

$$m_p = 938{,}2 \text{ Мэв}. \qquad (1.1)$$

Для сравнения укажем, что масса электрона, выраженная в единицах энергии, составляет

$$m_e = 0{,}511 \text{Мэв}. \qquad (1.2)$$

Из сопоставления (1.1) и (1.2) следует, что $m_p = 1836 m_e$.

Протон имеет спин, равный половине ($s = {}^1/_2$), и собственный магнитный момент

$$\mu_p = +2{,}79\,\mu_0 ,$$

где
$$\mu_0 = \frac{e\hbar}{2m_p c} = 5{,}05 \cdot 10^{-24} \quad эрг/гаусс , \qquad (1.3)$$

μ_0 – единица магнитного момента» называемая ядерным магнетоном. Из сравнения с (1.3) вытекает, что μ_0 в 1836 раз меньше магнетона Бора μ_B. Следовательно, собственный магнитный момент протона примерно в 660 раз меньше, чем магнитный момент электрона.

Нейтроном (n) называется нейтральная частица с массой чуть больше массы протона. Разность масс нейтрона и протона $m_n - m_p$ составляет 1,3 Мэв, т. е. 2,5 m_e.

$$m_n = 939{,}5 \text{ Мэв}. \qquad (1.4)$$

Нейтрон обладает спином, равным половине ($s=1/2$), и (несмотря на отсутствие электрического заряда) собственным магнитным моментом $\mu_n = -1{,}91\ \mu_0$ (знак минус указывает на то, что направления собственных механического и магнитного моментов противоположны).

В свободном состоянии нейтрон нестабилен (радиоактивен) – он самопроизвольно распадается, превращаясь в протон и испуская электрон (e^-) и еще одну частицу, называемую антинейтрино ($\tilde{\nu}$). Период полураспада равен –12 мин. Схему распада можно записать следующим образом:

$$n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}\,. \qquad (1.5)$$

Масса покоя антинейтрино равна нулю. Масса нейтрона превышает суммарную массу частиц, фигурирующих в правой части уравнения (1.5), на 1,5 m_e, т. е. на 0,77 Мэв. Эта энергия выделяется при распаде нейтрона в виде кинетической энергии образующихся частиц.

Атомное ядро характеризуется числом протонов и массовым числом. Количество протонов Z, входящих в состав ядра, определяет его заряд, который равен $+Ze$. Число Z называется «атомным номером» (порядковый номер в периодической таблице Менделеева) или зарядовым числом ядра.

Число нуклонов A (т. е. суммарное число протонов и нейтронов) в ядре называется массовым числом ядра. Число нейтронов в ядре равно $N = A - Z$.

Для обозначения ядер применяется символ ${}_zX^A$, где под X подразумевается химический символ данного элемента. Справа вверху ставится массовое число, слева внизу – атомный номер (последний значок часто опускают).

Большинство химических элементов имеет по нескольку разновидностей – изотопов, отличающихся значениями массового числа A. Так, например, водород имеет три изотопа:

${}_1H^1$ – обычный водород, или протий (Z=1, N=0);

${}_1H^2$ – тяжелый водород, или дейтерий (Z=1, N=1);

${}_1H^3$ – тритий (Z=1, N=2).

У кислорода имеется три стабильных изотопа: ${}_8O^{16}$, ${}_8O^{17}$, ${}_8O^{18}$, у олова – десять, и т. д.

Изотопы представляют собой ядра с одинаковым числом протонов *Z*. Ядра с одинаковым массовым числом *A* называются изобарами. В качестве примера можно привести $_{18}Ar^{40}$ и $_{20}Ca^{40}$. Ядра с одинаковым числом нейтронов $N=A-Z$ носят название изотонов ($_6C^{13}$, $_7N^{14}$). Наконец, существуют радиоактивные ядра с одинаковыми *Z* и *A,* отличающиеся периодом полураспада. Они называются изомерами. Например, имеется два изомера ядра $_{35}Br^{80}$, у одного из них период полураспада равен 18 мин, у другого – 4,4 часа.

Радиус ядра довольно точно определяется формулой:

$$r = 1{,}2 \cdot 10^{-13} A^{1/3} \text{ см} = 1{,}2A^{1/3} \text{Ферми} \qquad (1.6)$$

Ферми – название применяемой в ядерной физике единицы длины, равной 10^{-13} см). Из соотношения (1.6) следует, что объем ядра пропорционален числу нуклонов в ядре.

В настоящее время известно около 1500 ядер, различающихся *Z*, либо *A*, либо и тем и другим. Около $^1/_4$ этих ядер устойчивы, остальные радиоактивны. Многие ядра (были получены искусственным путем с помощью ядерных реакций).

В природе встречаются элементы с *Z* от 1 до 92, исключая технеций (Tc, *Z*=43) и прометий (Pm, *Z*=61). Плутоний (Pu, *Z*=94) после получения его искусственным путем был обнаружен в ничтожных количествах в природном минерале – смоляной обманке. Остальные трансурановые (т. е. зауарановые) элементы (с *Z* от 93 до 104) были получены только искусственным путем.

Для устойчивых ядер характерно определенное отношение числа нейтронов *N* к числу протонов *Z*. У легких ядер это отношение близко к единице. По мере увеличения числа нуклонов в ядре *N*/*Z* растет, достигая для урана значения 1,6. Спины нуклонов складываются в результирующий спин ядра. Спин нуклона равен $^1/_2$. Поэтому согласно квантовым законам сложения моментов квантовое число спина ядра I будет полуцелым при нечетном числе нуклонов *A* и целым или нулем – при четном *A*. Спины ядер не превышают нескольких единиц. Это указывает на то, что спины большинства нуклонов в ядре

взаимно компенсируют друг друга, располагаясь антипараллельно. У всех четно-четных ядер (т. е. ядер с четным числом протонов и четным числом нейтронов) спин равен нулю.

1.3. Энергия связи ядра

Масса ядра $m_я$ всегда меньше суммы масс, входящих в него частиц. Это обусловлено тем, что при объединении нуклонов в ядро выделяется энергия связи нуклонов друг с другом. Энергия связи $E_{св}$ равна той работе, которую нужно совершить, чтобы разделить образующие ядро нуклоны, и удалить их друг от друга на такие расстояния, при которых они практически не взаимодействуют друг с другом. Таким образом, энергия ядра меньше энергии системы невзаимодействующих нуклонов на величину, равную $E_{св}$. Согласно закону взаимосвязи массы и энергии уменьшение энергии тела на ΔE должно сопровождаться эквивалентным уменьшением массы тела на $\Delta m = \Delta E/c^2$. Следовательно, энергия связи нуклонов в ядре равна

$$E_{св} = c^2\{[Zm_p + (A-Z)m_n] - m_я\}. \qquad (1.7)$$

Это соотношение практически не нарушится, если заменить массу протона m_p массой атома водорода $m_н$, а массу ядра $m_я$ – массой атома m_a. Действительно, если пренебречь сравнительно ничтожной энергией связи электронов с ядрами, указанная замена будет означать добавление к уменьшаемому и вычитаемому выражения, стоящего в фигурных скобках, одинаковой величины, равной Zm_e. Итак, выражению (1.7) можно придать вид

$$E_{св} = c^2\{[Zm_H + (A-Z)m_n] - m_a\}. \qquad (1.8)$$

Последнее соотношение удобнее, чем (1.7), потому что в таблицах даются обычно не массы ядер, а массы атомов.

Найдем энергию связи нуклонов в ядре гелия ${}_2He^4$, в состав: которого входят два протона (Z=2) и два нейтрона (A–Z=2). Масса атома ${}_2He^4$ равна 4,00388 а. е. м., чему соответствует 3728,0 Мэв. Масса атома водорода ${}_1H^1$ равна 1,00815 а. е. м.

(938,2 Мэв по формуле (1.1)). Масса нейтрона равна значению (1.4). Подставляя эти величины в формулу (1.8), получим $E_{св}$=[2⊙938,7 + 2⊙939,5] – 3728,0=28,4 Мэв.

Для решения задач формулу(1.8) удобно использовать в следующей эаписи:

$$E_{ñâ} = 931\{[Zm_H + (A-Z)m_n] - m_a\}.$$

В расчете на один нуклон энергия связи ядра гелия составляет 7,1 Мэв. Для сравнения укажем, что энергия связи валентных электронов в атомах имеет величину в 10^6 раз меньшую (порядка 10 эв). Для других ядер удельная энергия связи, т. е. энергия связи, приходящаяся на один нуклон ($E_{св}/A$), имеет примерно такую же величину, как у гелия. На рис. 1.2 изображен график, показывающий зависимость $E_{св}/A$ от массового числа A. Сильнее всего связаны нуклоны в ядрах с массовыми числами порядка 50–60 (т. е. для элементов от Cr до Zn).

Энергия связи для этих ядер достигает 8,7 Мэв/нуклон. С ростом A удельная энергия связи постепенно уменьшается; для самого тяжелого природного элемента – урана она составляет 7,5 Мэв/нуклон.

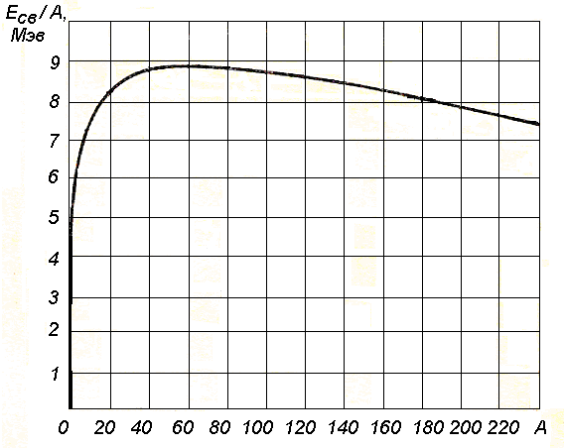


Рис. 1.2. Зависимость удельной энергии связи от массового числа (A)

Такая зависимость удельной энергии связи от массового числа делает энергетически возможными два процесса: 1) деление тяжелых ядер на несколько более легких ядер и 2) слияние (синтез) легких ядер в одно ядро. Оба процесса должны сопровождаться выделением большого количества энергии. Так, например, деление одного ядра с массовым числом A=240 (удельная энергия связи равна 7,5 Мэв) на два ядра с массовыми числами A=120 (удельная энергия связи равна 8,5 Мэв) привело бы к высвобождению энергии в 240 Мэв. Слияние двух ядер тяжелого водорода ${}_1H^2$ в ядро гелия ${}_2He^4$ привело бы к выделению энергии, равной ~ 24 Мэв. Для сравнения укажем, что при соединении одного атома углерода с двумя атомами кислорода (сгорание угля, до CO_2) выделяется энергия, равная ~ 5 эв.

В связи с тем, что ядра с A ~ 50–60 являются энергетически наиболее выгодными, возникает вопрос: почему ядра с иными значениями A оказываются стабильными? Ответ заключается в следующем. Для того чтобы разделиться на несколько частей тяжелое ядро должно пройти через ряд промежуточных состояний, энергия которых превышает энергию основного состояния ядра. Следовательно, для процесса деления ядру требуется дополнительная энергия (энергия активации), которая затем возвращается обратно, приплюсовываясь к энергии, выделяющейся при делении за счет изменения энергии связи. В обычных условиях ядру негде взять энергию активации, вследствие чего тяжелые ядра не претерпевают спонтанного деления. Энергия активации может быть сообщена тяжелому ядру захваченным им дополнительным нейтроном. Процесс деления ядер урана или плутония под действием захватываемых ядрами нейтронов лежит в основе действия ядерных реакторов и обычной атомной бомбы.

Что касается легких ядер, то для слияния их в одно ядро они должны подойти друг к другу на весьма близкое расстояние (~10^{-13} см). Такому сближению ядер препятствует кулоновское отталкивание между ними. Для того чтобы преодолеть это отталкивание, ядра должны двигаться с огромными скоростями, соответствующими температурами порядка нескольких сот миллионов градусов. По этой причине процесс синтеза легких ядер называется термоядерной реакцией. Термоядерные реакции

протекают в недрах Солнца и звезд. В земных условиях были осуществлены неуправляемые термоядерные реакции при взрывах водородных бомб.

1.4. Природа ядерных сил

Огромная энергия связи нуклонов в ядре свидетельствует о том, что между нуклонами имеется очень интенсивное взаимодействие. Это взаимодействие носит характер притяжения. Оно удерживает нуклоны на расстояниях – 10^{-13} см друг от друга, несмотря на сильное электростатическое отталкивание между протонами. Ядерное взаимодействие между нуклонами получило название сильного взаимодействия. Его можно описать с помощью поля ядерных сил. Перечислим отличительные особенности этих сил:

1. Ядерные силы являются короткодействующими – при расстояниях между нуклонами, превышающих примерно $2 \odot 10^{-13}$ см, действие их уже не обнаруживается. На расстояниях, меньших $1 \odot 10^{-13}$ см, притяжение нуклонов заменяется отталкиванием.

2. Сильное взаимодействие не зависит от заряда нуклонов. Ядерные силы, действующие между двумя протонами, протоном и нейтроном и двумя нейтронами, одинаковы по величине. Это свойство называется зарядовой независимостью ядерных сил.

3. Ядерные силы зависят от взаимной ориентации спинов взаимодействующих нуклонов. Так, например, нейтрон и протон удерживаются вместе, образуя дейтон, только в том случае, когда их спины параллельны друг другу.

4. Ядерные силы обладают свойством насыщения (это означает, что каждый нуклон в ядре взаимодействует с ограниченным числом нуклонов). Это свойство вытекает из того факта, что энергия связи, приходящаяся на один нуклон, примерно одинакова для всех ядер, начиная с ${}_2He^4$. Кроме того, на насыщение ядерных сил указывает также пропорциональность объема ядра числу образующих его нуклонов, как это видно из формулы 1.6. По современным представлениям сильное взаимодействие обусловлено тем, что

нуклоны виртуально обмениваются частицами, получившими название мезонов. Для того чтобы уяснить сущность этого процесса, рассмотрим прежде, как выглядит кулоновское взаимодействие с точки зрения квантовой электродинамики.

Взаимодействие между заряженными частицами осуществляется через электромагнитное поле. Мы знаем, что это поле может быть представлено как совокупность квантов энергии – фотонов. Согласно представлениям квантовой электродинамики процесс взаимодействия между двумя заряженными частицами, например электронами, заключается в обмене фотонами. Каждая частица создает вокруг себя поле, непрерывно испуская и поглощая фотоны. Действие поля на другую частицу проявляется в результате поглощения ею одного из фотонов, испущенных первой частицей. Такое описание взаимодействия нельзя понимать буквально. Фотоны, посредством которых осуществляется взаимодействие, являются не обычными реальными фотонами, а виртуальными. В квантовой механике виртуальными называются частицы, которые не могут быть обнаружены за время их существования. В этом смысле виртуальные частицы можно назвать воображаемыми. Чтобы лучше понять смысл термина «виртуальный», рассмотрим покоящийся электрон. Процесс создания им в окружающем пространстве поля можно представить уравнением

$$e^- \overrightarrow{\leftarrow} e^- + \hbar\omega. \qquad (1.9)$$

Суммарная энергия фотона и электрона больше, чем энергия покоящегося электрона. Следовательно, превращение, описываемое уравнением (1.9), сопровождается нарушением закона сохранения энергии. Однако для виртуального фотона это нарушение является кажущимся. Согласно квантовой механике энергия состояния ΔE, существующего время Δt, оказывается определенной лишь с точностью Δh, удовлетворяющей соотношению неопределенностей

$$\Delta E\, \Delta t \sim h. \qquad (1.10)$$

Из этого соотношения вытекает, что энергия системы может претерпевать отклонения ΔE, длительность которых Δt не должна превышать значения, определяемого условием (1.10). Таким образом, если испущенный электроном виртуальный фотон будет поглощен этим же или другим электроном до истечения времени $\Delta t = \hbar/\varepsilon$ (где $\varepsilon = \hbar\omega$), то нарушение закона сохранения энергии не может быть обнаружено.

Если электрону сообщить дополнительную энергию (это может произойти, например, при соударении его с другим электроном), то вместо виртуального фотона может быть испущен реальный фотон, который может существовать неограниченно долго.

За время Δt виртуальный фотон может передать взаимодействие между точками, разделенными расстоянием

$$l = c\Delta t = c\frac{\hbar}{\varepsilon}.$$

Энергия фотона $\varepsilon = \hbar\omega$ может быть сколь угодно мала (частота ω изменяется от 0 до ∞). Поэтому радиус действия электромагнитных сил является неограниченным. Если бы частицы, которыми обмениваются взаимодействующие электроны, имели отличную от нуля массу покоя m_0, то, как легко сообразить, радиус действия соответствующих сил был бы ограничен величиной:

$$r = c\Delta t_{\max} = c\frac{\hbar}{\varepsilon_{\min}} = c\frac{\hbar}{m_0c^2} = \frac{\hbar}{m_0c} = \Lambda,$$

где Λ – комптоновская длина волны данной частицы (мы положили, что частица – переносчик взаимодействия движется со скоростью c).

В 1934 г. И. Е. Тамм высказал предположение, что взаимодействие между нуклонами также передается посредством виртуальных электронов. В то время, кроме нуклонов, были известны лишь фотон, электрон, позитрон и нейтрино. Величина сил, которая могла бы быть обусловлена

виртуальными электронами, как показали расчеты, оказалась чрезвычайно малой. Поэтому первая попытка объяснения ядерных сил с помощью обмена виртуальными электронами оказалась неудачной.

В 1935 г. японский физик Х. Юкава высказал смелую гипотезу о том, что в природе существуют пока не обнаруженные частицы с массой, в 200–300 раз большей массы электрона, и что эти-то частицы и выполняют роль переносчиков ядерного взаимодействия. Эти гипотетические частицы были названы тяжелыми фотонами. Так как по величине массы эти частицы занимают промежуточное положение между электронами и нуклонами, они впоследствии были названы мезонами.

В 1936 г. Андерсон и Неддермейер обнаружили в космических лучах частицы с массой покоя, равной 207 m_e. Вначале полагали, что эти частицы, получившие название μ-мезонов, или мюонов, и есть переносчики взаимодействия, предсказанные Юкавой. Однако впоследствии выяснилось, что μ-мезоны очень слабо взаимодействуют с нуклонами, так что не могут быть ответственными за ядерные взаимодействия. Только в 1947 г. Оккиалини и Поуэлл открыли в космическом излучении еще один тип мезонов – так называемые π-мезоны, или пионы, которые оказались носителями ядерных сил, предсказанными за 12 лет до того Юкавой.

Существуют положительный (π^+), отрицательный (π) и нейтральный (π^0) пионы. Заряд π^+- и π^--мезонов равен элементарному заряду e. Масса заряженных пионов одинакова и равна 273 m_e (140 Мэв), масса π^0-мезона равна 264 m_e (135 Мэв). Спин как заряженных, так и нейтрального π-мезона равен нулю (**s**=0). Все три частицы нестабильны. Время жизни π^+- и π-мезонов составляет $2{,}55 \cdot 10^{-8}$ с, π^0-мезона – $2{,}1 \cdot 10^{-16}$ с. Подавляющая часть (в среднем 99,97 %) заряженных пионов распадается по схеме

$$\pi^- \rightarrow \mu + \tilde{\nu}\,, \qquad (1.11)$$

где μ^+ и μ^- – положительный и отрицательный мюоны, ν – нейтрино, $\tilde{\gamma}$ – антинейтрино). Остальные 0,03 % распадов

протекают по другим схемам (например, $\pi^+ \to e + \nu$; $\pi \to \pi^0 + e + \nu$ и т. п.), причем в случае π^+ образуется e^+, т. е. позитрон, а в случае π^- возникает e^-, т. е. электрон).

В среднем 98,7 % π^0-мезонов распадаются на два γ-кванта:

$$\pi^0 \to \gamma + \gamma. \qquad (1.12)$$

Остальные 1,3 % распадов осуществляются с рождением пары электрон-позитрон и γ-кванта ($\pi^0 \to e^+ + e^- + \gamma$) или двух электронно-позитронных пар ($\pi^0 \to e^+ + e^- + e^+ + e^-$).

Общее взаимодействие между нуклонами осуществляется π-мизонами. Нуклон оказывается окруженным облаком виртуальных π-мизонов, которые образуют поле ядерных сил.

1.5. Закон радиоактивного распада

Радиоактивностью называют самопроизвольное превращение неустойчивых изотопов одного химического элемента в изотоп другого элемента, сопровождающееся испусканием элементарных частиц или ядер. К числу основных таких превращений относятся: 1) α-распад; 2) β-распад (в т. ч. K-захват); 3) протонная радиоактивность и 4) спонтанное деление тяжелых ядер.

Радиоактивность, наблюдающаяся у изотопов, существующих в природных условиях, называется естественной. Радиоактивность изотопов, полученных посредством ядерных реакций, называется искусственной. Между искусственной и естественной радиоактивностью нет принципиального различия. Процесс радиоактивного превращения в обоих случаях подчиняется одинаковым законам.

Закон радиоактивного превращения весьма прост. Для каждого радиоактивного ядра имеется определенная вероятность X того, что оно испытает превращение в единицу времени. Следовательно, если радиоактивное вещество

содержит N атомов, то количество атомов dN, которое претерпит превращение за время dt, будет равно

$$dN = -\lambda N dt, \qquad (1.13)$$

(знак минус взят для того, чтобы dN можно было рассматривать как приращение числа нераспавшихся атомов N).

Интегрирование выражения (1.13) дает:

$$lnN = -\lambda t + const,$$

откуда получается закон радиоактивного превращения:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \qquad (1.14)$$

где N_0 – количество не распавшихся атомов в начальный момент, N –количество не распавшихся атомов в момент времени t, λ – характерная для радиоактивного вещества константа, называемая постоянной распада. Как мы видели, постоянная распада дает вероятность того, что атом радиоактивного вещества испытает превращение в единицу времени.

Таким образом, число радиоактивных атомов убывает со временем по экспоненциальному закону. Заметим, что количество распавшихся за время t атомов определяется выражением:

$$N_0 - N = N_0(1 - e^{-\lambda t}). \qquad (1.15)$$

Время, за которое распадается половина первоначального количества атомов, называется периодом полураспада T. Величина T определяется условием: $\frac{1}{2}N_0 = N_0 e^{-\lambda T}$, откуда $T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0{,}693}{\lambda}$.

Формулу (1.14) можно записать в следующем виде

$$N = N_0 e^{-\frac{\ln 2}{T}} = N_0 \left(e^{\ln 2}\right)^{-\frac{t}{T}} = N_0 2^{-\frac{t}{T}} \qquad (1.16)$$

Период полураспада для известных в настоящее время радиоактивных веществ колеблется в пределах от $3 \cdot 10^{-7}$ с до $5 \cdot 10^{15}$ лет.

Может случиться, что возникающее в результате радиоактивного превращения ядра, в свою очередь, окажутся радиоактивными и будут распадаться со скоростью, характеризуемой постоянной распада λ'. Новые продукты распада могут также оказаться радиоактивными и т. д. В результате возникнет целый ряд радиоактивных превращений. В природе существуют три радиоактивных ряда (или семейства), родоначальниками которых являются U^{238} (ряд урана), Th^{232}(ряд тория) и U^{235} (ряд актиноурана). Конечными продуктами во всех трех случаях служат изотопы свинца – в первом случае Pb^{206}, во втором Pb^{208} и, наконец, в третьем Pb^{207}.

Количество распавшихся ядер с учетом периода полураспада можно представить выражением

$$\Delta N = N_0 - N = N_0 (1 - 2^{-t/T}) \qquad (1.17)$$

Источники радиации характеризуются активностью, которая определяется скоростью радиоактивного распада в единицу времени и измеряется числом ядер, распавшихся в единицу времени:

$$A = -\frac{dN}{dt},$$

где N – число не распавшихся ядер.

В соответствии основному закону радиоактивного распада имеем

$$A = -\frac{d}{dt} N_0 \left(e^{-xt}\right) = \lambda N_0 e^{-\lambda t}, \qquad (1.18)$$

где N_0 – число нераспавшихся ядер в момент времени, принятый за начальный.

Тогда начальная активность при $t = 0$ будет равна

$$A_0 = \lambda N_0.$$

Поэтому закон изменения активности по времени выражается формулой

$$A = A_0 e^{-\lambda t}. \qquad (1.19)$$

Количество радиоактивных атомов N_0, содержащихся в массе радиоактивного вещества, определяется произведением числа Авогадро N_A на число килограмм-атомов данного изотопа $\frac{m}{M}$, где M – масса одного килограмма-атома или молярная масса, т. е.

$$N_0 = \frac{m}{M} N_A.$$

Таким образом, начальную активность, зная постоянную распада λ, можно определить из выражения

$$N_0 = \lambda \frac{m}{M} N_A.$$

Единица активности. В международной системе единиц (СИ) активность радиоактивных препаратов измеряется числом распадов в секунду. Соответственно единицей активности в этой системе является распад/с. Допускается применение внесистемных единиц: распад/мин и кюри. Единица активности, называемая кюри, определяется как активность такого препарата, в котором происходит $3{,}700 \cdot 10^{10}$ актов распада в секунду. Применяются дробные единицы (милликюри, микрокюри и т. д.), а также кратные единицы (килокюри, мегакюри).

Естественная радиоактивность была открыта в 1896 г. французским ученым А. Беккерелем. Большой вклад в изучение радиоактивных веществ внесли Пьер Кюри и Мария Склодовская-Кюри. Было обнаружено, что радиоактивное вещество является источником трех видов излучения. Одно из них под действием магнитного поля отклоняется в ту же сторону, в которую отклонялся бы поток положительно

заряженных частиц; оно получило название α-лучей. Второе, названное β-лучами, отклоняется магнитным полем в противоположную сторону, т. е. так как отклонялся бы поток отрицательно заряженных частиц. Наконец, третье излучение, никак не реагирующее на действие магнитного поля, было названо γ-лучами. Впоследствии выяснилось, что лучи представляют собой электромагнитные излучения весьма малой длины волны (от 10^{-3} $\dot{A}$ до 1 $\dot{A}$).

1.6. Виды ионизирующих излучений (ИИ)

Атомы могут быть «ионизированы» путем разнообразных взаимодействий, в результате которых электрон удаляется (отщепляется) от атома, создавая, таким образом, пару ионов. Пара ионов состоит из удаленного (отщепленного) электрона (который может быстро присоединиться к другому атому, образуя отрицательный ион) и оставшегося ядра с комплектом остальных электронов, представляющего собой положительный ион.

Ионизирующее излучение, состоящее из заряженных частиц, например электронов, протонов, ά-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.* Гамма-излучение – электромагнитное (фотонное) излучение, испускаемое при ядерных превращениях или аннигиляции частиц.

К *фотонному ИИ* 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.

Характеристическое излучение – фотонное излучение с дискретным спектором, испускаемое при изменении энергетического состояния атома. Тормозное излучение – фотонное излучение с непрерывным спектром, испускаемое при изменении кинетической энергии заряженных частиц.

Тормозное излучение возникает в среде, окружающей источник β-излучение, в рентгеновских трубках, ускорителях электронов и т. п.

Рентгеновское излучение – совокупность тормозного и характеристического излучений, диапазон энергий фотонов которых составляет 1Кэв – 1Мэв.

К *корпускулярному излучению* относится альфа-излучение, электронное, протонное, нейтронное, мезонное излучения. Корпускулярное излучение – излучение, состоящее из частиц с массой покоя, отличной от 0.

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 ИИ.* Под моноэнергетическим понимается ионизирующее излучение, состоящее из фотонов одинаковой энергии или частиц одного вида с одинаковой кинетической энергией. Немоноэнергетическое излучение имеет фотоны разной энергии или частицы одного вида с разной кинетической энергией.

Принято различать *первичное и вторичное ИИ.* Под первичным понимается ИИ, которое в рассматриваемом процессе взаимодействия со средой является или принимается за исходное. Вторичное ИИ возникает в результате взаимодействия первичного ИИ с данной средой.

Объект, содержащий радиоактивный материал, или техническое устройство, испускающее или способное в определенных условиях испускать ИИ, называют *источником ионизирующего излучения (ИИИ).* Под *радиоактивностью* мы

понимаем самопроизвольное превращение неустойчивого нуклида в другой нуклид, сопровождающееся испусканием ионизирующего излучения. *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.*

1.7. Альфа-распад

Альфа-лучи представляют собой поток ядер гелия $_2He^4$. Распад протекает по следующей схеме:

$$_zX^A \rightarrow _{Z-2}Y^{A-4} + _2He^4. \qquad (1.20)$$

Буквой *X* обозначен химический символ распадающегося (материнского) ядра, буквой *Y* – химический символ образующегося (дочернего) ядра. Альфа-распад обычно сопровождается возникновением γ-лучей. Как видно из схемы, атомный номер дочернего вещества на 2 единицы, а массовое число на 4 единицы меньше, чем у исходного вещества. Примером может служить распад изотопа урана U^{238}, протекающий с образованием тория:

$$_{92}U^{238} \rightarrow _{90}Th^{234} + _2He^4 .$$

Скорости, с которыми *α*-частицы (т. е. ядра $_2He^4$) вылетают из распавшегося ядра, очень велики (~10^9 см/сек) кинетическая энергия порядка нескольких Мэв). Пролетая через вещество, *α*-частица постепенно теряет свою энергию, затрачивая ее на ионизацию молекул вещества, и, в конце концов, останавливается. На образование одной пары ионов в воздухе

тратится в среднем 35 эв. Таким образом, α-частица образует на своем пути примерно 10^5 пар ионов. Естественно, что чем больше плотность вещества, тем меньше пробег α-частиц до остановки. Так, в воздухе при нормальном давлении пробег составляет несколько сантиметров, в твердом веществе пробег достигает всего нескольких десятков микрон (α-частицы полностью задерживаются обычным листом бумаги).

Кинетическая энергия α-частиц возникает за счет избытка энергии покоя материнского ядра над суммарной энергией покоя дочернего ядра и α-частицы. Эта избыточная энергия распределяется между α-частицей и дочерним ядром в отношении, обратно пропорциональном их массам). Энергии (скорости) α-частиц, испускаемых данным радиоактивным веществом, оказываются строго определенными. В большинстве случаев радиоактивное вещество испускает несколько групп α-частиц близкой, но различной энергии. Это обусловлено тем, что дочернее ядро может возникать не только в нормальном, но и в возбужденных состояниях. На рис. 1.3 приведена схема, поясняющая возникновение различных групп α-частиц (возникновение тонкой структуры α-спектра), испускаемых при распаде ядра $_{83}Bi^{212}$ (его называют торием С).

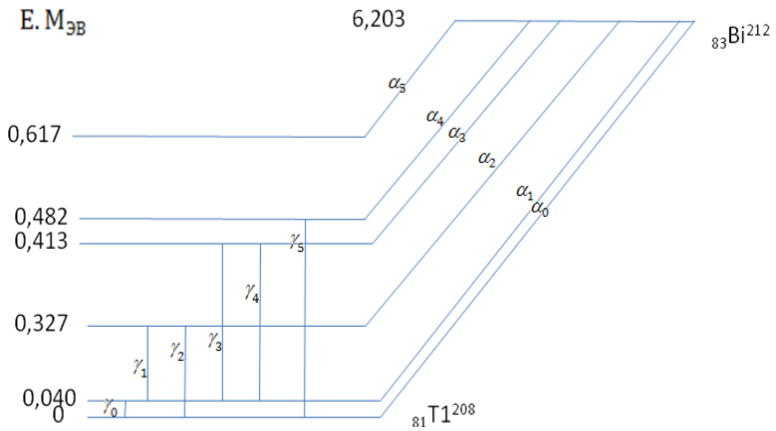


Рис. 1.3. Схема возникновения тонкой структуры α-спектра

В левой колонке показана схема энергетических уровней дочернего ядра $_{81}Tl^{208}$ (его называют торием С). Энергия основного состояния принята за нуль. Избыток энергии покоя материнского ядра над энергией покоя α-частицы и дочернего ядра в нормальном состоянии составляет 6,203 Мэв. Если дочернее ядро возникает в невозбужденном состоянии, вся эта энергия выделяется в виде кинетической энергии, причем на долю α-частицы приходится (эта группа частиц обозначена на схеме через α_0). Если же дочернее ядро возникает в пятом возбужденном состоянии, энергия которого на 0,617 Мэв превышает энергию нормального состояния, то выделившаяся кинетическая энергия составит 6,203–0,617=5,586 Мэв и на долю α-частицы достанется 5,481 Мэв (группа частиц α_5). Относительное количество частиц равно ~ 27 % для α_0, ~ 70 % для α_1 и всего лишь ~ 0,01 % для α_5. Относительные количества α_2, α_3 и α_4 также очень малы (порядка 0,1–1 %).

$$E_k = 6{,}203\frac{208}{212} = 6{,}086 \text{ Мэв}$$

Время жизни τ возбужденных состояний для большинства ядер лежит в пределах от 10^{-8} до 10^{-15} с). За время, равное в среднем τ, дочернее ядро переходит в нормальное или более низкое возбужденное состояние, испуская γ-фотон. На рис. 1.3 показано возникновение γ-фотонов шести различных энергий.

Энергия возбуждения дочернего ядра может быть выделена и другими способами. Возбужденное ядро может испустить какую-либо частицу: протон, нейтрон, электрон или α-частицу. Наконец, образовавшееся в результате α-распада возбужденное ядро может отдать избыток энергии непосредственно (без предварительного испускания γ-кванта) одному из электронов *K*-, *L*- или даже *M*-слоя атома, в результате чего электрон вылетает из атома. Этот процесс носит название внутренней конверсии. Образовавшееся в результате вылета электрона вакантное место будет заполняться электронами с вышележащих энергетических уровней. Поэтому внутренняя конверсия всегда сопровождается испусканием характеристических рентгеновских лучей.

Подобно тому как фотон не существует в готовом виде в недрах атома и возникает лишь в момент излучения, α-частица также возникает в момент радиоактивного распада ядра. Покидая ядро α-частице приходится преодолевать потенциальный барьер, высота которого больше, чем полная энергия α-частицы, равная в среднем 6 Мэв (рис. 1.4).

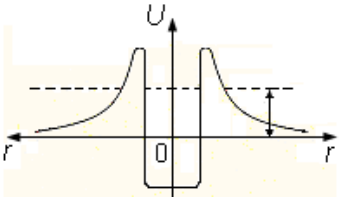


Рис. 1.4. Схема к туннельному эффекту

Внешняя, спадающая асимптотически к нулю сторона барьера обусловлена кулоновским отталкиванием α-частицы и дочернего ядра. Внутренняя сторона барьера обусловлена ядерными силами. Опыты по рассеянию α-частиц тяжелыми радиоактивными ядрами показали, что высота барьера заметно превышает энергию вылетающих при распаде α-частиц. По классическим представлениям преодоление частицей потенциального барьера при указанных условиях невозможно. Однако согласно квантовой механике имеется отличная от нуля вероятность того, что частица просочится через барьер, как бы пройдя по туннелю, имеющемуся в барьере. Это явление, называемое туннельным эффектом, наблюдается также при автоэлектронной эмиссии и в ряде других случаев. Теория α-распада, основывающаяся на представлении о туннельном эффекте, приводит к результатам, хорошо согласующимся с данными опыта.

1.8. Бета-распад

Существуют три разновидности β-распада. В одном случае ядро, претерпевающее превращение, испускает электрон, в другом – позитрон, в третьем случае, называемом K-захватом (или электронным захватом), ядро поглощает один из

электронов *K*-слоя атома (значительно реже происходит *L*- и *M*-захват, т. е. поглощение электрона из *L*- или М-слоя).

Первый вид распада (β-распад) протекает по схеме

$$ {}_{Z}X^{A} \rightarrow {}_{Z+1}Y^{A} + {}_{-1}e^{0} + \tilde{\nu} \quad . \qquad (1.21) $$

Чтобы подчеркнуть сохранение заряда и числа нуклонов в процессе β-распада, мы приписали β-электрону зарядовое число Z= –1 и массовое число A=0. Как видно из схемы (4), дочернее ядро имеет атомный номер на единицу больший, чем у материнского ядра, массовые числа обоих ядер одинаковы. Наряду с электроном испускается также антинейтрино $\tilde{\nu}$. Весь процесс протекает так, как если бы один из нейтронов ядра ${}_{z}X^{A}$ превратился в протон, претерпев превращение по схеме (1.21.). Вообще процесс распада представляет собой частный случай. Поэтому говорят, что свободный нейтрон β-радиоактивен.

Бета-распад может сопровождаться испусканием γ-лучей. Причина их возникновения та же, что и в случае α-распада, – дочернее ядро возникает не только в нормальном, но и в возбужденных состояниях.

В качестве примера β^{-}-распада можно привести превращение тория Th^{234} в протактиний Pa^{234} с испусканием электрона и антинейтрино.

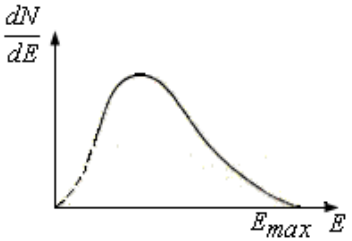


Рис. 1.5. График распределения энергии между электроном и нейтрино

В отличие от α-частиц, обладающих в пределах каждой группы строго определенной энергией, β-электроны обладают самой разнообразной энергией от 0 до E_{max}. На рис. 1.5 изображен энергетический спектр электронов, испускаемых ядрами при β-распаде. Площадь, охватываемая кривой, дает

общее число электронов, испускаемых в единицу времени, *dN* – число электронов, энергия которых заключена в интервале *dE*. Энергия E_{max} соответствует разности между массой (имеется в виду масса покоя) материнского ядра и массами электрона и дочернего ядра.

Следовательно, распады, при которых энергия электрона *E* меньше E_{max}, протекают с кажущимся нарушением закона сохранения энергии. Чтобы объяснить исчезновение энергии $E_{max} - E$, *В*. Паули высказал в 1932 г. предположение, что при *β*-распаде вместе с электроном испускается еще одна частица, которая уносит с собой энергию $E_{max} - E$. Так как эта частица никак себя не обнаруживает, следовало признать, что она нейтральна и обладает весьма малой массой (в настоящее время установлено, что масса покоя этой частицы, по-видимому, равна нулю). По предложению Э. Ферми эту гипотетическую частицу назвали нейтрино) (что означает «маленький нейтрон»). Имеется еще одно основание для предположения о нейтрино (или антинейтрино). Спин нейтрона протона и электрона одинаков и равен $^1/_2$. Если написать схему (1.21.) без антинейтрино, то суммарный спин возникающих частиц (который для двух частиц с *s*=1/2 может быть либо нулем, либо единицей) будет отличаться от спина исходной частицы. Таким образом, участие в *β*-распаде еще одной частицы диктуется законом сохранения момента количества движения, причем этой частице необходимо приписать спин, равный $^1/_2$ (или $^3/_2$). Установлено, что спин нейтрино (и антинейтрино) равен ½. Непосредственное экспериментальное доказательство существования нейтрино было получено только в 1956 г.

Итак, энергия, выделяющаяся при β^--распаде, распределяется между электроном и антинейтрино в самых разнообразных пропорциях.

Второй вид *β*-распада (β^+-распад) протекает по схеме

$$_Z X^A \rightarrow _{Z-1} Y^A + _{+1} e^0 + \nu \,. \qquad (1.22)$$

В качестве примера можно привести превращение азота N^{13} в углерод C^{13}:

$$_7 N^{13} \rightarrow _6 C^{13} + _{+1} e^0 + \nu \,.$$

Как видно из схемы, атомный номер дочернего ядра на единицу меньше, чем материнского. Процесс сопровождается испусканием позитрона e^+ (в формуле (1.22) он обозначен символом $_{+1}e^0$) и нейтрино ν, возможно также возникновение γ-лучей. Позитрон является античастицей для электрона. Следовательно, обе частицы, испускаемые при распаде (1.22), представляют собой античастицы по отношению к частицам, испускаемым при распаде (1.21).

Процесс p^+-распада протекает так, как если бы один из протонов исходного ядра превратился в нейтрон, испустив при этом позитрон и нейтрино:

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu\,. \qquad (1.23)$$

Для свободного протона такой процесс невозможен по энергетическим соображениям, так как масса протона меньше массы нейтрона. Однако протон в ядре может заимствовать требуемую энергию от других нуклонов ядра.

Третий вид *β*-распада (*K*-захват или *e*-захват) заключается в том, что ядро поглощает один из *K*-электронов (реже один из *L*- или *M*-электронов) своего атома, в результате чего один из протонов превращается в нейтрон, испуская при этом нейтрино:

$$p + e^- \rightarrow n + \nu$$

Возникшее ядро может оказаться в возбужденном состоянии. Переходя затем в более низкие энергетические состояния, оно испускает *γ*-фотоны. Схема процесса выглядит следующим образом:

$$_Z X^A +_{-1} e^0 \rightarrow_{Z-1} Y^A + + \nu\,. \qquad (1.24)$$

Место в электронной оболочке, освобожденное захваченным электроном, заполняется электронами из вышележащих слоев, в результате чего возникают рентгеновские лучи. *K*-захват легко обнаруживается по сопровождающему его рентгеновскому излучению. Именно этим путем и был открыт *K*-захват Альварецом в 1937 г.

Примером захвата может служить превращение калия $К^{40}$ в аргон Ar^{40}:

$$_{19}K^{40} +_{-1}e^{0} \rightarrow_{18} Ar^{40} + \nu .$$

Протонная радиоактивность связана с делением тяжелых ядер на равные частицы. Как показывает само название, при протонной радиоактивности ядро претерпевает превращение, испуская один или два протона (в последнем случае говорят о двупротонной радиоактивности). Этот вид радиоактивности наблюдался впервые в 1963 г. группой советских физиков, руководимой Г. Н. Флеровым.

Спонтанное деление тяжелых ядер. Процесс самопроизвольного деления ядер урана на две примерно равные части был обнаружен в 1940 г. советскими физиками Г. Н. Флеровым и К. А. Петржаком. Впоследствии это явление было наблюдено и для многих других тяжелых ядер. По своим характерным чертам спонтанное деление близко к вынужденному делению.

1.9. Гамма-распад

Гамма-излучением называется жесткое электромагнитное излучение, энергия которого высвобождается при переходах ядер из возбужденного в основное или в менее возбужденное состояние, а также при ядерных реакциях. При альфа- и бета-распадах часто дочернее ядро находится в возбужденном состоянии и его переход в нормальное состояние сопровождается излучением элементарных частиц чаще всего, гамма-излучением или фотонами.

В первом случае энергия гамма-квантов равна разности энергий конечного и начального уровней ядра. В каждом акте перехода ядро излучает один гамма-квант. В связи с дискретностью энергетических уровней ядра гамма-излучение имеет линейчатый спектр. Частоты гамма-квантов связаны с разностью энергий условием частот Бора.

В соответствии с законом сохранения момента импульса гамма-квант уносит из ядра момент импульса $\sqrt{l(l+1)}h,$ равный разности моментов импульса J ядра в конечном $(к)$ и начальном (i) состояниях.

При этом

$$\left|J_i - J_k\right| \le l \le \left|J_i + J_k\right|.$$

По закону сохранения четности в электромагнитных взаимодействиях

$$P_k P_f = P_i$$

где $P_к$ и P_i – четности состояний ядра, P_f – четность гамма-кванта.

Момент импульса гамма-кванта и его четность определяют мультиплетность излучения.

Величина l называется *порядком мулътиплетности.* Четности γ-кванта $(-1)^{l+1}$ соответствует *магнитное излучение,* четности $(-1)^l$ – *электрическое излучение.*

Величина 2^l определяет польноть излучения (l=1 – *дипольное, l*= 2 *–квадрупольное, l = 3 – октупольное* и т. д.). Электрические излучения данной польности обозначаются *El,* магнитные – *Ml.* Эти названия выбраны потому, что векторы *E* и *H* напряженностей электрического и магнитного полей в электромагнитной волне, соответствующей гамма-кванту с данными l и P_f, направлены так же, как в поле излучения электрического диполя, магнитного диполя и т. д. Связь между значением l, характером мультиплетности *(E* или *M),* четностью P_f фотона и изменением четности состояния ядра:

l	Четность состояния ядра не меняется; $P_{f=+1}$	Четность состояния ядра не меняется; $P_{f=-1}$
1	*M1*	*E1*
2	*E2*	*M2*
3	*M3*	*E3*
4	*E4*	*M4*
5	*M5*	*M5*

После того как гамма-квант излучен и приобрел определенное направление, ему не приписывается данная мультиплетность. Он описывается плоской волной, которая представляет собой положение всех мультиплетностей с порядками от 1 до ∞.

Правилами отбора либо полностью запрещаются, либо делаются весьма маловероятными γ-переходы, не удовлетворяющие определенным требованиям. Абсолютно запрещенными являются переходы, не удовлетворяющие условиям четности. Маловероятными оказываются переходы ядра между уровнями, соответствующие большому различию в спинах, т. е. переходы с большим значением *l*. С ростом порядка мультиплетности вероятность γ-переходов ядер быстро уменьшается: обычно в $10^5 – 10^8$ раз при переходе от *l* к *l* +1. Обычно гамма-излучения ядер имеют порядки мультиплетности *E 1, M1, E2*. Этим порядкам мультиплетности соответствует излучение гамма-фотона за время $10^{-8}–10^{-15}$ с (время жизни возбужденного состояния ядра) в зависимости от энергии перехода.

Наряду с радиационным переходом ядра, при котором излучается гамма-квант, существует конкурирующий с ним безызлучательный процесс, называемый *внутренней конверсией гамма-излучения* и наблюдаемый при энергиях переходов меньших, чем 0,2–0,5 *Мэв*. В этом процессе энергия, освобождающаяся при ядерном переходе, передается без посредства гамма-кванта одному из атомных электронов, вызывая ионизацию атома. Внутреннюю конверсию формально, для облегчения расчетов, считают идущей в две стадии: на первой стадии ядро как бы излучает гамма-квант, который на второй стадии поглощается электроном и передает ему свою энергию *(конвертирует)*.

Отношение вероятностей вылета *K*-электрона из атома при внутренней конверсии и испускания гамма-кванта за этот же промежуток времени называется *парциальным коэффициентом конверсии* на *K*-оболочке атома. Аналогично вводятся парциальные коэффициенты для внутренней конверсии с *L*-, *M*-,… оболочек атома:

$$\omega_R = \frac{\lambda_R}{\lambda_\gamma},\ \omega_L = \frac{\lambda_L}{\lambda_\gamma},\ \omega_M = \frac{\lambda_M}{\lambda_\gamma},\ \ldots\ldots.$$

Сумма парциальных коэффициентов называется *полным коэффициентом внутренней конверсии:*

$$\omega = \frac{\lambda_e}{\lambda_\gamma} = \omega_K + \omega_K + \omega_M +,,,,,,,,.$$

где λ_e – вероятность испускания конвертированных электронов из всех оболочек атома. Величина λ_e растет с уменьшением энергии возбуждения ядра и с увеличением мультипольности гамма-излучения.

Когда энергия, освобождающаяся при ядерном переходе, превышает удвоенную энергию покоя электрона $2mc^2 = 1{,}02\ M_{эв}$, становится возможной внутренняя конверсия с *образованием пар* электрон-позитрон. Соответствующий коэффициент конверсии возрастает с увеличением энергии ядерного перехода и уменьшением мультипольности γ-излучения.

В ряде случаев время жизни ядра в возбужденном состоянии может значительно превышать обычно наблюдаемые времена. Для таких метастабильных состояний ядра оно может доходить до многих лет.

В зависимости от свойств уровней энергии ядер и разности энергий между уровнями, величина времени жизни ядра в метастабильном состоянии может изменяться в очень широких пределах. Например, у Np известно время жизни возбужденного ядра, соответствующее периоду полураспада 5500 лет. Разновидности одного и того же изотопа, обнаруживающие наряду с периодом полураспада, соответствующим обычному гамма-переходу, также период, отвечающий гамма-переходу из метастабильного *i* возбужденного состояния, называются *ядерными изомерами.* Как правило, ядерные изомеры данного изотопа имеют различные значения спина.

Явление ядерной изомерии объясняется оболочечной моделью ядра возникновением в ядрах с почти заполненными нуклонными оболочками (при *N* и *Z* вблизи магических чисел) возбужденных состояний с квантовыми числами *l,* сильно отличающимися от основных состояний ядер. В связи и со значительным различием волновых функций возбужденного и основного состояний в этом случае вероятность перехода между ними оказывается малой, а время жизни в возбужденном

состоянии большим. Опыт показывает, что ядерная изомерия действительно наблюдается лишь для N и Z, имеющих значения вблизи (меньше) чисел 50, 82, 126, где возникают *«острова изомерии»*.

Ядро в метастабильном возбужденном состоянии; и может отдавать свою энергию двумя путями. Ядро может перейти в основное состояние, испуская гамма-кванты или электроны внутренней конверсии, а затем испускаются β-частицы с таким же энергетическим спектром, что и у β-частиц, образующихся при обычном β-распаде. Однако в этом случае из-за того, что время жизни метастабильного состояния больше периода полураспада β-распада, наблюдается больший период β-распада. Во втором случае, если вероятность радиационного перехода соизмерима с вероятностью β-распада, то β-распад может происходить из метастабильного состояния. Однако энергетический спектр β-частиц отличен от спектра в первом случае.

При испускании ядром гамма-кванта само ядро, вследствие закона сохранения импульса, приобретает противоположно направленный импульс *(отдача)*. Если ядра, испускающие гамма-кванты, находятся в твердом теле, то спектр гамма-лучей состоит из двух компонент:

а) компоненты с естественной шириной гамма-линии Γ, определяемой временем жизни ядер в данном возбужденном состоянии, с энергией E;

б) компоненты с шириной линии $\Gamma_R \sim E\frac{\bar{u}}{c} \gg \Gamma$, где $\bar{u}$ – средняя квадратичная скорость теплового движения гамма-радиоактивных ядер в твердом теле; эта компонента имеет энергию, смещенную относительно значения E на величину энергии отдачи

$$R = \frac{E^2}{2M_0c^2},$$

где M_0 – масса излучающего ядра (если считать его свободным и, движущимся со скоростью $\bar{u} << c$).

В результате линии гамма-излучения и поглощения (той же линии) сильно размываются и, кроме того, сдвинуты по энергии друг относительно друга на величину ~ *2R*. Ввиду того, что для гамма-излучения *R* в общем не мало по сравнению с *E*, *явление резонансного поглощения гамма-лучей* ($E_{изл} = E_{погл}$ или $\nu_{изл} = \nu_{погл}$) обычно практически не наблюдается.

При определенных условиях удается добиться того, что излучаемый гамма-квант передает импульс не одному излучающему ядру, а всему кристаллу в целом. В результате, излучаемой линии соответствуют энергии отдачи $R \approx 0$ (*M* велико) и $\Gamma_R \approx \Gamma$, т. е. ширина линии приближается к естественной, а сдвиг к энергии практически исчезает. Это явление названо *эффектом Мёсс-Бауэра.* Одним из условий его четкого проявления является условие

$$R \leq 2k\,\Theta_D,$$

где Θ_D – дебаевская температура кристалла, k – постоянная Больцмана. При $R << k\,\Theta_D$ гамма-переходы «без отдачи» можно наблюдать уже при комнатной температуре; при $R \sim k\,\Theta_D$ необходимо для наблюдения применять низкие температуры.

Чрезвычайная малость естественных ширин многих гамма-линий по сравнению с энергией гамма-переходов позволяет использовать эффект Мёсс-Бауэра для проведения тончайших экспериментов (с чувствительностью порядка Γ/E, достигающей 10^{-16}). Этот эффект нашел применение для измерения сдвига частоты фотонов в гравитационном поле, для измерения весьма малого зеемановского расщепления ядерных уровней энергии и т. п.

1.10. Ядерные реакции

Ядерной реакцией называется процесс интенсивного взаимодействия атомного ядра с элементарной частицей или с другим ядром, приводящий к преобразованию ядра (или ядер). Взаимодействие реагирующих частиц возникает при сближении их до расстояний порядка 10^{-13} см, благодаря действию ядерных сил.

Наиболее распространенным видом ядерной реакции является взаимодействие легкой частицы a с ядром X, в результате которого образуется легкая частица b и ядро Y:

$$X + a \rightarrow Y + b.$$

Обычно реакции такого вида записываются сокращенно в виде

$$X\,(a,\ b)Y. \qquad (1.25)$$

В скобках указываются участвующие в реакции легкие частицы, сначала исходная, затем конечная.

В качестве частиц α и b могут фигурировать нейтрон (n), протон (p), ядро тяжелого водорода ${}_1H^2$-дейтон (d), α-частица (α) и γ-фотон.

Ядерные реакции могут сопровождаться как выделением, так и поглощением энергии. Количество выделяющейся энергии называется тепловым эффектом реакции. Он определяется разностью масс покоя (выраженных в энергетических единицах) исходных и конечных ядер. Если сумма масс образующихся ядер превосходит сумму масс исходных ядер, реакция идет с поглощением энергии и тепловой эффект ее будет отрицательным.

Как установил Н. Бор в 1936 г., реакции, вызываемые не очень быстрыми частицами, протекают в два этапа. Первый этап заключается в захвате приблизившейся к ядру X на достаточно малое расстояние (такое, чтобы могли вступить в действие ядерные силы) посторонней частицы a и в образовании промежуточного ядра $П$, называемого составным ядром или компаунд-ядром. Энергия, привнесенная частицей a (она слагается из кинетической энергии частицы и энергии ее связи с ядром), за очень короткое время перераспределяется, между всеми нуклонами составного ядра, в результате чего это ядро оказывается в возбужденном состоянии.

На втором этапе составное ядро испускает частицу b (n, p, α, γ). Символически такое двустадийное протекание реакции (1.25) можно представить следующим образом:

$$X + \alpha \rightarrow П \rightarrow Y + b \qquad (1.26)$$

Может случиться, что испущенная частица тождественна с захваченной ($b=\alpha$). Тогда процесс (2) называют рассеянием, причем в случае, если энергия частицы b равна энергии частицы α ($E_b=E_\alpha$), рассеяние будет упругим, в противном случае (т. е. при $E_b \neq E_\alpha$) – неупругим. Ядерная реакция имеет место, если частица b не тождественна с α.

Промежуток времени $\tau_я$, который требуется нуклону с энергией порядка 1 Мэв (что соответствует скорости нуклона ~ 10^9 см/с) для того, чтобы пройти расстояние, равное диаметру ядра (~10^{-12} см), принимается в качестве естественной ядерной единицы времени. Эта единица имеет величину:

$$\tau_{ÿ} = \frac{10^{-12}\,ñì}{10^{9}\,ñì\ /\ ñ} = 10^{-21}\,ñ\ .$$

Среднее время жизни составного ядра (равное 10^{-14}-10^{-12} с) на много порядков превосходит ядерное время $\tau_я$. Следовательно, распад составного ядра (т. е. испускание им частицы b) представляет собой процесс, не зависящий от первого этапа реакции, заключающегося в захвате частицы α (составное ядро как бы «забывает» способ своего образования). Одно и то же составное ядро может распадаться различными путями, причем характер этих путей и их относительная вероятность не зависят от способа образования составного ядра.

1.11. Реакции с участием нейтронов

Реакции, вызываемые быстрыми нуклонами и дейтонами, протекают без образования промежуточного ядра. Такие реакции носят название прямых ядерных взаимодействий. Типичной реакцией прямого взаимодействия является реакция срыва, наблюдающаяся при нецентральных соударениях дейтона с ядром. При таких соударениях один из нуклонов дейтона может попасть в зону действия ядерных сил и будет захвачен ядром, в то время как другой нуклон останется вне зоны действия ядерных сил и пролетит мимо ядра.

В ядерной физике вероятность взаимодействия принято характеризовать с помощью так называемого эффективного

сечения σ. Смысл этой величины заключается в следующем. Пусть поток частиц, например, нейтронов, падает на мишень, настолько тонкую, что ядра мишени не перекрывают друг друга (рис. 1.6). Если бы ядра были твердыми шариками с поперечным сечением a, а падающие частицы – твердыми шариками с исчезающими малыми сечениями, то вероятность того, что падающая частица заденет одно из ядер мишени, была бы равна $P = \sigma n \delta$, где n – концентрация ядер, т. е. число их в единице объема мишени, δ – толщина мишени ($\sigma n \delta$ определяет относительную долю площади мишени, перекрытую ядрами-шариками).

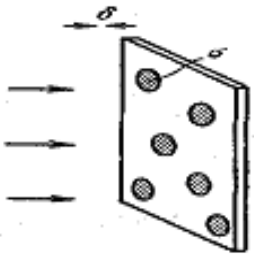


Рис. 1.6. Схема взаимодействия потоков нейтронов с ядрами вещества: *σ – эффективное сечение; δ – толщина фольги*

Предположим, что плотность падающих частиц равна N. Тогда количество претерпевших столкновения с ядрами частиц ΔN будет равно

$$\Delta N = NP = N\sigma n \delta . \qquad (1.27)$$

Следовательно, определив относительное количество частиц, претерпевших столкновения, $\frac{\Delta N}{N}$ можно было бы вычислить поперечное сечение $\sigma = \pi r^2$ ядра по формуле:

$$\sigma = \frac{\Delta N}{N n \sigma} . \qquad (1.28)$$

В действительности ни ядра мишени, ни падающие на нее частицы не являются твердыми шариками. Однако по аналогии с моделью сталкивающихся шариков для характеристики вероятности взаимодействия берут величину *a*, в которой под *ΔN* подразумевают не число столкнувшихся, а число провзаимодействовавших с ядрами мишени частиц. Эта величина и называется эффективным сечением для данной реакции (или процесса).

В случае толстой мишени поток частиц будет по мере прохождения через нее постепенно ослабевать. Разбив мишень на тонкие слои, напишем соотношение для слоя толщины *dx*, находящегося на глубине *x* от поверхности:

$$dN = -N(x)\sigma n dx ,$$

где *N(x)* – поток частиц на глубине *x*. Мы поставили справа знак минус, чтобы *dN* можно было рассматривать как приращение (а не ослабление) потока на пути *dx*. Интегрирование этого уравнения приводит к соотношению

$$N(\delta) = N_0 e^{-\sigma n \delta} ,$$

в котором N_o – первичный поток, а *N(σ)* – поток на глубине δ. Таким образом, измеряя ослабление потока частиц при прохождении их через мишень толщины δ, можно определить сечение взаимодействия по формуле

$$\sigma = \frac{1}{n\delta} \ln \frac{N_0}{N(\delta)} .$$

В качестве единицы эффективного сечения ядерных процессов принят барн: 1 *барн* = 10^{-24} *см*^{2}.

Первая ядерная реакция была осуществлена Резерфордом в 1919 г. При облучении азота α-частицами, испускаемыми радиоактивным источником, некоторые ядра азота превращались в ядра кислорода, испуская при этом протон. Уравнение этой реакции имеет вид: $_7N^{14}(\alpha, p)\ _8O^{17}$.

Резерфорд воспользовался для расщепления атомного ядра природными снарядами – α-частицами. Ядерная реакция, вызванная искусственно ускоренными частицами, была впервые осуществлена Кокрофтом и Уолтоном в 1932 г. С помощью так называемого умножителя напряжения они ускоряли протоны до энергии порядка 0,8 Мэв и наблюдали реакцию: $_3Li^7$ (p, α) $_2He^4$.

В дальнейшем по мере развития техники ускорения заряженных частиц множилось число ядерных превращений, осуществляемы искусственным путем

Наибольшее значение имеют реакции, вызываемые нейтронами. В отличие от заряженных частиц (*p, d, α*) нейтроны не испытывают кулоновского отталкивания, вследствие чего они могут проникать в ядра, обладая весьма малой энергией. Эффективные сечения реакций обычно возрастают при уменьшении энергии нейтронов. Это можно объяснить тем, что чем меньше скорость нейтрона, тем больше время, которое он проводит в сфере действия ядерных сил, пролетая вблизи ядра, и, следовательно, тем больше вероятность его захвата. Поэтому многие эффективные сечения изменяются как $\frac{1}{v} \sim E^{-1/2}$. Однако часто наблюдаются случаи, когда сечение захвата нейтронов имеет резко выраженный максимум для нейтронов определенной энергии E_r. В качестве примера на рис. 1.7 приведена кривая зависимости сечения захвата нейтрона ядром U^{238} от энергии нейтрона E. Масштаб по обеим осям – логарифмический. В этом случае зависимость $\sigma \sim E^{-1/2}$ изображается прямой линией, описываемой уравнением: $ln\sigma = const - {}^1/_2 ln\, E$. Как видно из рисунка, кроме области энергий вблизи 7 эв ход $ln\sigma$ с lnE действительно близок к прямолинейному. При $E = E_r = 7$ эв сечение захвата резко возрастает, достигая 23 000 барн. Вид кривой указывает на то, что явление имеет резонансный характер. Такое резонансное поглощение имеет место в том случае, когда энергия, привносимая нейтроном в составное ядро, в точности равна той энергии, которая необходима для перевода составного ядра на возбужденный энергетический уровень (рис. 1.8). Подобным же образом для фотонов, энергия которых равна разности энергий

между первым возбужденным и основным уровнями атома, вероятность поглощения особенно велика (резонансное поглощение света).

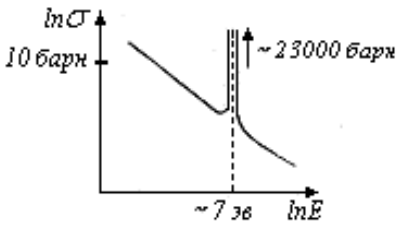


Рис. 1.7. График изменения сечения составного ядра

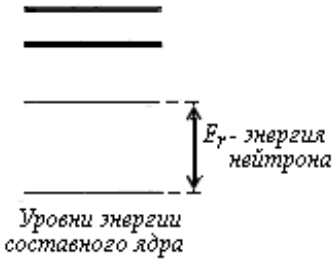


Рис. 1.8. Энергетические уровни захвата нейтронов

Интересна реакция $_7N^{14}$ (n, p) $_6C^{14}$, которая постоянно протекает в атмосфере под действием нейтронов, образуемых космическими лучами. Возникающий при этом углерод $_6C^{14}$ называется радиоуглеродом, так как он β^--радиоактивен, его период полураспада составляет около 5600 лет. Радиоуглерод усваивается при фотосинтезе растениями и участвует в круговороте веществ в природе. Количество возникающих в атмосфере в единицу времени ядер радиоуглерода ΔN_+ в среднем остается постоянным. Количество распадающихся ядер ΔN_- пропорционально числу имеющихся ядер N:

$$\Delta N = kN.$$

Так как период полураспада очень велик, устанавливается равновесная концентрация ядер C^{14} в обычном углероде, отвечающая условию:

$$\Delta N_+ = \Delta N \text{ или } \Delta N_+ = kN.$$

Специальные исследования показали, что вследствие действия ветров и океанских течений равновесная концентрация C^{14} в различных местах земного шара одинакова и соответствует примерно 14 распадам в минуту на каждый грамм углерода.

Пока органическое вещество живет, убыль в нем C^{14} из-за радиоактивности восполняется за счет участия в круговороте веществ в природе. В момент смерти в организме процесс усвоения сразу же прекращается и концентрация C^{14} в обычном углероде начинает убывать по закону радиоактивного распада. Следовательно, измерив концентрацию C^{14} в останках организмов (в древесине, костях и т. п.), можно определить дату их смерти или, как говорят, их возраст. Проверку этого метода на древних образцах, возраст которых точно определен историческими методами, дала вполне удовлетворительные результаты.

2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

2.1. Взаимодействие заряженных частиц с веществом

Схема процессов взаимодействия, имеющих место при прохождении частиц через вещество, зависит от следующих факторов. Двигаясь в веществе, заряженная частица постепенно теряет свою энергию на ионизацию и возбуждение атомов среды и на излучение при торможении. Различают взаимодействие частиц с электронами и атомными ядрами. При приближении к атомному ядру заряженная частица может или проникнуть в него, вызывая ядерную реакцию, или изменить направление своего движения под влиянием ядерных или кулоновских сил, т. е. испытать потенциальное рассеяние. Вероятность поглощения заряженной частицы ядром весьма небольшая, (особенно для бета-частиц), поэтому ядерные реакции практически никакой роли в потерях энергии заряженными частицами не играют и могут быть исключены из рассмотрения.

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 и после взаимодействия 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 их возбуждение или перестройку. К таким взаимодействиям относятся неупругое рассеяние, ионизация и возбуждение атомов, образование тормозного излучения.

Характер взаимодействия определяется типом заряженной частицей, 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, и наблюдается существенное отклонение от первоначального направления движения. Специфика взаимодействия электронов состоит 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 $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ион}$ зависят от скорости частицы и ее заряда. При одной и той же энергии эти потери для электрона во много раз меньше, чем для α-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 последних пренебрежимо мала для протонов и α-частиц, и заметна лишь для электронов. Так, для электронов с энергией около 1 МэВ потери энергии: 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 $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{рад}$ 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:

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

где E_0 – энергия электронов, МэВ.

При взаимодействии альфа-частиц с веществом, их энергия в основном расходуется на возбуждение и ионизацию атомов среды, могут также происходить ядерные реакции и упругое рассеяние альфа-частиц на ядрах атомов среды.

Пробег альфа-частиц в различных средах в зависимости от энергии

Таблица 2.1

Энергия α-частицы, МэВ	Воздух, см	Алюминий, мкм	Мягкая биологическая ткань, мкм
4,0	2,5	16	31
4,5	3,0	20	37
5,0	3,5	23	43
5,5	4,0	26	49
6,0	4,6	30	56
6,5	5,2	34	64
7,0	5,9	38	72
7,5	6,6	43	81
8	7,4	48	91
8,5	8,1	53	100
9,0	8,9	58	110
9,5	9,8	64	120
10	10,6	69	130

2.2. Взаимодействие нейтронов и протонов 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 энергических 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 $< E <$ 0,5эВ), надтепловые (0,5эВ $< E <$ 1кэВ);

2. Промежуточные, 1кэВ $\le E <$ 0,2МэВ;

3. Быстрые, $0{,}2 \le E <$ 20МэВ;

4. Сверхбыстрые, $E >$ 20МэВ.

Основные процессы взаимодействия нейтронов веществом:

1. *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:

$$\frac{E_S}{E_0} = \frac{(A^2 + 2A\omega + 1)}{(A+1)^2},$$

где E_0 и E_S – энергии до рассеяния и после соответственно; ω – 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. 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.

2. *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 возбуждённого 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 обходимо вводить в защиту вещества с легкими ядрами, эффективно ослабляющими нейтронный поток вследствие упругого рассеяния.

3. *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.

2.3. Взаимодействие β-излучения с веществом

При прохождении β-частиц через вещество происходят упругие и неупругие взаимодействия с атомами поглощающей среды.

При упругом взаимодействии сумма кинетических энергий, взаимодействующих частиц после взаимодействия не применяется.

При неупругом взаимодействии часть энергии взаимодействующих частиц передается образовавшимся свободным частицам или квантам (неупругое рассеяние, ионизация и возбуждение атомов, тормозное излучение (радиационные потери)).

Удельная плотность ионизации, создаваемая β-частицами, примерно в 1000 раз меньше, чем для α-частиц той же энергии.

1. Основной причиной потерь энергии заряженной частицей при прохождении через вещество являются столкновения ее с атомами этого вещества. Ввиду того, что масса ядра всегда велика по сравнению с массой электронов атома, можно достаточно четко провести различие между «электронными столкновениями», при которых энергия падающей частицы передается одному из электронов атома, в результате чего происходит возбуждение или ионизация атома (неупругое столкновение), и «ядерными столкновениями», при которых импульс и кинетическая энергия частицы частично переходят в поступательное движение атома как целого (упругое столкновение). Повторяясь, эти ядерные столкновения приводят к многократному рассеянию частиц в веществе.

2. Существенную роль в потерях энергии легких заряженных частиц (электронов) играет также радиационное торможение. Сущность этого процесса заключается в том, что при рассеянии заряженной частицы кулоновским полем ядра или электрона эта частица получает ускорение, что в соответствии с законами электродинамики всегда приводит к электромагнитному излучению. Возникает непрерывный спектр γ-лучей – тормозное излучение.

3. В случае тяжелой частицы (протон, α-частица и др.), когда ее энергия достаточно велика для преодоления кулоновского барьера ядра, может произойти также процесс потенциального рассеяния на ядрах или же ядерная реакция, сопровождающаяся вылетом из ядра различных частиц, испусканием γ-квантов, делением ядра и др.

4. При движении заряженной частицы в среде со скоростью, превышающей фазовую скорость света в этой среде $\upsilon > c/n$, где n – показатель преломления среды, возникает специфическое свечение, названное излучением Вавилова-Черенкова.

В отличие от альфа-частиц бета-частицы, испускаемые каким-либо радиоактивным веществом, имеют непрерывный энергетический спектр, в котором представлены бета-частицы, имеющие все значения кинетической энергии от нуля до некоторого максимального значения.

Бета-распадом называется самопроизвольное превращение атомного ядра, при котором его заряд *(Z)* меняется на единицу, а массовое число *(A)* остается неизменным.

Различают три вида бета-распада:

1. β^--распад, при котором из ядра испускается электрон $\left(e^-\right)$ и антинейтрино $\left(\bar{\nu}_e\right)$:

$$A_Z \rightarrow A_{Z+1} + \bar{e} + \bar{\nu}_e \qquad (2.1)$$

При β^--распаде $\Delta Z = +1$, т. е. число протонов в ядре увеличивается на единицу, а число нейтронов уменьшается на единицу.

2. β^+-распад, при котором из ядра испускается позитрон $\left(e^+\right)$ и нейтрино $\overline{\nu_e}$:

$$A_Z \rightarrow A_{Z-1} + \bar{e} + \bar{\nu}_e. \qquad (2.2)$$

β^+-распад может происходить только в случае, если масса исходного атома превышает массу конечного атома на величину $2m_0c^2 = 1022$ êýÂ. При β^+-распаде $\Delta Z = -1.$

3. Электронный захват, при котором один из электронов атомной оболочки (например, электрон *K*-оболочки) захватывается ядром и при этом испускается нейтрино $\overline{\nu_e}$:

$$A_z + \bar{e} \rightarrow K \rightarrow A_{z-1} + \nu_e \tag{2.3}$$

Если энергия распада больше энергии связи *K*-электронов (самых близких к ядру), то происходит преимущественно *K*-захват. При электронном захвате $\Delta Z = -1$.

Бета-процессы обусловлены слабым взаимодействием – одним из четырех видов известных фундаментальных взаимодействий. Однако вероятность бета-распада в отличие от "слабого" распада элементарных частиц, зависит от структуры ядра. Исследования бета-процессов привели к крупным открытиям в физике: обнаружению новой элементарной частицы – нейтрино и открытию несохранения четности при слабых взаимодействиях. Экспериментальное изучение бета-распада приносит много новых данных о структуре ядер.

При β^+- и β^--распаде из ядра испускаются две частицы. В каждом единичном акте распада энергия перехода делится между бета-частицей и нейтрино (энергией отдачи ядра можно пренебречь), так что кинетическая энергия электрона (или позитрона) может принимать любые значения от нуля до максимально возможной величины $E_{гр}$. При электронном захвате энергия делится только между нейтрино и ядром отдачи, при этом нейтрино уносит практически всю энергию распада. Для большого количества одинаковых ядер в результате статистического усреднения получается вполне определенное распределение электронов (позитронов) по энергиям. Это распределение называется бета-спектром, а величина $E_{гр}$ – граничной энергией бета-спектра. Значения $E_{гр}$ для бета-распада для различных радиоактивных веществ могут сильно различаться. Например, радиоактивный нуклид ^3H (тритий) испускает бета-частицы с $E_{гр}$=18,60 кэВ, в

случае же ^{12}N граничная энергия спектра равна 16,6 МэВ. Большая часть значений $E_{гр}$ лежит в интервале 10–5000 кэВ. Максимальная энергия бета-частиц определяет энергию распада и является важной физической величиной.

Взаимодействие β^--частиц с атомными электронами приводит к передаче атомному электрону некоторой энергии, следствием чего является либо ионизация, либо возбуждение атома. Оба вида передачи энергии имеют примерно равную вероятность и объединяются под общим названием "ионизационные потери энергии". Теория ионизационных потерь электронов была разработана Бором, а также Бете и Блохом, которые получили формулу для потери энергии на ионизацию на единице пути

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ион} = \frac{4\pi e^4}{m_0 \vartheta^2} nZ\left[\ln\frac{m_0\vartheta^2 E}{2\bar{I}^2(1-\beta^2)} - (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2)\ln 2 + (1-\beta^2) + \frac{1}{8}(1-\sqrt{1-\beta^2})^2 - \Delta\right]. \quad (2.4)$$

где ϑ и E – скорость и кинетическая энергия падающего электрона; m_0 и e масса покоя и заряд электрона; Z заряд ядра; n – число атомов в 1 см^3 среды ($n \sim 1/A$, где A – атомный номер вещества) $\beta = \vartheta / c$; $\bar{I}$ – средняя энергия возбуждения атома; Δ – член, учитывающий поляризацию среды.

Л. Д. Ландау показал, что средние потери энергии ΔE монохроматическими электронами при прохождении слоя вещества с атомным номером A и зарядовым числом Z составляют:

$$\Delta E(МэВ) = 0{,}6\rho(Z/A)\Delta x/\beta^2 \quad (2.5)$$

где ρ – плотность вещества, г/см^3, Δx – толщина слоя вещества, см.

Так как отношение Z/A для разных веществ приблизительно постоянно, то величина (dE/dx) в формуле (2.5) практически зависит лишь от плотности вещества ρ. Очень слабая зависимость от Z проявляется только в средней энергии возбуждения $\bar{I}$, которая стоит под знаком логарифма. Следовательно, пробег электронов с данной первоначальной энергией E в различных веществах с одинаковой плотностью будет приблизительно одинаковым.

Поэтому за меру толщины вещества, взаимодействующего с электронами, берут произведение линейной толщины и плотности вещества ρ и выражают пробег в единицах *г /см*^{2} или *мг/см*^{2}.

При взаимодействии β^--частиц с ядрами происходят процессы упругого рассеяния электронов в кулоновском поле ядра и неупругого рассеяния, сопровождаемого испусканием электромагнитного излучения.

Упругое рассеяние электронов в кулоновском поле ядра может быть условно разделено на четыре класса: однократное рассеяние, кратное рассеяние, многократное рассеяние и диффузия. Если толщина слоя мала, ($d \le 1/\sigma N$, где σ – эффективное сечение процесса), то происходит только однократное рассеяние, т. е. почти все рассеяние обусловлено только одним ядром. Для больших толщин ($d \approx 1/\sigma N$) получается кратное рассеяние, т. е. угол рассеяния обязан нескольким последовательным однократным актам рассеяния. При многократном рассеянии (среднее число актов рассеяния больше 20) угловое распределение рассеянных электронов является приблизительно гауссовым до тех пор, пока средний угол рассеяния меньше 20°. Для еще больших толщин ($d \ge 1/\sigma N$)угловое распределение рассеянных электронов принимает вид $W(\Theta) \approx \cos^2 \Theta$. Средний угол рассеяния Θ достигает максимальной величины Θ=33° и остается постоянным при дальнейшем увеличении толщины. Это случай полной диффузии. Электроны выходят из слоя также и со стороны падающего пучка $(\Theta > 90^0)$ – это так называемое обратное рассеяние электронов.

Неупругие процессы при взаимодействии электрона с ядром связаны с испусканием электромагнитного излучения, возникающего при ускорении электрона в кулоновском поле ядра. Рожденное в таком процессе γ-излучение является *тормозным.* Потеря энергии электрона на тормозное излучение называется радиационной. Согласно Гейтлеру радиационные потери на единице длины равны

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{рад} = \frac{Z^2}{137}\left(\frac{e^2}{m_0c^2}\right)^2 n(E+m_0c^2)\left[4\ln\frac{2(E+m_0c^2)}{m_0c^2} - \frac{4}{3}\right]. \quad (2.6)$$

Вероятность образования тормозного излучения пропорциональна квадрату заряда ядра, поэтому радиационные потери энергии играет большую роль в тяжелых элементах. Излучение является важным механизмом потери энергии электронами, но этот механизм несущественен для более тяжелых частиц (мезонов, протонов и др.).

Сравнение формул для потерь энергии на излучение и на ионизацию показывает, что потери энергии имеет разный характер. Так, потери энергии на излучение пропорциональны Z^2 и увеличиваются с энергией линейно, в то время как потери на ионизацию пропорциональны Z и увеличиваются с энергией лишь логарифмически. Поэтому при больших энергиях падающих электронов преобладают потери на излучение. С уменьшением энергии электрона роль ионизации (и возбуждения) увеличивается. При энергии $E_{кр} = 600/Z$ (МэВ) оба вида потери энергии имеют примерно равную вероятность. Отметим, что для A1 (Z–13) $E_{кр}$ – 46 МэВ. Для электронов, испускаемых при радиоактивном распаде, радиационные потери в общем балансе потери играют незначительную роль, так как значения энергии бета-распада обычно не превышают 5 МэВ.

Все сказанное выше применимо и для позитронов. Надо заметить, что проникающая способность позитронов немного отличается от проникающей способности электронов той же энергии ввиду того, что позитроны и электроны несколько по-разному рассеивается в поле ядра. Вызванное этим обстоятельством различие в поведении данных частиц не является существенным.

2.4. Взаимодействие γ-излучения с веществом

При прохождении γ-излучения через вещество происходит ослабление интенсивности пучка γ-квантов, что является результатом их взаимодействия с атомами вещества. Энергия фотонов изменяется за счет фотоэффекта, релеевского и комптоновского рассеяния.

В области энергий гамма-квантов, излучаемых возбужденными ядрами при переходах в основное и низшие возбужденные состояния. При этом суммарное эффективное сечение в этой области энергий является суммой эффективных сечений отдельных процессов, участвующих в ослаблении первичного потока:

$$\sigma_{tot} = \sigma_{ph} + \sigma_C + \sigma_p, \qquad (2.7)$$

где σ_{tot} – суммарное сечение; σ_{ph} – релеевское сечение; σ_C – образование электронных позитроновых пар; σ_p – комптоновское сечение.

Эффективное сечение каждого из процессов, рассчитанное на один атом поглотителя, является функцией, как энергии гамма-излучения, так и атомного номера Z вещества поглотителя.

$$E_e = E_\gamma - I_i - E_n,$$

где I_i – ионизационный потенциал оболочки атома, из которой выбивается электрон; E_n – энергия отдачи ядра, E_γ – энергия гамма-кванта. Величина энергии отдачи ядра обычно мала, поэтому ею можно пренебречь. Тогда энергия фотоэлектрона определится соотношением $E_e = E_\gamma - I_i$, где $i = K, L, M,...$ – индекс электронной оболочки. Эффективное сечение фотоэффекта является суммой эффективных сечений фотоэффекта на отдельных электронных оболочках атома. Существенной особенностью фотоэффекта является то, что он не может происходить на свободном электроне, т. к. законы сохранения импульса и энергии в случае фотоэффекта на свободном электроне оказываются несовместимыми.

Уменьшение интенсивности $I(x)$ моноэнергетичного коллимированного пучка гамма-квантов не слишком толстым слоем x однородного вещества происходит экспоненциально:

$$I(x) = I(0)e^{-n\sigma x} = I(0)e^{-TX} \qquad (2.8)$$

где n – концентрация атомов поглотителя. Величину τ (она обычно выражается в $см^{-1)}$ называют **линейным коэффициентом поглощения**.

Фотоэффект происходит с наибольшей вероятностью (около 80 %) на электронах атомной оболочки, наиболее сильно связанной с ядром атома, т. е. на *K*-оболочке.

Зависимость сечения фотоэффекта от атомного номера *Z* вещества поглотителя сильное: $\sigma_{ph} \sim Z^5$. Фотоэффект является главным процессом, ответственным за поглощение γ-квантов в области малых энергий. В области энергий E_γ < 0,5 МэВ величина эффективного сечения фотоэффекта очень резко спадает с ростом энергии гамма-квантов: $\sigma_{ph} = 1/E_\gamma^{7/2}$.

Комптон-эффект – это рассеяние γ-квантов на свободных электронах. Электрон можно считать свободным, если энергия γ-квантов во много раз превышает энергию связи электрона. В результате комптон-эффекта вместо первичного фотона с энергией E_γ появляется рассеянный фотон с энергией $E'_\gamma < E_\gamma$, а электрон, на котором произошло рассеяние, приобретает кинетическую энергию $E_e = E_\gamma - E'_\gamma$. На рис. 2.1 показана схема рассеяния γ-квантов на электроне. Пользуясь законами сохранения импульса и энергии можно записать

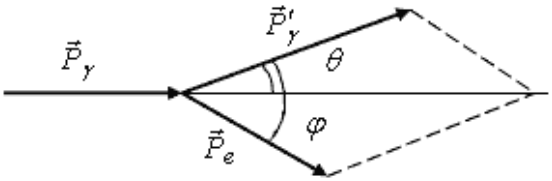


Рис. 2.1. Схема рассеяния γ-квантов на свободном электроне: $\vec{P}_\gamma$ *и* $\vec{P}'_\gamma$ *– импульсы первичного и рассеянного γ-квантов,* $\vec{P}_e$ *– импульс электрона*

$$\vec{P}_\gamma = \vec{P}'_\gamma + \vec{P}_e, \qquad m_e c^2 + E_\gamma = E'_\gamma + E_e, \tag{2.9}$$

где $m_e c^2$ = 0,511 МэВ – энергия покоя электрона, E_e – полная энергия электрона, E_γ и E'_γ – энергии падающего и рассеянного

γ-квантов. Можно показать, что изменение длины волны γ-кванта при комптоновском рассеянии дается выражением

$$\lambda' - \lambda = \lambda_0(1 - \cos\theta), \qquad (2.10)$$

где λ' и λ – длины волн первичного и рассеянного γ-кванта; $\lambda_0 = h/m_e c$ – комптоновская длина волны электрона; θ – угол между направлениями импульсов $\vec{P}_\gamma$ и $\vec{P}'_\gamma$ падающего и рассеянного γ -квантов.

Изменение длины волны при комптоновском рассеянии не зависит от λ и определяется лишь углом q рассеяния γ-кванта. Кинетическая энергия электрона определяется соотношением

$$E_e = \frac{E_\gamma}{1 + \dfrac{m_e c^2}{2E_\gamma \sin^2(\theta/2)}} \qquad (2.11)$$

Эффективное сечение рассеяния γ-кванта на электроне не зависит от характеристик вещества поглотителя. Эффективное сечение этого же процесса, *рассчитанное на один атом*, пропорционально атомному номеру (или числу электронов в атоме) *Z*.

Сечение комптоновского рассеяния убывает с ростом энергии γ-кванта:

$$\sigma_C \sim 1/E_\gamma.$$

При комптоновском рассеянии Ƴ-квантов, возникших в результате переходов атомных ядер из возбужденных состояний в основное и низшие возбужденные, энергии γ-квантов, как правило, много больше как энергии связи электронов в атоме, так и кинетических энергий этих электронов. Поэтому в формулах (2.10)-(2.11) первичный электрон считался покоящимся. Некогерентное рассеяние γ-кванта приводит в этом случае к передаче части энергии кванта

электрону и появлению γ-кванта с меньшей энергией (и большей длиной волны). Однако этот же процесс некогерентного рассеяния используется в современной физике для получения моноэнергетических пучков γ-квантов высоких энергий. С этой целью поток фотонов от лазера рассеивают на большие углы на пучке ускоренных электронов высокой энергии, выведенных из ускорителя. Такой источник γ-квантов высокой энергии и плотности называется **L**aser-**E**lectron-**G**amma-**S**ource (LEGS). В одном из работающих в настоящее время LEGS лазерное излучение в результате рассеяния на электронах, ускоренных до энергий 3 ГэВ, превращается в поток γ-квантов с энергиями 400 МэВ.

Образование пары электрон-позитрон. Можно показать, что одиночный квант любой энергии не может в вакууме превратиться в электрон-позитронную пару, так как при этом не выполняются одновременно законы сохранения энергии и импульса. Процесс образования пар происходит лишь в кулоновском поле частицы, получающей часть энергии и импульса.

Образование пар в поле ядра может иметь место, если энергия кванта удовлетворяет соотношению

$$E_\gamma \geq 2m_e c^2 + E_я, \qquad (2.12)$$

где первый член справа соответствует энергии покоя пары электрон- позитрон, а второй – энергия отдачи ядра. Так как энергия отдачи ядра сравнительно мала, то энергия, определяемая первым членом, является порогом рождения пар ($2m_e c^2 \approx$ 1,022 МэВ). В основном образование e^+e^--пар происходит в кулоновском поле ядер атомов и эффективное сечение этого процесса ($\sigma_{пр}$ на рис. 2.2) пропорционально квадрату заряда ядра Z^2. Порог рождения пар в поле электрона равен $4m_e c^2$. Это связано с тем, что энергию отдачи получает электрон, имеющий малую массу, и пренебречь ею уже нельзя. Образование пар в поле электрона характеризуется сравнительно малым сечением ($\sigma_{ер}$ на рис. 2.2).

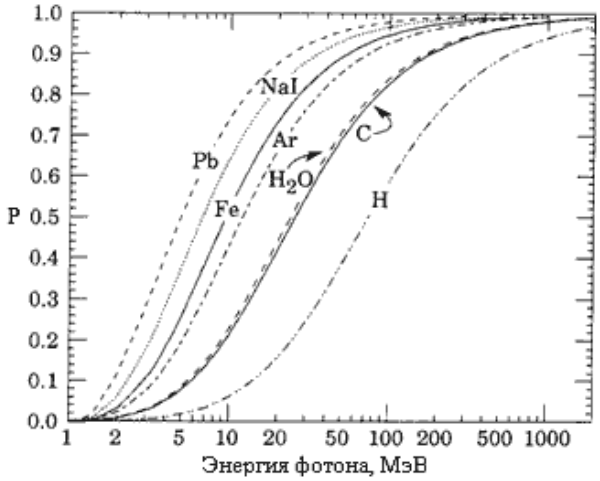


Рис. 2.2. Вероятность образования фотоном электрон-позитронной пары

На рис. 2.1 показана вероятность P того, что фотон, взаимодействуя с веществом, образует электрон-позитронную пару.

Комптон-эффект играет основную роль в ослаблении интенсивности γ-излучения в алюминии при 60 кэВ < E_γ < 15 МэВ и в свинце при 0,7 МэВ < E_γ < 5 МэВ.

Фотоэлектрическое поглощение в алюминии наиболее существенно при E_γ < 50 кэВ и в свинце при E_γ < 0.5 МэВ. Образование пар доминирует над этими двумя процессами при больших энергиях γ-квантов: в алюминии при E_γ > 15 МэВ и в свинце при E_γ > 6 МэВ.

Данное взаимодействие характеризуется тем, что каждый фотон выбывает из пучка в результате одного акта. Число выбывших из пучка фотонов dI пропорционально проходимому ими слою вещества dx и числу падающих фотонов I:

$$dI = -\mu \cdot I dx,$$

где μ – коэффициент пропорциональности, называемый коэффициентом ослабления. Если излучение

моноэнергетическое, то μ= const, и тогда $I_x=I_0\, e^{-\mu x}$, где путь в среде x может быть выражен в см, гм/см, атом/см^2, электрон/см^2.

Т.к. величина μX – безразмерна, поэтому μ, называемый также эффективным сечением выражается в 1/см; см^2/г; см^2/атом; см^2/электрон.

Измерение интенсивности потока фотонов иногда выражают через слой половинного ослабления Δ. По смыслу слоем половинного ослабления называют такую толщину поглощающей среды, при прохождении которой интенсивность излучения уменьшается в 2 раза:

$$\Delta = \frac{\ln 2}{\mu} = \frac{0{,}693}{\mu}.$$

Бетон ρ = 2,3 г/см^3 , толщина, см

Гамма-лучи, как и заряженные частицы, взаимодействуют с электронами и ядрами атомов. Имеется свыше 10 типов элементарных процессов взаимодействия гамма-лучей, основные из них:

1. фотоэлектрическое поглощение квантов;
2. рассеяние квантов;
3. образование пар «электрон-позитрон»;
4. ядерный фотоэффект.

Первые два процесса возникают при взаимодействии гамма квантов с электронами и являются главными для энергетического диапазона гамма лучей естественных радиоактивных элементов, два других проявляются при взаимодействии гамма квантов с ядром.

В результате указанных процессов либо вся, либо часть энергии гамма квантов передаётся электрону или паре электрон-позитрон. Полученную энергию электроны и позитроны в свою очередь, в результате тех или иных процессов передают веществу, где произошёл элементарный акт взаимодействия гамма-кванта с веществом. Часть энергии, потерянной гамма-квантами в элементарных актах, испускается в виде более мягкого излучения.

3. БИОЛОГИЧЕСКОЕ ДЕЙСТВИЕ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

3.1. Биологическое воздействие гамма излучений

Большинство тканей взрослого человека относительно мало чувствительны к действию радиации. К ним можно отнести почки, печень, мочевой пузырь, зрелые хрящевые ткани.

Накопленный к настоящему времени большой материал, полученный в экспериментах на животных, а также на основе обобщения многолетних данных о состоянии здоровья рентгенологов, радиологов и других лиц, которые подвергались воздействию ионизирующих излучений, показывает, что при однократном равномерном гамма-облучении всего тела:

10000 бэр	–	смерть наступает через несколько часов или дней вследствие повреждения центральной нервной системы,
1000 – 5000 бэр	–	смерть наступает через одну–две недели вследствие внутренних кровоизлияний,
400 – 500 бэр	–	50 % облученных умирает в течение одного–двух месяцев вследствие поражения клеток костного мозга,
100 бэр	–	нижний уровень развития лучевой болезни,
75 бэр	–	кратковременные незначительные изменения состава крови,
30 бэр	–	облучение при рентгеноскопии желудка (разовое),
25 бэр	–	допустимое аварийное облучение персонала (разовое),
10 бэр	–	допустимое аварийное облучение населения (разовое),
5 бэр	–	допустимое облучение персонала в нормальных условиях за год,
0,5 бэр	–	допустимое облучение населения в нормальных условиях за год,
0,350 бэр	–	годовая эквивалентная доза облучения за счет всех источников излучения в среднем для жителя Казахстана.

Уровни взаимодействия ИИ с веществами в теле человека:

1. Атомный – возбуждение и ионизация атомов.

2. Молекулярный – прямое и непрямое действие:

а) радиолиз молекулы воды и выделение атомарного кислорода;

б) нарушение кислотно-щелочного баланса, окислительно-восстановительных процессов, приводящее к нарушению обмена веществ в организме. Продукты радиолиза воды вступают активно в реакцию с белковыми молекулами, образуют новые химические соединения, не свойственные организму и обладающие токсическими свойствами.

Прямое действие на уровне молекул заключается в разрыве углеродных связей органических молекул под действиями излучения, образовании свободных связей и присоединении к ним свободных радикалов с образованием в организме новых не свойственных ему веществ, обладающих токсическими свойствами. Кроме того, в результате нарушения окислительно-восстановительных процессов в организме замедляется синтез белковых молекул.

Непрямое действие заключается в замедлении синтеза молекул ДНК, что приводит к замещению процессов созревания и деления клетки, а так как этот процесс определяет уровень поддержания функции ткани молодыми клетками, то в результате замедления дополнения молодых клеток происходит накопление старых клеток, т. е. происходит старение ткани, и потеря ею своих функций, что наблюдается в клинических проявлениях облученного органа.

Для сопоставления биологического действия различных видов излучений в радиобиологии существует понятие "относительная биологическая эффективность" (ОБЭ). Под ОБЭ излучения понимают его относительную (по сравнению с рентгеновским или α-излучением) способность при заданной поглощенной дозе вызывать лучевое поражение определенной степени тяжести. ОБЭ рентгеновского и α-излучений принимают равным 1. Коэффициент ОБЭ определяют как отношение дозы данного и стандартного излучения, необходимое для получения одинакового эффекта:

$$ОБЭ = \frac{Доза_рентгеновского_излучения_(100-200кэВ),_вызывающая_какой-то_эффект}{Поглощённая_доза_любого_вида_ИИ,_вызывающая_такой_же_эффект}$$

Величина коэффициентов ОБЭ в определенной степени зависит от физической характеристики качества ИИ, а также от ряда физических и биологических факторов. Так, на величину коэффициентов ОБЭ влияют уровень доз, кратность облучения, распределение дозы во времени и др. К факторам биологической природы, влияющим на величину коэффициента ОБЭ, относят вид животного и критерий, используемый для оценки биологического эффекта, возникающего вслед за облучением (средняя продолжительность жизни, атрофия яичек, частота "прививок" лейкемии экспериментальным животным и др.)

3.2. Основные реакции организма человека на действие ИИ

Проявления хронического облучения в больших дозах (т. е. десятки и сотни бэр ежегодно на протяжении ряда лет) весьма многообразны, так же как и особенности такого облучения (внешнее, внутреннее, общее равномерное, облучение отдельных "критических" органов и т. д.). Соответственно особенностям хронического облучения регистрируют хроническую лучевую болезнь, поражения кожи (локальные), хрусталика, кроветворении костного мозга (в частности, при инкорпорации в костях ^{90}Sr), пневмосклероз, рак легких (при ингаляции ^{239}Pu) и т. д. Некоторые из указанных видов лучевых поражений были изучены у людей, подвергавшихся лучевой терапии. Приведенные выше эффекты наблюдаются при облучении в дозах несколько зивертов и выше. Гипофункция щитовидной железы била выявлена у детей на Маршалловых островах, подвергшихся воздействию ^{131}I в результате испытаний американцами ядерного оружия, при дозах на железу 10 – 20 Зв и более. Напротив, для хрусталика глаза человека характерна повышенная радиочувствительность. Эффекты облучения в виде его помутнения находили при годовых мощностях доз, незначительно превышающих 0,3 Зв, тогда как такую дозу получали в течение ряда лет.

Большая часть из известных видов лучевого поражения возникает спустя длительный срок после острого однократного или хронического облучения – это так называемые отдаленные

эффекты облучения в отличие от непосредственных эффектов, к которым относят острую лучевую болезнь и сопутствующий ей симптомокомплекс. Последние – непосредственные эффекты – зависят от дозы таким образом, что с ее возрастанием растет тяжесть поражения. В отдаленном периоде возможны еще 2 вида эффектов, которые называют стохастическими (т. е. вероятностными, случайными):

– соматические (телесные) эффекты – злокачественные опухоли;

– генетические эффекты – врожденные уродства и нарушения, передающиеся по наследству. В основе обоих указанных видов стохастических эффектов лежат генерирующиеся излучением мутации и другие нарушения в клеточных структурах, ведающих наследственностью: в первом случае (соматические заболевания – рак) – в неполовых соматических клетках различных органов и тканей, во втором – в половых клетках яичников и семенников. Увеличение дозы не приводит к более тяжелым поражениям, но возрастает их частота – риск развития отдаленных стохастических эффектов. Особое, в известном смысле промежуточное, положение между соматической и генетической патологией занимают эмбриотоксические эффекты, т. е. последствия облучения плода. Установлено, что плод весьма чувствителен к облучению, особенно в период органогенеза, т. е. на 4–12-й неделе беременности.

3.3. Основные эффекты последствий облучения человека

При современном уровне профессионального облучения и облучения населения за счет радиационного фона единственный возможный эффект – стохастический. Непосредственные и отдаленные не стохастические поражения возникают лишь при дозах, намного превышающих гигиенические нормативы и тот уровень облучения, который встречается в обычных, в неаварийных условиях реальной жизни. Поэтому именно стохастические эффекты являются объектом пристального внимания радиационной гигиены.



Рис. 3.1.

Биологические эффекты малых доз

Многочисленные наблюдения за персоналом, а также населением, подвергавшимся воздействию повышенных доз в силу различных причин, позволяют сделать вывод, что длительное, многолетнее облучение при мощностях дозы до 5 бэр в год у взрослого практически здорового человека (персонала) или дозах до 0,01 Зв в год у населения в целом не вызывает никаких неблагоприятных соматических сдвигов, реально регистрируемых современными методами исследования.

Способность ионизирующего излучения вызывать рак и генетические нарушения у человека или животных была выявлена только в тех случаях, когда накопленные дозы облучения составляли сотни и тысячи, но никак не менее 1 Зв. Однако отсюда не следует – и понимание этого весьма важно, – что малые и даже «сверхмалые» дозы не могут вызывать стохастических эффектов. Дело в том, что 3 обстоятельства препятствуют или затрудняют обнаружение таких эффектов малых доз:

– указанные эффекты не имеют специфического характера: вызываемые облучением злокачественные новообразования, а также генетические нарушения по своим проявлениям и свойствам никак не отличаются от так называемых спонтанных опухолей и врожденных уродств, встречающихся у человека. Вызванная облучением опухоль по клиническим проявлениям гистологически, биохимически, как правило, не отличается от опухолей, возникновение которых не связано с облучением или, например, обусловлено действием химических канцерогенов;

– широкое распространение, высокая частота в современном мире уровней спонтанного рака и генетических нарушений. Как известно, в промышленно развитых странах каждый четвертый – шестой человек заболевает раком, а у 6 – 10 % новорожденных имеются генетические нарушения;

– малая вероятность их проявления при низком уровне радиационном воздействия.

Учитывая указанные обстоятельства, отдельные злокачественные опухоли, индуцированные облучением, на фоне спонтанной заболеваемости трудно выявить в реальной жизни и эксперименте.

Для обнаружения биологических эффектов «не очень малых» доз необходимо владеть данными, основанными на очень большой статистике – итоги многолетних наблюдений за контингентом в десятки и сотни тысяч человек, имеющих адекватный контроль (т. е. аналогичные группы, отличающиеся только уровнем радиационного воздействия и не подвергавшиеся действию других факторов, модифицирующих канцерогенез).

На практике при изучении канцерогенеза в различных профессиональных группах у работников некоторых производств, где присутствовали химические канцерогены, удавалось достоверно установить их эффект только в тех случаях, когда под их воздействием заболеваемость раком превышала обычную на 200 – 400 % и более.

Выявить увеличение случаев рака на 20–30 %, которое мы можем ожидать при превышений предельно допустимых доз в год, что практически невозможно, поскольку для этого

требуются однородные контингенты людей (по воздействию других канцерогенных факторов) численностью в сотни тысяч и миллионы человек. Соответственно для экспериментальных животных, согласно расчетам, для обнаружения канцерогенном эффекта дополнительной дозы на уровне естественного фона требуется в идеальном варианте "на точку" минимум 100 000 особей. В этом случае можно ожидать появления одною индуцированном облучением раковом заболевания на всю группу, если предположить максимально возможный выход опухолей, соответствующий беспороговой линейной связи между дозой и канцерогенным эффектом (при этом предположения доза 1 мЗв вызывает раковое заболевание с вероятностью 10 %). На самом деле ввиду наличия у животных спонтанных опухолей для статистически достоверного выявления эффектов малых доз требуются опытные и контрольные группы значительно большей численности, что практически нереально.

Таким образом, результаты эпидемиологических и экспериментальных исследований, при которых не было установлено достоверного учащения стохастических эффектов при воздействии малых доз, на самом деле не могут служить доказательством отсутствия такого эффекта.

3.4. Прямое и косвенное действие ионизирующего излучения

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.

Каждому биологическому виду свойственна своя мера чувствительности к действию ионизирующей радиации, которая характеризует его нечувствительность. Степень радиочувствительности сильно варьируется в пределах одного вида (индивидуальная радиочувствительность), а для определенного индивидуума зависит также от возраста, даже в одном организме различные клетки и ткани очень сильно различаются по радиочувствительности (табл. 3.1).

Таблица 3.1

Дозы фотонного излучения D_{50}, вызывающие 50 %-ную гибель различных организмов в облученной популяции

Биологический вид	D_{50}, Гр
Насекомые	10–100
Растения	10–1500
Дрожжи	300–500
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:

$$H_2O \rightarrow H_2O^+ + e^-.$$

Ионизированная молекула воды реагирует с другой нейтральной молекулой воды, в результате чего образуется высокореактивный радикал гидроксила OH^*:

$$H_2O^+ + H_2O \rightarrow H_3O^+ + OH.$$

Вырванный электрон также очень быстро передает энергию окружающим молекулам воды, в результате чего возникает сильно возбужденная молекула воды H_2O^*, которая диссоциирует с образованием двух радикалов H^* и OH^*:

$$H_2O + e^- \rightarrow H_2O^* \rightarrow H^* + OH^*.$$

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 радиолиза: свободный радикал гидроперекиси и перекись водорода H_2O_2 и атомарный кислород:

$$H^* + O_2 \rightarrow H0_2;$$
$$HO_2 + HO \rightarrow H_2O_2 + 20.$$

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 D^*, отличающиеся также крайне 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 ($D+O_2 \rightarrow DO_2$) 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.

Индуцированные 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 (теплой, 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 °С, т. е. меньше, чем от стакана выпитого горячего чая.

3.5. Виды радиационных эффектов воздействия на организм

Нежелательные радиационные эффекты воздействия облучения на организм человека условно делятся на соматические («сома» – по греческий «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 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 genos – 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 непосредственно 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.), проявляются 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 возрастать 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, повтор) хроническое облучение), равномерности поля (равномерное или неравномерное облучение) и т. п.

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. 3.2 Для других видов излучений следует использовать эквивалентную дозу с учетом коэффициента качества излучения. Приведенные в табл. 3.2 данные о последствиях лучевого воздействия относятся к случаю, когда соотсутствует лечение. В настоящее время имеется ряд противолучевых средств и накоплен опыт комплексного лечения лучевой болезни, позволяющей 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 развиться хроническая лучевая болезнь. Наиболее характерными ее признаками являются изменения в составе крови (уменьшение лейкоцитов, малокровие) и ряд симптомов со сторон нервной системы.

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

3.6. 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.

Таблица 3.2

Примерная классификация лучевых поражений организма человека. При кратковременном однократном тотальном облучении фотонами в зависимости от тканевых поглощенных доз D

Тканевая поглощенная доза D, Гр						
< 0,25	0,25–0,5	0,5–1	1–2	2–4	4–6	> 6
Отсутствует	Реакция 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

Продолжение табл. 3.2.

Отсутствует	
Временное изменение состава крови	Благополучные, состав крови быстро нормализуется
Чувство усталости, иногда рвота, умеренные изменения состава крови	Благополучные, состояние здоровья нормализуется
Умеренная лейкопения*, иногда рвота в первые сутки	Благополучные, Смертельные исходы отсутствуют
Тошнота, рвота в первые сутки, лейкопения, подкожные кровоизлияния	В 20 % случаев возможен смертельный исход через 2-6 недель после облучения
Тошнота, рвота, лейкопения, подкожные кровоизлияния, изъязвления	В 50 % случаев возможен смертельный исход в течение месяца после облучения
Рвота через 1–2 ч после облучения, почти исчезают лейкоциты в крови, подкожные кровоизлияния, изъязвления, кровавый понос	В 100 % случаев наступает смерть от инфекционных заболеваний или кровоизлияний

Примечание: * - Уменьшение числа лейкоцитов в крови.

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. 3.2 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 1 человека за год.

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

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.

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

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

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 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 (чел/год): 1 – безопасная ($R < 10^{-4}$), 2 – относительно безопасная ($R = 10^{-4}$–10^{-3}), 3 – опасная ($R = 10^{-3}$–10^{-2}), 4 – особо опасная ($R>10^{2}$) (табл. 3.3). 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.

Таблица 3.3

Уровни среднего риска смерти R на 1 человека в 1 год			
Источник	Причины	Средние значения	Примеры значений риска
1	2	3	4
Внутренняя среда организма	Генетические и соматические заболевания, старение	$R \simeq 1 \odot 10^{-2}$, $R \leq 10^{-4}$ (для космонавтов)	См. график рис. 4.1
Естественная среда обитания	Несчастные случаи при землетрясениях, ураганах, наводнениях и других стихийных бедствиях	$R \simeq 1 \odot 10^{-5}$	Наводнения $4 \odot 10^{-6}$ Землетрясения $3 \odot 10^{-6}$ Грозы $6 \odot 10^{-7}$ Ураганы $3 \odot 10^{-8}$
Искусственная среда обитания	Несчастные случаи в быту, на транспорте, заболевания от загрязнения внешней среды	$R \simeq 1 \odot 10^{-3}$ (для мужчин)	Вырубка энергии обычным способом $\approx 2 \odot 10^{-5}$; Ядерным способом $\leq 10^{-7}$. Отравление выхлопным газами автомобиля (для мужчин) $\sim(1 \div 5) \odot 10^{-6}$. Курение $\sim 5 \odot 10^{-4}$. См. график рис. 1 (кривая 2)
Профессиональная деятельность	Профессиональные заболевания, несчастные случаи при профессиональной деятельности и т.д.	Профессиональная деятельность: безопасная $<10^{-4}$, относительно безопасная 10^{-4}-10^{-3}, опасная 10^{-3}-10^{-2}, особо опасная $>10^{-2}$	Отрасли промышленности швейная, обувная, текстильная, пищевая, полиграфиическая $\leq 10^{-4}$, металлургическая, судостроительная, строительная, вся промышленность в среднем 10^{-4}-10^{-3}, углекоксование, вулкани-зация 10^{-3}-10^{-2}. летчик-испытатель, экипаж реактивных самолетов $>10^{-2}$

Продолжение табл. 3.3

Непрофессиональная деятельность	Заболеваемость и несчастные случаи в любительском спорте и других видах непрофессиональной деятельности	Виды спорта: безопасные $<10^{-4}$, относительно безопасные и опасные 10^{-4}-10^{-2}, особо опасные $>10^{-2}$	Бокс, лыжа, охота $\leq 10^{-4}$ Скачки, скачки с препятствиями $\geq 10^{-2}$.
Социальная среда	Самоубийства, самоповреждения, убийства, повреждения, причиненые с преступными целями, убийства, ранения, связанные с военными действиями и т.д.	$R \simeq (0{,}5 \div 1{,}5) \odot 10^{-4}$ (США)	Самоубийства $\sim 1 \odot 10^{-4}$. Военные действия мужчин всех возрастных групп (США) $7 \odot 10^{-5}$ (среднее)

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. 3.3 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 концентрируется у одних членов общества, а риск неблагоприятных последствий, связанных с ее недостатками, распределяется на других членов ни на все общество в целом.

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 $(1–5)–10^{-4}$ 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. 3.2).

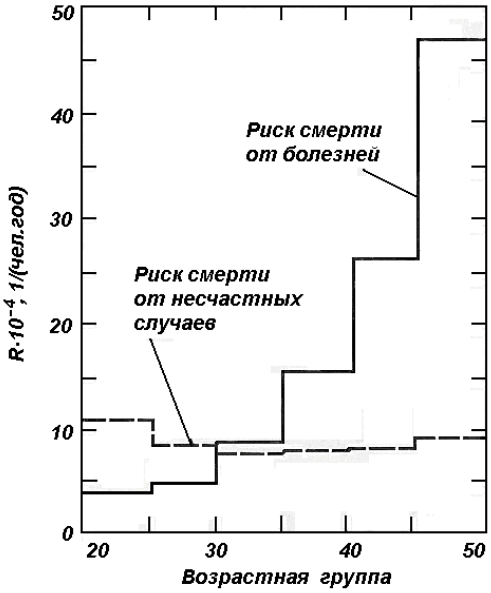


Рис. 3.2. График зависимости риска смерти от различных факторов:
1 – риск смерти от болезни; 2 – риск смерти от несчастных случаев

3.8. Принципы нормирования радиационного облучения. Нормы радиационной безопасности

В основе современных концепций нормирования радиационного облучения лежит принцип ограничения дозы на человека. При этом исходят из того, что меры радиационной безопасности, необходимые для защиты как персонала, работающего с источниками ионизирующих излучений, 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 биоценозов и биосферы в целом. Такой принцип нормирования радиационного воздействия называют радиационно-гигиеническим.

Сегодня в условиях интенсивного развития ядерной энергетики и широкого использования в различных областях разнообразных источников ионизирующего излучения, повышения радиационного фона в глобальных масштабах, проявления синергетического действия 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 принц

Биоценоз – совокупность растений, животных и микроорганизмов, населяющих данный участок суши или водоема.

Воздействие, когда комбинированный эффект двух агентов, например радиационного и химического, выше, чем суммарное действие от каждой 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

натурного материала в области радиоэкологии 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 России осуществлено, исходя из следующих основных принципов радиационной безопасности: 1) не превышения 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 МКРЗ 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 *У* 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 $B = V – (P + X + У)$.

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 $dB/dS_E=dV/dS_E – (dP/dSE + dX/dS_E + dY/dS_E)=0$.

Так как V и P – константы, не зависящие от S_E, и, следовательно dV/dSE: и dP/dSE равны нулю, то условия оптимальности выполняются при таком значении S_{EO}, 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. $dX/ dS_E /S_{E0} = – dY\ dS_E/S_{E0}$.

Так как затраты на радиационную безопасность обычно определяются в денежном выражении, удобно ущерб оценивать в тех же единицах. Естественно, что значения Sg_0 должны быть такими, чтобы доза излучения для любого индивидуума была ниже соответствующих дозовых пределов, что определяется первым принципом регламентации дозовых нагрузок МКРЗ.

3.9. 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.

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

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

Таблица 3.4

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

Как отмечалось выше, различные органы и ткани тела человека обладают 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 глаз и другие органы, за исключением тех, которые относятся к I и H_i 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. 3.4).

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, обнаруживаем современными методами. Предел дозы контролируется по мощности эквивалентной дозы внешнего излучения на территории и в помещениях 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 Т лет с начала профессиональной работы, не должна превышать значения:

$$H_i < ПДД_i - Г,$$

$ПДД_i$ – 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 $ДМД_А$ при равномерном распределении дозы по году $ДМД_А$=50 мЗв/год=1 мЗв/неделя =29 мкЗв/ч=8,2 нЗв/с.

Сравнение основных дозовых пределов с фоновым облучением человека 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 флуктуации.

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, 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 ($ДПП_А$) и допустимой концентрации радионуклидов в воздухе ($ДК_А$) для категории А и в воде и воздухе $ДК_Б$ для категории Б. Нижний

индекс А или Б при величинах указывает, к какой категории облучаемых лиц относится допустимый уровень.

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 λ_σ и радиоактивного распада с постоянной распада λ_p. Тогда эффективная постоянная выведения нуклида из организма $\lambda = \lambda_\sigma + \lambda_p$.

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 λ, можно связать $ПДД_A$ для категории А с допустимым содержанием данного радионуклида в критическом органе $ПД_c$. Зная количество радионуклида, поступающего в организм, /и биологическую константу/, 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: $ПДД_A = ДС_A \odot \lambda$.

Отсюда легко рассчитать J, соответствующее $ДС_A$. Допустимую концентрацию легко определить, если учесть, что объем поступающего воздуха в организм человека для категории А равен $2{,}5\text{-}10^6$ л/год. Заметим, что для категории Б эта величина составляет $7{,}3\text{-}10^6$ 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 $ДК_E$ воздухе или воде рассчитывают по формуле:

$$ДК_E = J / \sum_{j=1}^{m} \frac{P_j}{ДК_j}, \qquad (3.1)$$

где $ДК_j$ – допустимая концентрация j-го радионуклида; P_j – доля радиоактивности смеси, приходящийся на j-й радионуклид; $\sum_{j=1}^{m} P_j = 1$, j – 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 превышала единицы, т. е. должно выполняться соотношение:

$$\sum_i \frac{H_i}{ДМД_A} + \sum_j \frac{A_{v,j}}{ДК_{A,j}} \le 1, \qquad (3.2)$$

где H_i – фактическая среднегодовая мощность максимальной эквивалентной дозы в данном критическом органе от внешнего облучения i-м видом излучения; $A_{v,j}$, $ДК_{A,j}$ – 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 дли 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. 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)⊙10^{-4} 1/(чел-год), определенного в 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 Н 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 $\sum_T R_T$, нетрудно убедиться, что установленные НРБ-76/87 *ПДД* для персонала и *ПД* для ограниченной части населения обеспечат не превышение приведенных выше допустимых уровней риска для персонала и ограниченной части населения.

3.10. Регламентация облучения человека

При установлении норм радиационной безопасности Международной комиссией по радиологической защите (МКРЗ) был взят за основу следующий принцип: «Обеспечить защиту от

ионизирующего излучения отдельных лиц, их потомство и человечество в целом, и в то же время создать соответствующие условия для необходимой практической деятельности человека, во время которой люди могут подвергаться воздействию ионизирующих излучений». Исходя из этого, МКРЗ установила систему дозовых пределов, которые легли в основу отечественных норм «Нормы радиационной безопасности НРБ-99».

Всего выделено три категории:

категория А – лица, которые постоянно или временно работают непосредственно с источниками излучений;

категория Б – лица, которые не работают непосредственно с радиоактивными источниками, но по условиям проживания могут подвергаться воздействию радиоактивных веществ;

категория В – области, края, республики.

Для каждой категории облучаемых лиц установлены следующие нормативы: основные дозовые пределы и допустимые уровни, соответствующие дозовым пределам.

При облучении всего тела или наиболее радиочувствительных органов (гонады, костный мозг) предельно допустимые дозы равны: для категории А – 5 бэр/год (50 мЗв/год), для категории Б – 0,5 бэр/год (5 мЗв/год). В случае облучения некоторых органов и тканей установлены менее жесткие дозовые пределы с учетом различной радиочувствительности органов.

Дозовые пределы не включают дозы за счет естественного фона излучения и рентгенодиагностических процедур.

Для категории В дозовые пределы не установлены. Часто не представляется возможным непосредственно измерить дозу, например, в случаях внутреннего облучения. Это обуславливает необходимость введения допустимых уровней – нормативных значений поступления радиоактивных веществ в организм, содержание радиоактивных веществ в организме, их концентрации в воде и воздухе, мощности дозы, плотности потока.

В настоящее время среди ученых нет единой точки зрения по вопросу о биологических последствиях малых доз облучения. Некоторые считают, что зависимость доза – эффект имеет линейный вид, другие полагают, что вредные эффекты

облучения выявляются, начиная с какого-то определенного порога. Третьи полагают, что небольшие дозы даже полезны. По-видимому, существуют как положительные, так и отрицательные радиационные эффекты малых доз. Науке еще только предстоит выяснить, какие – полезные или вредные для человека – эффекты будут преобладать в каждой конкретной ситуации и определить границу доз, за которой отрицательные эффекты доминируют.

При работе с радиоактивными источниками основное требование к обеспечению безопасных условий труда – сооружение защитных барьеров, обеспечивающих снижение дозы внешних потоков излучений на рабочих местах и в соседних помещениях, до допустимых уровней, или использование защиты временем и защиты расстоянием, чтобы за время проведения той или иной операции не произошло переоблучение персонала и ограниченной части населения.

В основе системы радиационной безопасности лежат следующие главные принципы:

– **принцип нормирования** – непревышение допустимого предела индивидуальных доз облучения граждан от всех источников ионизирующего излучения;

– **принцип обоснования** – запрещение всех видов деятельности по использованию источников ионизирующего излучения, при которых полученная для человека и общества польза не превышает риск возможного вреда, причиненного дополнительным к естественному радиационному фону облучением;

– **принцип оптимизации** – поддержание на возможно низком и достижимом уровне с учетом экономических и социальных факторов индивидуальных доз облучения и числа облучаемых лиц при использовании любого источника ионизирующего излучения.

Расчет вероятностных потерь и обоснования расходов на радиационную защиту при реализации принципа оптимизации предполагает, что облучение в коллективной эффективной дозе в 1 чел-Зв приводит к потере 1 чел-года жизни населения.

Основной дозовый предел облучения персонала и населения не включает в себя дозы от природных, медицинских

источников ионизирующего излучения и дозу вследствие радиационных аварий. На эти виды облучения предусмотрены специальные ограничения.

При подсчете вклада в общее (внешнее и внутреннее) облучение от поступления в организм радионуклидов берут сумму произведений поступлений каждого радионуклида за год на его дозовый коэффициент. Годовая активная доза облучения равна сумме эффективной дозы внешнего облучения, накопленной за календарный год, и величине ожидаемой эффективной дозы внутреннего облучения, обусловленной поступлением в организм радионуклидов за этот же период. Установлено, что интервал времени при определении величины ожидаемой эффективной дозы равен 50 годам для лиц из персонала 70 годам – для лиц из населения.

Для женщин в возрасте до 45 лет, работающих с источниками ионизирующем излучения, введены дополнительные ограничения: эквивалентная доза в коже на поверхности нижней части живота не должна превышать 1 мЗв в 1 мес, а поступление радионуклидов в организм не должно превышать за год 1/20 предела годового поступления для персонала. При этом эквивалентная доза облучения плода за 2 месяца не выявленной беременности не превысит 1 м3в.

Ниже представлен допустимый уровень мощности дозы при внешнем облучении всего тела от техногенных источников в стандартных условиях.

Назначение помещений	Мощность дозы, мкЗв/ч
Помещения постоянном пребывания персонала	10
Жилые помещения и территория, где постоянно находятся лица из населения	0,1

НРБ-99 не распространяются (не учитывают) на космическое излучение и излучение калия-40 в организме.

3.11. Природный радиационный фон и фоновое облучение

Под радиационным фоном понимают ионизирующее излучение природных источников космического и земного происхождения, а также искусственных радионуклидов, рассеянных в биосфере в результате деятельности человека.

В свою очередь природное излучение можно подразделить на:

- собственно природный фон;
- технологически измененный природный фон.

Собственно природный фон – это ИИ, действующее на человека на поверхности Земли от природных источников космического и земного происхождения.

Технологически измененный природный фон – ИИ природных источников, претерпевших определенные изменения в результате деятельности человека, не связанной с обращением источников ионизирующего излучения. Например, излучение природных радионуклидов, поступающих с извлеченными на поверхность Земли из ее недр полезными ископаемыми, излучения в построенных помещениях, в результате сгорания органического топлива и т. д.

В это же время поступления, связанные с деятельностью человека по извлечению и обогащению урановой руды и др., т. е. связанные со специальными технологическими процессами по обращению с ИИ можно отнести к искусственному техногенному фону.

К искусственному радиационному фону также относят компоненту радиационного фона, связанную с продуктами ядерных взрывов, отходами ядерной энергетики и аварий.

Мерой радиационного фона является мощность экспозиционной дозы.

Для удобства сравнения биологической эффективности и оценки рисков возникновения отдаленных последствий от различного вида облучений, оценку радиационного фона выражают также в единицах эффективной дозы (мощности эффективной дозы).

Природные источники ионизирующего излучения, формирующие природный радиационный фон, подразделяют на:

– внешние, внеземного происхождения (космическое излучение), внешние земного происхождения, т. е. радионуклиды, присутствующие в земной коре, воде, воздухе;

– внутренние, т. е. радионуклиды естественного происхождения, содержащиеся в организме человека.

1. Космическое излучение подразделяют на галактическое излучение и солнечное, которое связано с солнечными вспышками. Солнечное космическое излучение играет важную роль за пределами земной атмосферы, но из-за сравнительно низкой энергии (примерно до 40 МэВ) не приводит к заметному увеличению дозы излучения на поверхности Земли.

Космическое излучение на уровне Земли состоит из первичного и вторичного.

В первичном излучении помимо наиболее распространенных элементов – протонов (93 %) и ядер гелия (6,3 %) – присутствуют также электроны и гамма-кванты ε (0,5 %), более тяжелые ядра, обладающие чрезвычайно высокой энергией. На уровне моря интенсивность первичного излучения составляет около 0,05 % первоначальной величины. Взаимодействуя с атмосферой Земли, первичные частицы распространяются до высоты 20 км над уровнем моря и образуют вторичное высокоэнергетическое излучение, состоящее из мезонов (80 %), электронов (20 %), нейтронов, протонов, фотонов и т. п.

Основными космогенными радионуклидами – источниками внешнего облучения – являются ^{7}Be, ^{22}Na, ^{24}Na.

Интенсивность космического излучения зависит от солнечной активности, географического расположения объекта и возрастает прямо пропорционально высоте над уровнем моря. Для средних широт над уровнем моря доза на открытой местности на мягкие ткани вследствие космического излучения (без нейтронной компоненты) составляет 0,28 мГр/год, нейтронная компонента дает дополнительную дозу $3{,}5 \cdot 10^{-6}$ Гр/год.

2. Природная радиоактивность обусловлена радионуклидами естествен-ного происхождения,

присутствующими во всех оболочках Земли: литосфере, гидросфере, атмосфере и биосфере.

Естественные радионуклиды условно подразделяют на три группы:

– входящие в состав радиоактивных семейств, родоначальниками которых являются: уран(U^{238}), торий (Th^{232}) и актиноуран (AcU^{235}) или (U^{235});

– не входящие в состав радиоактивного семейства– ^{40}K, ^{48}Ca, ^{87}Rb и др.;

– непрерывно возникающие на Земле в результате ядерных реакций под воздействием космических лучей. Из них наиболее важны ^{14}C, ^{3}H, ^{7}Be, ^{22}Na.

За счет этих нуклидов внутреннее облучение человека в различных органах и тканях достигает годовых поглощенных доз от 5 до 25 мкГр.

К земным источникам излучения относятся долгоживущие радионуклиды, образовавшиеся в недрах Земли несколько миллиардов лет назад и распавшихся лишь в незначительной степени. Такие радионуклиды называются примордиальными. Наиболее важные среди них: K-40,Rb-87,U-238, Th-232. Радионуклид U-235 и его дочерние продукты распада не дают значимого вклада в общую дозу от естественного фона и ими можно пренебречь.

Главным источником поступления в окружающую среду естественных радионуклидов являются горные породы, включающие радионуклиды с момента формирования и при развитии планеты. Благодаря непрерывным процессам деструктивного характера – метеорологическим, гидрологическим, геохимическим, вулканическим – естественные радионуклиды земного происхождения, подвергшись широкому рассеянию.

Характерное состояние естественных радионуклидов – их рассеянность по всем оболочкам Земли (литосфера, гидросфера, биосфера, атмосфера).

В настоящее время имеет место относительное равновесие между поступлением радионуклидов в сферу круговорота и их количеством, которое выбывает из динамического процесса за счет образования осадочных пород и радиоактивного распада.

Таблица 3.5

Основные источники облучения населения и обусловленные ими эффективные эквивалентные дозы, мбэр/год

Источники облучения	Среднее в мире	Среднее в Казахстане
Природные		
Космическое излучение	30	32
Внешнее облучение на местности и от стройматериалов	35	37
Внутреннее облучение	37	37
Радон-222, радон-220	97	126
Всего	**200**	**232**
Медицинские процедуры	100	169
Испытания ядерного оружия	2	1,5
Ядерная энергетика	0,01	0,01
Итого	**300**	**400**

Таким образом, из приведенных данных следует, что годовая доза фонового облучения составляет в среднем примерно 200 мбэр. На 2/3 она связана с внутренним воздействием естественных радионуклидов — в основном продуктов распада радона и тория, поступающих в организм человека с вдыхаемым воздухом.

Внешнее воздействие примерно поровну обусловлено космическим излучением и такими природными γ-излучателями, как калий-40 и радионуклиды ториевого и уранового рядов. В практическом применении искусственных радионуклидов и других источников ионизирующего излучения доминирует использование излучения в медицинской диагностике (100 мбэр/год). Следует иметь в виду, что средние дозы в медицинской диагностике в разных странах неодинаковы и могут различаться в 3 раза.

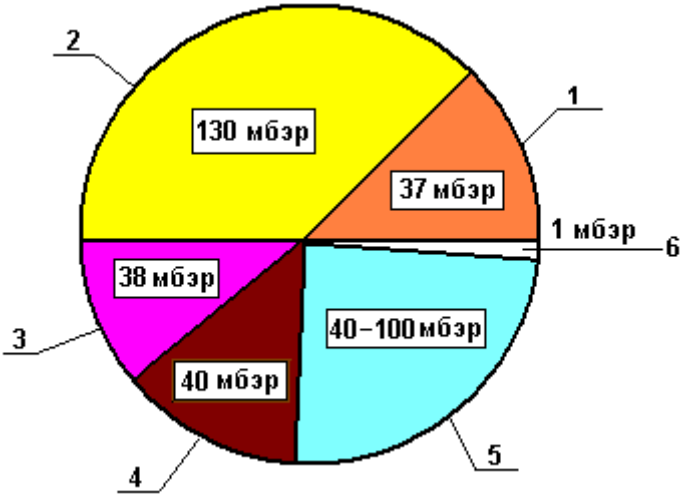


Рис. 3.3. Природные и искусственные источники излучения
Годовые дозы, получаемые от природных источников излучения в районах с нормальным фоном: 1 – космические лучи на уровне моря; 2 – облучение радоном; 3 – облучение калием-40; 4 – другие естественные радионуклиды;
Годовые дозы, получаемые от техногенных источников излучения: 5 – медицинское использование излучений; 6 – п*оследствия испытаний ядерного оружия (глобальные выпадения Sr-90 и Cs-137)*

По данным РСЭС радиационный фон на территории города Алматы составляет величину не более 0,15 мкЗв/час, что соответствует примерно 1,30 мЗв/год. И это будет в том случае, если мы весь год будем находиться на улице (где измерения и проведены), не будем ходить в баню или принимать душ (радон), откажемся от флюорографии и телевизора, не будем летать в командировки, в отпуск.

4. МЕТОДЫ КОНТРОЛЯ И ДОЗИМЕТРИЯ

4.1. Ионизационный метод регистрации излучения

Основа регистрации любого вида излучения – его взаимодействие с веществом детектора. Детектор при этом рассматривается как устройство, на вход которого поступают ионизирующие частицы на выходе появляются сигналы. В зависимости от типа детектора сигналом 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 веществ преобразуется в определенный вид сигнала. Вещество, представляют собой чувствительный объем, может быть газом, жидкостью, твердым телом, что и дает соответствующие названия детекторам: газовые, жидкостные, твердотельные.

Одна из основных характеристик детектора – эффективность реакции излучения. Она, в частности, может быть определена из соотношения:

$$ew = W_n/W. \qquad (4.1)$$

где W_n – 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 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.

Рассмотрим наиболее часто используемые на практике методы регистрации и дозиметрии ионизирующих излучений.

При прохождении любого ионизирующего излучения в газах в результате ионизации образуются электроны и положительные ионы или 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. Газо-ионизационные детекторы представляют собой конденсаторы, заполненные каким-либо газом, и называются ионизационными камерами.

Важнейшей характеристикой ионизационной камеры является вольтамперная характеристика, представляющая собой зависимость: тока, протекающего через нее, от приложенной к ее электродам разности потенциалов.

При низком напряжении на электродах ионизационной камеры 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 при неизменных характеристиках поля облучения. На вольтамперной характеристике наблюдается плато, а ток через ионизационную камеру в этом случае принято называть током

насыщения. Положение плато вольтамперной характеристики зависит от газа, наполняющего камеру, давления, температуры, плотности ионизации и т. п. Предполагая равномерную ионизацию по всему объему камеры, можно установить однозначную связь между током насыщения, числом пар ионов N, образуемых излучением в газе камеры в единицу времени, и рабочим объемом V камеры:

$$i_0 = NV \odot e,$$

где e – заряд электрона.

Ионизационные детекторы, в которых используется принцип газового усиления, называются газоразрядными счетчиками.

Основным параметром в этом случае является коэффициент газового усиления K, представляющий собой отношение количества ионов пришедших на собирающий электрод, к общему числу первоначальных 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 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 позволяет регистрировать отдельные частицы. По конструктивному выполнению газоразрядные счетчики подразделяют на цилиндрические и торцовые. На рис. 4.1 показано схематическое изображение устройства и включение в измерительную цепь цилиндрического газоразрядного счетчика. Часто такой счетчик представляет собой цилиндр нержавеющей стали (катод), внутри которого натянута нить толщиной 0,05–0,1 мм (анод).

Рассмотрим теперь механизм развития разряда в газоразрядном счетчике (рис. 4.1). Режим работы счетчика определяется приложенным к нему напряжением. В соответствии с этим различаются пропорциональные

газоразрядные счетчики и счетчики Гейгера-Мюллера. На рис. 4.2 приведена зависимость амплитуды импульса от приложенного напряжения.

Для удобства анализа показаны зависимости для α- и β-частиц, сильно отличающихся 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 заряженной частицы, плотность ионизации которой 10^4 пар ионов на 1 см воздуха, амплитуда импульса намного больше амплитуды для β-частицы, плотность ионизации которой примерно 30 пар ионов на 1 см воздуха.

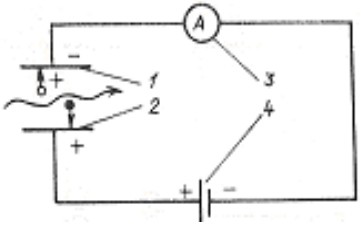


Рис. 4.1. Схема включения плоской токовой ионизационной камеры в измерительную цепь:
1, 2 – электроды;
3 – измерительный прибор;
4 – источник питания

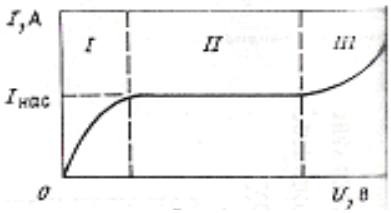


Рис. 4.2. Вольтамперная характеристика токовой ионизационной камеры

С дальнейшим ростом напряжения включается механизм газового усиления, вследствие чего амплитуда импульсов как для α-, так и для β-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.

4.2. 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 веществ. Вспышка света может появиться также и при прохождении через сцинтиллятор косвенно ионизирующего излучения фотонов и нейтроне за счет вторичных частиц. В первом случае – за счет электронов отдачи и фотоэлектронов, во второй – за счет ядер отдачи или заряженным частиц, которые могут появиться в результате $(n, \alpha) – (n, p)$ – реакции и т. д.

Рассмотрим некоторые наиболее важные характеристики сцинтилляторов. Конверсионная эффективность $\eta_к$ – отношение энергии световых фотонов $E_ф$ к энергии заряженной частицы $E_п$, поглощенной в сцинтилляторе:

$$\eta_к = E_ф / E_п. \qquad (4.2)$$

Значение $\eta_к$ зависит от типа сцинтиллятора и измеряется в пределах от 0,01 до 0,3.

Из соотношения (4.2) можно определить число фотонов $n_ф$; искушенных сцинтиллятором. Принимая среднюю энергию фотона равной $\overline{E}$, получим

$$n_ф = \eta_к E_п / \overline{E}. \qquad (4.3)$$

Световой выход K – отношение числа фотонов световой вспышки (энергии, поглощенной заряженной частицей в сцинтилляторе:

$$K = n_ф / E_п = \eta_к / E_к. \qquad (4.4)$$

Время высвечивания t – 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:

$$n = \left[n_0 \exp - t / \tau\right]\tau, \qquad (4.5)$$

где n – число фотонов, испускаемых в единицу времени. Постоянная времени высвечивания τ характеризует время, необходимое для уменьшения максимального количества испускаемых 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. Антрацен обладает наибольшей конверсионной эффективностью ($\eta_к$=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 (τ = 6⊙10^{-9} с) и относительно высокой конверсионной эффективностью ($\eta_к$ = 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 органических соединений Nal, Csl, KI, Lil, ZnS и др. При выращивании кристаллов в большинство из них вводятся специальные примеси (активаторы), которые увеличивают плотность центров люминесценции.

Одним из лучших сцинтилляторов является Nal (Ti). Кроме ZnS (Ag он имеет самый высокий световыход (8 %); время высвечивания (τ =2,5⊙10^{-7} с).

Количественной характеристикой процесса умножения электронов является коэффициент вторичной электронной эмиссии σ, равным 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 σ_i, то коэффициент умножения ФЭУ определяется из соотношения:

$$M = \prod_{i=1}^{n} \alpha_i \sigma_i , \qquad (4.5)$$

где α_i – коэффициент, определяющий долю электронов, попадающих из i одного динода на другой. Изготовленные промышленностью ФЭУ имеют коэффициент умножения М 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.

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.

4.3. 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 радиотермолюминес-ценции, получивших признание в качестве основы для развития методов дозиметрии, ионизирующих излучений.

Радиофотолюминесценция (РФЛ). В качестве люминофоров, предоставляющих 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-галогенидного 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 занятия РФЛ стекла прогревают при температуре до 400 °С в течение 30 мин. Ход с жесткостью при использовании компенсирующих фильтров составляет ±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 *F*-центра. 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) (рис. 4.3).

Сравнивая с РФЛ, можно отметить следующие отличительные особенности процесса РТЛ:

1. Спектр термолюминесценции является характерным для ионов активатора. Так, например, свечение Ag^+ находится в ультрафиолетово-голубой области (рис. 4.4).

2. Центры окраски, созданные ионизирующим излучением, разрушаются в процессе измерения. Следовательно, термолюминесцентный дозиметр после процедуры измерения теряет информацию о дозе излучения.

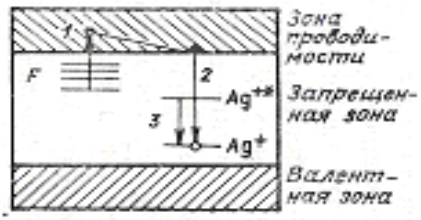


Рис. 4.3. Механизм термолюминесценции кристалла, активированного серебром



Рис. 4.4. Кривая термовысвечивания

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. 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 CaF_2 используют как природные соединения фтористого кальция, так и синтетические монокристаллы, причем последние с марганцевым активатором CaF_2-Mn. Диапазон измеряемых доз ТЛД CaF_2-Mn и 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 $2\odot10^{-4}\text{-}10^7$ Гр. Ход с жесткостью с использованием коменсирующих фильтров составляет ±20 % для энергий фотонов выше 35 кэВ. Феднинг для ИКС в течение месяца не обнаруживается.

4.4. Приборы для радиационного контроля

Классификация аппаратуры для радиационного контроля.

Существует много признаков, по которым можно классифицировать аппаратуру, используемую в области радиационной безопасности. Остановимся на наиболее важных из них (табл. 4.1).

Таблица 4.1

Приборы индивидуального дозиметрического контроля

Наименование прибора, тип	Назначение прибора	Диапазон измерения Диапазон энергий – дозы, частиц, Гр, МэВ	Погрешность Ход с жесткостью – измерения
1	2	3	4
Комплект индивидуальных дозиметров КИД-6 Д-2 Д-500	Измерение дозы фотонного излучения. Тоже	$5 \odot 10^{-5}$ - $2 \odot 10^{-2}$ 0,3-1,25 $2 \odot 10^{-2}$-5 0,3-1,25 (0,005-500 Р)	± 10% для первой ±20% трети, ±20% Для остальной части ± 20% шкалы
Комплект дозиметров: ДК-02 ДК-50	- -	10^{-4}-$2 \odot 10^{-3}$ 0,2 - 2 (0,02-0,2 Р) До 0,5 (до 50 Р) 0,2 - 2	±15 ± 15 ± (10 + 0,03/D) %
Комплект термолюминесцентных дозиметров КДТ-02 Дозиметрический комплект TELDE	Измерение дозы фотонного излучения при хроническом и аварийном облучениях. Измерение поглощенных доз фотонного излучения	0,001-10 (0,1-0,06-1,25-10^3 Р) 10^{-4}-10 > 0,01	± 40 % ± 40 % (без фильтров) (10^{-4} - 10^{-3} Гр) ; ±20% (10^{-3} - 10^3 Гр)

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.

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.

4.5. 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 – 1 мкм) кристаллы галоидного серебра (обычно AgBr и 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 не восстановленного серебра, и она становится нечувствительной к излучению.

Степень почернения фотоэмульсии характеризуется оптической плотностью почернения, под которой понимают величину $S=lg\ (I_0/I)/J_0$ – 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.

Свойства пленки принято определять сенситометрической характеристикой, которая обычно изображается в виде зависимости плотности почернения от логарифма воздушной кермы (рис. 4.5). 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 θ определяет контрастность пленки, которая растет с увеличением угла θ.

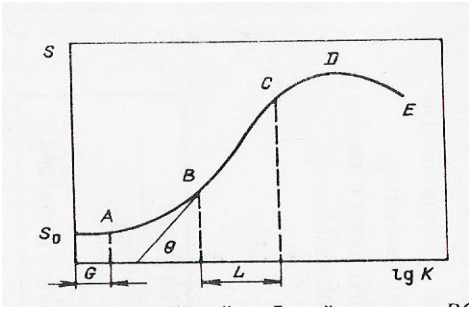


Рис. 4.5. Сенситометрическая характеристика фотографической пленки

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. 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, β-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 $CaW0_4$ + 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 плене из разных партий, строят градировочную кривую $S = S(K)$, используя для этой цели аттестованные источники ^{60}Co и ^{137}Cs. Все пленки – выданные персоналу, градировочные 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, γ) захватное γ-излучение воздействует фотоэмульсию, по плотности почернения которой определяют попущенную дозу тепловых нейтронов.

Для дозиметрии быстрых нейтронов используют ядерные фотоэмульсии (К или Я-2). Образующиеся под действием нейтронов протоны дачи оставляют в фотоэмульсии следы

(треки), число которых является исходной информацией для расчета эквивалентной дозы. Число фотонов 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 55–14 МэВ. Эквивалентную дозу находят из выражения:

$$H = AN, \qquad (4.6)$$

где $A = (1{,}1 \pm 0{,}08) \cdot 10^{-6}$ Зв/(трек$\cdot$см$^{-2}$); N – число треков длиной 5 мкм ($E_n > 0{,}5$ МэВ) на 1 см^2 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. ИСТОЧНИКИ РАДИОАКТИВНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ И СПОСОБЫ ЗАЩИТЫ

5.1. Деление ядер

Деление ядер. В 1938 г. немецкие ученые О. Ган и Ф. Штрассман обнаружили, что при облучении урана нейтронами образуются элементы из середины периодической системы – барий и лантан. Объяснение этого явления было дано немецкими учеными О. Фришем и Лизой Мейтнер. Они предположили, что захватившее нейтрон ядро урана делится на две примерно равные части, получившие название осколков деления.

Дальнейшие исследования показали, что деление может происходить разными путями. Всего образуется около 80 различных осколков, причем наиболее вероятным является деление на осколки, массы которых относятся как 2:3. Кривая на рис. 5.1 дает относительный выход (в процентах) осколков разной массы, возникающих при делении U^{235} медленными (тепловыми) нейтронами (масштаб по оси ординат – логарифмический). Из этой кривой видно, что относительное число актов деления, при которых образуются два осколка равной массы (A≈117), составляет 10^{-2} %, в то время как образование осколков с массовыми числами порядка 95 и 140 (95:140 ≈ 2:3) наблюдается в 7 % случаев.

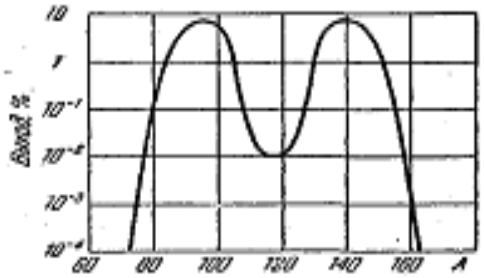


Рис. 5.1. График деления ядер

Энергия связи, приходящаяся на один нуклон, для ядер средней массы значительно больше, чем у тяжелых ядер. Отсюда следует, что деление ядер должно сопровождаться выделением большого количества энергии. Но особенно важным оказалось то обстоятельство, что при делении каждого ядра высвобождается несколько нейтронов. Относительное количество нейтронов в тяжелых ядрах заметно больше, чем в средних ядрах. Поэтому образовавшиеся осколки оказываются сильно перегруженными нейтронами, в результате чего они выделяют по нескольку нейтронов. Большинство нейтронов испускается мгновенно (за время, меньшее $\sim 10^{-14}$ с). Часть (около 0,75 %) нейтронов, получившая название запаздывающих нейтронов, испускается не мгновенно, а с запаздыванием от 0,05 с до 1 мин. В среднем на каждый акт деления приходится 2,5 выделившихся нейтронов.

Выделение мгновенных и запаздывающих нейтронов не устраняет полностью перегрузку осколков деления нейтронами. Поэтому осколки оказываются в большинстве радиоактивными и претерпевают цепочку β^--превращений, сопровождаемых испусканием γ-лучей.

Поясним сказанное примером. Один из путей, которыми осуществляется деление, выглядит следующим образом: $_{92}U^{235}+n \rightarrow {}_{92}U^{236} \rightarrow {}_{55}Cs^{140}+{}_{37}Rb^{94} + 2n$.

Осколки деления - цезий и рубидий - претерпевают превращения:

$$_{55}Cs^{140} \rightarrow {}_{56}Ba140 \rightarrow 57La^{140} \rightarrow {}_{58}Ce^{140},$$
$$_{37}Rb^{94} \rightarrow {}_{38}Sr^{94} \rightarrow {}_{39}Y^{94} \rightarrow {}_{40}Zr^{94}$$

Конечные продукты – церий Ce^{140} и цирконий Zr^{94} – являются стабильными.

Кроме урана, при облучении нейтронами делятся также торий ($_{90}Th$) и протактиний ($_{91}Pa$), а также трансурановый элемент плутоний ($_{94}Pu$). Нейтроны сверхвысоких энергий (порядка нескольких сотен Мэв) вызывают деление и более легких ядер.

Ядра U^{235} и Pu^{239} делятся нейтронами любых энергий, но особенно хорошо медленными нейтронами. Для тепловых

нейтронов эффективное сечение деления U^{235} составляет 580 барн, а Pu^{239} – 750 барн. Тепловыми нейтронами делятся также U^{233} и Th^{230}, но эти изотопы в природе не встречаются, они получаются искусственным путем.

Ядра U^{238} и встречающихся в природе изотопов Th и Pa делятся только быстрыми нейтронами (с энергиями, не меньшими ~1 Мэв). При меньших энергиях нейтроны поглощаются ядрами U^{238} без последующего их деления. В результате образуется ядро U^{239}, энергия возбуждения которого выделяется в виде γ-фотона. Поэтому такой процесс называется радиационным захватом (реакция (n, γ)). Эффективное сечение этого процесса резко возрастает при энергии нейтронов, равной ~7 эв, достигая 23 000 барн. Сечение захвата ядром U^{238} тепловых нейтронов составляет меньше 3 барн.

Образовавшееся в результате захвата нейтрона ядро U^{239} нестабильно (период полураспада T равен 25 мин). Испуская электрон, антинейтрино и γ-фотон, оно превращается в ядро трансуранового элемента нептуния Np^{239}. Нептуний также претерпевает β^--распад (T=2, 3 дня), превращаясь в плутоний Pu^{239}. Эта цепочка превращений может быть представлена следующим образом:

$$_{92}U^{239} \xrightarrow[\downarrow \beta^-]{(25мин)} {}_{93}Np^{239} \xrightarrow[\downarrow \beta^-]{(2,3дня)} {}_{94}Pu^{239} \qquad (5.1)$$

Плутоний α-радиоактивен, однако его период полураспада так велик (24 400 лет), что его можно считать практически стабильным.

Радиационный захват нейтронов ядром тория Th^{232} приводит к образованию делящегося изотопа урана U^{233}, отсутствующего в природном уране:

$$_{90}Th^{232} + n \rightarrow {}_{90}Th^{233} \xrightarrow[\downarrow \beta^-]{(25мин)} {}_{91}Ac^{233} \xrightarrow[\downarrow \beta^-]{(27дней)} {}_{92}U^{233}$$

Уран-233 α-радиоактивен (T=162 000 лет).

Возникновение при делении ядер U^{235}, Pu^{239} и U^{233} нескольких нейтронов делает возможным осуществление цепной ядерной реакции. Действительно, испущенные при делении одного ядра z нейтронов могут вызвать деление z ядер, в результате будет испущено z^2 новых нейтронов, которые вызовут деление z^2 ядер, и т. д. Таким образом, количество нейтронов, рождающихся в каждом поколении, нарастает в геометрической прогрессии. Нейтроны, испускаемые при делении ядер U^{235}, имеют в среднем энергию ~ 2 Мэв, что соответствует скорости $\sim 2 \circ 10^9$ см/с. Поэтому время, протекающее между рождением нейтрона и захватом его новым делящимся ядром, очень мало, так что процесс размножения нейтронов в делящемся веществе протекает весьма быстро.

Нарисованная нами картина является идеальной. Процесс размножения нейтронов протекал бы описанным образом при условии, что все выделившиеся нейтроны поглощаются делящимися ядрами. В реальных условиях это далеко не так. Прежде всего, из-за конечных размеров делящегося тела и большой проникающей способности нейтронов многие из них покинут зону реакции прежде, чем будут захвачены каким-либо ядром и вызовут его деление. Кроме того, часть нейтронов поглотится ядрами неделящихся примесей, вследствие чего выйдет из игры, не вызвав деления и, следовательно, не породив новых нейтронов.

5.2. Принцип работы атомных электростанций

Поверхность тела растет как квадрат, а объем – как куб линейных размеров. Поэтому относительная доля вылетающих наружу нейтронов уменьшается с ростом массы делящегося вещества.

Природный уран содержит 99,27 % изотопа U^{238}, 0,72% U^{235} и около 0,01 % U^{234}. Таким образом, на каждое делящееся под действием медленных нейтронов ядро U^{235} приходится 140 ядер U^{238}, которые захватывают не слишком быстрые нейтроны без деления. Поэтому в природном уране цепная реакция деления не возникает.

Цепная ядерная реакция в уране может быть осуществлена двумя способами. Первый способ заключается в выделении из природного урана делящегося изотопа U^{235}. Вследствие химической неразличимости изотопов разделение их представляет собой весьма трудную задачу. Однако она была решена несколькими методами. Промышленное значение приобрел диффузионный (точнее, эффузионный) метод разделения, при котором летучее соединение урана UF_6 (гексафторид урана) многократно пропускается через перегородку с очень малыми порами.

В куске чистого U^{235} (или Pu^{239}) каждый захваченный ядром нейтрон вызывает деление с испусканием ~2,5 новых нейтронов.

Однако, если масса такого куска меньше определенного критического значения (составляющего для U^{235} по вычислениям немецкого физика В. Гейзенберга примерно 9 кг), то большинство испущенных нейтронов вылетает наружу, не вызвав деления, так что цепная реакция не возникает. При массе, большей критической, нейтроны быстро размножаются, и реакция приобретает взрывной характер. На этом основано действие атомной бомбы. Ядерный заряд такой бомбы представляет собой два или более кусков почти чистого U^{235} или Pu^{239} (на рис. 5.2 они обозначены цифрой 1). Масса каждого куска меньше критической, вследствие чего цепная реакция не возникает. В земной атмосфере всегда имеется некоторое количество нейтронов, рожденных космическими лучами. Поэтому, чтобы вызвать взрыв, достаточно соединить части ядерного заряда в один кусок с массой, большей критической.

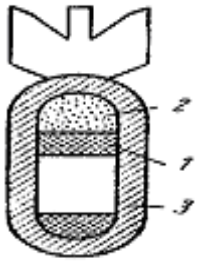


Рис. 5.2. Принципиальная схема атомной бомбы:
1 – масса каждого куска; 2 – запал; 3 – массивная оболочка

Это нужно делать очень быстро и соединение кусков должно быть очень плотным. В противном случае ядерный заряд разлетится на части прежде, чем успеет прореагировать заметная доля делящегося вещества. Для соединения используется обычное взрывчатое вещество 2 (запал), с помощью которого одной частью ядерного заряда выстреливают в другую. Все устройство заключено в массивную оболочку 3 из металла большой плотности.

Оболочка служит отражателем нейтронов и, кроме того, удерживает ядерный заряд от распыления до тех пор, пока максимально возможное число его ядер не выделит свою энергию при делении. Цепная реакция в атомной бомбе идет на быстрых нейтронах. При взрыве успевает прореагировать только часть ядерного заряда.

Иной способ осуществления цепной реакции используется в ядерных реакторах (называемых также атомными котлами). В качестве делящегося вещества в реакторах служит природный (либо несколько обогащенный изотопом U^{236}) уран. Чтобы предотвратить радиационный захват нейтронов ядрами U^{238} (который становится особенно интенсивным при энергии нейтронов ~7 эв), сравнительно небольшие блоки (куски) делящегося вещества размещают на некотором расстоянии друг от друга, а промежутки между блоками заполняют замедлителем, т. е. веществом, в котором нейтроны замедляются до тепловых скоростей. Сечение захвата тепловых нейтронов ядром U^{238} составляет всего 3 барна, в то время как сечение деления U^{235} тепловыми нейтронами почти в 200 раз больше (580 барн). Поэтому, хотя нейтроны сталкиваются с ядрами U^{238} в 140 раз чаще, чем с ядрами U^{235}, радиационный захват происходит реже, чем деление, и при больших критических размерах всего устройства коэффициент размножения нейтронов может достигнуть значений, больших единицы.

Замедление нейтронов осуществляется за счет упругого рассеяния. В этом случае энергия, теряемая замедляемой частицей, зависит от соотношения масс сталкивающихся частиц. Максимальное количество энергии теряется в случае, если обе частицы имеют одинаковую массу. С этой точки зрения идеальным замедлителем должно было бы быть вещество,

содержащее обычный водород, например вода (массы протона и нейтрона примерно одинаковы). Однако такие вещества оказались непригодными в качестве замедлителя, потому что обычный водород поглощает нейтроны, вступая с ними в реакцию: $_1H^1(n, \gamma)_1D^2$.

Ядра замедлителя должны обладать малым сечением захвата нейтронов и большим сечением упругого рассеяния. Этому условию удовлетворяют дейтерий D, также ядра графита (C) и бериллия (Be). Для уменьшения энергии нейтрона от 2 Мэв до тепловых энергий в тяжелой воде (D_2O) достаточно около 25 столкновений, в C или Be – примерно 100 столкновений.

Первый уран-графитовый реактор был пущен в декабре 1942 г. в Чикагском университете под руководством выдающегося итальянского физика Э. Ферми. На рис. 5.3 показана схема реактора. Цифрой 1 обозначен замедлитель – графит; 2 – блоки из урана; 3 – стержни, содержащие кадмий или бор. Эти стержни служат для регулировки процесса в реакторе. Кадмий и бор интенсивно поглощают нейтроны. Поэтому, введение стержней в реактор уменьшает коэффициент размножения нейтронов, а выведение – увеличивает. Специальное автоматическое устройство, управляющее стержнями, позволяет поддерживать развиваемую в реакторе мощность на заданном уровне. Регулирование значительно облегчается тем обстоятельством, что часть нейтронов, как уже отмечалось, испускается при делении ядер не мгновенно, а с запаздыванием до 1 мин.

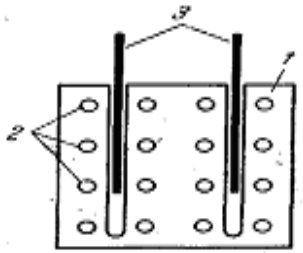


Рис. 5.3. Уран-графитовый реактор:
1 – графитовый замедлитель; 2 – блоки из урана;
3 – стержни из бора (или кадмия)

Первые промышленные реакторы, построенные в США, предназначались для производства делящегося материала для атомных бомб – плутония. В таких реакторах часть нейтронов, испускаемых при делении ядер U^{235}, идет на поддержание цепной реакции, часть же претерпевает радиационный захват ядрами U^{238}, что, как мы видели, приводит в конечном итоге к образованию Pu^{239} (по схеме 5.4). После того как в урановых блоках накопится достаточное количество Pu, блоки извлекаются из реактора и направляются на химическую переработку для выделения из них Pu.

Баланс нейтронов в реакторе, работающем на природном уране, показан на рис. 5.4. Цифры в кружках дают массовое число соответствующего изотопа урана.

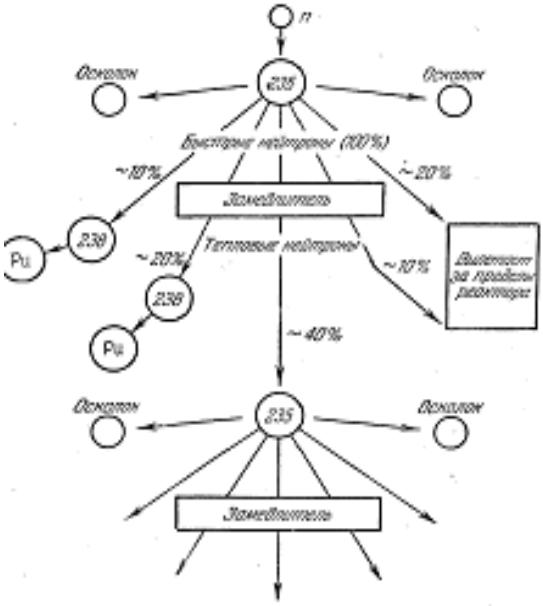


Рис. 5.4. Схема баланса нейтронов в реакторе

Применение ядерной энергии для мирных целей было впервые осуществлено в СССР. Работами по выделению и использованию ядерной энергии руководил замечательный

ученый И. В. Курчатов. В 1954 г. в Советском Союзе была введена в эксплуатацию первая атомная электростанция мощностью 5000 кет.

Схема атомной электростанции изображена на рис. 5.5. Энергия, выделяемая в активной зоне реактора 1, снимается теплоносителем, циркулирующим в контуре 2. Циркуляция обеспечивается насосом 3. В качестве теплоносителя применяется вода или щелочные металлы с низкой температурой плавления, например натрий ($N_{плавл}$ =98 °С). В теплообменнике 4 теплоноситель отдает свое тепло воде, превращая ее в пар, вращающий турбину 5.

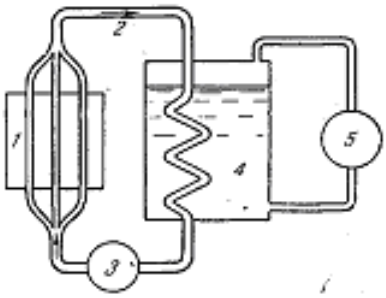


Рис. 5.5. Принципиальная схема работы АЭС:
1 – активная зона реактора; 2 – контур; 3 – насос;
4 – теплообменник; 5 – турбина

Наряду с реакторами, в которых ядерное горючее и замедлитель отделены друг от друга (их называют гетерогенными), существуют гомогенные реакторы, в которых ядерное горючее равномерно распределено по объему замедлителя. В качестве примера можно указать реактор, активная зона которого образована тяжелой водой с растворенными в ней солями U^{235} или Pu^{239}.

Реакторы с замедлителем работают на медленных (тепловых) нейтронах. Использовав горючее, обогащенное делящимся изотопом (U^{236} или Pu^{239}), можно построить реактор, действующий на быстрых нейтронах. Часть нейтронов в таких реакторах также может быть использована для превращения U^{238} в Pu^{239} или Th^{232} в U^{233}, причем количество образующихся ядер,

способных делиться тепловыми нейтронами, может превосходить количество делящихся ядер, израсходованных на поддержание работы реактора. Следовательно, воспроизводится большее количество ядерного горючего, чем выгорает в реакторе. Поэтому такие ядерные реакторы называют реакторами – размножителями.

В заключение отметим, что побочными продуктами работы ядерных реакторов являются радиоактивные изотопы многих химических элементов, которые находят разнообразные применения в биологии, медицине и технике.

5.3. Космические лучи

Космические лучи. Из мирового пространства на Землю непрерывно падает поток атомных ядер (в основном протонов) высокой энергии (в среднем ~10 Гэв, энергия отдельных частиц достигает 10^{10} Гэв). Эти так называемые первичные космические лучи образуют в земной атмосфере вторичное излучение, в котором встречаются все известные в настоящее время элементарные частицы.

Интенсивность первичных космических лучей на границе атмосферы составляет примерно 1 частицу/см^2◦с. Поток заряженных частиц на уровне моря равен в среднем ~2◦10^{-2} частиц/см^2◦с. Существование магнитного поля Земли приводит к тому, что интенсивность космических лучей меняется с широтой. Это явление называется широтным эффектом.

Частицы первичных космических лучей претерпевают неупругие столкновения с ядрами атомов в верхних слоях атмосферы, в результате чего возникает вторичное излучение. На высотах ниже 20 км космические лучи практически полностью носят вторичный характер. В составе вторичных космических лучей имеются две компоненты. Одна из них сильно поглощается свинцом и поэтому была названа мягкой; вторая же проникает через большие толщи свинца и получила название жесткой.

Мягкая компонента состоит из каскадов или ливней электронно-позитронных пар. Возникший в результате ядерного превращения или резкого торможения быстрого электрона γ-фотон, пролетая вблизи атомного ядра, создает электронно-

позитронную пару (рис. 5.6). Торможение этих частиц снова приводит к образованию γ-фотонов, и т. д. Процессы рождения пар и возникновения γ-квантов чередуются друг с другом до тех пор, пока энергия γ-фотонов не станет недостаточной для образования пар. Поскольку энергия первоначального фотона бывает очень большой, успевает возникнуть много поколений вторичных частиц, прежде чем прекращается развитие ливня.

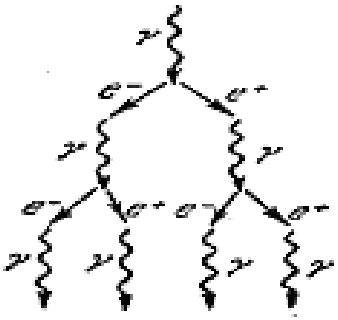


Рис. 5.6. Схема образования электронно-позитронных пар

Жесткая, проникающая компонента космических лучей состоит в основном из мюонов. Ее образование происходит преимущественно в верхних и средних слоях атмосферы за счет распада заряженных π-мезонов (и отчасти K-мезонов).

Во время полетов искусственных спутников Земли и космических ракет были открыты вблизи Земли радиационные пояса, которые представляют собой две окружающие Землю зоны с резко повышенной интенсивностью ионизирующего излучения. Их существование обусловлено захватом и удержанием заряженных космических частиц магнитным полем Земли. В плоскости экватора внутренний пояс радиации простирается от 600 до 6000 км, внешний пояс – от 20 000 до 60 000 км. На широтах 60–70° оба пояса приближаются к Земле на расстояние в несколько сот километров. До недавнего времени космическое излучение было единственным источником частиц с энергией, достаточной для образования мезонов и гиперонов. Позитрон, мюоны, π-мезоны и многие странные частицы были первоначально обнаружены в составе космических лучей. В

1952 г. в Брукхавене (США) был введен в действие первый синхрофазотрон, который позволил получать протоны существенно большей энергии (до 3 Гэв), чем давали существовавшие до тех пор ускорители. Энергия в 3 Гэв попадает уже в область энергий первичного космического излучения. Поэтому брукхавенский синхрофазотрон получил название космотрона. В настоящее время имеются ускорители, позволяющие получать протоны с энергией до 30 Гэв. С появлением ускорителей космические лучи утратили свое исключительное значение при изучении элементарных частиц. Однако они по-прежнему остаются единственным источником частиц сверхвысоких энергий.

5.4. Защита от ионизирующих излучений. 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 считается та, 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 АА или ВВ, нормальной к прямой источник – детектор, часть среды со стороны источника или детектора. Барьерная геометрия получится, если отсечь часть среды со стороны источника и детектора (рис. 5.6).

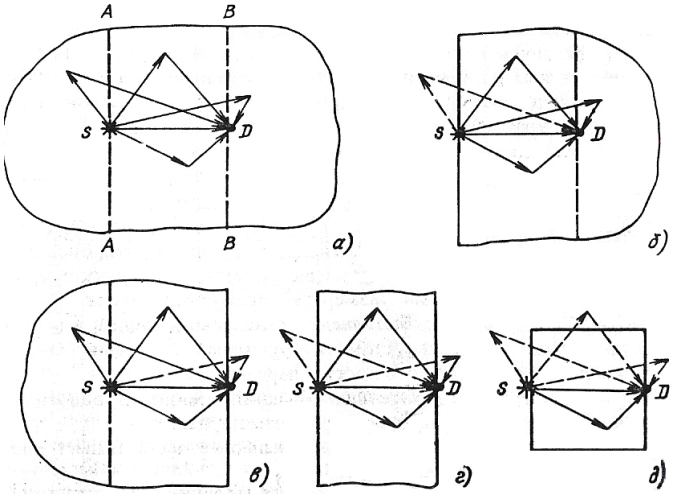


Рис. 5.7. Геометрия защит и типичные траектории нерассеянных и рассеянных частиц

Под ограниченной 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, т. к. 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_∞, несколько меньшим – в полубесконечной среде $G_{½,\infty}$, еще меньшим – в барьерной геометрии $G_{бар}$ и минимальным – в ограниченной среде $G_{огр}$:

$$G_\infty > G_{½,\infty} > G_{бар} > G_{огр}.$$

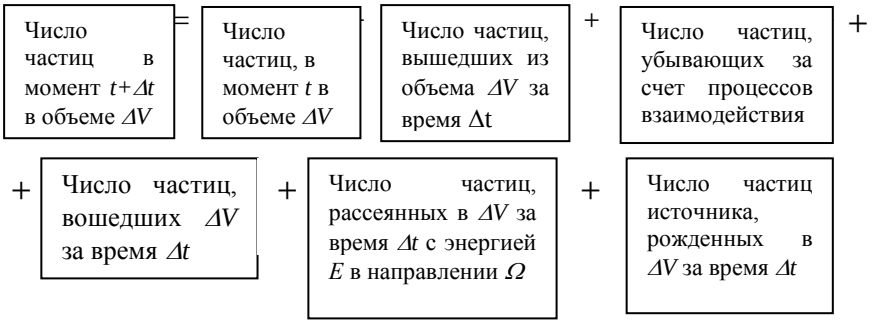
В приближении однократного рассеяния сплошными линиями условно показаны траектории частиц, испускаемых источником S и регистрируемых детектором D. Штриховыми линиями обозначены траектории частиц, которые из-за ограниченности защиты не испытывают рассеяний и, естественно, не могут быть зарегистрированы детектором.

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

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 ΔV, в котором в момент времени t находится $n(r, \Omega, E, t)\Delta V$ частиц с энергией E и направлением движения Ω. За время Δt число частиц в этом объеме изменится: часть частиц выйдет за пределы объема, поглотится и рассеется, изменив координаты (Ω, 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 ΔV) и рассеянные в ΔV за время Δt в направлении движения Ω с энергией E.

Легко увидеть, что для частиц с энергией E и направлением движения Ω, находящихся в объеме ΔV, справедливо следующее уравнение баланса частиц, записанное в блочном виде:



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 ΔV 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 последовательность 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 (α, n)-источников нейтронов.

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

5.5. Защита от фотонного излучения

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

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. Характерной особенностью этой зависимости

является наличие резко выраженных максимумов в области низких энергий фотонов для сред с малыми и средними значениями атомных номеров при $E_0 < E_{мин}$ (рис. 5.8).

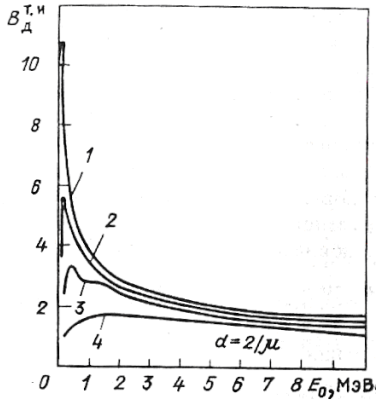


Рис. 5.8. Зависимость дозового фактора накопления точечного изотропного источника в воде (1), алюминии (2), железе (3) и свинце (4) от энергии фотона для расстояния между источником и детектором $d=2/\mu$

В этих случаях с уменьшением энергии фотонов возрастает отношение средней энергии рассеянных фотонов к энергии падающего фотона, но резко возрастает сечение фотопоглощения. 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, 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 (рис. 5.9).

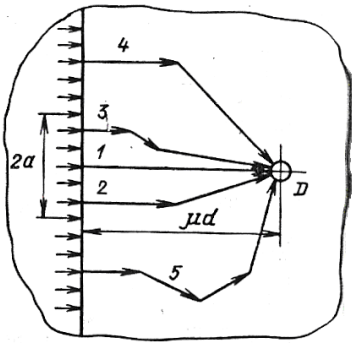


Рис. 5.9. К рассмотрению зависимости фактора накопления от геометрии источника

Пусть в бесконечной среде расположен дисковый мононаправленный источник диаметром 2a, на оси которого на расстоянии μd от него помещен детектор D. 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 увеличению фактора накопления (рис. 5.10).

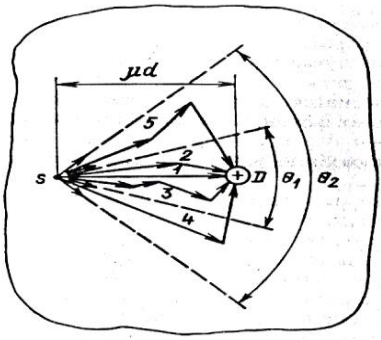


Рис. 5.10. К рассмотрению зависимости фактора накопления от углового распределения излучения источника

Таким образом, с увеличением протяженности источника фактор накопления возрастает.

5.6. Зависимость фактора накопления от расстояния

Эту зависимость рассмотрим на примере точечных изотропных коллимированных источников в условиях бесконечной геометрии. При угле коллимации θ_1 детектор будет регистрировать непровзаимодействовавшие фотоны 1 и рассеянные 2 и 3. С увеличением угла коллимации до θ_2 при постоянной мощности источника в единичный телесный угол в детектор дополнительно попадут фотоны 4, 5, что приведет к увеличению фактора накопления. Следовательно, увеличение изотропии углового распределения излучения источника приводит к возрастанию фактора накопления (рис. 5.10).

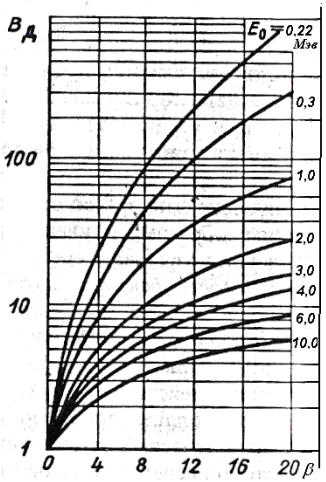


Рис. 5.11. Зависимость дозового фактора накопления от расстояния между детектором и точечным изотропным источником с энергией E_0 в бесконечной водяной среде

Зависимость фактора накопления от геометрии защиты. Рассмотрение типичных траекторий нерассеянных и рассеянных фотонов для разных геометрий защиты позволяет записать следующее соотношение для факторов накопления:

$$B_\infty > B_{1/2\infty} > B_{бар} > B_{огр},$$

где B_{∞}, $B_{1/2\infty}$, $B_{бар}$, $B_{огр}$ – 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 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. Характерной особенностью зависимости фактора накопления от атомного номера среды является его убывание в широком диапазоне начальных энергий фотонов и расстояний источник – детектор (рис. 5.11).

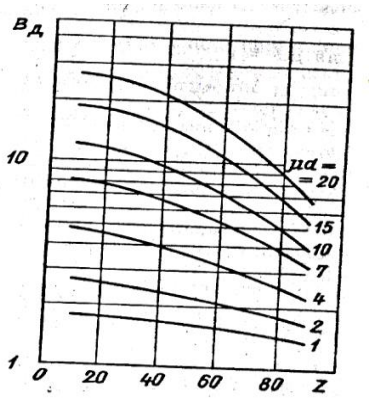


Рис. 5.12. Зависимость дозового фактора накопления от атомного номера материальной среды для различных расстояний между точечным изотропным источником и электором, E_0=2 МэВ

Исключение составляет зависимость $B=B(Z)$ для высоких энергий излучения источников ($E_0 \geq 3$ 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.).

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

$$B(\mu d)=A_1 exp(-a_1\mu d)+(1-A_1)exp(-a_2\mu d), \qquad (5.2)$$

$$B(\mu d)=1+a\mu d\, exp(b\mu d). \qquad (5.3)$$

Коэффициенты A_l, a_1, a_2, a, b в формулах (5.2) и (5.3) 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.

Знание рассмотренных выше факторов накопления позволяет сравнительно легко во многих практических задачах рассчитать защиту.

Например, толщину защиты из гомогенного слоя, обеспечивающую допустимую мощность эквивалентной дозы ДМД для точечного изотропного моноэнергетического источника с энергией E_0 можно рассчитать по формуле:

$$ДМД(d) = \dot{H}_0 e^{-\mu d} B_д(E0, \mu d, Z), \qquad (5.4)$$

где $\dot{H}_0$ – мощность эквивалентной дозы в точке детектирования без защиты; $B(E_0, \mu d, Z)$ – дозовый фактор накопления для точечного изотропного источника.

Напомним, что мощность эквивалентной дозы без защиты можно рассчитать по формуле, которая имеет вид:

$$\dot{H} = K \cdot 1{,}09 \dot{Д} = K \cdot 1{,}09 \cdot \dot{K} = \dot{K} \cdot 1{,}09 A\Gamma_б / r^2, \qquad (5.5)$$

где A – активность, Бк; $\Gamma_б$ – керма-постоянная, $а\Gamma_р м^2/с \cdot Б_к$; r – расстояние, м.

Однако даже в простейшем случае (точечный изотропный моноэнергетический источник) решить эту задачу нелегко, так как уравнения и трансцендентные: их невозможно решить в аналитическом виде относительно d при заданном значении ДМД, т. к. фактор накопления $5d$, в свою очередь, зависит от d. Построение графиков $H=H(d)$ или нахождение d для фиксированного значения ЦМД 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 $E_З$ 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. Тогда в соответствии с (5.5):

$$k(E_0,d) = \dot{H}_0 / ДМД(d) = exp(\mu d)/[H_д^{m,u}(E_0, Uid, Z)].$$

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 необходимо учесть поправку на барьерность. Для этого требуемую для барьерной геометрии кратность ослабления fcg_ap следует умножить на поправку $8_я(E_0, Z)$ и для полученной кратности ослабления.

Таблица 5.1

Толщина защиты из бетона, см (p–2,3 г/см), и свинца, см (p=11,34 г/см^3)

Кратность Ослабления k	Энергия фотонов, МэВ							
	0,145	0,279	0,412	0,662	1,25	1,75	2,75	4
1	2	3	4	5	6	7	8	9
Бетон								
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	60,7	107,0	140,2	160,6	193,0	225,4
δ_0				0,815	0,876	0,895	0,925	0,946
Свинец								
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

Продолжение табл. 5.1.

1	2	3	4	5	6	7	8	9
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	18,3	28,9
10^6	2,1	4,3	6,8	12,2	23,5	29,2	33,6	34,4
δ_0				0,984	0,986	0,988	0,99	0,993

Толщину защиты можно также рассчитать в геометрии широкого пучка. Слоем ослабления $\Delta_{1/к}$ называют толщину 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 $k\ (d) = 2^n = 2^{d/\Delta 1/2}$, где $n = d/\Delta 1/_2$ – число слоев половинного ослабления, обеспечивающее кратность ослабления k. Тогда толщина защиты $d = n\Delta 1/_2$.

Расчет толщины защиты по слоям половинного ослабления является приближенным, т. к. 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.

Поток β-излучения с учётом поглощения в воздухе для точечного источника активностью 1 МБк при расстояниях, меньших максимального пробега, определяют по формуле:

$$N_\beta = \frac{10^6 \cdot Q}{4\pi R^2} \cdot e^{-\frac{0.693R}{\Delta_{1/2}}},$$

где N_β – мощность β-потока, β-частиц, см^2·с; R – расстояние от источника до рабочего места, см; $\Delta_{1/2}$ – слой половинного

ослабления β-частиц в воздухе; 10^6 – число Бк в 1 МБк; Q – активность источника, МБк.

Допустимый поток β-частиц с энергией до 3 МэВ принимается согласно НРБ-99.

Безопасным расстоянием при работе с β-источниками считается максимальный пробег β-частиц в воздухе. На практике защита от β-частиц осуществляется с помощью специальных экранов из веществ с малым атомным номером (плексиглас, стекло, алюминий и т. д.)

Выбор материала с малым значением Z обусловлен тем, что интенсивность тормозного излучения, возникающего в материале экрана, пропорциональна Z.

Для Al зависимость $\Delta_{1/2}$ от энергии можно описать выражением:

$$\Delta_{1/2} = 0{,}0115\, E_{макс}^{1{,}33}, см$$

Защита от тормозного излучения β-источников. Выход тормозного излучения, возникающего при торможении β-частиц с непрерывным спектром, оценивают по формуле:

$$I_\beta = 1{,}23 \cdot 10^{-4} (Z_{эфф} + 3) \sum_{i \geq 1}^{m} n_{\beta_i} E_\beta^2,$$

где I_β – выход β-частиц с энергией 1 распад, МэВ/расп.; $E_{\beta i}$ – максимальная энергия i-го спектра, МэВ; $Z_{эфф}$ – эффективный атомный номер защитного экрана.

В случае точечного излучателя интенсивность тормозного излучения на расстоянии R от источника активность Q (МБк) будет равна:

$$I_T = \frac{I_\beta \cdot Q \cdot 10^6}{4\pi R^2}, МэВ / см^2 \cdot с$$

При расчёте защиты от гамма-излучения должны быть известны следующие исходные данные:

- активность и тип источника, Q, м Кюри или Бк;
- энергия излучения, МэВ;
- расстояние от источника до рассчитываемой точки (R), время облучения (t);

– геометрия источника;
– мощность экспозиционной дозы на расстоянии *R (P);*
– допустимая мощность дозы на рабочих местах, в смежных помещениях и на территории в пределах зоны наблюдения;
– материалы защиты (плотность материал, толщина).

Форма источника	Формула для расчёта мощности экспозиционной дозы
Точечный изотропный источник	$P = \frac{K_\gamma \cdot Q}{R^2}$; $D = \frac{Q \cdot K_\gamma \cdot t}{R^2}$
Точечный источник экранирован защитным барьером толщиной *d*	$P = \frac{Q \cdot K\gamma}{R^2} e^{-\mu d} \cdot \delta_1 \cdot B_D$, где B_D – дозовый фактор накопления, т. е. отношение экспозиционной дозы излучения в воздухе, созданной излучением всей энергии (первичные и рассеянные), к той же дозе в воздухе, созданной только первичными нерассеянными квантами; δ_1 – отношение факторов накопления для барьерной геометрии к факторам накопления в бесконечной среде

Коэффициент ослабления гамма-лучей. При исследованиях прохождения излучения через защиту различают геометрию узкого и широкого пучков. Геометрия узкого пучка характеризуется тем, что детектор регистрирует только нерассеянное излучение источника (провзаимодействовавшие со средой фотоны не регистрируются). В реальных задачах наряду с нерассеянным излучением детектор регистрирует также рассеянное (однократно и многократно) в среде излучение. Геометрия, при которой детектор регистрирует нерассеянное и рассеянное излучение, называется геометрией широкого пучка.

Толщину защиты для ослабления первичного рентгеновского излучения определяют в зависимости от *К*:

$$K = \frac{I}{R^2 \cdot ДМД}, \frac{мА}{м^2} \cdot \frac{мР}{ч},$$

где I – стандартный анодный ток рентгеновской трубки, мА; R – расстояние от рентгеновской трубки до защиты, м; *ДМД* – допустимая мощность экспозиционной дозы излучения, мР/ч.

Рентгеновская аппаратура широко используется в медицине и технике. В промышленно развитых странах рентгенологическим обследованиям и процедурам подвергаются в течение года от 300 до 900 человек на тысячу населения.

Рентгенография, флюорография, рентгенотерапия – эти процедуры стали ординарными. Как правило, они необходимы или даже неизбежны, но сопровождаются облучением тех или иных участков или органов человека.

Для сравнения приведем следующие цифры:

0,5 –1 мбэр	– ежедневный 3-часовой просмотр ТВ в течение года,
150–200 мбэр	– годовая доза за счет естественного радиационного фона,
370 мбэр	– флюорография (одна процедура),
3000 мбэр	– однократное облучение при рентгенографии зубов,
30000 мбэр	– рентгеноскопия желудка (одна процедура),
30000 мбэр	– обслуживание радоновых ванн,
8500 мбэр	– радиофармацевтическая процедура.

Со времени открытия рентгеновских лучей самым значительным достижением в разработке методов рентгенодиагностики стала компьютерная томография. Ее применение при обследовании почек позволило уменьшить дозы облучения кожи в 5 раз, яичников – в 25 раз, семенников – в 50 раз по сравнению с обычными методами.

Рентгеновская аппаратура используется также при рентгеноскопии сварных швов ответственных узлов металлоконструкций. С некоторого времени рентгеновские аппараты стали использоваться в аэропортах для проверки багажа.

5.7. Защита от нейтронов

В лекции рассматриваются методы, основание 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 в геометрии широкого пучка можно представить в виде:

$$\varphi(d) = \varphi_0 exp(-d/L), \qquad (5.6)$$

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 (1). Поэтому длина релаксации L_i определяется для отдельных участков защиты 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:

$$\varphi(d) = \varphi_0 exp(-\sum_{i=1}^{m} \Delta di/ L_i), \qquad (5.7)$$

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 (1) и (2) 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:

$$\varphi(d) = [S_0 f/(4\pi d^2)] exp(-\sum_{i=1}^{m} \Delta d_i/ L_i). \qquad (5.8)$$

Для немоноэнергетического источника со спектром вида $p(E_0)$:

$$\varphi(d) = [S_0/(4\pi d^2)]\sum_j f_j exp(-\Sigma\Delta d_i/ L_i), \qquad (5.9)$$

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 $(E_{oj} + \Delta E_{oj})/2$ на толщине защиты i-го участка.

Для защит, представляющих собой смесь тяжелых и легких ядер можно обычно рассчитать из соотношения:

$$1/L = C_л/L_л + C_m/L_m, \qquad (5.10)$$

где $L_л$ и L_T – длина релаксации для легкого и тяжелого компонента ответственно; $C_л$ и C_m – 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 $exp(-\Sigma_{выв}d)$, где $\Sigma_{выв}d$ – 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, испытав 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, γ). 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.

Впервые методика сечения выведения была развита 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, рис. 5.11) вблизи точечного изотропного источника пластину толщиной d из тяжелого вещества. Из сказанного выше следует, что концепция сечения выведения будет справедлива, если между пластиной и детектором в точке А будет находиться некоторое минимальное количество водородсодержащего вещества, определяемое толщиной слоя R_{min}. Экспериментально показано, что сечение выведения можно считать независящим от толщины пластины.

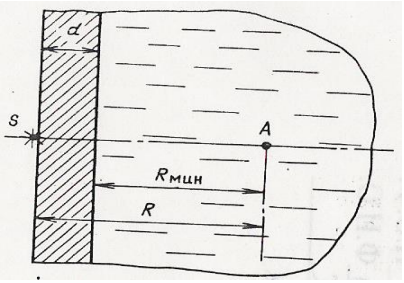


Рис. 5.13. Гетерогенная композиции для защиты от нейтронов

Номограммы первого типа связывают мощность данного источника S_0, расстояние от источника до точки детектирования R толщину водной защиты d (рис. 5.13). Номограммы построены для продолжительности облучения 36 ч в неделю и предельно допустимой дозы для персонала, равной 1 мЗв/неделя.

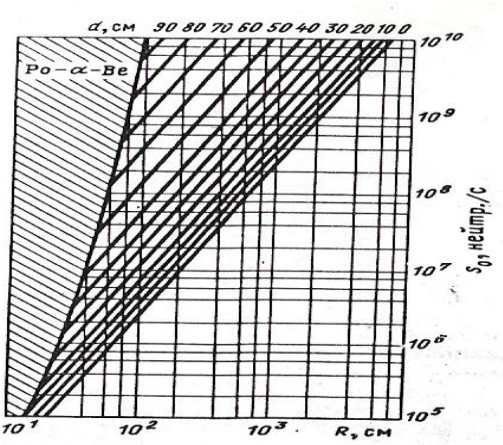


Рис. 5.14. Номограмма первого типа для расчета защиты от нейтронов *Po-α-Be*-источника

Номограммы второго типа показывают зависимость кратности ослабления k от толщины водной защиты для разных источников нейтронов (рис. 5.14 и 5.15).

Номограммы третьего типа связывают между собой измеренную или рассчитанную мощность эквивалентной дозы, время облучения и толщину защиты и построены для предельно допустимых условий облучения персонала. Защита от внешних потоков α-частиц не представляет особых сложностей, т. к., обладая очень высокой плотностью ионизации, частицы теряют свою энергию и поглощаются в сравнительно тонких слоях вещества.

Для определения толщины слоя достаточно знать пробег α-частицы в данном веществе.

Средний пробег α-частиц можно рассчитать в приближении непрерывного замедления по формуле:

$$R_a = \int_0^{E_0} \frac{dE}{/-dE/dx/_{ион}},$$

где $/-dE/dx/_{ион}$ – ионизационные потери энергии α-частиц. Защиту от внешних потоков α-частиц рассчитывают по

максимальному пробегу $R_a \approx \overline{R}_a$. Максимальный пробег α-частиц определяют также, используя приближенные эмпирические соотношения.

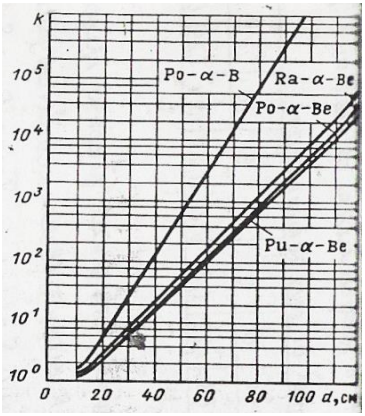


Рис. 5.15. Номограмма второго типа для расчета защиты от нейтронов по кратности ослабления водой для различных источников

Проникающая способность α-частиц в средах невелика. Так, в воздухе пробег α-частиц, испускаемых, например, ^{222}Rn (E_0 =5,5 МэВ), примерно равен 4 см. Тем не менее при энергии $E_0 > 7{,}5$ МэВ пробега α-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 α-частиц достаточно тонких защитных экранов (тонкой фольги, листа бумаги, хирургических перчаток и т. п.).

Основная проблема здесь возникает при работе с открытыми α-излучателями. 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 β-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, зависит от энергии β-частиц и атомного номера среды.

Важная характеристика электронов и β-частиц при прохождении и в веществе – пробег, определяющий их проникающую способность. Различают три вида пробегов электронов в веществе: средний *Ra*, максимальный *Rp* и экстраполированный (или практический) $R_{экс}$.

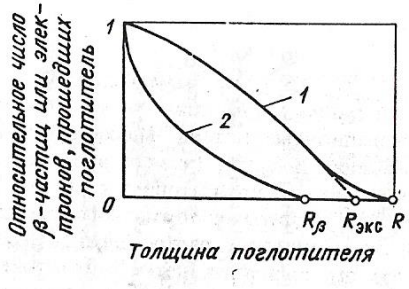


Рис. 5.16. Зависимость относительного числа моноэнергетических электронов и β-частиц от толщины вещества:
1 – моноэнергетические электроны; 2 – β-частицы

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_β находят так называемый экстраполированный пробег, который получается в точке пересечения экстраполированного линейного участка кривой с осью абсцисс.

На практике для расчета пробега β-частиц часто используют эмпирические зависимости. Так, максимальный пробег β-частиц R_β, г/см^2, в алюминии с энергией в диапазоне 0,5–3 МэВ с погрешностью ± 5 % рассчитывается по формуле:

$$R_\beta = 0{,}52E_\beta - 0{,}09, \qquad (5.11)$$

где R_β – максимальный пробег β-частицы;

E_β – граничная энергия β-частиц, МэВ.

Грубая оценка максимальных пробегов β-частиц в алюминии и воздухе R_β, см, может быть получена из соотношений

$$R_\beta \approx 0{,}25\, E\beta \text{ для алюминия;} \quad (5.12)$$

$$R_\beta = 450 E\beta \text{ для воздуха,} \quad (5.13)$$

где R_β – максимальный пробег β-частицы; E_β выражено в МэВ.

Ослабление плотности потока β-частиц в поглотителе приближенно подчиняется экспоненциальному закону

$$\varphi(d) = \varphi_0 \exp(-\mu_m d), \quad (5.14)$$

где d – массовая толщина поглотителя, г/см^2; μ_m – массовый коэффициент поглощения электронов, см^2/г.

Значения массового коэффициента поглощения μ_m, см^2/г, могут быть определены приближенно из следующей зависимости от граничной энергии β-частиц $E\beta$, МэВ:

$$\mu_m = 15{,}5E^{-1{,}41} \approx 17E_\beta^{-1{,}43} \approx 22E_\beta^{-1{,}33} \quad . \quad (5.15)$$

При рассмотрении вопросов защиты от нейтронного излучения необходимо иметь в виду следующее:

– защита от нейтронного излучения основывается на поглощении тепловых и медленных нейтронов, поэтому быстрые нейтроны должны быть замедлены;

– нейтроны с энергией свыше 0,5 МэВ рассеиваются на ядрах поглощающей среды, испытывая неупругие столкновения. При этом ядра среды будут находиться в возбужденном состоянии, испуская γ-кванты;

– нейтроны, имеющие энергию до 0,5 МэВ, испытывают в основном упругое рассеяние;

– в результате неупругого и упругого рассеяния нейтроны замедляются, переходя в тепловое равновесие с окружающей средой.

Тепловые нейтроны, диффундируя в защите, могут выйти за её пределы или быть поглощены в самой защите. При этом возникает захватное γ-излучение, которое необходимо учитывать при расчёте защиты.

При эксплуатации ускорителей электронов расчёт защиты проводят по тормозному излучению, возникающему при бомбардировке мишени электронами – фотонейтронами, образующимися по реакции (γ–n) как в мишени, так и в конструкционных защитных материалах.

Для энергии ускоренных электронов до 3 МэВ выход тормозного излучения можно оценить по формуле:

$$I = 5{,}77 \cdot 10^{-4} Z \cdot E^2, МэВ / электрон.$$

Практические рекомендации при расчёте защиты:

- эффективная энергия тормозного излучения от излучения электронных ускорителей ($E_{эфф} = 0{,}5 \cdot E_{макс}$). Для энергии ускоренных электронов от 3 до 15 МэВ и $E_{эфф} = \frac{1}{3} \cdot E_{макс}$ при $E_{макс} = 15 МэВ$;
- угловое распределение имеет анизотропный характер, и расчёт защиты в направлении пучка электронов проводят по тормозному излучению;
- угловое распределение фотонейтронов изотропно. Расчёт защиты в направлении, отличном от направления пучка электронов, осуществляют по фотонейтронам.

5.8. Организация работ с источниками ионизирующих излучений. Общие положения

При работе с источниками ионизирующих излучений важное значение приобретает правильная организация труда, которая обеспечивает радиационную безопасность обслуживающего персонала и всего вселения 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». Выполнение 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 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 санитарно-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 ионирующих излучений. Зона наблюдения - территория, где возможно влияние радиоактивных сбросов и выбросов учреждения и где облучение проживающего населения может достигать установленного предельной дозы ПД. На территории зоны наблюдения проводится радиационный контроль.

Размеры зон определяются на основе расчета дозы внешнего излучении (или) распространения радиоактивных выбросов в атмосферу, сбросов в водоемы от всех источников

радиоактивного загрязнения 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 построек РК 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.

5.9. 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 пользуются, например, в приборах контроля технологических процессов, в установках радиационной технологии, радиационной территории 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 к работе с закрытыми источниками является сооружение защит от облучения для снижения внешних потоков излучения на рабочих места и в соседних помещениях до допустимых уровней.

Защиты от внешнего облучения на таких установках рассчитываются с использованием рассмотренных методах.

Рабочая часть стационарных аппаратов и установок с открытым неограниченным по направлению пучком излучения должна размещался в отдельном помещении. Материал и толщина стен, пола и потолка этого помещения при любых реальных положениях источника и направления 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 облучения или включения энергопитания и превышении заданной мощности дозы.

В нерабочем положении все источники ионизирующих излучений должны находиться в защитных устройствах, а не радионуклидные источники обесточены.

Для перемещения источника в рабочее положение или включений энергопитания предусматривается система дистанционного управления.

Управление работой установки производится с пульта, размещеного за защитой. Вход в рабочую камеру осуществляется через лабиринт.

При использовании приборов, аппаратов и установок с закрытыми очниками 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.

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 нГр-м^2/с должны использоваться специальные устройств дистанционным управлением.

Специальных требований к отделке помещений при работе с закрытыми источниками излучения не предъявляется, кроме помещений перезарядки и временного хранения демонтированных приборов и установок.

5.10. 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 внутреннего облучения, предотвращать радиоактивное загрязнение воздуха и поверхностей рабочих помещений, кожных покровов и одежды персонала, а также объектов внешней среды – воздуха, воды, почво-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 скрытыми источниками относятся правильный выбор планировки помещений, оборудования, отделки помещений, технологических режимов, рациональная организация рабочих мест и соблюдение мер личной гигиены работающих, рациональные режимы вентиляции, организации 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 четыре группы.

Границы групп устанавливаются по минимально значимой активности (МЗА), под которой понимается наименьшая активность открытого источника на рабочем месте, при котором еще требуется получение разрешения органов Госсаннадзора на использование этого источника. МЗА изменяется для разных радионуклидов в диапазоне от 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 (табл. 5.2).

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.

Таблица 5.2

Фактическая активность радионуклидов на рабочем месте для разных классов работ с открытыми источниками, Бк

Группа радиационной опасности	Класс работ		
	I	II	III
А	$> 3{,}7\text{-}10^{8}$	$3{,}7\text{-}10^{5} - 3{,}7\text{-}10^{8}$	$3{,}7\text{-}10^{3} - 3{,}7\text{-}10^{5}$
Б	$> 3{,}7\text{-}10^{9}$	$3{,}7\text{-}10^{6} - 3{,}7\text{-}10^{9}$	$3{,}7\text{-}10^{4} - 3{,}7\text{-}10^{6}$
В	$> 3{,}7\text{-}10^{10}$	$3{,}7\text{-}10^{7} - 3{,}7\text{-}10^{10}$	$3{,}7\text{-}10^{5} - 3{,}7\text{-}10^{7}$
Г	$> 3{,}7\text{-}10^{11}$	$3{,}7\text{-}10^{8} - 3{,}7\text{-}10^{11}$	$3{,}7\text{-}10^{6} - 3{,}7\text{-}10^{8}$

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.

Допускается увеличение активности радионуклида на рабочем месте при простых операциях с жидкостями (без упаривания, перегонки, ботажа 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 источниками. На дверях помещения, где проводятся работы с открытыми источниками, вывешивается знак радиационной опасности с указание 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 возможностью радиоактивного загрязнения воздуха (операции с порошками, упаривание растворов, работа с эмалирующими и летучими веществами и др.), должны проводиться в вытяжных шкафах. Столешницы, металлические и другие конструкции шкафов и рабочих столах следует покрывать слабосорбирующими материалами.

Помещения для работ II класса должны размещаться в отдельно части здания изолированно от других помещений. В составе этих помещений должны быть санитарный пропускник, шлюз или душевые и пункт радиационного контроля на выходе. Эти помещения должны быть оборудованы вытяжными шкафами или боксами.

Помещения для работ I класса должны размещаться в отдельной зданий 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 размещается технологическое оборудование и коммуникации, являющиеся основным источником излучения и радиоактивного загрязнения;

2-я зона – периодически обслуживаемые помещения – помещений для проведения ремонта оборудования и других работ, связанных 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 зоны в помещения 3-й зоны между зонами оборудуется санитарный шлюз.

Производственные операции с радиоактивными веществами в камерах и боксах должны выполняться дистанционными средствами и с помощью перчаток, герметично вмонтированных в фасадную стенку.

Для изготовления технологического и защитного оборудования необходимо использовать слабосорбирующие материалы или покрытия, обладающие стойкостью по отношению к применяемым веществам, реактивам.

В помещениях для работ II класса и 3-й зоны I класса полы и стены, 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 степью радиоактивного загрязнения, рекомендуется окрашивать в различные цвета.

Края покрытий полов должны быть подняты и заделаны заподлицо со стенками.

Площадь в расчете на одного работающего должна быть не менее 10 м^2.

Оборудование и рабочая мебель должны иметь гладкую поверхность, простую конструкцию и слабосорбирующие покрытия, облегчающие накопление 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 пластиковыми пленками, фильтровальной бумагой и другими подсобными материалами разового

пользования для ограничения загрязнения различных поверхностей, оборудования и помещений.

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 направленность: 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 $ДК_А$. При этом уровни внешнего и внутреннего облучения лиц категории В 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 допускает уменьшение скорости воздуха до 0,5 м/с при условии сохранения чистоты воздушной среды рабочих помещений в пределах $ДК_А$.

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 без опасности имеет серьезное значение.

Жидкие отходы учреждения считаются радиоактивными, если содержание в них радиоактивных веществ превышает $ДК_Б$ для воды. Твердые отходы считаются радиоактивными, если их удельная активность больше $7{,}4\text{-}10^4$ Бк/кг для (β-излучателей, удельный керм-эквивалент больше 0,2 пГр-м^2/(с◌кг) (удельный гамма-эквивалент больше 10^{-7} г-экв Ra/кг) для γ-излучателей; удельная активность больше $7{,}4\text{-}10^3$ Бк/кг для α-излучателей (для радионуклидов трансурановых элементов больше 370 Бк/кг) .

В хозяйственно-бытовую канализацию допускается сброс радиоактивных сточных вод с концентрацией, превышающей $ДК_Б$ 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, 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.

5.11. Основы перевозки радиоактивных веществ

Все расширяющееся использование различных источников изонирующих излучений приводит к росту перевозок радиоактивных грузов. Так, в СНГ за последние 30 лет число ежегодно перевозимых упаковок с радиоактивными нуклидами увеличилось почти 10 раз.

Радиоактивные вещества транспортируются на условиях неопасных грузов, если их активность А меньше установленного предельно допустимого значения, которое изменяется для разных радионуклеидов в диапазоне ($3{,}7\circ10^{-2}$-$3{,}7\circ10^{2}$) МБк. При этом на поверхности упаковок мощность эквивалентной дозы не должна быть выше мкЗв/ч.

Транспортирование радиоактивных грузов производится в транспортных упаковочных комплектах, который может состоять из нескольких элементов (рис. 5.17).

Среди них выделяют: защитный контейнер 7 для ослабления ионизирующего излучения, испускаемого радиоактивным веществом; 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.

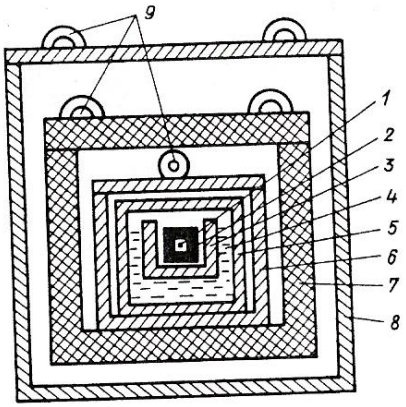


Рис. 5.17. Принципиальная схема упаковочного комплекта для перевозки радиоактивных веществ

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 β-излучения и других видов излучения, испускаемых радиоактивными веществами, кроме нейтронного; II – для источников нейтронов и других видов излучений; III – для источников α- и β-излучений. Упаковочные комплекты I вида для источников γ-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

По способности сохранять защитные и герметизирующие свойства при внешних воздействиях упаковочные комплекты для перевозки радиоактивных веществ делят на два основные 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, 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, речных 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.

5.12. Средства индивидуальной защиты (СИЗ)

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, гидроизолирующие костюмы;

2) средства защиты органов дыхания – противогазы, респираторы, пневмошлемы и т. д.;

3) специальная одежда – комбинезоны, полукомбинезоны, 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, носки, спецобувь, респиратор "Лепесток-200", фартук, нарукавники, бахилы пластикатовые 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 (табл. 5.3).

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.

Таблица 5.3

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

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).

5.13. 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.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На современном этапе промышленного развития мирового сообщества, когда происходит максимальное использование ресурсов Земли, возникла настоятельная необходимость в тщательном изучении и проработке проблем безопасности на всех стадиях производственной деятельности человека. На сегодня в каждой отрасли человеческой деятельности уже созданы принципиальные решения, позволяющие внедрить новые технологические процессы, обеспечивающие резкое снижение отрицательного воздействия окружающую среду.

Для современного Казахстана, обладающего огромными сырьевыми ресурсами, указанные проблемы являются весьма актуальными. Загрязнение окружающей среды техногенными отходами добывающих и перерабатывающих отраслей промышленности и энергетики является на сегодня наиболее актуальной проблемой экологии и безопасности деятельности человека.

Развитие ядерной энергетики в нашей стране позволит снизить загрязнение окружающей среды вредными выбросами традиционной энергетики. Вместе с этим возникают проблемы безопасности эксплуатации ядерно-энергетических установок и ликвидации отходов ядерной энергетики.

Учебное пособие дает основы радиационной безопасности при использовании радиоактивных веществ.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Машковец В. П., Панченко А. М.* Основы радиационной безопасности. – М.: Энергоатомиздат, 1990. –176 с.

2. *Максимов М. Т., Оджагов Г. О.* Радиоактивные загрязнения и их измерение. – М.: Энергоатомиздат, 1989.

3. *Савельев И. В*. Курс общей физики. –М.: Наука, 1967.

4. *Егоров П. Т., Шляхов И. А., Алабин Н. И.* Гражданская оборона. –М.: Высш. шк., 1970.

5. *Саудабеков К. И., Алманиязов Э. А., Лухкова Л. Ю.* Безопасность жизнедеятельности и формировании здорового образа жизни. – Алматы, 1999.

6. *Атаманюк В. Н., Бурцев К. С.* Гражданская оборона. –М.: Медицина, 1989.

7. *Евтушенко Н. Г., Кузьмин А. П. и др*. Безопасность жизнедеятельности в условиях ЧС. –Курган: 1994.

8. Справочник по поражающему действию ядерного оружия. –М.: 1978.

9. Закон Республики Казахстан от 23 апреля 1998 г. № 219-1 "О радиационной безопасности населения".

10. *Рыкунов Б. М., Максимов М. Т., Титов С. Н.* Радиационная и химическая защита. –М.: Военное издательство, 1985.

11. НРБ-99.СП.2.6.1.758-99 Агентство по делам Здравоохранения, 1999. –79 с.

12. Закон РК "О чрезвычайных ситуациях природного и техногенного характера" 05.07.1996.

13. *Николаев Л. Н.* Основы защиты населения от оружия массового поражения. –Минск: 1983.

14. Методические рекомендации. Министерство Здравоохранения РСФСР. Ленинградский научно-исследовательский институт радиационной гигиены Минздрава РСФСР. Обследование и оценки радиационной обстановки на предприятиях по разведке и добыче нерадиационных полезных ископаемых подземным способом. –Ленинград: 1988.

15. *Им Ю. М.* Расчет режимов радиационной защиты при авариях на АЭС. –Л.: ВНИПЭнерго, 1987.

16. *Козлов В. Ф.* Справочник по радиационной безопасности. –М.: Атомиздат. 1980.

17. *Жараспаев М. Т., Есекин Б. К., Касенов К.* Средства и способы снижения пылевыделения в узлах перегрузки дробленых материалов. – Алматы: Казмехонобр, 1997. –104 с.

18. *Жараспаев М. Т., Әділғазы Қ., Әбілжанов Д,.* Труды Международных Сатпаевских чтений. «Роль и место молодых ученых в реализации стратегии « Казахстан-2050». Алматы, 2014. IV том.«Радиациялық қаупсіздік негіздері пәнінің тәжірибелік сабағындағы әдістемелік аспектілер». – С.492-496.

СОДЕРЖАНИЕ

	Введение ……	3
1.	Физические основы радиоактивности …….	5
1.1.	Модели атома и электромагнитное излучение …..	5
1.2.	Состав и характеристика атомного ядра	8
1.3.	Энергия связи ядра ……..	11
1.4.	Природа ядерных сил ……..	14
1.5.	Закон радиоактивного распада …….	18
1.6.	Виды ионизирующих излучений (ИИ) ……	22
1.7.	Альфа-распад ……	24
1.8.	Бета-распад ……	27
1.9.	Гамма-распад …….	31
1.10.	Ядерные реакции ……..	36
1.11.	Реакции с участием нейтронов ……..	38
2.	Взаимодействие ионизирующего излучения с веществом ……..	44
2.1.	Взаимодействие заряженных частиц с веществом.	44
2.2.	Взаимодействие нейтронов и протонов с веществом ……..	47
2.3.	Взаимодействие β-излучения с веществом …….	49
2.4.	Взаимодействие γ-излучения с веществом …….	54
3.	Биологическое действие ионизирующего излучения ……...	61
3.1.	Биологическое воздействие гамма излучений …..	61
3.2.	Основные реакции организма человека на действие ИИ ……..	63
3.3.	Основные эффекты последствий облучения человека ……..	64
3.4.	Прямое и косвенное действие ионизирующего излучения ……...	67
3.5.	Виды радиационных эффектов воздействия на организм …….	70
3.6.	Концепция приемлемого риска ……	73
3.7.	Классификация источников и уровни риска смерти человека в промышленно развитых странах ……	75

3.8.	Принципы нормирования радиационного облучения. Нормы радиационной безопасности ..	79
3.9.	Нормы радиационной безопасности ……..	82
3.10.	Регламентация облучения человека ……	88
3.11.	Природный радиационный фон и фоновое облучение ……...	92
4.	Методы контроля и дозиметрия ……	97
4.1.	Ионизационный метод регистрации излучения ….	97
4.2.	Сцинтилляционный метод дозиметрии ……..	101
4.3.	Люминесцентные методы дозиметрии ……...	104
4.4.	Приборы для радиационного контроля ……..	107
4.5.	Фотографический метод дозиметрии …….	109
5.	Источники радиоактивных излучений и способы защиты ……	113
5.1.	Деление ядер ……..	113
5.2.	Принцип работы атомных электростанций ……	116
5.3.	Космические лучи …….	122
5.4.	Защита от ионизирующих излучений. Классификация защит ……...	124
5.5.	Защита от фотонного излучения ……..	129
5.6.	Зависимость фактора накопления от расстояния....	132
5.7.	Защита от нейтронов …….	140
5.8.	Организация работ с источниками ионизирующих излучений. Общие положения …….	148
5.9.	Работа с закрытыми источниками излучения ……	151
5.10.	Работа с радиоактивными веществами в открытом виде …….	153
5.11.	Основы перевозки радиоактивных веществ ……...	159
5.12.	Средства индивидуальной защиты (СИЗ) ……..	162
5.13.	Задачи службы радиационной безопасности …….	164
	Заключение ……	167
	Библиографический список …….	168
	Содержание ……	170

Мырзагалий Жараспаев

ОСНОВЫ РАДИАЦИОННОЙ БЕЗОПАСНОСТИ

Учебное пособие для специальности «Безопасность жизнедеятельности и защита окружающей среды»

Нач. РО ИИЦ	*З. А. Губайдулина*
Редактор	*Г. М. Дюсенбаева*
Компьютерная верстка	*А. С. Сайбулатова*

Подписано в печать 16.06.2016 г.
Тираж 300 экз. Бумага офсетная. Формат 60x84 1/16.
Усл.п.л. 10,7. Уч.-изд.л. 10,1 п.л. Заказ № 718. Цена договорная.

Издание Казахского национального исследовательского технического университета имени К. И. Сатпаева
Учебно-издательский центр КазНИТУ
г. Алматы, ул. Сатпаева, 22

ISBN 978-601-228-937-4

