

Одесский национальный университет имени И. И. Мечникова

Кафедра экспериментальной физики

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Часть III

Взаимодействие ядерных излучений с веществом

Методические указания к лабораторным работам

для студентов III курса

физического факультета

Одесса – 2007

Печатается по решению Ученого
Совета физического факультета

Составители:

Бабинчук Валентин Степанович

Ницук Юрий Андреевич

В методических указаниях рассмотрены основные особенности взаимодействия ядерных излучений с веществом. Сформулированы задания к лабораторным работам по определению основных характеристик ядерных излучений.

СОДЕРЖАНИЕ

ЗАДАЧА 7. ИЗУЧЕНИЕ ФЛУКТУАЦИЙ РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА.....	4
ЗАДАЧА 8. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕРХНЕЙ ГРАНИЦЫ β -СПЕКТРА ИЗОТОПА P^{32} МЕТОДАМИ ПОЛНОГО И ПОЛОВИННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ.....	14
ЗАДАЧА 9. ОПРЕДЕЛЕНИЕ АКТИВНОСТИ β -ИСТОЧНИКА АБСОЛЮТНЫМ МЕТОДОМ.....	22
ЗАДАЧА 10. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ γ -ЛУЧЕЙ В ЖЕЛЕЗЕ И АЛЮМИНИИ.....	29
ЗАДАЧА 11. ДОЗИМЕТРИЯ ЖЕСТКОГО ИОНИЗУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ.....	35
ЗАДАЧА 12. ИЗМЕРЕНИЕ РАДИОАКТИВНОЙ ЗАГРЯЗНЕННОСТИ.....	44

ЗАДАЧА 7. ИЗУЧЕНИЕ ФЛУКТУАЦИЙ РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА

Из-за разнообразных неконтролируемых воздействий результаты измерения макроскопической величины имеют статистический характер. В основном это относится к статичности процесса измерения. Возможны флуктуации и самой измеряемой величины, однако они могут быть сделаны сколь угодно малыми. Поэтому можно сказать, что сама по себе измеряемая величина (например, масса какого-либо тела, длина стержня и т. д.) имеет некоторое вполне определенное значение, в то время как результаты измерений флуктуируют из-за несовершенства измерительных приборов, недостаточной их изоляции от колеблющихся внешних условий и т. д. Численные значения результатов измерений обычно распределены по некоторому непрерывному вероятностному закону, чаще всего по закону Гаусса.

Совсем иначе обстоит дело со многими измерениями в ядерной физике. В отличие от макромира в микромире флуктуации измеряемых величин связаны, как правило, с самой сутью явлений и поэтому не могут быть сделаны сколь угодно малыми.

Если, например, речь идет об измерении числа актов радиоактивного распада, происшедшего за какое-то время, то флуктуирует сама измеряемая величина, а измерительный прибор (счетчик частиц) в первом приближении можно считать идеальным, т. е. не подверженным статистическому влиянию окружающих условий. Измеряемая величина (например, число актов радиоактивного распада) является уже не непрерывной, а дискретной и наиболее характерным законом распределения, вместо закона Гаусса, является закон Пуассона, а тогда биномиальный закон

Рель статистического подхода к явлениям микромира значительно глубже, чем в макрофизике. Статистика здесь нужна не только для обработки результатов измерений, но и для изучения самой природы исследуемых явлений. Например, природа радиоактивности была окончательно установлена только после завершения подробного статистического анализа, показавшего, что различные акты распада между собой статистически независимы. Другой пример. При исследовании космических лучей при помощи камеры Вильсона было обнаружено, что число частиц, регистрируемых при различных последовательных расширениях камеры, распределено не по закону Пуассона. Это наблюдение послужило

отправной точкой для открытия и исследования линией космических частиц.

Ошибки, связанные с методикой измерения, называют систематическими. Например, детекторы ядерных излучений и пересчетные устройства имеют конечное мертвое время (см. задачу 4). Если в течение этого времени возникает несколько импульсов, то регистрирующее устройство не сможет сосчитать их отдельно, и, следовательно, просчитает часть импульсов. Просчеты, хотя и объясняются статистическим характером явлений, но приводят к систематической ошибке, зависящей от скорости счета и параметров системы, предназначенной для регистрации импульсов.

1. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПУАССОНА

Пусть счетчик облучается потоком независимо следующих друг за другом частиц. Попадание той или иной частицы в счетчик является случайным событием. Поэтому в течение равных интервалов времени через счетчик может пролететь разное количество частиц. В этих условиях вероятность P_k того, что в течение времени t в счетчик попадет k частиц, дается известной формулой Пуассона:

$$P_k = \frac{(nt)^k}{k!} e^{-nt} \quad (3.1)$$

где n - поток частиц.

Распределение (3.1) можно толковать двояко. Представим себе очень большое число совершенно идентичных установок, состоящих из одинаковых источников частиц, облучающих одинаковые счетчики. Пусть в течение времени t первый счетчик сработал k_1 раз, второй k_2 раз и т. д. Тогда величины $k_1, k_2 \dots$ распределены в соответствии с формулой Пуассона (3.1).

Рассмотрим теперь только один счетчик и соответствующий ему источник и будем регистрировать число отсчетов $k_1, k_2 \dots$ в течение очень большого числа равных между собой интервалов времени. Если поток \mathcal{N} остается постоянным то величины $k_1, k_2 \dots$ также распределены по закону Пуассона.

Среднее число актов определяется равенством.

$$\bar{k} = \sum_{k=0}^{\infty} k p_k \quad (3.2)$$

Если интенсивность не зависит от времени, то $\bar{k} = nt$, откуда следует, что интенсивность \bar{k} имеет смысл среднего числа актов, осуществляющихся за единицу времени.

Тогда формулу (3.1) можно записать в виде

$$p_k = \frac{\bar{k}^k}{k!} e^{-\bar{k}} \quad (3.3)$$

Как видно из (3.3), распределение Пуассона полностью определяется заданием только одного параметра — среднего числа актов. Экспериментальное определение \bar{k} является, как правило, основной целью большей части измерений, проводимых в ядерной физике.

Из формулы (3.3) следует, что

$$\frac{p_{k+1}}{p_k} = \frac{\bar{k}}{(k+1)} \quad (3.4)$$

Поэтому, если $\bar{k} \ll 1$, то p_k монотонно убывает с ростом k .

Иная картина имеет место, когда $\bar{k} > 1$. В этом случае p_k сначала возрастает, достигая максимального значения при $k \sim \bar{k}$, после чего начинает монотонно убывать. Зависимость p_k от k при разных \bar{k} изображена на рис. 3.1. По мере роста \bar{k} максимум становится относительно все более острым, а график — все более симметричным относительно $k = \bar{k}$. При большом \bar{k} график практически симметричен. При малых же \bar{k} наблюдается асимметрия.

Из формулы (3.3) следует, что при всяком значении возможно осуществление любого числа актов k . Однако не все события встречаются одинаково часто. Если величина k близка к \bar{k} , то вероятность p_k велика, в противном случае — мала. Мерой отклонения случайной величины от ее среднего значения (мерой флуктуации) является дисперсия.

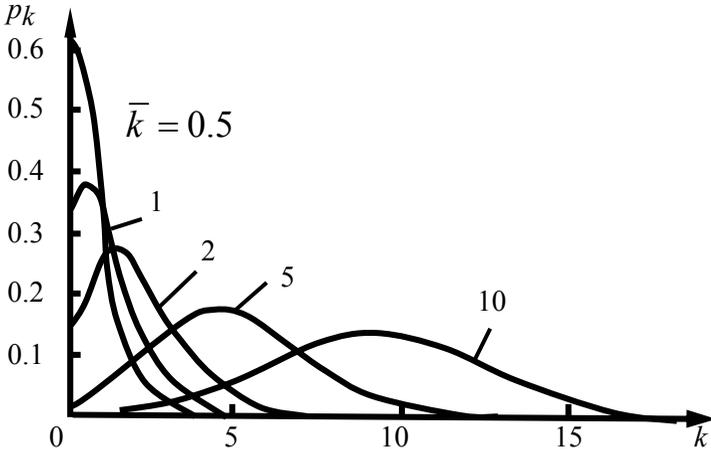


Рис.3.1. Зависимость p_k от k .

Дисперсией некоторой случайной величины x называется выражение

$$D_x = \overline{(x - \bar{x})^2} \quad (3.5)$$

Величину $\Delta x = \sqrt{D_x}$ называют абсолютной флуктуацией случайной величины x , а величину $\delta_x = \frac{\Delta x}{x} = \frac{\sqrt{D_x}}{x}$ - ее относительной флуктуацией. Можно показать, что в случае закона Пуассона дисперсия

$$D_k = \bar{k}, \quad (3.6)$$

абсолютная флуктуация

$$\Delta k = \sqrt{\bar{k}}, \quad (3.7)$$

относительная флуктуация

$$\delta_k = \frac{1}{\sqrt{\bar{k}}}, \quad (3.8)$$

где \bar{k} - среднее число актов.

Соотношения (3.6) - (3.8) играют основную роль во всех приложениях закона Пуассона. Их смысл состоит в следующем. Если

регистрировать отсчеты счетчика в очень большом числе равных интервалов, то в большей части интервалов число отсчетов k будет отличаться от \bar{k} не более чем на $\sqrt{\bar{k}}$.

Абсолютная флуктуация (3.7) возрастает с ростом \bar{k} , однако относительная флуктуация (ошибка) δ_k (3.8) уменьшается обратно пропорционально квадратному корню из числа сосчитанных частиц. Отсюда можно найти число частиц k , которое нужно сосчитать для достижения заданной относительной ошибки δ :

$$k = \frac{1}{\delta^2} \quad (3.9)$$

Таким образом, для измерения среднего числа частиц со статистической ошибкой 10% нужно сосчитать 10^2 частиц. Для того чтобы статистическая ошибка составила 1%, требуется уже 10^4 частиц и т. д.

Закон Пуассона определен только для положительных значений k . На практике он часто применяется в тех случаях, когда нужно оценивать надежность измерений и ошибки измеренных величин в случае наблюдения редких событий (отличающейся малой интенсивностью).

2. СВЯЗЬ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПУАССОНА С РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ГАУССА

Выше уже отмечалось, что по мере роста \bar{k} распределение Пуассона становится все более симметричным относительно $k = \bar{k}$. Если выполнено условие

$$\sqrt{\bar{k}} \gg 1 \quad (3.10)$$

(практически при $k \approx 20$), то достигается полная симметрия. Кроме того, различие между величинами вероятностей для смежных или близких k оказывается очень малым. Например, легко проверить, что при $\bar{k} = 1000$:

$$\frac{(P_{1000} - P_{995})}{P_{1000}} = 0,01 \quad (3.11)$$

В этих условиях вместо вероятности P_k осуществления того или иного числа отсчетов можно пользоваться уже другой величиной, а именно, вероятностью $\varphi(k)$ того, что число отсчетов за

ключено в «бесконечно малом» интервале от k до $k + dk$. По абсолютной величине интервала dk может содержать несколько единиц. Однако он мал по сравнению с интересующими нас k , равными по порядку величины среднему числу отсчетов k . Тем самым дискретное распределение заменяется непрерывным.

Количественное рассмотрение функции распределения $\varphi(k)$ при выполнении условия (3.10) приводит к выводу, что рассматриваемая величина k распределена по закону Гаусса:

$$\varphi(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi k}} e^{-\frac{(k-\bar{k})^2}{2k}} \quad (3.12)$$

Закон Гаусса определен как для положительных, так и отрицательных значений k .

Величина $y = k - \bar{k}$, имеющая смысл отклонения числа отсчетов k от среднего значения, распределена по закону

$$u(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi k}} e^{-\frac{y^2}{2k}} \quad (3.13)$$

При помощи (3.13) можно вычислить вероятность $p(y_1 \leq y \leq y_2)$ того, что величина $y = k - \bar{k}$ заключена в интервале от $y = y_1$ до $y = y_2$. Искомая вероятность

$$p(y_1 \leq y \leq y_2) = \frac{1}{\sqrt{2\pi D}} \int_{y_1}^{y_2} e^{-\frac{y^2}{2D}} dy \quad (3.14)$$

Заменяя переменную по формуле $y = \sqrt{D}z$, получим

$$p(y_1 \leq y \leq y_2) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{\frac{y_1}{\sqrt{D}}}^{\frac{y_2}{\sqrt{D}}} e^{-\frac{z^2}{2}} dz \quad (3.15)$$

или

$$p(y_1 \leq y \leq y_2) = \Phi\left(\frac{y_2}{\sqrt{D}}\right) - \Phi\left(\frac{y_1}{\sqrt{D}}\right) \quad (3.16)$$

где

$$\Phi(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^z e^{-\frac{z^2}{2}} dz - \text{функция Гаусса.}$$

Используя приложение II в книге В. И. Гольданского и др. «Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц», можно найти вероятность того, что отклонение от среднего не превосходит по модулю величины абсолютной ошибки (\sqrt{D}):

$$p(|y| \leq \sqrt{D}) = 2\Phi(1) = 0,682 \quad (3.17)$$

Точно так же получаем

$$p(|y| \leq 2\sqrt{D}) = 0,954 \quad (3.18)$$

$$p(|y| \leq 3\sqrt{D}) = 0,997 \quad (3.19)$$

Из формул (3.17) – (3.19) вытекает следующее: если регистрировать отсчеты счетчика в большом числе равных интервалов времени, то при выполнении условия (3.10) в 68,2% случаев число отсчетов будет отличаться от k не более чем на \sqrt{k} , а 95,4% не более чем на $2\sqrt{k}$, в 99,7% не более чем на $3\sqrt{k}$ и т. д.

Результат измерения числа отсчетов k приводится всегда вместе со своей абсолютной ошибкой (\sqrt{k}), которая является показателем статической точности измерений.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

Измерение интенсивности потока γ -квантов с помощью газообразного счетчика.

Импульсы со счетчика поступают в пересчетную схему, работа которой управляется с помощью реле времени нажатием кнопки на передней панели пересчетной схемы. При нажатии кнопки начинается счет времени импульсов, а через 3с реле автоматически прекращает счет. Таким образом, находят число импульсов за 3с .

1. Произвести ~ 200 измерений скорости счета импульсов от газоразрядного счетчика без источника.
2. Выполнить ~ 500 измерений отсчетов счетчика, нагруженного источником.

ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

I. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПУАССОНА

При изучении распределения числа распадов для малых скоростей счета, когда за короткий промежуток времени (2-5 сек) будет зарегистрировано в среднем от 4 до 8 частиц, экспериментальные данные удобно записывать сразу в виде гистограммы. По горизонтальной оси откладывать числа от 0 до 20, соответствующие возможным отсчетам прибора, получаемым каждый раз за один и тот же промежуток времени (k_i) (рис.3.2). По вертикальной оси отсчитывать количество полученных отсчетов определенной величины (т. е. количество полученных при измерениях «1», «2», «3», «4» и т. д.).

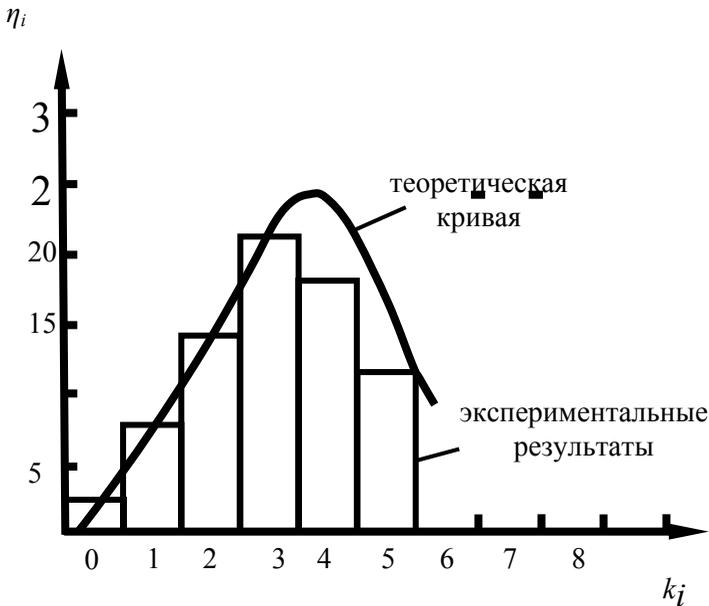


Рис. 3.2. Распределение Пуассона.

После 200 измерений на тех же координатных осях строят теоретическое распределение, соответствующее закону Пуассона.

Для построения теоретического распределения необходимо:

а) Найти значение среднего счета k_i

$$\bar{k} = \frac{\sum k_i n_i}{\sum n_i},$$

где k_i - отсчет в одном измерении, например, k_0 в «0», k_1 в «1», k_2 в «2» и т. д., а n_i - число измерений, соответствующих количеству отсчетов (т. е. число «нулей», «единиц», «двоек» и т. д.). Значение \bar{k} при вычислении округлять до сотых долей.

б) Затем, используя формулу (3.3) найти вероятность P_k получения соответствующих отсчетов k_i , т. е. вероятность получения «0», «1», «2» и т. д.

в) Умножив вероятность P_k на полное число измерений, получить теоретическую кривую распределения. Сравнить теоретическую кривую с полученной экспериментально.

II. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГАУССА

При больших k (практически при $k = 20$ и больше) распределение Пуассона заменяется распределением Гаусса.

1. Из полученных данных найти среднее значение \bar{k} .

2. Выбрать соответствующий интервал Δk (например, $\Delta k = 5$).

3. Подсчитать количество отсчетов $n_{\Delta k}$, находящихся в интервале от \bar{k} до $(\bar{k} + \Delta k)$. Например, при $k = 100$ взять интервалы $k = 5$, найти число отсчетов в интервалах (100-105) и (100-95).

4. По полученным данным построить гистограмму, в которой по горизонтальной оси в центре откладывается величина \bar{k} , а влево и право от нее - величины соответственно с интервалами ${}^+\Delta k$, ${}^+2\Delta k$, ${}^+3\Delta k$, и т. д., а по вертикальной оси число отсчетов $n_{\Delta k}$, попадающих в интервал $\bar{k} + \Delta k$ и интервал $\bar{k} - \Delta k$. При этом необходимо сделать так, чтобы границы интервалов не учитывались дважды.

5. Затем найти число отсчетов попадающих в интервал $\bar{k} + \Delta k$ и $\bar{k} - \Delta k$, а так же в интервале $\bar{k} - 2\Delta k$, и полученные результаты снова отложить на гистограмме.

6. Таковую же операцию выполнить для последующих интервалов до полного разбора имеющихся экспериментальных данных. В результате получится экспериментальное распределение отсчетов в зависимости от величины их удаления от средней величины \bar{k} .

Теоретическое распределение

Верхний контур полученного таким образом распределения подобен кривой Гаусса, которая записывается уравнением (3.13), где в качестве переменной используется величина $y = k - \bar{k}$, имеющая смысл отклонения отсчетов от среднего значения k . При помощи (3.13) можно вычислить вероятность $p(y_1 \leq y \leq y_2)$ того, что величина $y = k - \bar{k}$ заключена в интервале от $y_1 = k_1 - \bar{k}$ до $y_2 = k_2 - \bar{k}$. Приняв в (3.13)

$$z = \frac{y}{\sqrt{D}} = \frac{k - \bar{k}}{\sqrt{D}} = \frac{k - \bar{k}}{\sqrt{k}}, \quad (3.21)$$

получим

$$p(y_1 \leq y \leq y_2) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{\frac{y_1}{\sqrt{D}}}^{\frac{y_2}{\sqrt{D}}} e^{-\frac{z^2}{2}} dz = \Phi\left(\frac{y_2}{\sqrt{D}}\right) - \Phi\left(\frac{y_1}{\sqrt{D}}\right) \quad (3.22)$$

где $\Phi(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^z e^{-\frac{z^2}{2}} dz$ функция Гаусса

Для нахождения вероятности в каждом выбранном ранее интервале от \bar{k} до $\bar{k} + \Delta k = k_1$ **необходимо:**

1. По формуле (3.21) найти z .
2. По таблице найти значение интервала от 0 до данной величины z .
3. Найти вероятность отсчета в данном интервале от k_1 до k_2 или в новых переменных:

$$\text{от } z_1 = \frac{k_1 - \bar{k}}{\sqrt{k}} \text{ до } z_2 = \frac{k_2 - \bar{k}}{\sqrt{k}}.$$

Для этого необходимо взять разность численных значений соответствующих интегралов $\Phi(z_2) - \Phi(z_1)$ (3.22).

Например, для $\bar{k} = 100$ вероятность отсчета в интервале 100-105 находится так:

$$z_0 = \frac{100-100}{\sqrt{100}} = 0; \quad z_1 = \frac{105-100}{\sqrt{100}} = 0,5; \quad \Phi(0,5) = 0,192$$

Таким образом, вероятность получения отсчета от 100 до 105 равна 0,192. Для интервала от 100 до 110 находится

$$z_2 = \frac{110-100}{\sqrt{100}} = 1 \quad \Phi(1) = 0,34$$

А в интервале 105 – 110 вероятность определяется так:

$$\Phi(z_2) - \Phi(z_1) = 0,34 - 0,192 = 0,148$$

4. Умножив вероятности на общее число измерений, получить необходимые точки для построения теоретической кривой.

5. Для экспериментальных данных проверить выполнимость критериев (3.17), (3.18), (3.19).

6. Показать, что ~68% результатов не отличаются от среднего значения \bar{k} больше чем на $\sqrt{\bar{k}}$.

Соответствие экспериментальных данных кривой Гаусса будет свидетельствовать о случайном характере процессов радиоактивного распада.

Контрольные вопросы и задания

1. Распределение Пуассона, основные формулы, чем оно определяется?
2. В чем заключается смысл дисперсии, относительной и абсолютной флуктуации?
3. Как связано распределения Пуассона с распределением Гаусса?
4. Каким образом производится обработка экспериментальных данных?

ЗАДАЧА 8. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕРХНЕЙ ГРАНИЦЫ β -СПЕКТРА ИЗОТОПА P^{32} МЕТОДАМИ ПОЛНОГО И ПОЛОВИННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

Энергия β -частиц. Для подавляющего большинства элементов могут быть получены искусственным путем радиоактивные изотопы, испускающие β -частицы. Часть β -активных изотопов относится к естественным радиоактивным элементам, стоящим в

конце периодической системы Менделеева. Можно указать также на слабую β -активность изотопа калия (K^{40}) и рубидия (Rb^{87}), в естественном состоянии.

В отличие от α -излучения β -частицы, испускаемые каким-либо радиоактивным веществом, имеют непрерывный энергетический спектр, в котором представлены β -частицы, имеющие все значения кинетической энергии от нуля до некоторого максимального значения. Типичное распределение β -частиц по энергиям изображено на рис. 3.3 где по горизонтальной оси отложена величина энергии E , а по вертикальной — число β -частиц $N(E)$, испускаемых с данной энергией.

Средняя энергия β - частиц E_{cp} равна обычно одной трети максимальной энергии E_{max} . Исследования показали, что значения максимальной энергии для известных источников β -частиц чрезвычайно разнообразны: эти значения лежат в весьма широких пределах — от 15кэВ до 15МэВ. Величина E_{max} является характерной для данного изотопа и может служить для идентификации радиоактивного препарата.

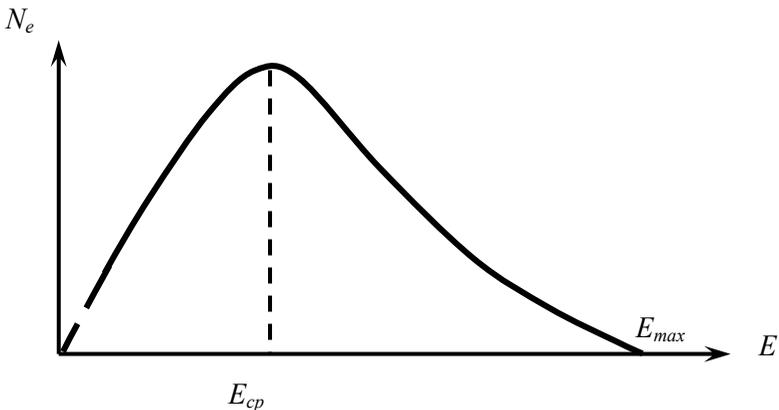


Рис. 3.3. β -спектр.

Потеря энергии β - частицами. β -частицы подобно α - частицам растрачивают свою энергию на ионизацию и возбуждение встречных атомов или молекул.

Средняя потеря энергии β -частицы при образовании пары ионов приблизительно такая же, как и для α -частицы. Например, в воздухе она составляет 32эВ. Необходимо, однако, заметить, что

для β -частиц отступление от среднего значения потери энергии при единичном соударении весьма велико.

Поэтому для электронов, имевших при вылете из препарата одинаковую скорость (монохроматические электроны) длина пробега оказывается существенно различной. Разброс пробегов увеличивается вследствие рассеяния электронов в поглотителе. Явление рассеяния приводит к тому, что при данной толщине поглотителя, расположенного по пути электронного пучка, различные электроны в отличие от α - частиц, проходя в поглотителе сложные извилистые пути, фактически пробегают совершенно различные расстояния перед выходом из поглощающей среды (рис. 3.4,а). Для сравнения на рис. 3.4,б схематически изображено прохождение пучка α - частиц через поглотитель.

Поглощение β -частиц. Характер поглощения β -излучения обычно описывают при помощи так называемой кривой поглощения, связывающей отношение N_d / N_0 числа частиц N_d , прошедших через поглотитель, к числу падающих частиц N_0 с толщи-

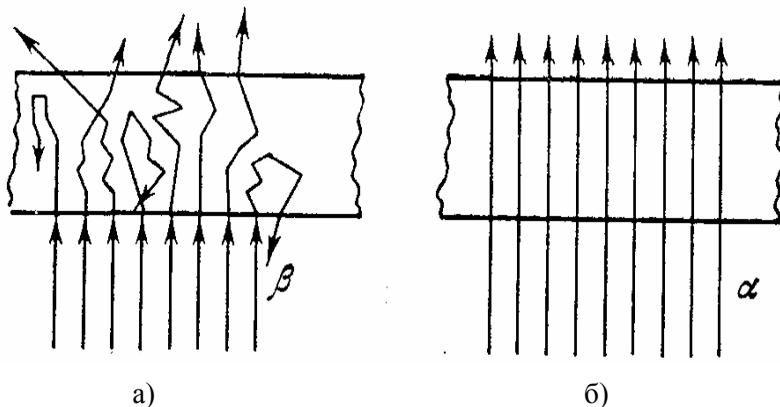


Рис. 3.4. Прохождение α - и β -частиц в веществе.

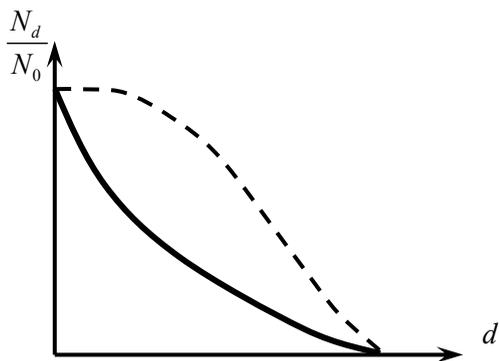


Рис. 3.5. Кривая поглощения монохроматических электронов и β -частиц с непрерывным спектром энергии.

ной d поглотителя.

Ввиду большого разброса величины потери энергии при соударениях, а также из-за сильного рассеяния β -частиц, кривая по-

глощения монохроматических электронов (рис. 3.5 пунктирная кривая) существенно отличается от кривой поглощения β -частиц (сплошная линия).

Сплошная кривая есть результат наложения множества кривых поглощения монохроматических электронов с энергией от нуля до максимальной E_{max} . Связь между N_d и N_0 для большинства радиоактивных β -излучателей с непрерывным β -спектром аналитически удовлетворительно описывается следующей эмпирической формулой:

$$N_d = N_0 e^{-\mu d} \quad (3.23)$$

где μ — коэффициент поглощения, а d — толщина поглотителя.

На рис. 3.6 в качестве примера приведена кривая поглощения β - частиц изотопа Tl^{204} в алюминии, построенная по экспериментальным данным (сплошная кривая). Пунктирная кривая, соответствующая экспоненциальной функции 3.23, хорошо совпадает с экспериментальной кривой в области средних значений толщины поглотителя. В областях малых и весьма больших значений d наблюдается заметное отступление от экспоненциального закона. Такая закономерность имеет место для большинства β -спектров.

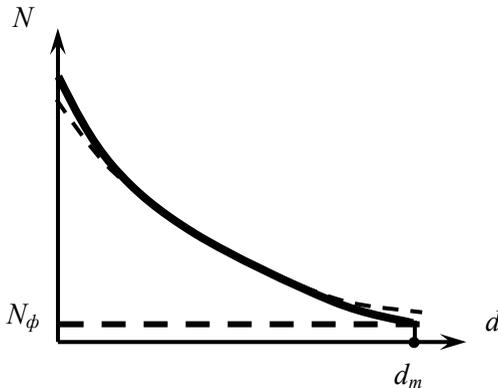


Рис. 3.6. Кривая поглощения β -частиц изотопа Tl^{204} .

Опыт показывает, что отношение μ , к плотности ρ почти не зависит от природы поглотителя. Величина $\frac{\mu}{\rho}$ называется массовым коэффициентом поглощения и имеет размерность $cm^2 \cdot g^{-1}$.

Таким образом, если нам известна плотность ρ_1 одного какого-либо вещества и его коэффициент поглощения μ_1 относящийся к данному энергетическому спектру β -излучения, то, зная плотность другого вещества ρ_2 , мы можем приближенно оценить μ_2 по формуле

$$\mu_2 = (\rho_2 \mu_1) / \rho_1 \quad (3.24)$$

При радиоактивных измерениях часто удобно пользоваться толщиной так называемого слоя половинного поглощения $d_{1/2}$, необходимого для уменьшения вдвое начальной интенсивности β -излучения. Так как $N_{d_{1/2}} = N_0/2$, то $1/2 = \exp[-\mu d_{1/2}]$. Отсюда $d_{1/2} = 0.693/\mu$

Обычно $d_{1/2}$ выражают не в сантиметрах, а в граммах массы поглотителя, приходящейся на один квадратный сантиметр его поверхности. При плотности ρ и толщине $d_{1/2}$ на 1см² поверхности поглотителя приходится масса $\rho d_{1/2} = 0,693 \rho/\mu$, которая и вызывает ослабление вдвое интенсивности β -излучения. Выше, на примере кривой поглощения β -излучения изотопа Tl^{204} , мы обратили внимание на то, что коэффициент μ не полностью характеризует поглощение β -излучения данного спектрального состава в данном веществе. Кроме того, влияние эффекта рассеяния β -частиц приводит к различному ослаблению интенсивности излучения в зависимости от размеров и формы применяемого поглотителя и от взаимного расположения препарата, поглотителя и приемника излучения. Эти обстоятельства необходимо учитывать при измерениях с β -активными препаратами.

Зависимость пробега β -частиц от их энергии. Как уже отмечалось выше, кривая поглощения (сплошная кривая на рис. 3.6.) отклоняется от экспоненциальной формы (пунктирная кривая) при больших толщинах поглотителя. Через толстый слой вещества проходят лишь β -частицы, обладающие большой энергией. Наконец, при некоторой толщине d_m , характерной для данной максимальной энергии β -спектра и для вещества применяемого поглотителя, наступает полное поглощение β -частиц. Величина d_m называется пробегом частиц с максимальной энергией E_{max} . Связь между d_m и E_{max} особенно тщательно была изучена для случая поглощения в алюминии. При величинах энергии β -частиц, превышающих приблизительно 0,8МэВ, для алюминия хорошо оправдывается соотношение

$$\rho d_{1/2} = R = 0,542 E_{max} - 0,133 \quad (3.25)$$

где d_m — толщина в сантиметрах, необходимая для полного поглощения β -частиц; ρ -плотность алюминия в г/см³, а E_{max} энергия частицы в МэВ. Величина $\rho d_m = R$ есть масса в граммах, приходящаяся на 1см² площади поглотителя. С приближением, обычно достаточным для практических целей, формулой (3.25) можно пользоваться не только для алюминия, но и для других поглотителей.

В области энергий меньше 0,8МэВ нельзя указать достаточно универсальной формулы, связывающей R и E_{max} . Здесь приходится пользоваться приближенными эмпирическими соотношениями, которые с большой точностью можно заменить графиком, изображенным на рис. 3.7.

1. Метод полного поглощения

Между источником β -излучения и счетчиком помещают алюминевые пластины разной толщины. Измеряют зависимость скорости счета частиц N от толщины поглотителя d . По мере увеличения толщины скорость счета частиц N уменьшается и при больших толщинах приближается к скорости счета фона N_ϕ (см. рис.3.6). По полученной экспериментальной кривой поглощения определить толщину алюминия d_m , при которой кривая поглощения пересекает уровень фона. Вычисляют R и затем из формулы 3.25 находят E_{max} , полагая $\rho = 2,7$ г/см³.

Этот метод имеет следующий недостаток: т.к. число электронов с энергией, близкой к максимальной, не велико, а фон счетчика всегда составляет заметную величину, то место пересечения кривой поглощения с уровнем фона трудно установить с большой точностью. Кроме того, даже при полном поглощении β -излучения, скорость счета оказывается несколько больше, чем фон счетчика. Это называется вторичным рентгеновским излучением, возникшим под действием быстрых β -частиц. С учетом этого обработку результатов эксперимента можно несколько изменить: в качестве d_m взять не точку пересечения кривой поглощения с уровнем истинного фона, а точку, в которой кривая поглощения β -частиц после резкого спада переходит на почти горизонтальный участок. Этот участок кривой имеет очень малый наклон, так как возникшее рентгеновское излучение очень слабо поглощается

алюминием и идет почти параллельно фону, но несколько выше, так как к фону добавилось вторичное рентгеновское излучение.

2. Метод половинного поглощения

По данным предыдущих измерений построить график, откладывая по оси ординат $n_d - n_f$, а по оси абсцисс толщину поглотителя d в мм. Из графика определить толщину слоев, ослабляющих излучение в $2, 2^2 \dots, 2^n$ раз.

Связь между толщиной слоя алюминия, ослабляющего излучение в 2^n раз, и верхней границей β -спектра была тщательно экспериментально изучена. Полученные результаты изображены графически на рис. 3.8, где по оси абсцисс отложена толщина алюминиевого поглотителя в мм, а по оси ординат - верхняя граница β -спектра в МэВ. Отдельные кривые изображенного на графике семейства относятся к случаям, когда на опыте определено уменьшение скорости счета β -частиц в 2^n раз, причем $n = 1, 2, \dots$. Зная

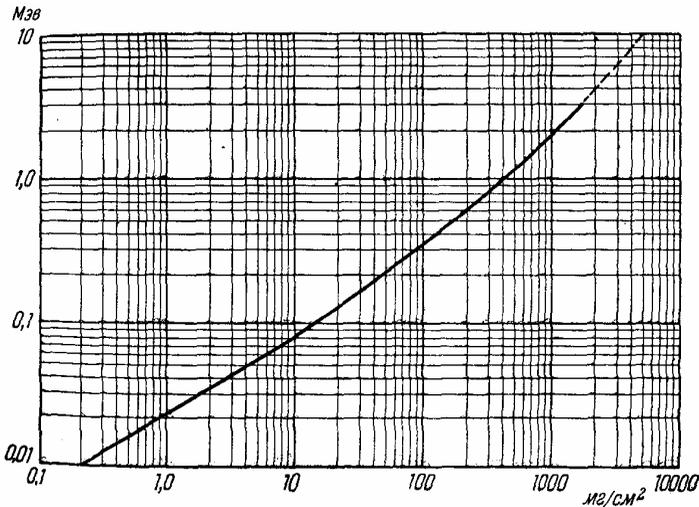


Рис. 3.7. Зависимость между энергией β -частиц и пробегом в алюминии

толщину слоя алюминия и значения n , можно по соответствующей кривой определить E_{\max} .

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Включить установку и проверить ее работу.
2. Измерить фон счетчика 3 раза в течение 100 секунд. Определить среднее значение фона.

3. Получить препарат **№16**. Установить на держателе изотоп так, чтобы излучение было направлено на окно счетчика.

4. Измерить скорость счета β -частиц при отсутствии поглотителя 3 раза в течении 10с. Определить среднее значение. Затем между счетчиком и препаратом поместить алюминиевую пластинку толщиной 0,2 мм и измерить 3 раза скорость счета $n_{0,2}$. Определить среднее значение. Добавить еще пластинку алюминия толщиной 0,2 мм и определить $n_{0,4}$. Увеличивать слой поглотителя до тех пор, пока дальнейшее увеличение толщины алюминия не перестанет заметно уменьшать n_d .

5. Построить график для поглощения β -излучения изотопа в алюминии, откладывая по оси абсцисс толщину поглотителя в мм, а по оси ординат - скорость счета $n_d - n_\phi$. Провести на графике касательную к кривой поглощения в области больших (3-4 мм) толщин d . Из точки, где кривая поглощения отходит вверх от проведенной касательной, опускают перпендикуляр. Основание перпендикуляра дает толщину полного поглощения d_m . Вычислив $R = d_m \cdot \rho$ из (3.25), определить E_{max} .

6. Для нахождения E_{max} по методу половинного поглощения можно воспользоваться той же кривой: $n_d = f(d)$, где толщинам половинного поглощения $d(2), d(2^2)$ будут соответствовать скорости счета: $\frac{n_0}{2}, \frac{n_0}{2^2} \dots$

7. По номограмме, изображенной на рис. 3.8 найти значения E_{max} для нескольких значений $d_{1/2^n}$. Найти среднее значение E_{max} и сравнить его со значением, полученным методом полного поглощения.

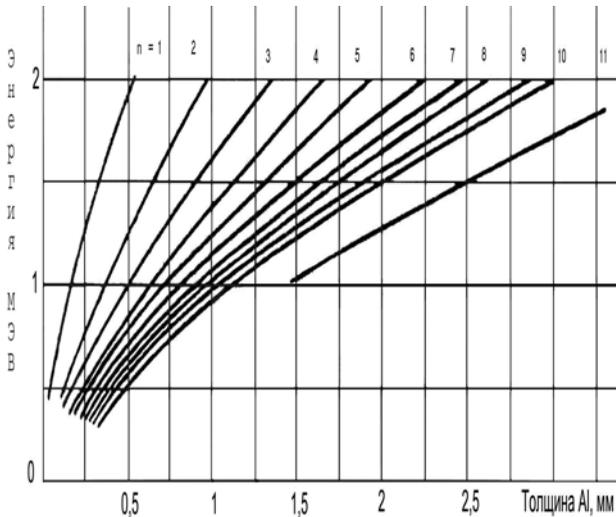


Рис. 3.8. Номограмма для нахождения верхней границы β -спектра методом половинного поглощения.

Контрольные вопросы и задания

1. Энергетический спектр электронов при β -распаде. В чем заключается физический смысл верхней границы β -спектра?
2. Объяснить вид кривых поглощения для монохроматических электронов и для случая сплошного спектра β -частиц.
3. Что такое массовый коэффициент поглощения, его единицы измерения?
4. В чем заключается метод полного поглощения?
5. В чем заключается метод половинного поглощения?
6. Запишите закон поглощения β -излучения. Определите μ для алюминия.

ЗАДАЧА 9. ОПРЕДЕЛЕНИЕ АКТИВНОСТИ β -ИСТОЧНИКА АБСОЛЮТНЫМ МЕТОДОМ

В лабораториях, использующих радиоактивные изотопы для научных или технических целей, периодически возникает необхо-

димось в оценке абсолютной активности применяемых источников β - и γ - излучений.

Существуют методики измерению относительной концентрации радиоактивных ядер в сравниваемых препаратах. Как обычно, под концентрацией мы будем понимать число радиоактивных ядер в единице объема препарата.

Связь между концентрацией радиоактивных ядер C_1 и C_2 в двух объектах исследования и числом непосредственно зарегистрированных β -частиц или γ -фотонов n_1 и n_2 выражается простым соотношением $C_1/C_2 = n_1/n_2$ лишь при соблюдении следующих условий.

Излучения радиоактивных изотопов, распределенных, в сравниваемых образцах, должны иметь одинаковый энергетический спектр β -частиц или одинаковые величины энергии γ - квантов. Кроме того, необходимо, чтобы при распаде одного ядра оба изотопа испускали равное число β -частиц или γ -фотонов. Это осуществляется вполне строго в случаях сравнения радиоактивных препаратов, содержащих один и тот же изотоп, или препаратов, содержащих смесь радиоактивных изотопов с одинаковой относительной концентрацией. Во всех других случаях простое соотношение $C_1/C_2 = n_1/n_2$ необходимо заменить более сложной формулой, учитывающей различие в схемах распада сравниваемых изотопов и особенности поглощения и рассеяния β -излучения и γ -фотонов с различной энергией. Кроме того, в подобных случаях нужно учитывать изменение эффективности счетной трубки при регистрации излучений.

Соотношение $C_1/C_2 = n_1/n_2$ не будет также выполняться и тогда, когда сравниваемые препараты состоят из разных материалов, в которых распределен один и тот же радиоактивный изотоп, ибо изменение условий поглощения и рассеяния в препарате приведет и в этом случае к различным результатам регистрации излучения.

К ошибочным выводам приводит также применение соотношения $C_1/C_2 = n_1/n_2$ при сравнении концентраций радиоактивных ядер в препаратах, имеющих различные геометрические размеры. В подобных случаях необходимо иметь в виду, что условия регистрации излучения, посылаемого отдельными участками

препарата в чувствительный объем счетчика, зависят от положения этих участков относительно счетчика. Главную роль здесь играет величина телесного угла, под которым счетчик виден из того или иного участка препарата. Кроме того, при регистрации мягкого излучения заметную роль может играть то обстоятельство, что излучение, испускаемое отдельными участками препарата, доходит до счетчика, пройдя неодинаковой длины пути в материале препарата, в воздухе и стенках счетчика.

Таким образом, доля рассеянного и поглощенного излучения зависит от геометрических особенностей источников и должна быть учтена в методе сравнения активности источников, имеющих разные размеры.

Аналогичные физические причины искажают результаты измерений активности объектов, в которых радиоактивные ядра неравномерно и притом неодинаковым образом распределены в сравниваемых образцах.

Очевидно также, что при относительных измерениях необходимо обеспечить тождественное расположение образцов по отношению к счетчику или вносить в результаты измерения соответствующие поправки для учета систематических ошибок, вызванных отступлением от этого условия.

Наконец, к факторам, искажающим результаты измерений, нужно отнести изменения свойств регистрирующей аппаратуры, в частности счетных трубок, с течением времени и при изменении нагрузки. Эти обстоятельства заслуживают особенного внимания при длительных измерениях и при сравнении препаратов существенно различной активности.

ИЗМЕРЕНИЕ АКТИВНОСТИ β -ИСТОЧНИКА АБСОЛЮТНЫМ МЕТОДОМ

Измерение активности источника может быть выполнено путем сравнения его с эталонным образцом. В этом случае измерения называются относительными. Другие методы определения активности, не требующие эталонных образцов, основаны на непосредственном счете числа распадающихся ядер и являются абсолютными методами.

В настоящей работе определяется β -активность препарата абсолютным методом. Регистрацию β -частиц производят торцо-

вым счетчиком. Расположение источника и счетчика показано на рис. 3.9.

Точечный источник S помещается на расстоянии h от диафрагмы с круглым отверстием радиусом r , ограничивающей пучок β -частиц, испускаемых источником. В нашем случае диафрагма изготовлена из латуни толщиной и имеет толщину 2мм.

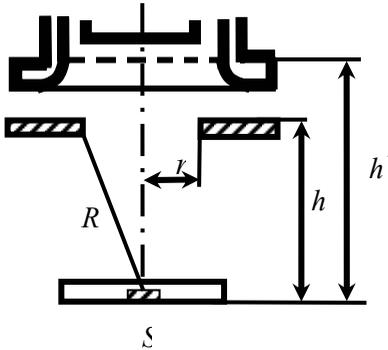


Рис. 3.9. Расположение источника и счетчика.

Источник расположен на прямой, перпендикулярной к плоскости диафрагмы и проходящей через ее центр.

Телесный угол, под которым видно отверстие диафрагмы из середины источника S , равен

$$\Omega = \frac{\sigma}{R^2}$$

где σ - поверхность шарового сегмента, равная

$2\pi R(R-h)$. Замена R на $\sqrt{h^2 + r^2}$ дает после простых преобразований

$$\Omega = 2\pi \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{r^2}{h^2}}} \right) \quad (3.26)$$

Подложка, на которую нанесен источник, служит отражателем для β -частиц, вылетающих из источника вниз. Поэтому угловое распределение β -частиц может, вообще говоря, быть анизотропным, т. е. зависеть от направления. Чем толще подложка и выше порядковый номер элементов, входящих в состав материала подложки, тем сильнее сказывается ее влияние на изменение углового распределения. Обычно при абсолютных измерениях активности подложкой для источника служит тонкая (100-20 μm) пленка, из-

готовленная из вещества с малым атомным номером, например из целлулоида. В этом случае влиянием подложки можно пренебречь и считать распределение β -частиц по углам изотропным. Поэтому число частиц, испускаемых препаратом в направлении диафрагмы, будет равно

$$N_1 = \frac{\Omega}{4\pi} N = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{r^2}{h^2}}} \right) \quad (3.27)$$

где N - общее число частиц, испускаемых источником. Здесь нужно заметить, что некоторая часть β -частиц поглощается и рассеивается в самом источнике. Поэтому, строго говоря, число частиц, покинувших источник, в направлении отверстия диафрагмы будет несколько отличаться от N_1 .

Однако если источник достаточно тонкий, а верхняя граница β -спектра велика, то поправкой на поглощение и рассеяние в самом источнике можно пренебречь.

Следует также иметь в виду, что не все частицы, вылетающие в направлении отверстия диафрагмы, достигнут чувствительного объема счетчика. Некоторая доля β -частиц претерпевает рассеяние в воздухе на пути между препаратом и счетчиком. Кроме того, часть частиц поглощается в воздухе и слюдяном окошке счетчика. При измерениях, не претендующих на большую точность, ошибкой из-за рассеяния в воздухе можно пренебречь, так как она при небольших толщинах воздушного слоя не превышает приблизительно 5%.

При более точных измерениях активности источника счетчик и источник помещают в вакуум, устраняя, таким образом, рассеяние и поглощение β -излучения на пути к счетчику. В нашем опыте измерения выполняются в воздухе; поэтому для учета поглощения следует положить:

$$N_d = N_1 e^{-\mu d}, \quad (3.28)$$

где μ - массовый коэффициент поглощения β -лучей, а d - суммарная толщина слюдяного окошка счетчика и слоя воздуха, выраженная в единицах поверхностной плотности g/cm^2 :

$$d = \delta_{сл} + \rho_{в} h_{ист} \quad (3.29)$$

Здесь $\delta_{сл}$ - толщина окошка в г/см², $\rho_{в}$ - плотность воздуха в г/см³, $h_{ист}$ - расстояние между источником и окошком торцового счетчика в сантиметрах.

Таким образом, для связи между N_d — числом β - частиц, попавших в счетчик, и числом частиц N , испускаемых препаратом, получаем окончательно:

$$N_d = \frac{N}{2} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{r^2}{h^2}}} \right) e^{-\mu(\delta_{сл} + \rho_{в} h_{ист})} \quad (3.30)$$

Обозначим коэффициент при N через k . Тогда получаем:

$$N_d = kN \quad (3.31)$$

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Вычисляют величины k . Для этого в формулу (3.30) подставляют радиус отверстия диафрагмы $r=1$ см, расстояние h между препаратом, который в дальнейшем будет помещен на 9, 11, 17 полках этажерки и диафрагмой, помещаемой на первой полке этажерки, соответственно.

2. Поверхностная плотность алюминиевого окошка счетчика равна 0,005 г/см². Плотность воздуха принимают $1,29 \cdot 10^{-3}$ г/см³. Расстояние h' между препаратом и окошком счетчика в установке равно $h+0,7$ см. Массовый коэффициент поглощения β -излучения изотопа Р³² полагают равным 5 см²/г.

3. Вычислив значения k , приступают к экспериментальной части работы. Включают установку «Б» и проверяют ее работу. Подают напряжение 900В на счетчик. Производят измерение фона $n_{ф}$, регистрируя импульсы в течение 10 минут при кратности пересчета $\times 4$.

4. Получить препарат №21. Установить держатель с препаратом на полку этажерки. Производят измерение скорости счета β -частиц при кратности пересчета $\times 64$ в течении 20 минут. Затем

выключают установку, сдают препарат и приступают к обработке результатов измерений.

Для записи результатов опыта рекомендуется воспользоваться следующей формой:

Условия опыта и расчетные данные

Расстояние от источника до диафрагмы. h в см	Радиус диафрагмы r в см.	$\frac{\Omega}{4\pi}$	Толщина слюды $\delta_{сл}$ в г/см^2	Толщина поглощающего слоя d в см	$-\mu d$	$e^{-\mu d}$	k

Измерение скорости счета β -частиц и определение активности источника

Рабочее напряжение счетчика, 1500В

Фон $n_{\text{ф}}$. . . имп/с

Продолжительность измерения t в с.	Показания механического счетчика при кратности пересчета X64	Добавка по новым лампам	Общее число зарегистрированных импульсов	Скорость счета n имп/с	Скорость счета с поправкой на мертвое время регистрирующей системы n'	Окончательная скорость счета с учетом фона $n = n' -$	Активность источника $N = \frac{n}{k}$ в расч/с	Активность источника точника в мкКи

Учет мертвого времени регистрирующего устройства производится по формуле:

$$n' = \frac{n}{1 - n\tau}, \text{ где } \tau = 1 \cdot 10^{-5} \text{ с}$$

Контрольные вопросы и задания

1. Сформулируйте закон радиоактивного распада.
2. Дайте определение активности, единицы измерения.
3. В чем заключаются относительный и абсолютный метод измерения активности источника? Какой метод является более точным?
4. Выведите рабочую формулу.

5. Какие поправки необходимо учитывать для вычисления активности абсолютным методом?

ЗАДАЧА 10. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ γ -ЛУЧЕЙ В ЖЕЛЕЗЕ И АЛЮМИНИИ

Свойства γ -излучения

После радиоактивного превращения атомное ядро конечного продукта часто оказывается в возбужденном состоянии. Переход ядра из этого состояния на более низкий энергетический уровень происходит с испусканием квантов электромагнитного излучения — γ -квантов. Так как атомное ядро может иметь лишь дискретные энергетические уровни, то энергетический спектр γ -излучения также будет дискретным. Таким образом, при радиоактивном распаде излучается одна или несколько групп γ -квантов с одинаковым значением энергии (внутри каждой группы), типичным для данного изотопа. Радиоактивный распад сопровождается часто не только испусканием γ -квантов, но и характеристических рентгеновских лучей с энергией кванта, достигающей для тяжелых элементов приблизительно 100кэВ. В некоторых случаях при работе с радиоактивными изотопами приходится учитывать это излучение.

Потеря энергии γ -лучами. Основные процессы, приводящие к потере энергии γ -лучами, следующие: **1) фотоэффект**, при котором квант электромагнитной энергии $h\nu$ выбивает из атома или молекулы электрон и сообщает ему энергию $h\nu - E_0$, где E_0 — энергия связи электрона; при этом квант излучения полностью исчезает (схема процесса фотоэффекта изображена на рис. 3.10); **2) эффект Комптона**, заключающийся в передаче фотоном части своей энергии электрону вещества поглотителя; при этом фотон отклоняется от своего первоначального направления и изменяет свою частоту (схема эффекта Комптона приведена на рис. 3.11.); **3) образование пар**, заключающееся в превращении γ -кванта в электрон и позитрон в поле атомного ядра. Образование пар не может происходить при энергиях кванта меньше 1,02 МэВ. Вслед за образованием пары возникает процесс обратного превращения позитрона путем соединения с электроном среды в электромагнитное излучение. При этом образуются два фотона с энергией 0,51 МэВ (схема процесса образования пар изображена на рис. 3.12). Роль каждого из перечисленных процессов в поглощении

γ -лучей различна для разных энергий лучей и для различных материалов поглотителя.

Поглощение пучка γ -квантов. В определенных условиях опыта, о которых подробно будет сказано в описании соответствующей задачи. Потеря энергии пучком γ -лучей при прохождении его через вещество происходит по экспоненциальному закону

$$I_d = I_0 e^{-\mu_\gamma d} \tag{3.32}$$

где I_0 - интенсивность электромагнитного излучения, измеренная в отсутствии поглотителя; I_d - интенсивность, измеренная при помещении между источником и приемником излучения поглотителя толщиной d ; μ_γ - коэффициент поглощения γ -квантов, характерный для данного материала поглотителя и учитывающий все три эффекта, вызывающих ослабление γ -излучения. Слой поглотителя, при прохождении через который интенсивность γ -лучей уменьшается до половины первоначаль-

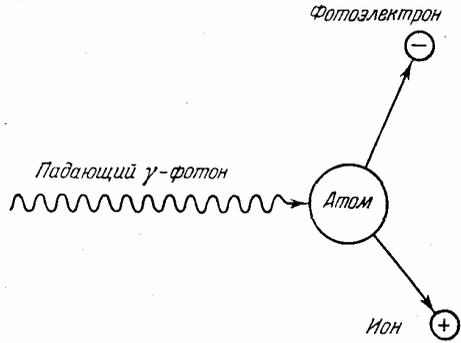


Рис. 3.10. Схема фотоэффекта.

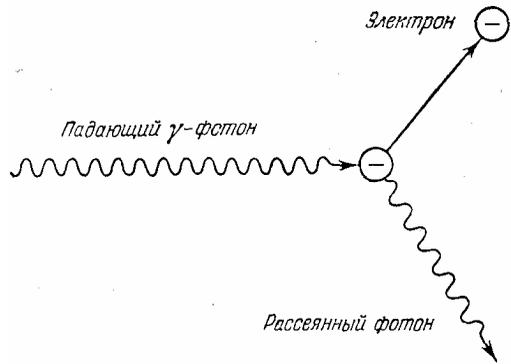


Рис. 3.11. Схема эффекта Комптона.

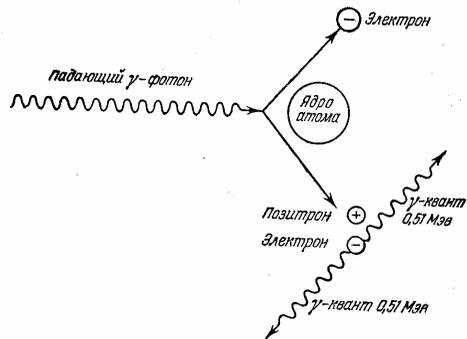


Рис. 3.12. Схема образования пар.

интенсивность γ -лучей уменьшается до половины первоначаль-

ного значения, называется слоем половинного поглощения

$$d_{\frac{1}{2}} = \frac{0,693}{\mu_{\gamma}}$$

Толщину поглотителя чаще всего выражают в граммах массы, приходящейся на 1 см^2 поверхности вещества. Тогда

$$I_d = I_0 e^{-(\mu/\rho)_{\gamma} \rho d} \quad (3.33)$$

где $(\mu/\rho)_{\gamma}$ - массовый коэффициент поглощения γ -лучей.

Нужно заметить, что при изменении порядкового номера вещества поглотителя Z массовый коэффициент поглощения γ -лучей мало изменяется (как и в случае поглощения β -частиц). Однако в областях больших и малых энергий γ -лучей величина $(\mu/\rho)_{\gamma}$ резко возрастает с увеличением Z .

Зависимость коэффициента поглощения от энергии фотона экспериментально хорошо изучена для ряда материалов. Поэтому результаты измерения коэффициента поглощения и слоя половинного поглощения позволяют установить энергию γ -кванта, испускаемого данным радиоактивным препаратом.

Параллельный пучок монохроматических γ -лучей поглощается по экспоненциальному закону. В строго монохроматическом излучении γ -фотоны имеют одинаковую энергию. В настоящей работе применяется Co^{60} , который испускает две группы γ -квантов с близкими значениями энергии. При измерении коэффициентов поглощения таким различием в энергии фотонов, как у Co^{60} , можно пренебречь.

После прохождения γ -лучей через слой вещества толщиной d интенсивность уменьшается до величины

$$I_d = I_0 e^{-\mu d}, \quad (3.34)$$

где μ - коэффициент поглощения.

Так как при $d = \frac{1}{\mu} I_d = I_0 e^{-1}$,

то коэффициент поглощения численно равен обратной величине толщины поглотителя, при которой начальная интенсивность γ -излучения уменьшается в $e = 2,7$ раза. Если толщина поглотителя выражена в сантиметрах, то μ имеет размерность см^{-1} и носит название линейного коэффициента поглощения. Измеряя толщину поглотителя в единицах поверхностной плотности $R = \rho d$

$\text{г}/\text{см}^2$, получим массовый коэффициент поглощения $\mu' = \frac{\mu}{\rho}$ в

$\text{см}^2/\text{г}$. Логарифмируя соотношения для интенсивностей, получим:

$$\mu d = -\ln I_d + \ln I_0 \quad (3.35)$$

При графическом изображении зависимости $\ln I_d$ от d получим прямую, угловой коэффициент которой равен искомому коэффициенту поглощения μ .

Измерение интенсивности γ -излучения выполняется путем регистрации вторичных электронов, возникающих при взаимодействии квантов со стенками счетной трубки и катода. В связи с этим при регистрации γ -квантов оказывается целесообразным применять счетчики с катодом большей толщины, чем у счетчиков, предназначенных для регистрации β -частиц; этим и объясняется выбор счетчика, применяемого в настоящей задаче.

1. Определение линейного коэффициента поглощения γ -излучения Co^{60} в алюминии и железе

Схема используемой установки изображена на рис. 3.13. Источник γ -излучения заключается в свинец. Узкое отверстие в свинцовой оболочке позволяет выделить направленный пучок γ -фотонов, близкий к параллельному. Счетчик, регистрирующий фотоны, также окружен свинцом для уменьшения фона, вызванного космическими лучами и посторонними источниками, находящимися в лаборатории. Кроме того, свинцовая оболочка, окружающая счетчик, предохраняет от попадания в него рассеянного γ -излучения препарата Co^{60} . Пластинки известной толщины помещают между источником и счетчиком.

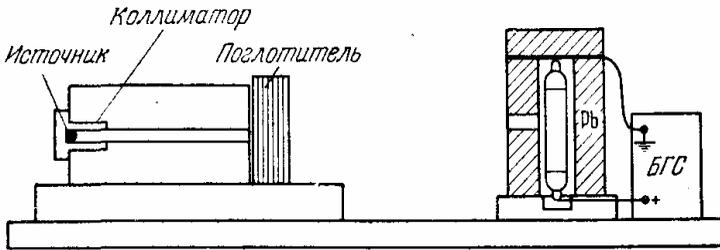


Рис. 3.13. Установка для определения коэффициента поглощения γ -лучей

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Включить счетную установку и проверить ее работу. Производят измерение фона n_ϕ .

2. Получить препарат №14. Поместить в свинцовый домик источник γ -излучения - препарат Co^{60} . Измерить скорость счета в отсутствии поглотителя n_0 . Эта величина пропорциональна интенсивности неослабленного излучения I_0 . При измерении n_0 , как и в последующих измерениях, регистрируют не менее 1000 импульсов.

Затем, помещая между счетчиком и источником пластинки поглотителя различной толщины d , измерить скорость счета n_d при частично поглощенном излучении.

Такие измерения выполняют с алюминиевыми и железными пластинками. По окончании опыта выключают установку и сдают препарат Co^{60} . Результаты измерений необходимо занести в таблицу по следующей форме:

Фон $n_\phi =$ *имп/с*

Толщина поглотителя d в см	Продолжительность измерения t в мин.	Общее число зарегистрированных импульсов	Скорость счета n'_d имп/с	Скорость счета с поправкой на мертвое время регистрирующей системы n_d	Окончательная скорость счета с учетом фона $n_d - n_\phi$	$\ln(n_d - n_\phi)$

Учет мертвого времени регистрирующего устройства τ производится по формуле

$$n_d = \frac{n'_d}{1 - n'_d \tau}$$

Величину τ принимают равной $3 \cdot 10^{-6}$ мин. Аналогичные протоколы составляют для данных по измерению поглощения в железе. Затем необходимо построить графики зависимости $\ln(n_d - n_{\phi})$ от толщины поглотителя d .

По углу наклона графиков к оси абсцисс определить линейные коэффициенты поглощения для всех изучаемых в работе материалов. Затем вычисляют массовые коэффициенты поглощения для железа, и алюминия. Результаты сводят в таблицу по следующей форме:

Коэффициенты поглощения γ -излучения Co^{60}		
Материал поглотителя	μ	$\mu' = \frac{\mu}{\rho}$
Алюминий		
Железо		

Полученные данные позволяют обнаружить, что массовые коэффициенты поглощения для различных материалов имеют сравнительно близкие значения, тогда как

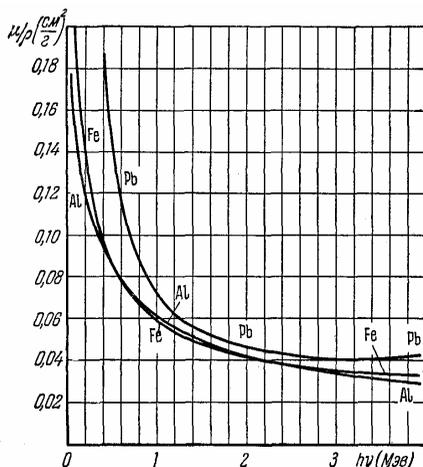


Рис. 3.14. Массовые коэффициенты поглощения γ -лучей для алюминия, железа и свинца.

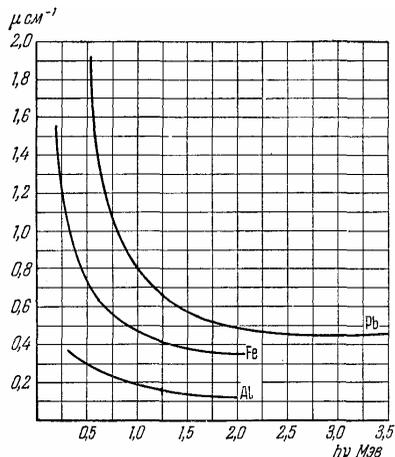


Рис. 3.15. Зависимость коэффициентов поглощения γ -лучей в свинце, алюминии и железе от энергии фотонов.

линейные коэффициенты весьма существенно отличаются по величине. Рис. 3.14. показывает, что эта закономерность сохраняется для широкого интервала энергии γ - фотонов.

В заключение работы находят энергию $h\nu$ γ - кванта изотопа Co^{60} . Для этого пользуются графиком, приведенным на рис. 3.15, и измеренной величиной μ для железа. График, приведенный на рис.3.15, получен в результате экспериментального исследования зависимости между энергией γ -кванта и коэффициентом поглощения μ .

Сравнивают полученный результат со средним табличным значением энергии γ - лучей Co^{60} , равным 1,25МэВ. Затем, положив $h\nu = 1,25$ МэВ, находят по графику (рис. 3.15) коэффициенты поглощения для алюминия и железа. Сравнивают эти значения с данными, полученными на опыте.

Контрольные вопросы и задания

1. В чем состоит природа γ -излучения?
2. Какие основные механизмы потери энергии γ -излучения?
3. Взаимодействие γ -лучей с веществом.
4. Какой физический смысл коэффициента поглощения?
5. Массовый коэффициент поглощения.
6. Как определить энергию γ -излучения, зная коэффициент его поглощения в данном веществе?

ЗАДАЧА 11. ДОЗИМЕТРИЯ ЖЕСТКОГО ИОНИЗУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В практической работе с радиоактивными изотопами необходимо считаться с биологическим действием радиоактивного излучения.

При соблюдении соответствующих правил работы, изложенных ниже в специальной главе, излучение не оказывает вредного влияния на человеческий организм. Воздействие излучения на органы тела в первую очередь зависит от энергии E , поглощаемой единицей объема ткани за время облучения. Величина E пропорциональна плотности поглотителя и зависит также от его атомного номера Z .

Существенно, что среднее значение атомного номера основных тканей человеческого тела весьма близко к среднему Z для

воздуха. Поэтому поглощение в ткани будет во столько раз больше поглощения в воздухе, во сколько раз плотность ткани $\rho_{\text{тк}}$ больше плотности воздуха $\rho_{\text{в}}$. Отношение $\rho_{\text{тк}} / \rho_{\text{в}} = 770$.

Следовательно, зная поглощение энергии радиоактивного излучения в воздухе $E_{\text{в}}$, можно оценить поглощение в тканях организма. Целесообразно выражать $E_{\text{в}}$ в величине заряда, создаваемого ионизирующим излучением, так как количество энергии, затраченной на образование одной пары ионов в воздухе (приблизительно равное 3эВ), почти не зависит от энергии и природы ионизирующего излучения.

Если в небольшом объеме воздуха ΔV под действием излучения образуется m пар ионов, то заряд ионов каждого знака, рассчитанный на 1см^3 и выраженный в электростатических единицах, будет равен

$$Q = 4.8 \cdot 10^{-10} \cdot \frac{m}{\Delta V} \text{ CGSE} \quad (3.36)$$

Величина заряда Q служит мерой дозы (или количества) излучения в данном элементе объема.

За единицу дозы принято такое количество излучения, которое создает в 1 см^3 воздуха (при 0° и 760 мм рт. ст.) одну электростатическую единицу заряда. Эта единица называется **рентгеном** (Р); тысячная часть рентгена называется миллирентгеном (мР), а миллионная часть — микрорентгеном (мкР).

По литературным данным доза излучения в $0,05\text{Р}$, воспринятая организмом за 8 часов, не вызывает болезненных явлений. Превышение этой дозы считается недопустимым, так как безвредность доз больше $0,05\text{Р}$ за 8 часов работы не доказана. Поэтому к дозе, превышающей $0,05\text{Р}$ за 8 часов, нужно относиться, как к опасной дозе.

Во всех случаях, когда это возможно, следует работать в условиях минимального облучения. При расчетах удобно пользоваться величиной мощности дозы, излучения, показывающей, какое количество излучения поглощается в 1 см^3 за единицу времени.

Мощность дозы измеряется обычно в рентгенах в минуту (Р/мин) или рентгенах в час (Р/час).

Первоначально единицы дозы излучения — рентген (Р) и мощности дозы (Р/мин) — были введены для измерения ионизирующего действия рентгеновских лучей. В дальнейшем эти едини-

цы стали применять также и для оценки действия γ -лучей в силу одинаковой природы обоих видов излучения.

Для измерения ионизации, производимой β -излучением, обычно применяют и в этом случае те же единицы (Р и Р/мин или Р/час).

Следует все же иметь в виду некоторые особенности в действии β - и γ -излучения, связанные со значительно большей проникающей способностью γ -фотонов.

Измерения доз чаще всего производятся при помощи приборов с ионизационными камерами, помещенными в том месте, где требуется определить величину дозы. По величине ионизационного тока можно судить о дозе излучения в данном месте пространства. Шкалы таких приборов проградуированы в рентгенах, а сами приборы носят название рентгенометров или дозиметров.

Стенки камер дозиметров для γ -лучей изготавливаются из вещества, близкого по атомному номеру к воздуху. Толщина стенок дозиметров выбирается больше длины пробега вторичных электронов. Однако с такими дозиметрами нельзя производить измерения доз, создаваемых β -излучением, так как β -лучи сильно поглощаются стенками камеры.

Часто можно оценить мощность дозы излучения I_p , не прибегая к измерениям. Если мы имеем точечный источник γ -лучей активностью A , у которого распад одного ядра сопровождается излучением q фотонов с энергией E , то в некотором участке пространства, находящемся на расстоянии r от источника,

$$I_p = \frac{Aq}{r^2} \cdot f(E) \quad (3.37)$$

где $f(E)$ — функция, определяющая зависимость мощности дозы от энергии фотона.

Если измерять I_p в Р/час, A в мкюри и r в см, то функция $f(E)$ равна мощности дозы излучения, создаваемой источником активностью $A = 1$ мкюри, при $q = 1$ в точке пространства, удаленной от источника на расстояние $r = 1$ см.

График функции $f(E)$ приведен на рис. 3.16.

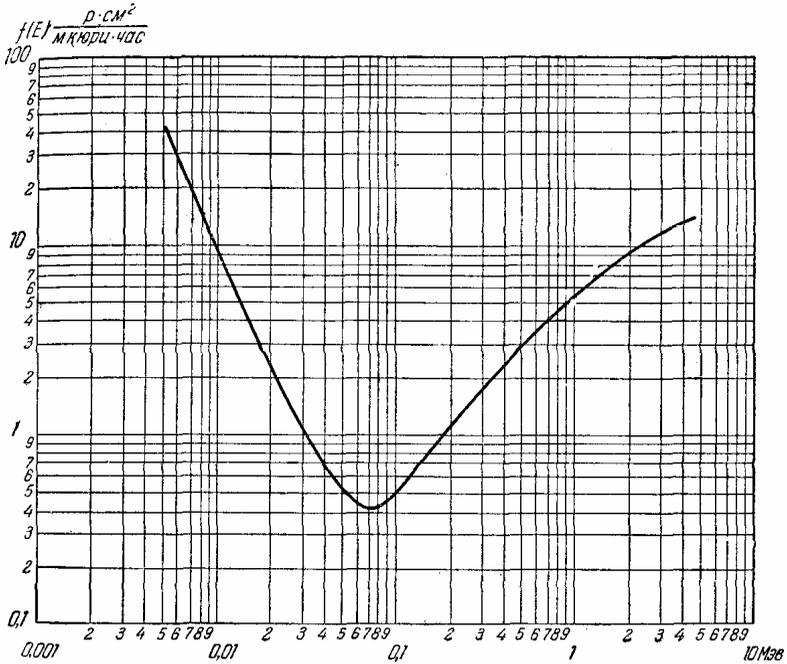


Рис. 3.16. Зависимость ионизационной постоянной от энергии γ -фотонов.

Рассмотрим два примера применения приведенной выше формулы.

Пример 1. Нужно определить активность источника Co^{60} , дающего допустимую дозу излучения. Работа производится в продолжение 8 часов на расстоянии 100см от источника.

По условию мощность дозы $I_p = 0,05/8\text{P}/\text{час}$. Расстояние $r = 100\text{см}$. Из схемы распада Co^{60} находим, что $q=2$. Гамма-фотоны изотопа Co^{60} имеют энергию $E_1 = 1,17$ МэВ и $E_2 = 1,33$ МэВ.

Для наших расчетов можно принять, что все γ -фотоны, излучаемые Co^{60} , имеют энергию, равную 1,25 МэВ. Тогда согласно формуле (3.37) имеем:

$$\frac{40}{8} = \frac{A \cdot 2}{100^2} f \quad (3.38)$$

Обращаясь к графику (рис. 3.16), находим, что

$$f(1.25) = 6.5 \frac{p \cdot \text{см}^2}{\text{мкюри} / \text{час}}$$

Отсюда активность источника $A = 5$ мкюри.

Пример 2. Нужно определить допустимую длительность работы с источником Co^{60} активностью 40 мкюри при расстоянии до источника, равном 50 см.

По условию $A = 40$ мкюри, $r = 50$ см. Кроме того, мы знаем, что для Co^{60} $q = 2$, $E = 1,25$ Мэв и $f(E) = 6,5P \cdot \text{см}^2 / \text{мкюри} \cdot \text{час}$.

$$\text{Тогда мощность дозы } I_p = \frac{40 \cdot 2}{50^2} \cdot 6,5 = 0,2P / \text{час}$$

Так как допустимая доза равна $0,05P$, то длительность безопасной работы находим равной $0,25$ часа.

В тех случаях, когда по условиям работы можно применять поглотители для снижения дозы до безопасной величины, не требующей уменьшения продолжительности работы с данным источником, целесообразно расчетным путем оценить необходимую толщину экрана, поглощающего γ -излучение.

Поглощение пучка монохроматических γ -лучей подчиняется экспоненциальному закону, $I = I_0 e^{-\mu x}$, где I_0 - интенсивность падающего, а I — интенсивность прошедшего через слой x излучения. Коэффициент поглощения μ зависит от энергии γ -лучей и природы поглотителя.

Приведенное соотношение справедливо лишь для узкого пучка γ -лучей. Между тем на практике обычно приходится иметь дело с широкими расходящимися пучками. В подобных случаях на γ -лучи, прошедшие через поглотитель и не испытавшие поглощения и рассеяния, будет накладываться рассеянное γ -излучение (рис. 3.17).

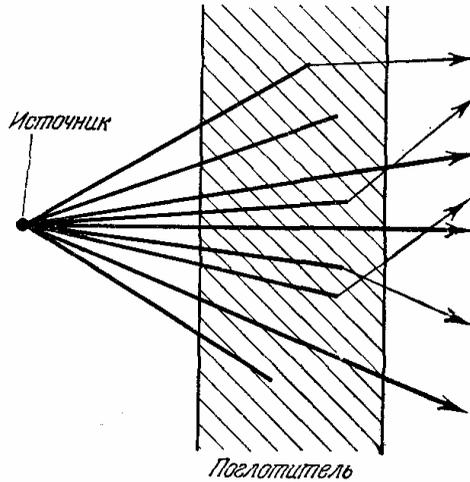


Рис. 3.17. Схема прохождения широкого пучка γ -лучей через поглотитель.

Жирными линиями отмечено прямое излучение, тонкими - рассеянное.

Поэтому общая интенсивность γ -излучения, прошедшего через поглотитель будет превышать значение, даваемое приведенной выше формулой. С этим обстоятельством приходится считаться при расчете защиты от γ -излучения.

На рис. 3.18 и 3.19 приведены номограммы, позволяющие определить поглощение широких пучков γ -лучей различной энергии в железе и свинце. По горизонтальной оси отложены толщины поглотителей в сантиметрах, а по вертикальной — значение величины I/I_0 в логарифмическом масштабе. Эти кривые построены по литературным данным, приведенным в книге К. К. Аглинцева «Дозиметрия ионизирующих излучений».

Рассмотрим следующий **пример**. Пусть радиоактивным источником служит изотоп Co^{60} активностью 100мккюри и по условиям работы персонал должен ежедневно в продолжение 8 часов находиться на расстоянии 60см от источника. Без применения защиты мощность дозы излучения на таком расстоянии была бы согласно (3.37) равна

$$I_p = \frac{100 \cdot 2}{60^2} \cdot 6,5 = 0,36 \text{ p / час}$$

Так как допустимая доза излучения не должна превышать за 8-часовой рабочий день величины 0,05P, а за час 0,006P, то значение

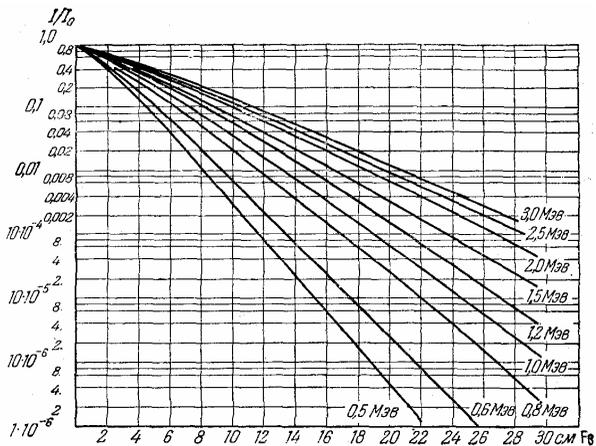


Рис. 3.18. Номограмма для расчета защиты из железа.

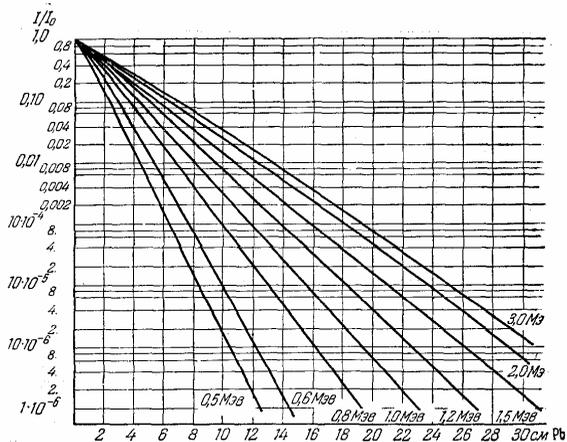


Рис. 3.19. Номограмма для расчета защиты из свинца.

I/I_0 должно составлять $0.006/0.36 = 0.017$.

Если в качестве материала защиты выбран свинец, то по кривым на рис. 3.19 находим, что для ослабления интенсивности γ -излучения с энергией фотона в 1,25МэВ в нашем случае необходимо толщину свинца выбрать равной 9см. Если же применить для защиты железо, то, как это следует из графика на рис. 3.18 необходимо толщина поглотителя в 14см.

Графиками, приведенными на рис. 3.18 и 3.19 можно пользоваться также для расчета толщины экранов, изготовленных из веществ с атомными номерами, близкими к атомным номерам свинца и железа. Искомые величины получим умножением толщины свинца (или железа) на отношения плотности свинца (или железа) к плотности применяемого материала.

ИЗМЕРЕНИЯ МОЩНОСТИ ДОЗЫ ВБЛИЗИ ПРЕПАРАТА

1. На рабочий стол, между дозиметром и подставкой для радиоактивного препарата, установить метровую линейку. Вначале измерений измерить значения фона D_f . В конце измерений его значение проверить снова и взять среднее значение.

2. Получить препарат №20 и установить его на линейку на соответствующее расстояние от счетчика. Заполнить таблицу:

РАС- СТ ОЯ НИ Е R, (см)	ПОКА- ЗАНИЯ ДОЗИ- МЕТРА D 1	ПОКА- ЗАНИЯ ДОЗИ- МЕТРА D 2	ПОКА- ЗАНИЯ ДОЗИ- МЕТРА D 3	СРЕД- НИЙ ОТ- СЧЕТ D_{cp}	ПОКА- ЗАНИЯ ДОЗИ- МЕТРА МИНУС ФОН $D_{cp} - D_f$	$R^2(D_{cp} - D_f)$
100						
90						
80						

3. Проверить, на каком интервале расстояний выполняется закон обратных квадратов. На этом участке $R^2(D_{cp} - D_f)$ должна быть величиной постоянной. Затем усреднить приблизительно постоянные величины, и пользуясь соотношением (3.37) найти активность препарата, считая, что все остальные величины известны. Найти величину дозы в Берах, считая, что препарат находился на расстоянии 50см от экспериментатора, а время работы составило 15мин. Для этого может понадобится информация из таблицы :

Вид излучения	Коэффициент качества	
	Бэр/Гр	Бэр/Рад
рентгеновские лучи	100	1
γ -лучи	100	1
β -лучи	100	1
α -лучи	1000	10
медленные нейтроны	300	3
быстрые нейтроны	1000	10
быстрые протоны	2000	10
осколки деления	2000	20

4. Сопоставить полученное значение с той цифрой, которую превышать не рекомендуется.

5. Вычислить то расстояние, при котором мощность дозы от препарата начинает превышать значение, допустимое для безопасной работы в продолжение 8 часов. Исходят при этом из величины 0,05Р как предельной дозы облучения за 8-часовой рабочий день.

6. По окончании измерений сдать препарат и затем выключить дозиметр.

ИЗМЕРЕНИЕ МОЩНОСТИ ДОЗЫ ЖЕСТКОГО γ -ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ПОМОЩИ СЧЕТЧИКА

В настоящей задаче мощность дозы γ -излучения измеряется счетчиком. Этот способ позволяет определять значительно более слабые дозы, чем при помощи микрорентгенметра .

Вспользуемся соотношением между мощностью дозы I_p и активностью источника A , находящегося на расстоянии r от исследуемого объема:

$$I_p = \frac{Aq}{r^2} \cdot f(E) \quad (3.38)$$

Здесь q — число квантов, излучаемых при распаде одного ядра, а $f(E)$ — функция, связывающая I_p с энергией γ -фотона.

Если распад ядра сопровождается испусканием нескольких квантов с различной энергией, то $qf(E)$ нужно заменить суммой $\sum q_i f(E_i)$, где q_i — число квантов с энергией E_i , излучаемых при распаде одного ядра.

Преобразуем эту формулу, выразив активность источника A через скорость счета импульсов n (см. описание к соответствующим задачам), к следующему виду:

$$A = n \frac{4\pi r^2}{S} \cdot \frac{1}{\varepsilon q}$$

где S - площадь сечения счетчика, а $\varepsilon = \varepsilon(E)$ - эффективность счетчика при регистрации γ - фотонов с энергией E .

Таким образом, при опытном определении мощности дозы, создаваемой точечным источником, достаточно измерить скорость счета импульсов n на нужном расстоянии R от источника и площадь осевого сечения счетчика S . Определение скорости счета следует производить при нормальном расположении оси счетчика к прямой, соединяющей источник и счетчик.

Контрольные вопросы и задания

1. Как происходит ионизация и поглощение энергии?
2. Свойства различных типов ядерного излучения и защита от них.
3. Какой физический смысл имеют основные единицы дозиметрии (активность, поглощенная доза, мощность дозы, экспозиционная доза, коэффициент качества излучения)?
4. В чем проявляется биологическое действие излучения?
5. Какой смысл имеют предельно допустимые дозы облучения?
6. Какой смысл имеет ионизационная постоянная?
7. Сравнить дозу, полученную при выполнении лабораторной работы, с величиной допустимой дозы.

ЗАДАЧА 12. ИЗМЕРЕНИЕ РАДИОАКТИВНОЙ ЗАГРЯЗЕННОСТИ

Используемый в задаче блок детектирования БДБ2 предназначен для измерения радиоактивной загрязненности кожных покровов, одежды, обуви бета активными веществами с помощью электронно-физической аппаратуры, имеющей соответствующие входные параметры.

Блок детектирования БДБ2 применяется для радиационного контроля персонала в санпропускниках, радиохимических лабораториях и других производственных помещениях, где возможно загрязнение бета активными веществами.

Измеряемая физическая величина – удельная поверхностная активность бета – излучения.

Основные технические параметры, которые необходимо помнить при работе с прибором:

1. Диапазон энергий регистрируемого бета – излучения

От 80 до 460 фДж для блоков БДБ2 – 01И1, БДБ2 – 01И2;

От 24 до 460 фДж для блоков БДБ2 – 02И1, БДБ2 – 02И2;

2. Предел допускаемой относительной основной погрешности измерения блока детектирования при градуировке по нуклидам $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ 2 – го разряда по отношению к типовым характеристикам, приведенным в технических характеристиках не более $\pm 30\%$.

3. Чувствительность блока детектирования по нуклидам $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ 2 – го разряда, площадью $0,016 \text{ м}^2$ не менее значений, указанных в таблице 2.

4. Энергетическая зависимость чувствительности блоков детектирования к бета – излучению в относительных единицах не отличается более чем на $\pm 30\%$ от значений, приведенных в таблице 3.

5. Нестабильность чувствительности за 24 ч непрерывной работы не более $\pm 5\%$.

6. Уровень собственного фона блока детектирования не более значений, указанных в таблице 2.

7. Предельно допустимое облучение блока детектирования не

Таблица 1

Блок детектирования	Чувствительность 1 м^2 ($\text{см}^2 \cdot \text{мин} / \text{с} \cdot \text{част}$)	Диапазон измерений $1 / \text{с} \cdot \text{м}^2$ ($\text{част} / \text{мин} \cdot \text{см}^2$)	Уровень собственного фона, с^{-1}	Предельно-допустимое облучение, А / кг, (Р / с)
БДБ2-01И1	$0,78 \cdot 10^{-3}$ (0,13)	$2,5 \cdot 10^3 - 5 \cdot 10^6$ (15 – 30000)	5	$2,58 \cdot 10^{-3}$ (0,1)

Таблица 2.

Блок детектирования	Зависимость чувствительности от энергий бета излучения, относительные единицы.			
	Е (Sr + Y) (0,541 Мэв + 2, 273 Мэв)	Е (Tl) 0, 762 Мэв	Е (Co) 0,309 Мэв	Е (C) 0,158 Мэв
БДБ2-01И1	1	0,220	0,042	-

более значения, указанного в таблице 2.

8. Блок детектирования устойчив при воздействии фонового гамма – излучения (радиационная устойчивость) с мощностью экспозиционной дозы, определяемой по формуле:

$$P = K \cdot A,$$

где P – допустимая мощность экспозиционной дозы, А/кг; K – коэффициент пропорциональности, равный $0,73 \cdot 10^{-11}$ А·с·м²/кг; A – загрязненность поверхности, с⁻¹·м⁻².

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Включить высоковольтное питание блока детектирования.
2. Включить пересчетный прибор.
3. Прогреть аппаратуру в течении 5 минут.
4. Измерить скорость счета собственного фона блока детектирования в течении 15 минут.
5. Вплотную к блоку детектирования приблизить исследуемый образец и измерить скорость счета на протяжении 15 минут.
6. Учитывая собственный фон блока детектирования, определить по характеристикам на рис. 3.20 загрязненность поверхности исследуемого предмета.

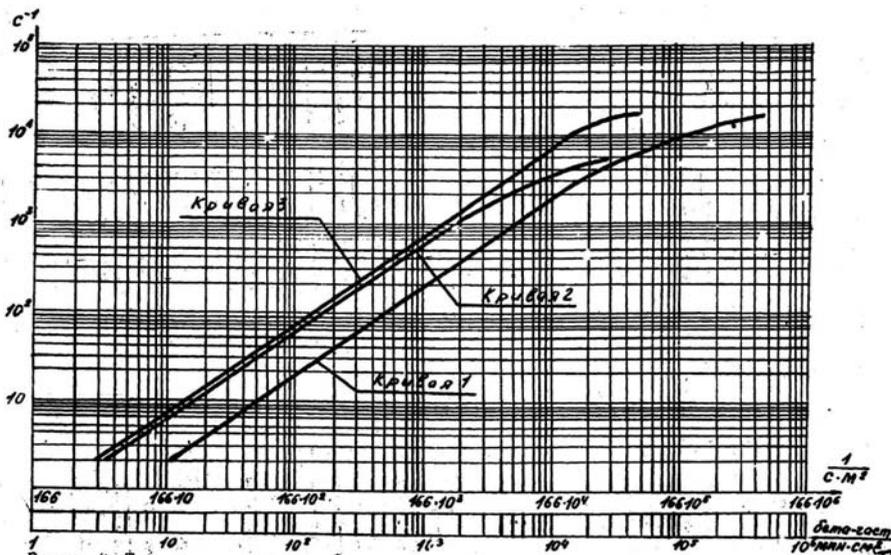


Рис. 3.20. Зависимость скорости счета импульсов от степени загрязненности по нуклидам $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$. Кривая 1- для блоков БДБ-01И1, кривая 2 – БДБ-02И1, кривая 3 – БДБ-02И2

Тираж 100экз.

Кафедра экспериментальной физики ОНУ имени И. И. Мечникова

