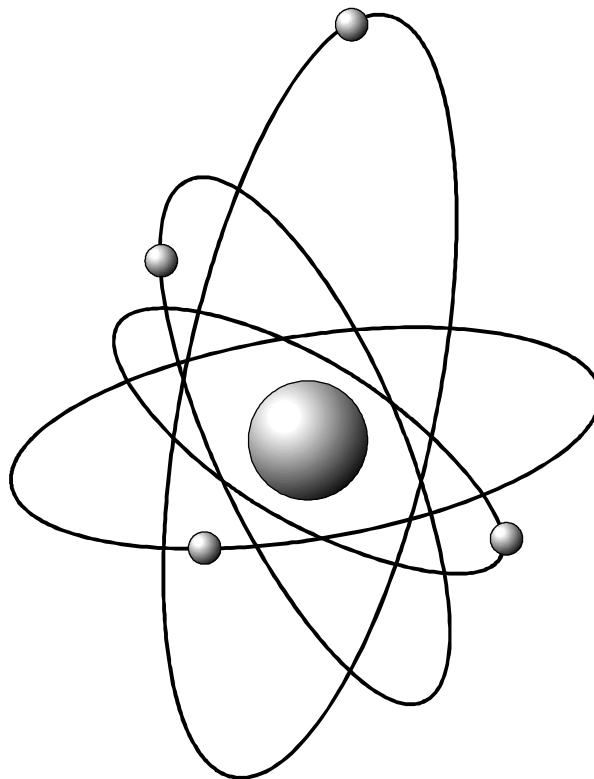




ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

Руководство к лабораторным работам по разделу ядерной физики

ЧАСТЬ 1





СОДЕРЖАНИЕ

1.	Обработка результатов физического эксперимента	5
1.1.	Цель работы	5
1.2.	Краткое теоретическое введение	5
1.2.1.	Основные источники ошибок	5
1.2.2.	Законы распределения случайных величин	6
–	Закон распределения Гаусса (нормальное распределение)	6
–	Распределение Пуассона	8
1.2.3.	Ошибки функции измеряемых величин	12
1.2.4.	Рациональный выбор времени измерения	13
1.2.5.	Расчетные формулы	14
1.3.	Методика выполнения работы	15
1.3.1.	Принадлежности	15
1.3.2.	Задание 1. Исследование закона распределения интенсивности потока частиц от радиоактивных источников	15
1.3.3.	Задание 2. Измерение интенсивности потока радиоактивных частиц с заданной точностью	16
1.4.	Вопросы для самопроверки	17
1.5.	Литература	17
2.	Исследование газоразрядного счетчика заряженных частиц	18
2.1.	Цель работы	18
2.2.	Краткое теоретическое введение	18
2.2.1.	Газовые детекторы	18
2.2.1.1.	Область напряжений, соответствующих работе ионизационной камеры ...	19
2.2.1.2.	Область напряжений пропорционального счетчика	20
2.2.1.3.	Область напряжений газоразрядного счетчика	20
–	несамогасящиеся счетчики	21
–	самогасящиеся счетчики	22
2.2.2.	Изучение некоторых характеристик газоразрядного счетчика Гейгера-Мюллера	23
2.3.	Методика выполнения работы	25
2.3.1.	Принадлежности	25
2.3.2.	Порядок выполнения работы	26
2.4.	Вопросы для самопроверки	27
2.5.	Литература	27
3.	Относительный метод определения абсолютной активности радиоактивных препаратов	28
3.1.	Цель работы	28
3.2.	Краткое теоретическое введение	28
3.3.	Методика выполнения работы	29
3.3.1.	Принадлежности	29
3.3.2.	Порядок выполнения работы	29
3.4.	Вопросы для самопроверки	29
3.5.	Литература	30
4.	Определение константы распада изотопов по длине пробега альфа-частиц	31
4.1.	Цель работы	31
4.2.	Краткое теоретическое введение	31
4.2.1.	Основные характеристики альфа-распада	31
4.2.2.	Взаимодействие альфа-частиц с веществом	32



4.2.3.	Сцинтилляционный детектор	36
4.3.	Методика выполнения работы	38
4.3.1.	Описание установки	38
4.3.2.	Подготовка установки к измерениям	39
4.3.3.	Методика проведения эксперимента	39
4.3.4.	Порядок выполнения работы	40
4.4.	Вопросы для самопроверки	41
4.5.	Литература	41
5.	Определение максимальной энергии бета излучения методом полного поглощения	42
5.1.	Цель работы	42
5.2.	Краткое теоретическое введение	42
5.2.1.	Основные закономерности бета-распада	42
5.2.2.	Общая характеристика процессов взаимодействия бета-частиц с веществом	45
5.2.3.	Применение метода поглощения для определения энергии бета-излучения	46
5.3.	Методика выполнения работы	48
5.3.1.	Принадлежности	48
5.3.2.	Порядок выполнения работы	48
5.4.	Вопросы для самопроверки	49
5.5.	Литература	50
6.	Определение энергии гамма-излучения по поглощению в веществе	51
6.1.	Цель работы	51
6.2.	Краткое теоретическое введение	51
6.2.1.	Основные характеристики гамма-распада	51
6.2.2.	Взаимодействие гамма-излучения с веществом	53
6.2.3.	Определение энергии гамма-квантов	56
6.3.	Методика выполнения работы	57
6.3.1.	Принадлежности	57
6.3.2.	Порядок выполнения работы	57
6.4.	Вопросы для самопроверки	59
6.5.	Литература	59
7.	Дозиметрия и защита от ионизирующих излучений	60
7.1.	Цель работы	60
7.2.	Краткое теоретическое введение	60
7.2.1.	Характеристика действия различных ионизирующих излучений	60
7.2.2.	Источники радиации	63
7.2.3.	Действие радиации на человека	67
7.2.4.	Нормы и правила радиационной безопасности	68
7.2.5.	Сцинтилляционный метод дозиметрии фотонного излучения	70
7.3.	Методика выполнения работы	72
7.3.1.	Принадлежности	72
7.3.2.	Порядок выполнения работы	72
7.4.	Вопросы для самопроверки	72
7.5.	Литература	72



1. Обработка результатов физического эксперимента

1.1. Цель работы

Изучение методов обработки экспериментальных результатов в радиометрических измерениях на основе теории статистических флуктуаций.

1.2. Краткое теоретическое введение

1.2.1. Основные источники ошибок.

Одна из основных задач при планировании эксперимента и выполнения каких-либо измерений – это оценка точности и надежности результатов. Из-за разнообразных неконтролируемых воздействий результаты измерения макроскопической величины имеют статистический характер. В основном это относится к статистичности процесса измерения (ошибкам измерения). Возможны флуктуации и самой измеряемой величины, однако они могут быть сделаны сколь угодно малыми. Поэтому можно сказать, что сама измеряемая величина имеет некоторое вполне определенное значение в то время как флуктуации результатов измерений связаны с процессом измерения, несовершенством 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 в первом приближении можно считать идеальным, т.е. не подверженным статистическому влиянию окружающих условий. Измеряемая величина (число актов радиоактивного распада) является уже не непрерывной, а дискретной, и наиболее характерным законом распределения, вместо закона Гаусса, является закон Пуассона, а иногда биномиальный закон.

Роль 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 явлений. Например, природа радиоактивности была окончательно установлена только после завершения подробного статистического анализа, показавшего, что различные акты распада между собой статистически независимы.

Ошибки измерений разделяют на случайные и систематические.

В случае случайных ошибок результаты измерений распределяются симметрично около измеряемой величины, т.е. равные, но различные по знаку отклонения встречаются одинаково часто (если число измерений достаточно велико). Распределение результатов может быть и несимметричным. Несимметричность распределения может быть обусловлена самим характером изучаемого физического процесса. Статистический характер явлений, рассматриваемый в ядерной физике, приводит к своеобразным случайным ошибкам измерений, так называемым статистическим ошибкам.

В случае систематических ошибок центр тяжести результатов измерений смещается в ту или иную сторону. Обычно это связано с методикой измерений – ограниченная точность приборов, неверная их градуировка, отсутствие учета побочных воздействий фона, конечное мертвое время детекторов ядерных излучений и пересчетных устройств, приводящее к просчету части импульсов. Просчеты, хотя и объясняются статистическим характером



явлений, но приводят к систематической ошибке, зависящей от скорости счета и параметров системы, предназначенной для регистрации импульсов.

1.2.2. Законы распределения случайных величин.

Случайные величины есть и в классической, и в квантовой физике. В классической физике случайный характер величины (например, количество молекул в элементе объема) обусловлен тем, что ее значение зависит от огромного количества факторов, которые практически невозможно зафиксировать в эксперименте при существующей технике измерений. В квантовой механике случайный характер величины обусловлен самой природой квантового объекта и значение этой величины в единичном опыте непредсказуемо в принципе, даже при сколь угодно высокой технике эксперимента (например, момент времени t , в который произойдет распад одного конкретного ядра с известным периодом полураспада $T_{1/2}$).

Каждая случайная величина имеет ряд возможных значений, могущих возникнуть с определенной вероятностью. Случайные величины могут носить дискретный и непрерывный характер. Дискретная случайная величина может принимать лишь определенные значения, отдаленные друг от друга конечными интервалами (например, только целые числа). Непрерывная случайная величина принимает все действительные числа в заданном интервале.

Распределение случайных величин есть соотношение между отдельными значениями случайных величин и их вероятностями. Говорят, что распределение случайной величины задано законом, если точно указано, с какой вероятностью возникает каждое значение случайной величины.

Закон распределения Гаусса (нормальное распределение).

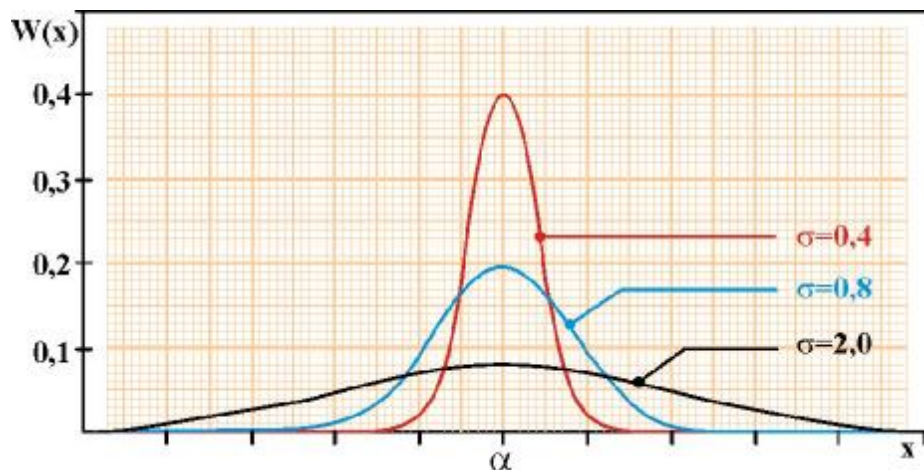


Рис.1.1. Распределение Гаусса.

Согласно закону распределения Гаусса, вероятность в результате измерения случайной непрерывной величины x получить значение, лежащее в пределах от x до $x+dx$, равна:

$$W(x)dx = \frac{1}{\sqrt{2\pi s^2}} \exp\left\{-\frac{(x-a)^2}{2s^2}\right\} dx, \quad (1.1)$$

где a – среднее (истинное) значение величины x ; s^2 – так называемая дисперсия измеряемой величины, обозначаемая часто символом $D(x)$. Средний квадрат отклонения измеренной величины от ее действительного значения a есть



$$\langle (x-a)^2 \rangle \equiv \int_{-\infty}^{+\infty} (x-a)^2 W(x) dx = \int_{-\infty}^{+\infty} (x-a)^2 \frac{1}{\sqrt{2ps^2}} \exp\left\{-\frac{(x-a)^2}{2s^2}\right\} dx = s^2 = D(x) \quad (1.2)$$

Таким образом, дисперсия σ^2 в формуле (1.1) является в то же время среднеквадратичной ошибкой из большого (бесконечного!) числа измерений величины x . На практике всегда имеют дело лишь с конечным числом N измерений x_1, x_2, \dots, x_N . Определяя среднее арифметическое значение

$$\langle x \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \quad (1.3)$$

и вводя среднеквадратичное отклонение от среднего

$$\langle (x - \langle x \rangle)^2 \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \langle x \rangle)^2, \quad (1.4)$$

приближенно можно положить

$$s^2 \approx \langle (x - \langle x \rangle)^2 \rangle \quad (1.5)$$

В случае $N \rightarrow \infty$ имеем $\langle x \rangle \rightarrow \alpha$ и равенство (1.5) становится точным. Лучшее приближение к точной величине получается, если в формуле (1.4) вместо N поставить $(N-1)$, т.е. принять

$$s^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \langle x \rangle)^2 \quad (1.6)$$

Усредненный результат серии измерений меньше отклоняется от точного значения, чем отдельные измерения. Можно показать, что среднее из N независимых измерений $\langle x \rangle$ подчиняется закону распределения Гаусса с дисперсией в N раз меньшей дисперсии отдельного измерения, т.е.

$$s^2(\langle x \rangle) = D(\langle x \rangle) = \frac{D(x)}{N} = \frac{1}{N(N-1)} \sum_{i=1}^N (x_i - \langle x \rangle)^2 \quad (1.7)$$

Гауссово распределение обладает следующими свойствами:

- оно полностью определяется параметрами α и σ , где α определяет положение максимума распределения относительно оси x , σ определяет форму кривой (чем больше σ , тем кривая более пологая);
- кривая симметрична относительно среднего значения;
- нормальная функция достигает максимального значения при $x=\alpha$ и монотонно убывает при возрастании $|x-\alpha|$, асимптотически приближаясь к нулю, т.е. очень большие отклонения от среднего имеют очень малую вероятность.

Зная дисперсию, можно с помощью закона Гаусса оценить надежность измерения, т.е. ответить на вопрос: какова вероятность того, что действительное значение измеренной величины лежит в пределах $x_0 - \varepsilon$, $x_0 + \varepsilon$, где x_0 - результат измерения, а ε - произвольное число. Искомая вероятность равна (под интегралом α приближенно заменяется на x_0)

$$P(\varepsilon) = \int_{x_0 - \varepsilon}^{x_0 + \varepsilon} W(x) dx = \int_{x_0 - \varepsilon}^{x_0 + \varepsilon} \frac{1}{\sqrt{2ps^2}} \exp\left\{-\frac{(x-x_0)^2}{2s^2}\right\} dx = \frac{2}{\sqrt{2p}} \int_0^{e/s} \exp(-t^2/2) dt, \quad (1.8)$$



где $t = \frac{x-x_0}{s}$, или

$$P\left(\frac{e}{s}\right) = \frac{2}{\sqrt{2p}} \int_0^{e/s} \exp\left(-\frac{t^2}{2}\right) dt \quad (1.9)$$

Таблицы интеграла $\int_0^{e/s} \exp\left(-\frac{t^2}{2}\right) dt$ (так называемого интеграла ошибок Гаусса)

можно найти в любом курсе теории вероятностей. С помощью таких таблиц находим:

P(1)=0,683	P(2)=0,954	P(3)=0,997
------------	------------	------------

Это означает, что с вероятностью 68,3 % вычисленное значение отличается от результатов измерения не более чем на одну среднеквадратичную ошибку, с вероятностью 95,4% -не более чем на две среднеквадратичные ошибки, с вероятностью 99,7% -не более чем на три среднеквадратичные ошибки. Результат измерения приводится всегда вместе со своей среднеквадратичной ошибкой. Например $Z = 2,25 \pm 0,04$, здесь 0,04- среднеквадратичная ошибка. Как следует из сказанного выше, это отнюдь не означает, что ошибка измерений не превосходит 0,04 , просто вероятность большей ошибки значительна и составляет 31,7%. Делая выводы из результатов измерений, нужно считаться с реальностью двукратной среднеквадратичной ошибки, вероятность больших отклонений уже мала (4,6%).

Распределение Пуассона.

Среди случайных ошибок заметную роль играют статистические ошибки, т.е. ошибки, зависящие не от совершенства измерительной аппаратуры, а от вероятностного характера самой измеряемой величины. Статистические ошибки вызваны флуктуацией измеряемой величины около среднего значения. Флуктуации есть следствие дискретной атомной структуры вещества и проявляется тем резче, чем меньше число регистрируемых частиц. При измерениях, проводимых со счетчиками ядерных излучений, когда производится счет небольшого числа частиц, флуктуации нередко являются основным источником погрешности, и прочими случайными ошибками можно пренебречь.

Функция распределения возможных флуктуаций дается формулой Пуассона. Распределение Пуассона, в отличие от закона Гаусса, является дискретным. Оно применимо, когда интересующая случайная величина может принимать только целые положительные значения и события, относящиеся к неперекрывающимся интервалам, статистически независимы. Закон Пуассона описывает распределение вероятностей редких событий.

Пусть среднее число частиц, попадающих в счетчик за время Δt , равно p .

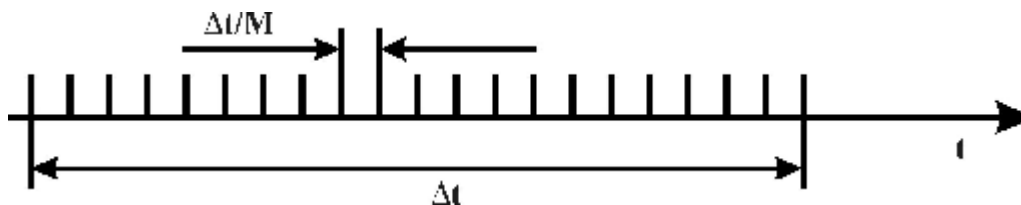


Рис 1.2. К выводу формулы Пуассона.



Разделим промежуток времени Δt на произвольное число M малых частей. Рассмотрим один из этих малых интервалов $\frac{\Delta t}{M}$ и ответим на вопрос, какова вероятность того, что именно в течение этого, наугад назначенного интервала времени $\frac{\Delta t}{M}$, будет зарегистрирован один импульс. Очевидно, что эта вероятность равна $\frac{P}{M}$. Вероятность невыпадения импульса в том же интервале равна $1 - \frac{P}{M}$. Здесь мы полагаем, что применительно к интервалу $\frac{\Delta t}{M}$ есть только два существенных события (выпадение только одного импульса или невыпадения ни одного импульса), и учитываем, что сумма вероятностей всех событий должна быть равна единице. Эти утверждения тем точнее, чем больше M , т.к. при этом уменьшается вероятность попадания двух и более импульсов в один интервал.

Выберем теперь в пределах времени Δt некоторое число n интервалов $\frac{\Delta t}{M}$, расположенных в произвольных местах. Какова вероятность того, что за промежуток времени Δt в каждый из этих интервалов попадет по одному импульсу? По теореме умножения вероятностей в случае сложного события эта вероятность будет равна $\left(\frac{P}{M}\right)^n$ независимо от того, что делается в остальных $M-n$ интервалах.

Поинтересуемся теперь вероятностью еще более сложного события, заключающегося в том, что за промежуток времени Δt в намеченных по произволу n интервалах выпадает по одному импульсу, а в остальных $M-n$ интервалах не выпадает ни одного импульса. Очевидно, что вероятность равна

$$\left(\frac{P}{M}\right)^n \cdot \left(1 - \frac{P}{M}\right)^{M-n},$$

причем это выражение тем точнее, чем больше M . Заметим сразу, что рассмотренное сложное событие есть только один из вариантов интересующего нас события, а именно выпадения n импульсов в течение времени Δt , вероятность которого мы ищем. Число способов, которыми можно располагать n интервалов, равно числу сочетаний из M по n , т.е.

$$C_M^n = \frac{M!}{n!(M-n)!} \quad (1.10)$$

(где предполагается $0! = 1$). Значит искомая вероятность выпадения n импульсов за время Δt будет в C_M^n больше, чем только что найденная, т.е. будет приблизительно равна

$$C_M^n \left(\frac{P}{M}\right)^n \left(1 - \frac{P}{M}\right)^{M-n}$$

Для точного вычисления искомой вероятности $W(n, p)$ остается перейти к пределу, устремив M к бесконечности. При этом вспомним второй замечательный предел

$$\lim_{x \rightarrow \infty} \left(1 + \frac{1}{x}\right)^x = e, \quad \text{или} \quad \lim_{x \rightarrow \infty} \left(1 - \frac{P}{x}\right)^x = e^{-P}. \quad (1.11)$$

Используя (1.10) и (1.11) имеем

$$W(n, p) = \lim_{M \rightarrow \infty} \left(\frac{P}{M}\right)^n \left(1 - \frac{P}{M}\right)^{M-n} \frac{M!}{n!(M-n)!} = \frac{P^n}{n!} e^{-P}. \quad (1.12)$$

Итак, искомая вероятность выпадения n импульсов за время Δt в отдельном опыте равна



$$W(n, p) = \frac{p^n}{n!} e^{-p}, \quad (1.13)$$

где p -среднее число импульсов за время Δt . Найденный закон распределения вероятностей называется законом Пуассона. Распределение Пуассона полностью определяется заданием только одного параметра – среднего числа частиц p .

На рис.1.3 показана зависимость $W(n, p)$ от n для разных p . По мере роста p максимум кривой все более размывается, а сама кривая становится все более симметричной относительно $n=p$. При больших p график симметричен, напротив, при малых p наблюдается резкая асимметрия.

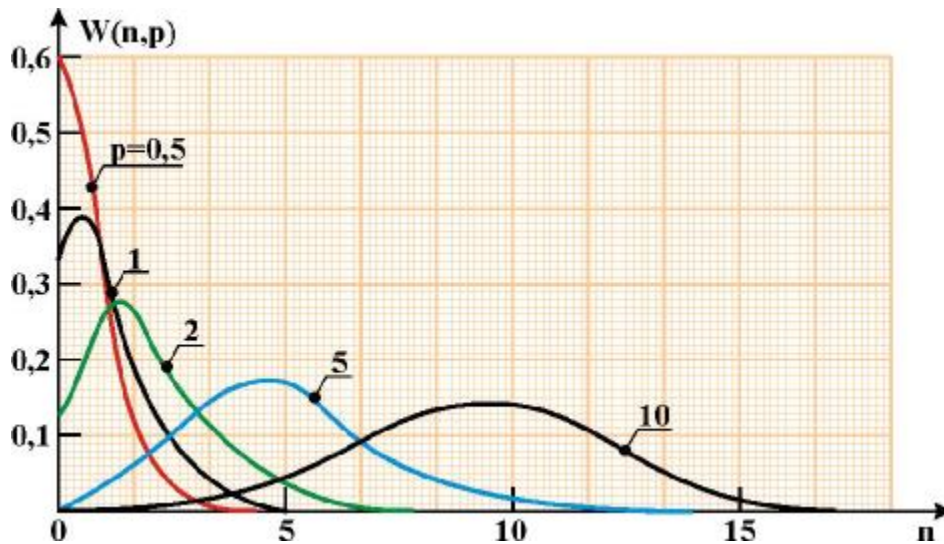


Рис.1.3. Распределение Пуассона.

Следует помнить, что точки, дающие $W(n, p)$ для различных целых значений n , соединяют плавной кривой просто для лучшего зрительного восприятия, однако участки кривой, соответствующие нецелочисленным n , не имеют смысла.

Формула Пуассона позволяет вывести величину средней квадратичной ошибки при измерении целочисленных величин, подверженных флуктуациям.

Из большого числа опытов можно найти S по формуле:

$$S = \sqrt{\langle (n_i - p)^2 \rangle}, \quad \text{откуда} \quad S^2 = \langle (n_i - p)^2 \rangle,$$

Раскрывая скобки, получаем $S^2 = \langle n_i^2 \rangle - \langle 2n_i p \rangle + \langle p^2 \rangle$,

но т.к. p постоянное число в рассматриваемой задаче и $\langle n_i \rangle = p$ по определению, то мы

получаем $S^2 = \langle n_i^2 \rangle - p^2$. Что такое $\langle n_i^2 \rangle$? Это $\langle n_i^2 \rangle = \frac{1}{k} \sum_{i=1}^k n_i^2$, где k – общее число

опытов, а i – номер опыта. Развернем для ясности сумму подробно

$$\langle n_i^2 \rangle = \frac{1}{k} [n_1^2 + n_2^2 + \dots + n_k^2].$$

Числа n_1, n_2 и т.д. представляют собой целые числа импульсов, выпавшие в 1, 2 и т.д. опытах. Сами эти числа могут быть разными от нуля до бесконечности. Если обозначить через f_n число опытов, которые приводят к выпадению числа $n=0, 1, 2, \dots$, тогда ту же самую сумму $[n_1^2 + n_2^2 + \dots + n_k^2]$ можно укомплектовать по другому и записать в виде



$$\sum_{n=0}^{\infty} n^2 f_n = 0^2 f_0 + 1^2 f_1 + 2^2 f_2 + \dots + n^2 f_n + \dots,$$

$$\text{откуда } \langle n_i^2 \rangle = 0^2 \frac{f_0}{k} + 1^2 \frac{f_1}{k} + 2^2 \frac{f_2}{k} + \dots + n^2 \frac{f_n}{k} + \dots$$

Отношение $\frac{f_i}{k}$ есть не что иное как вероятность выпадения числа n импульсов в отдельном

опыте. Значит $\frac{f_i}{k} = W(n, p) = \frac{p^n}{n!} e^{-p}$, как это следует из выведенного закона Пуассона.

Таким образом

$$\langle n_i^2 \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} n^2 \frac{p^n}{n!} e^{-p}$$

или, так как первый член здесь равен нулю, $\langle n_i^2 \rangle = \sum_{n=1}^{\infty} n^2 \frac{p^n}{n!} e^{-p}$ Разобьем правую часть на две суммы, учитывая, что $n^2 = n(n-1) + n$

$$\langle n_i^2 \rangle = e^{-p} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n(n-1)p^n}{n!} + e^{-p} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{np^n}{n!}$$

Вынося из первой суммы p^2 , а из второй p^1 , получаем

$$\langle n_i^2 \rangle = p^2 e^{-p} \left(1 + \frac{p^1}{1!} + \frac{p^2}{2!} + \dots \right) + p e^{-p} \left(1 + \frac{p^1}{1!} + \frac{p^2}{2!} + \dots \right)$$

Ввиду того, что обе полученные суммы равны e^p , мы получаем наконец, $\langle n_i^2 \rangle = p^2 + p$ и отсюда $S^2 = p^2 + p - p^2 = p$ или

$$S = \sqrt{p} \quad (1.14)$$

Таким образом, средняя квадратичная ошибка S , которая называется стандартным отклонением, равна \sqrt{p} , где p – среднее число импульсов за время Δt . Выходит, что достаточно знать среднее значение импульсов p за время измерения Δt , чтобы предсказать среднюю квадратичную ошибку такого опыта. Более того, не обязательно находить само среднее значение p . Для оценки S можно взять вместо p просто первое попавшее значение n из первого опыта, учитывая, что оно близко к p . Конечно, при этом мы ошибемся несколько в значении S , но это уже будет ошибка в вычислении ошибки, т.е. величина второго порядка малости. Поэтому на практике всегда оценивают среднюю квадратичную ошибку S по формуле $S = \sqrt{n}$, где n – число импульсов за время Δt в любом первом попавшемся опыте.

Абсолютная величина среднеквадратичной ошибки растет с увеличением p , однако относительная ошибка d уменьшается обратно пропорционально корню квадратному из числа сосчитанных частиц. В самом деле,

$$d = \frac{S}{n} = \frac{1}{\sqrt{n}}$$

Вычисление вероятностей $W(n)$ по формуле Пуассона несложно только при небольших n и p . Для больших n такие расчеты становятся чрезвычайно громоздкими. Однако, распределение вероятностей величин, подчиняющихся закону Пуассона, при увеличении p становится все более и более симметричным относительно наиболее вероятного значения



$n=p$ и когда p – число большое, хорошее приближение к закону Пуассона дает нормальный закон распределения вероятностей (закон Гаусса). Следовательно, при достаточно больших p и соблюдения условия $\left(\frac{n-p}{p}\right) \ll 1$ можно пользоваться для вычисления вероятности формулой Гаусса, где среднее значение $n=p$, а дисперсия $s^2 = p$. Практически для $p=20$ распределение Пуассона переходит в распределение Гаусса

$$W(n)dn = \frac{1}{\sqrt{2pp}} e^{-\frac{(n-p)^2}{2p}} dn \quad (1.15)$$

Формула $s = \sqrt{n}$ позволяет решить и обратную задачу, т.е. задавшись наперед конкретной процентной точностью результата, которую мы хотели бы обеспечить, можно вычислить число импульсов, которое примерно должно быть набрано в опыте для обеспечения заданной точности.

1.2.3. Ошибки функции измеряемых величин.

Не всегда интересующая экспериментатора величина может быть найдена путем прямых измерений. В случае косвенных измерений применяются методы, позволяющие определить искомую величину через другие, непосредственно измеряемые величины, между ними устанавливается связь в виде точной функции $\Phi(x_1, x_2, x_3, \dots)$, где x_1, x_2, x_3, \dots – непосредственно измеряемые величины. Чтобы найти погрешность искомой величины нужно знать по какому закону распределяются значения функции $\Phi(x_1, x_2, x_3, \dots)$ около своей средней величины и какова дисперсия $D[\Phi(x_1, x_2, x_3, \dots)]$.

Для начала рассмотрим простые случаи:

- $\Phi(x) = x + c$ – Функция распределения остается гауссовой, меняется лишь среднее значение, $p = \bar{x} + c$. $D(x+c) = \overline{[(x+c) - (\bar{x}+c)]^2} = \overline{(x-\bar{x})^2}$ – прибавление к случайной величине константы не меняет ее дисперсии;
- $\Phi(x) = cx$ – Функция распределения остается гауссовой, меняется лишь среднее значение, $p = c\bar{x}$. $D(cx) = \overline{(cx - c\bar{x})^2} = c^2 \overline{(x-\bar{x})^2} = c^2 D(x)$ – при умножении случайной величины на константу дисперсия изменяется пропорционально квадрату этого числа;
- $\Phi(x_1, x_2) = x_1 \pm x_2$ – Сумма или разность двух независимых случайных величин, подчиняющихся распределению Гаусса, также подчиняется распределению Гаусса, но с суммарной дисперсией. Докажем это.

$D(x_1 + x_2) = \overline{[(x_1 + x_2) - (\bar{x}_1 + \bar{x}_2)]^2} = \overline{[(x_1 - \bar{x}_1) + (x_2 - \bar{x}_2)]^2} = \overline{(x_1 - \bar{x}_1)^2} + \overline{(x_2 - \bar{x}_2)^2} + 2\overline{(x_1 - \bar{x}_1)(x_2 - \bar{x}_2)}$, отклонения $(x_1 - \bar{x}_1)$ и $(x_2 - \bar{x}_2)$ независимы и могут принимать любой знак, поэтому последний член равен нулю, и мы имеем $D(x_1 + x_2) = D(x_1) + D(x_2)$

Таким же образом можно показать, что $D(x_1 - x_2) = D(x_1) + D(x_2)$

Относительная погрешность

$$d_{\pm} = \frac{\sqrt{D(x_1) + D(x_2)}}{x_1 \pm x_2}$$

Отсюда можно видеть, что для случая разности $x_1 - x_2$ относительная ошибка d может стать очень большой, когда $x_1 - x_2 \ll x_1$ и x_2 . Если x_2 является фоном от мешающего



излучения, то измерения могут быть выполнены с удовлетворительной точностью лишь при условии $x_1 - x_2 > x_2$.

Рассмотрим более общий случай $\Phi(x_1, x_2, x_3, \dots)$. Если случайные флуктуации величин x_1, x_2, x_3, \dots невелики по сравнению с самими этими величинами, то функцию $\Phi(x_1, x_2, x_3, \dots)$ можно разложить в ряд Тейлора около средних значений и пренебречь членами разложения выше первого порядка малости

$$\Phi(x_1, x_2, x_3, \dots) = \Phi(\bar{x}_1, \bar{x}_2, \bar{x}_3, \dots) + \frac{\partial \Phi}{\partial x_1} (x_1 - \bar{x}_1) + \frac{\partial \Phi}{\partial x_2} (x_2 - \bar{x}_2) + \frac{\partial \Phi}{\partial x_3} (x_3 - \bar{x}_3) + \dots,$$

где $\frac{\partial \Phi}{\partial x_1}, \frac{\partial \Phi}{\partial x_2}, \frac{\partial \Phi}{\partial x_3}, \dots$ – значения производных при $x_1 = \bar{x}_1, x_2 = \bar{x}_2, x_3 = \bar{x}_3$ и т.д.

Тогда $D[\Phi(x_1, x_2, x_3, \dots)] = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x_1}\right)^2 D(x_1) + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x_2}\right)^2 D(x_2) + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x_3}\right)^2 D(x_3) + \dots$ или в других обозначениях

$$s^2 = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x_1}\right)^2 s_{x_1}^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x_2}\right)^2 s_{x_2}^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x_3}\right)^2 s_{x_3}^2 + \dots \quad (1.16)$$

$$s = \sqrt{\left(\frac{\partial \Phi}{\partial x_1}\right)^2 s_{x_1}^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x_2}\right)^2 s_{x_2}^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x_3}\right)^2 s_{x_3}^2 + \dots} \quad (1.17)$$

$$d = \frac{\sqrt{D[\Phi(x_1, x_2, x_3, \dots)]}}{\Phi(x_1, x_2, x_3, \dots)} \quad (1.18)$$

Приводя результаты измерений, необходимо указывать их среднеквадратичную ошибку. Если результаты измерений подвергают обработке, т.е. определяют некоторую функцию данных измерений, то ошибку вычисляют по формуле для дисперсии функции. Если результаты приводят в виде графиков, то для каждой точки наносят среднеквадратичную ошибку.

1.2.4. Рациональный выбор времени измерения.

В случаях, когда статистические ошибки доминируют над другими ошибками измерения, важно правильно распределить время между отдельными измерениями, чтобы ошибка была наименьшей. Пусть измеряются числа частиц в единицу времени Z_1, Z_2, Z_3 и пусть длительности измерения каждой величины будут соответственно t_1, t_2, t_3 . Вариационным методом находят минимум дисперсии функции $\Phi(Z_1, Z_2, Z_3, \dots)$ при условии $t_1 + t_2 + t_3 = T$, где T – полное время измерения. Тогда ошибка будет минимальной при распределении времени отдельных измерений в отношении

$$t_1 : t_2 : t_3 = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial Z_1}\right) \sqrt{Z_1} : \left(\frac{\partial \Phi}{\partial Z_2}\right) \sqrt{Z_2} : \left(\frac{\partial \Phi}{\partial Z_3}\right) \sqrt{Z_3} \quad (1.19)$$

Рассмотрим случай измерения интенсивности при наличии фона $Z = Z_1 - Z_2$.



$$\text{Тогда } t_1 : t_2 = \sqrt{Z_1} : \sqrt{Z_2}, \quad t_1 = t_2 \sqrt{\frac{Z_1}{Z_2}} \quad (1.20)$$

Таким образом, для измерения меньшей интенсивности нужно затратить меньше времени, чем для измерения большей интенсивности. Физически это понятно: если одна из интенсивностей мала, то и связанные с ней флуктуации малы по абсолютной величине; поэтому с ними можно считаться меньше, выгоднее тратить основную часть времени на измерение большей интенсивности.

1.2.5. Расчетные формулы.

Выпишем, как итог, рабочие формулы, необходимые для выполнения работы. Здесь измеряемой величиной является число зарегистрированных импульсов n , Z – скорость счета, N – число измерений величины n

1. Среднее арифметическое измеряемой величины $\langle n \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N n_i$

2. Средняя квадратичная ошибка отдельного измерения

$$\Delta n = S_n = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (n_i - \langle n \rangle)^2},$$

где $(n_i - \langle n \rangle)$ означает отклонение каждого измерения от среднего арифметического значения. Критерием правильности результата будет являться приблизительно равная нулю сумма всех $(n_i - \langle n \rangle)$.

3. Стандартное отклонение $S_{CT} = \sqrt{\langle n \rangle}$

4. Отношение S_n / S_{CT} , называемое чистотой и являющееся мерой статистической чистоты измерений.

5. Средняя скорость счета $\langle Z_p \rangle$, полученная в результате определения числа импульсов в течение времени t_p в присутствии препарата и ее средне-квадратичная ошибка *

$$\langle Z_p \rangle = \frac{\langle n \rangle}{t_p}, \quad S_z = \frac{S_n}{t_p}.$$

6. Средняя статистическая ошибка среднего арифметического значения измеряемой величины

$$S_{\bar{n}} = \frac{S_n}{\sqrt{N}} = \sqrt{\frac{1}{N(N-1)} \sum_{i=1}^N (n_i - \langle n \rangle)^2} \approx \frac{S_{CT}}{\sqrt{N}} = \sqrt{\frac{\langle n \rangle}{N}}$$

7. Значение скорости счета, обусловленного фоном и препаратом

$$Z_p = (\langle Z_p \rangle \pm S_{Z_p}), \quad S_{Z_p} = \frac{S_n}{t_p} = \frac{1}{t_p} \sqrt{\frac{\langle n \rangle}{N_p}} = \sqrt{\frac{\langle Z_p \rangle}{t_p N_p}} \approx \sqrt{\frac{1}{N(N-1)} \sum_{i=1}^N (Z_i - \langle Z \rangle)^2}$$

Аналогично вводится ошибка скорости счета фона

$$Z_0 = (\langle Z_0 \rangle \pm S_{Z_0}), \quad S_{Z_0} = \sqrt{\frac{\langle Z_0 \rangle}{t_0 N_0}} \approx \sqrt{\frac{1}{N(N-1)} \sum_{i=1}^N (Z_i - \langle Z \rangle)^2}$$

* при условии $S_t \ll S_n$



8. Значение скорости счета препарата за вычетом фона

$$\langle Z \rangle = (\langle Z_p \rangle - \langle Z_0 \rangle) \pm S_Z,$$

где S_Z находится из теории статистических флуктуаций

$$S_Z = \sqrt{S_{Z_p}^2 + S_{Z_0}^2} = \sqrt{\frac{\langle Z_p \rangle}{t_p N_p} + \frac{\langle Z_0 \rangle}{t_0 N_0}}$$

Если взять $N_0 = N_p$, то, как показывает анализ S_Z на экстремум, наименьшая ошибка S_Z получается в том случае, когда

$$t_p = t_0 \sqrt{\frac{Z_p}{Z_0}}.$$

9. Время измерения, необходимое для обеспечения заданной ошибки, можно получить из предыдущего пункта

$$d = \frac{S_Z}{\langle Z \rangle}; \quad d^2 = \frac{\langle Z_p \rangle / t_p N_p + \langle Z_0 \rangle / t_0 N_0}{(\langle Z_p \rangle - \langle Z_0 \rangle)^2}; \quad t_0 = t_p \sqrt{\frac{\langle Z_0 \rangle}{\langle Z_p \rangle}}, \text{ если } N_0 = N_p$$

Отсюда имеем
$$t_p = \frac{\langle Z_p \rangle + \sqrt{\langle Z_0 \rangle \langle Z_p \rangle}}{d^2 (\langle Z_p \rangle - \langle Z_0 \rangle)^2 N_p},$$

Если же отношения скорости счета фона к скорости счета при наличии препарата много меньше заданной величины d , т.е. $\frac{\langle Z_0 \rangle}{\langle Z_p \rangle} \ll d$, то выражение для времени измерения упрощается:

$$t_p = \frac{1}{d^2 \langle Z_p \rangle N_p}$$

1.3. Методика выполнения работы

1.3.1. Принадлежности:

а) радиоактивный источник, б) детектор, в) источник питания, г) пересчетный прибор, д) секундомер.

1.3.2. Задание 1. Исследование закона распределения интенсивности потока частиц от радиоактивных источников.

- Включить установку и дать ей прогреться 15 мин.
- Выполнить порядка 100 измерений отсчетов детектора с радиоактивным источником, с набором числа импульсов $n \sim 10, n \sim 20, n \sim 100$.

Результаты представить в виде графиков (гистограмм). По оси абсцисс отложить n – число импульсов в отдельном измерении, по оси ординат $f(n)$ – число измерений, в которых было получено n импульсов.

С помощью формулы $W(n, p) = \frac{p^n}{n!} e^{-p}$ построить кривую распределения Пуассона для значения n , полученного в измерениях отсчетов. Значения p рассчитать по данным



гистограммы, используя формулу $p = \frac{\sum n_i f(n_i)}{\sum f(n_i)} = \sum_i n_i W(n_i, p)$ где n_i – количество отсчетов в одном измерении; $f(n)$ – число измерений, соответствующих количеству отсчетов n_i . Экспериментальная и теоретическая кривые должны быть нормированы к полному числу измерений. Для этого нужно умножить теоретические значения вероятностей $W(n_i, p)$ на полное число измерений. Тогда обе кривые будут нарисованы в одном масштабе и их можно сравнивать.

Показать, что ~68% результатов не отличаются от среднего значения p больше, чем на \sqrt{n} . Для этого необходимо найти отношение числа измерений, в которых получилось значение n интервале, от $n - \sqrt{p}$ до $n + \sqrt{p}$, к полному числу измерений.

Для сравнения для тех же гистограмм построить распределение Гаусса:

$$W(n) = \frac{1}{\sqrt{2pp}} e^{-\frac{(n-p)^2}{2p}}$$

1.3.3. Задание 2. Измерение интенсивности потока радиоактивных частиц с заданной точностью

- В течение двух минут измерить число импульсов, даваемых фоном – n_0 . Определить скорость счета фона Z_0 .
- В течение двух минут измерить число импульсов от фона и препарата – n_p . Определить скорость счета Z_p .
- Рассчитать время измерения скорости счета препарата вместе с фоном Z_p так, чтобы статистическая ошибка была минимальна. Например, если $Z_p=200$ имп/мин, $Z_0=40$ имп/мин, $t_0 = 2$ мин, то $t_p = 2\sqrt{\frac{200}{40}} \approx 4,5$ мин.
- Произвести измерения числа импульсов, даваемых препаратом (вместе с фоном) за вычисленное время. Количество опытов определяется преподавателем для каждого экспериментатора. Результаты занести в таблицу 2.1. и сделать требуемое таблицей вычисления.

Таблица 2.1

	t_p	n_{p_i}	$n_{p_i} - \langle n_p \rangle$	$(n_{p_i} - \langle n_p \rangle)^2$	s_n	s_{CT}	$\frac{s_n}{s_{CT}}$	$\langle Z_p \rangle$	$s_{Z_p} = \sqrt{\frac{\langle Z_p \rangle}{t_p N_p}}$
1									
...									
N_p									
		\bar{n}_p	$\sum (n_{p_i} - \langle n_p \rangle)$	$\sum (n_{p_i} - \langle n_p \rangle)^2$					

- Измерить фон. Время измерения 2 мин. Число измерений равно числу измерений препарата. Результаты занести в таблицу 2.2.



Таблица 2.2.

	t_0	n_{0i}	$n_{0i} - \langle n \rangle$	$(n_{0i} - \langle n \rangle)^2$	s_n	s_{CT}	$\frac{s_n}{s_{CT}}$	$\langle Z_0 \rangle$	$s_{Z_0} = \sqrt{\frac{\langle Z_0 \rangle}{t_0 N_0}}$
1									
...									
N_0									
		$\langle n_0 \rangle$	$\sum (n_{0i} - \langle n_0 \rangle)$	$\sum (n_{0i} - \langle n_0 \rangle)^2$					

- Вычислить значения следующих величин:

$$\langle Z \rangle = (\langle Z_p \rangle - \langle Z_0 \rangle); \quad \Delta \langle Z \rangle = s_Z = \sqrt{s_{Z_p}^2 + s_{Z_0}^2}$$

- Для препарата, дающего 2000-4000 имп/мин, найти время измерения (см пункт 9 в 1.2.5.), в течение которого обеспечивается измерение активности с относительной погрешностью $\delta = 0,5\%$ для $N_p=1$. С полученным временем провести измерение один раз. Проверить обеспечение в этом опыте заданной точности.
- Для препарата, дающего 100-400 имп/мин, найти время измерения активности с точностью 1,5% для $N_p=1$ (см пункт 9 в 1.2.5.). (Предварительно для расчета этого времени необходимо получить скорость счета за двухминутное одноразовое измерение). С полученным временем провести измерение один раз. Проверить обеспечение в этом опыте заданной точности.

1.4. Вопросы для самопроверки.

- Вероятностный смысл распределения Пуассона и Гаусса.
- Вывести выражение $W(n, p) = e^{-p} \frac{p^n}{n!}$
- Вывести формулу для стандартного отклонения $s_{CT} = \sqrt{p}$
- Как наиболее просто оценить необходимое число импульсов, которое следует набрать в опыте для достижения заданной относительной погрешности δ измерения активности источника.

1.5. Литература.

1. Гольданский В.И., Куценко А.В., Подгорецкий М.И. Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц. – М: Физматгиз, 1959;
2. Кассандрова О.Н., Лебедев В.В. Обработка результатов наблюдений. – М: Наука, 1970.



2. Исследование газоразрядного счетчика заряженных частиц

2.1. Цель работы

- Изучение физических основ работы газовых детекторов;
- Исследование газоразрядного счетчика Гейгера-Мюллера: снятие счетной характеристики и определение мертвого времени методом двух препаратов.

2.2. Краткое теоретическое введение

2.2.1. Газовые детекторы.

Регистрация заряженной частицы может проводиться благодаря ее ионизирующей способности. Если частица вызвала ионизацию в заполненном газом пространстве между двумя электродами, которые имеют различные потенциалы, то при достаточной напряженности электрического поля образовавшиеся электроны устремляются к аноду, а положительные ионы - к катоду, в результате чего в цепи возникает электрический сигнал (импульс тока или напряжения).

Все газовые ионизационные детекторы фактически представляют собой конденсаторы, которые в зависимости от режима работы, т. е. значения напряженности электрического поля в газовом промежутке и ее распределения, связанного с конструктивными особенностями, можно подразделить на ионизационные камеры, пропорциональные счетчики и газоразрядные счетчики (счетчики Гейгера-Мюллера).

Ионизационные камеры могут быть самых разнообразных конфигураций (плоские, цилиндрические, сферические) и в них создается сравнительно малая напряженность электрического поля.

Пропорциональные и газоразрядные счетчики конструктивно обычно выполняются в виде цилиндра-катода, по центру которого устанавливается нить-анод. Для регистрации α - и β - излучений чаще используют торцовые счетчики, которые имеют входное окно в торце корпуса в виде тончайшей органической пленки или тонкой пластинки слюды. В пропорциональных счетчиках создается большая напряженность поля, чем в ионизационных камерах, что способствует возникновению вторичной ионизации. В газоразрядных счетчиках напряженность поля еще выше, что приводит к возникновению самостоятельного разряда.

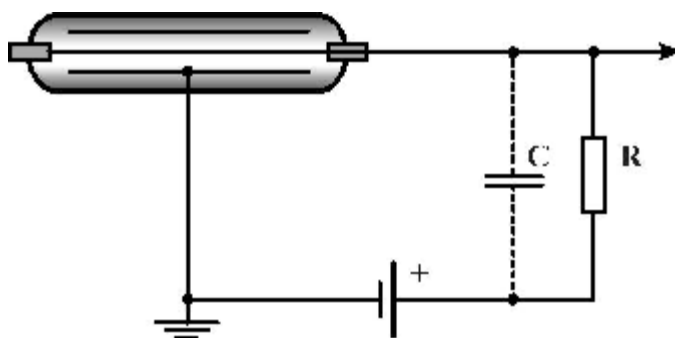


Рис. 2.1. Принципиальная схема включения газового ионизационного детектора

Для рассмотрения физических процессов, происходящих в газовых ионизационных детекторах, представим себе идеальный детектор, способный работать при разных напряжениях, а конструктивно устроенный в виде цилиндра (катода) и нити (анода). В схеме, приведенной на рис. 2.1, катод счетчика заземлен, т.е. потенциал его равен нулю, а потенциал нити в начальном состоянии равен электродвижущей силе источника питания. R –



так называемое сопротивление утечки, а C – распределенная емкость, которая включает в себя межэлектродную емкость между нитью – анодом и цилиндром – катодом, входную емкость усилителя и емкость монтажа. Такая конструкция счетчика определяет зависимость напряженности электрического поля E от расстояния до нити r как

$$E = \frac{V}{r \ln\left(\frac{r_k}{r_a}\right)}, \quad (2.1)$$

где r_a – диаметр нити, r_k – диаметр цилиндра, V – потенциал анода.

Рассмотрим процессы, протекающие в таком счетчике, при разных режимах работы.

2.2.1.1. Область напряжений, соответствующих работе ионизационной камеры.

Электроны и ионы, образовавшиеся в результате попадания частицы в газовый объем счетчика, устремляются соответственно к аноду и катоду. Положительные ионы имеют очень малую подвижность по сравнению с электронами, поэтому электроны за очень короткий промежуток времени подходят к нити, в то время как ионы практически остаются на месте. Образовавшиеся электроны, за исключением тех, которые рекомбинируют, достигают нити за время $\sim 10^{-6}$ с и изменяют ее потенциал на величину (участок АВ на рис. 2.2.)

$$\Delta V_1 = \frac{\Delta q}{C} = \frac{eN}{C} \frac{V_0 - V_x}{V_0},$$

где e – элементарный заряд, N – число пар ионов, образованных ионизирующей частицей на длине ее трека, V_x – потенциал электрического поля в месте прохождения заряженной частицы, V_0 – разность потенциалов между электродами. Дальнейшее понижение потенциала (участок ВС на рис. 2.2.) обусловлено движением ионов к катоду, что приводит к последующему изменению потенциала нити на величину

$$\Delta V_2 = \frac{eN}{C} \frac{V_x}{V_0}$$

При полном сборе электронов и ионов потенциал анода изменяется на величину

$$\Delta V = \Delta V_1 + \Delta V_2 = \frac{q}{C} = \frac{eN}{C} \quad (2.2)$$

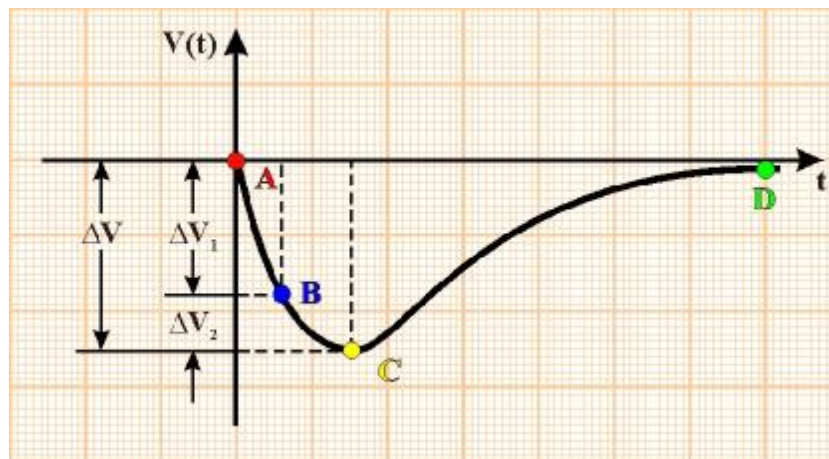


Рис. 2.2. Изменение потенциала анода в результате попадания в счетчик частицы

Восстановление потенциала нити до первоначального значения производится зарядным током, идущим от источника через сопротивление R по закону:



$$V(t) = \Delta V e^{-\frac{t}{RC}} \quad (2.3)$$

Таким образом, в счетчике возникает кратковременный импульс напряжения, амплитуда которого ΔV зависит от энергии первичной частицы и не зависит от подаваемого на счетчик напряжения.

Характерным для данного режима работы является то, что даже для сильноионизирующей частицы амплитуда импульса мала. Для того, чтобы зафиксировать такой импульс, необходимо применить усилитель с большим усилением, что создает ряд практических трудностей.

2.2.1.2. Область напряжений пропорционального счетчика.

По мере того как мы будем повышать напряжение, подаваемое на счетчик, начинает играть роль процесс газового усиления, т.е. увеличения числа электронов, приходящих на нить, за счет вторичной ионизации.

При увеличении V_0 вблизи анода, где напряженность электрического поля особенно велика, электроны, образованные непосредственно регистрируемой частицей, сами смогут производить ионизацию, т.к. благодаря действию электрического поля приобретают дополнительную энергию на длине свободного пробега. Возникающие при этом новые электроны вместе с начальными устремляются к нити, ускоряются электрическим полем и также вызывают ионизацию газа. В итоге при регистрации частицы пропорциональным счетчиком величина импульса ΔV во много раз больше, чем при регистрации той же частицы с помощью ионизационной камеры, т.е. в этом случае

$$\Delta V = \frac{eN}{C} M, \quad (2.4)$$

где M – коэффициент газового усиления, который определяется как отношение числа пар ионов, достигающих анода, к числу пар ионов, образованных непосредственно регистрируемой частицей. При этом амплитуда импульса теперь уже будет зависеть не только от ионизирующей способности частицы, но и от подаваемого на счетчик напряжения, так как M быстро растет с его увеличением.

2.2.1.3. Область напряжений газоразрядного счетчика.

Между областью напряжений пропорционального счетчика и областью напряжений газоразрядного счетчика находится область ограниченной пропорциональности, в которой, например, импульсы, вызванные сильноионизирующими частицами, усиливаются меньше, чем импульсы от слабоионизирующих частиц, т.е. нарушается пропорциональная зависимость амплитуды импульса от энергии регистрируемой частицы, но сам коэффициент газового усиления растет с ростом подаваемого напряжения.

Далее наступает область напряжений газоразрядного счетчика, которая имеет свои особенности.

При рассмотрении механизма газового усиления мы подчеркнули, что с увеличением напряжения быстро растет M . Но с его ростом все большее значение в развитии лавины приобретает процесс фотоионизации, который мы до сих пор не учитывали, т.е. процесс вторичной ионизации – не единственный в развитии электронной лавины.

Коэффициент газового усиления M , когда нет фотоионизации, равен среднему числу электронов, достигающих анода, приходящихся на один первичный электрон. Но наряду с ними появится и какое-то количество возбужденных атомов. Возбужденные атомы испускают фотоны главным образом в области ультрафиолетового излучения, которые, в свою очередь, могут образовать



фотоэлектроны в конструктивном материале счетчика, в частности, в катоде. Эти фотоэлектроны рожают последующие лавины. И полный коэффициент газового усиления M_g с учетом фотоионизации будет

$$M_g = \frac{M}{1 - gM}, \quad (2.5)$$

где γ – вероятность появления одного фотоэлектрона на один вторичный электрон. Откуда следует, что при $\gamma M \rightarrow 1$, $M_g \rightarrow \infty$, т.е. в счетчике наступает “пробой” (разряд), причем ионизирующая способность регистрируемых частиц в таких условиях не оказывает влияния на величину амплитуды импульса, т.е. достаточно того, чтобы частица образовала только одну пару ион-электрон, чтобы возник разряд. В области Гейгера-Мюллера коэффициент газового усиления достигает 10^{10} , а величина импульса напряжения нескольких вольт или даже десятков вольт.

Для подведения итога сказанному на рис. 2.3. показана зависимость амплитуды импульса на выходе детектора от напряжения на его электродах.

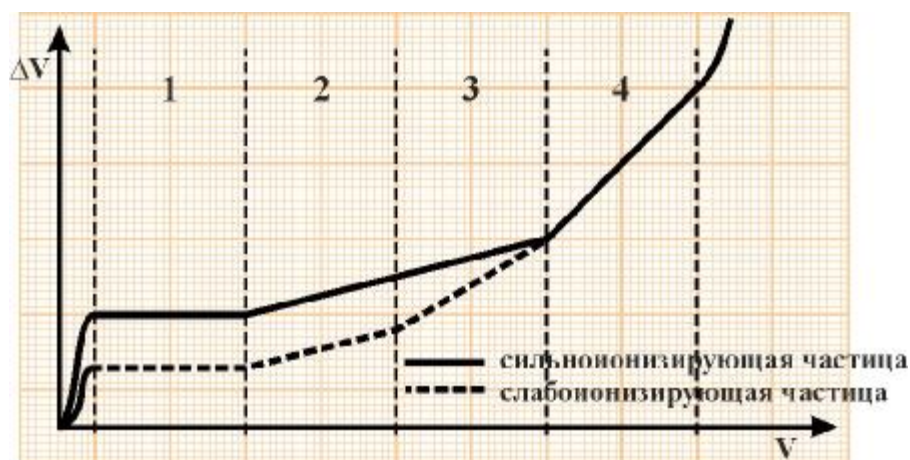


Рис. 2.3. Зависимость амплитуды импульса от приложенного напряжения для двух различных по ионизирующей способности частиц.

Пунктирная и сплошная кривые – для двух частиц с разной энергией. Участки кривых 1,2,3,4 соответствуют последовательно областям напряжений работы ионизационной камеры, пропорционального счетчика, области ограниченной пропорциональности, газоразрядного счетчика.

Газоразрядные счетчики разделяют на несамогасящиеся и самогасящиеся.

Несамогасящиеся счетчики.

При попадании частицы в такой счетчик возникает непрекращающийся газовый разряд. Механизм этого явления заключается в следующем.

До сих пор мы рассматривали состояние потенциала нити, связанного с приходом на нее электронов. А что же происходит с ионами, образованными в электронно-фотонных лавинах? Они имеют малую подвижность, а так как вторичная ионизация происходит в месте усиленного электрического поля, вокруг нити ими создается чехол из положительных зарядов. Поэтому, даже когда все электроны пришли на нить, некоторое время ее потенциал понижается в связи с тем, что ионы медленно отходя от нити снимают свое экранирующее влияние. Поэтому на амплитуду импульса будет влиять не только количество пришедших на нить электронов, но и этот экран из ионов. Таким образом, в импульсе мы можем выделить активную стадию разряда – участок АВ рис.2.2., связанный с приходом на нить всех образованных в лавинных процессах электронов, и участок ВС, связанный с медленным



отходом ионов от нити до какого-то критического расстояния, когда снимается их экранирующее влияние ($r_{кр}$).

При подходе ионов к катоду на расстояние примерно 10^{-7} см они нейтрализуются путем присоединения электронов, вырванных из него, т.е. образуются нейтральные атомы. Однако энергия, израсходованная ионами на вырывание электронов, меньше той энергии, которая была затрачена на ионизацию газа (работа выхода электронов меньше потенциала ионизации газа), поэтому эти атомы возбуждены. С возбужденными атомами может быть связано появление новых электронов. С одной стороны, они могут снять свое возбуждение испусканием ультрафиолетового излучения, которое рождает фотоэлектроны со стенок счетчика, с другой стороны, они сами могут произвести ударную ионизацию при непосредственном соприкосновении с катодом.

Поскольку электроны, связанные с процессами на катоде, появляются в момент, когда потенциал нити почти полностью восстанавливается, то они, увлекаясь полем, приобретают достаточную скорость, чтобы создать новую лавину и вызовут вторую вспышку самостоятельного разряда. Затем это явление повторяется снова и снова. Т.е. счетчик на появление одной ионизирующей частицы отвечает многоступенчатым разрядом. Причем в каждой налагающейся ступени разряда будет образовываться все меньшее количество ионов, т.к. новая ступень начинается при несколько меньшем потенциале, чем предыдущая. Этот процесс будет продолжаться до тех пор, пока при образовании очередной ступени потенциал нити окажется ниже потенциала зажигания.

Весь описанный выше процесс происходит в так называемых самогасящихся счетчиках, которые требуют для подавления многоступенчатого разряда применения так называемых схем гашения. Роль схем гашения заключается в снижении разности потенциалов между электродами сразу же после первой ступени разряда с помощью схемы отрицательной обратной связи. Восстановление разности потенциалов до первоначального значения осуществляется этой схемой лишь после нейтрализации положительных ионов.

Самогасящиеся счетчики.

Это счетчики, в которых происходит самопроизвольное подавление ступенчатого разряда без применения специальных схем гашения. Это достигается благодаря заполнению счетчика не одним каким-либо газом, а газовой смесью, состоящей из инертного газа и примеси, представляющей собой органическое вещество с многоатомными молекулами (так называемая гасящая добавка). Компоненты рабочей газовой смеси должны удовлетворять обязательному условию: потенциал ионизации гасящей компоненты должен быть ниже первого потенциала возбуждения основной компоненты. Характерной газовой смесью является: аргон (90%), имеющий $I_{ион} = 15,7В$, $I_{возб} = 11,57В$, и пары этилового спирта C_2H_5OH (10%), имеющие $I_{ион} = 11,3В$.

В таком счетчике электроны, появившиеся в результате первичной ионизации, будут вблизи анода возбуждать и ионизировать главным образом атомы аргона и частично молекулы спирта (ввиду их количественного содержания). Фотоны, испущенные возбужденными атомами аргона, эффективно поглощаются молекулами спирта, т.е. происходит фотоионизация спирта. Таким образом, в самогасящихся счетчиках вблизи анода образуется чехол, уже как из ионов аргона, так и спирта. Во время дрейфа ионов к катоду происходит $\sim 10^4$ соударений ионов с атомами и молекулами. При соударении ионов аргона с молекулами спирта возможна ионизация молекул спирта и нейтрализация атомов аргона, причем этот процесс имеет большую вероятность. В результате к катоду подойдут только ионы спирта. Они рекомбинируют с электронами катода, образовав молекулу спирта в возбужденном состоянии. То обстоятельство, что у катода нейтрализуются ионы не одноатомного газа, а многоатомного, имеет решающее значение для последующего развития процессов. Возбужденные молекулы спирта имеют большую вероятность диссоциировать,



т.е. распадаться на невозбужденные атомы, чем вероятность снять возбуждение посредством испускания фотона, а значит не появляются фотоэлектроны, рождающие многоступенчатый газовый разряд. В результате, регистрации частицы соответствует всего одна ступень разряда независимо от того, какую разность потенциалов имеет счетчик в момент подхода ионов спирта к катоду.

2.2.2. Изучение некоторых характеристик газоразрядного счетчика Гейгера-Мюллера.

Несмотря на появление полупроводниковых, сцинтилляционных и других детекторов, газовые ионизационные детекторы, которые исторически появились первыми, до сих пор не утратили своего значения для решения многих задач. Поэтому мы рассмотрим работу одного из этих детекторов, счетчика Гейгера-Мюллера.

Широкому применению газоразрядных счетчиков Гейгера-Мюллера способствует высокая чувствительность, возможность регистрации разного рода излучений, большая величина выходного сигнала и сравнительная простота и дешевизна.

Как уже говорилось выше, счетчики Гейгера-Мюллера бывают цилиндрические или торцовые. В качестве наполняющих газов в большинстве случаев используют благородные газы аргон и неон. Желательно, чтобы газ-наполнитель имел малый коэффициент прилипания электронов с тем, чтобы перенос отрицательных зарядов осуществлялся свободными электронами. Давление газа в счетчике может меняться в широких пределах. Чаще счетчики работают при давлении около 100 мм.рт.ст.

Важной характеристикой детектора является его счетная характеристика, представляющая зависимость скорости счета от приложенного напряжения при постоянной интенсивности ионизирующего излучения. Типичная счетная характеристика показана на рис.2.4.

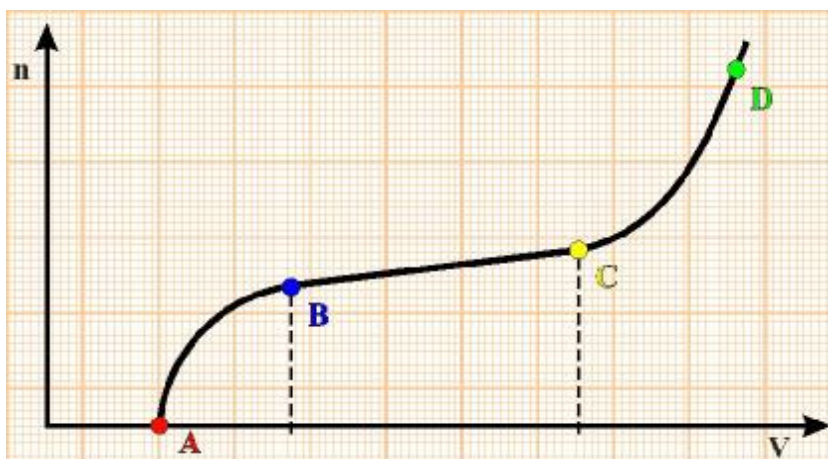


Рис. 2.4. Счетная характеристика детектора.

Регистрация импульсов возможна при некотором напряжении, которое называется пороговым напряжением (V_A). Пороговое напряжение зависит от дискриминирующего устройства усилителя. Начальный участок этой характеристики имеет резкий подъем, который обусловлен тем, что при напряжениях $V < V_B$ регистрируются не все частицы от постоянного источника, т.к. импульсы, соответствующие им, могут быть меньше необходимых для данной регистрирующей аппаратуры.

В области так называемого «плато» счетной характеристики число зарегистрированных импульсов практически не зависит от напряжения, так как каждая ионизирующая частица, попадающая в объем счетчика, образует лавину. В действительности плато имеет некоторый наклон. Он связан с возникновением ложных импульсов и краевых эффектов. Ложные импульсы в самогасящемся счетчике возникают в основном за счет нарушения механизмов гашения разряда, а краевые эффекты обусловлены тем, что поле вблизи концов счетчика не



имеет резкой границы и с увеличением V растет эффективный чувствительный объем счетчика. Стандартный счетчик должен иметь величину плато не менее 100 В. Рабочее напряжение счетчика выбирают на середине плато.

Участок СД соответствует регистрации помимо частиц от постоянного излучателя частиц фона с малой энергией, а также нарушению самогашения, что ведет к непрекращающемуся газовому разряду. Поэтому при снятии счетной характеристики не рекомендуется подавать напряжение, при котором происходит непрерывный разряд. Даже кратковременное пребывание счетчика в области непрерывного разряда может вывести его из строя. При этом рабочее плато счетной характеристики сокращается или исчезает совсем.

Пороговое напряжение, положение и длина плато являются индивидуальными характеристиками счетчика и могут меняться в широких пределах. Поэтому для выбора рабочего напряжения каждого счетчика необходимо построить счетную характеристику.

Другой важной характеристикой счетчика является его мертвое время.

Рассмотренный ранее механизм разряда в счетчике показывает, что после каждого разряда счетчик некоторое время остается нечувствительным к попаданию новой заряженной частицы. Это связано с тем, что в процессе формирования импульса от одной частицы напряженность поля у анода вначале падает, а значит газовое усиление в этот период для другой попавшей в счетчик частицы уже не будет возможным. Но по мере продвижения ионов к катоду это поле начинает расти. В тот момент, когда ионы отойдут на определенное расстояние r_c от нити, и напряженность поля достигнет такого значения, когда уже возможно газовое усиление, новая попавшая в счетчик частица сможет вызвать разряд.

Время от начала импульса до момента, когда ионы отойдут от нити на расстояние r_c и другая частица может вызвать газовый разряд, называется мертвым временем t_m (см. рис 2.5.).

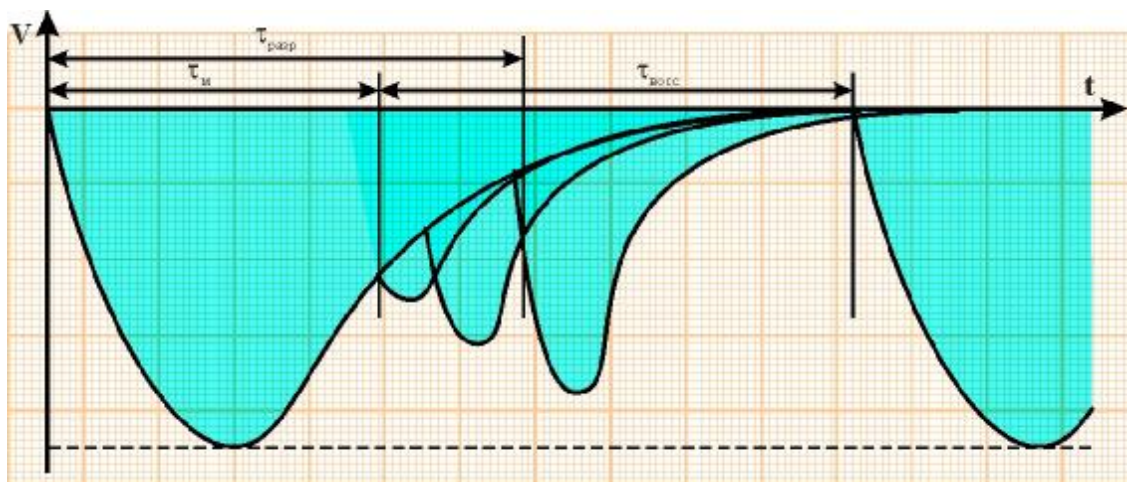


Рис. 2.5. Мертвое время, время восстановления и разрешающее время счетчика Гейгера-Мюллера

Если по истечении этого времени в счетчик попала новая частица, то она вызовет самостоятельный разряд, но амплитуда импульса будет небольшой, т.к. заряд ионов от предыдущей частицы оказывает влияние на поле вблизи анода и при расстояниях $r > r_c$. Только когда эти ионы достигнут поверхности катода, счетчик может отреагировать на попадание в его объем очередной частицы импульсом с нормальной амплитудой. Отрезок времени $\tau_{восс}$ между моментом, когда в счетчике возможен самостоятельный разряд, и моментом полного восстановления рабочего напряжения называется временем восстановления.

Для того, чтобы усилитель смог принять импульсы, возникающие после мертвого времени, они должны иметь амплитуду большую или равную определенной величины



(порога регистрирующей системы). Интервал времени от начала импульса до момента, когда при попадании очередной частицы может возникнуть импульс такой определенной амплитуды, называется разрешающим временем $\tau_{раз}$. Разрешающее время несколько больше мертвого времени. Однако при применении чувствительного усилителя разрешающее время можно сделать почти равным мертвому времени.

Практически интересно знать разрешающее время установки в целом. Если известно мертвое время, определяющее разрешающую способность счетной установки, то, исходя из измеренной скорости счета z , можно вычислить истинную скорость счета z_w . Поправка на мертвое время $q_t = \frac{z_w}{z}$ (где z_w – истинная скорость счета, z – зарегистрированная скорость счета) зависит от величины z и равна

$$q_t = \frac{z_w}{z} = \frac{1}{1 - zt} \quad (2.6)$$

Действительно, если в единицу времени сосчитано z частиц, то отрезок времени, в течение которого частицы не регистрируются, равен zt . Потеря импульсов, связанная с чувствительностью счетчика, равна

$$z_w - z = z_w zt \quad \text{или отсюда} \quad \frac{z_w}{z} = \frac{1}{1 - zt}$$

Существуют различные методы определения мертвого времени. Рассмотрим метод двух препаратов (радиоактивных источников).

При определении мертвого времени по методу двух препаратов сравнивают сумму измеренных отдельно скоростей счета z_1 и z_2 со скоростью счета, получаемой при одновременном нахождении около счетчика обоих препаратов, z_{12} .

Вследствие потери некоторого числа импульсов из-за мертвого времени имеют место следующие соотношения: $z_{1w} + z_{2w} = z_{12w} + z_{0w}$, $z_1 + z_2 > z_{12} + z_0$, где z_0 – скорость счета фона. Но так как

$$\frac{z_w}{z} = \frac{1}{1 - zt}, \quad \text{то} \quad \frac{z_1}{1 - z_1 t} + \frac{z_2}{1 - z_2 t} = \frac{z_{12}}{1 - z_{12} t} + \frac{z_0}{1 - z_0 t}$$

Решая это уравнение относительно t и помня, что t – величина очень малая $\sim 10^{-4}$ с., можно найти t , если пренебречь членами с t^2 и высшего порядка. Тогда:

$$t = \frac{z_1 + z_2 - z_{12} - z_0}{2(z_1 z_2 - z_{12} z_0)} \quad (2.7)$$

2.3. Методика выполнения работы

2.3.1. Принадлежности:

а) счетчик Гейгера СТС-6, б) источник высокого напряжения-ИВН-2,5, в) счетный одноканальный прибор ПСО2-5.



2.3.2. Порядок выполнения работы.

2.3.2.1. Снять счетную характеристику детектора, устанавливая напряжения от 375 до 400 В через интервал в 3В, а от 400 до 430 через интервал в 5В, Замерить счет при каждом напряжении в течение 30 секунд. Построить счетную характеристику и выбрать режим работы детектора.

2.3.2.2. Провести эксперимент для расчета мертвого времени счетчика Гейгера-Мюллера.

- установить на счетчике рабочее напряжение, найденное при выполнении пункта 2.3.2.1.;
- измерить скорость счета фона z_0 (в свинцовом домике нет источников), первого источника z_1 (в свинцовый домик помещается один источник), двух источников z_{12} (добавляется второй источник), второго источника z_2 (из свинцового домика убирается первый источник);
- рассчитать оптимальные времена измерений фона n_0 , первого источника n_1 , двух источников n_{12} , второго источника n_2 , при которых статистическая ошибка измерения мертвого времени τ будет минимальной. Если полное время измерения $T = t_\phi + t_1 + t_2 + t_{12}$, то время измерений n_0, n_1, n_2, n_{12} , распределяется в отношении

$$t_\phi : t_1 : t_{12} : t_2 = \frac{\partial t}{\partial z_0} \sqrt{z_0} : \frac{\partial t}{\partial z_1} \sqrt{z_1} : \frac{\partial t}{\partial z_{12}} \sqrt{z_{12}} : \frac{\partial t}{\partial z_2} \sqrt{z_2},$$

$$\frac{\partial t}{\partial z_1} = \frac{2(z_1 z_2 - z_{12} z_0) - 2z_2(z_1 + z_2 - z_{12} - z_0)}{4(z_1 z_2 - z_{12} z_0)^2}$$

$$\frac{\partial t}{\partial z_2} = \frac{2(z_1 z_2 - z_{12} z_0) - 2z_1(z_1 + z_2 - z_{12} - z_0)}{4(z_1 z_2 - z_{12} z_0)^2}$$

$$\frac{\partial t}{\partial z_{12}} = \frac{-2(z_1 z_2 - z_{12} z_0) + 2z_0(z_1 + z_2 - z_{12} - z_0)}{4(z_1 z_2 - z_{12} z_0)^2}$$

$$\frac{\partial t}{\partial z_0} = \frac{-2(z_1 z_2 - z_{12} z_0) + 2z_{12}(z_1 + z_2 - z_{12} - z_0)}{4(z_1 z_2 - z_{12} z_0)^2}$$

T взять равным 20 мин.

- Используя рассчитанные времена, произвести 5 серий измерений n_0, n_1, n_{12} и n_2 . Не менять место положения источников. Измерения проводятся сериями для усреднения результатов с учетом возможной нестабильности установки во времени. Данные измерений внести в таблицу 2.1.

Таблица 2.1.

t	n	N	1	2	3	4	5	\bar{n}	\bar{z}	$\Delta \bar{z} = \sqrt{\frac{\bar{z}}{N \cdot t}}$
	n_0									
	n_1									
	n_{12}									
	n_2									

- Вычислить t по формуле (2.7) и рассчитать ошибку Δt , определяемую по формуле

$$\Delta t^2 = \left(\frac{\partial t}{\partial z_1}\right)^2 \Delta z_1^2 + \left(\frac{\partial t}{\partial z_2}\right)^2 \Delta z_2^2 + \left(\frac{\partial t}{\partial z_{12}}\right)^2 \Delta z_{12}^2 + \left(\frac{\partial t}{\partial z_0}\right)^2 \Delta z_0^2$$



2.4. Вопросы для самопроверки.

- Режим работы газонаполненных счетчиков и их особенности.
- Развитие разряда в газоразрядных счетчиках – самогасящиеся и несамогасящиеся.
- Мертвое время, разрешающее время и время восстановления.

2.5. Литература.

- Калашникова В.И., Козодаев М.С. Детекторы элементарных частиц. – М.: Наука, 1966.
- Абрамов А. И., Казанский З. А., Матусевич Е. С. Основы экспериментальных методов ядерной физики.- М:Атомиздат,1977.
- Горн Л, с., Хазанов Б. И. Современные приборы для измерения ионизирующих излучений – М; Энергоатомиздат, 1989 г.
- Ляпидевский В.К. Методы детектирования излучений – М; Энергоатомиздат, 1987.



3. Относительный метод определения абсолютной активности радиоактивных препаратов

3.1. Цель работы

- Изучение физических основ методов определения активности, константы распада.
- Определение абсолютной активности радиоактивных препаратов методом сравнения с активностью эталона.

3.2. Краткое теоретическое введение

Основной количественной характеристикой радиоактивного препарата является его активность. Активность радиоактивного препарата определяется числом радиоактивных ядер, распадающихся в препарате в единицу времени, т.е.

$$A = \left| \frac{dN}{dt} \right| = IN, \quad (3.1)$$

где dN – число актов радиоактивного распада за время dt , N – количество радиоактивных ядер в данный момент времени, I – постоянная распада. Единицей измерения активности является Беккерель (Бк), $1 \text{ Бк} = 1 \text{ распад/с}$. Внесистемная единица – Кюри, $1 \text{ Ки} = 3.7 \cdot 10^{10} \text{ распадов/с}$.

Относительный метод определения активности в общем предпочтительнее других методов ввиду его простоты. Он основан на сравнении активности препаратов. Эти измерения дают точные значения активности, если использовать в качестве препарата сравнения образец, абсолютная активность которого известна (эталон).

Если в радиоактивном препарате в единицу времени распадается A ядер и при этом испускается A частиц, то простейшее счетное устройство зарегистрирует только Z частиц ($Z < A$) по причинам, о которых будет сказано ниже. Отношение $K = \frac{Z}{A}$ называется абсолютным коэффициентом счета установки, зависящим от измерительной аппаратуры. Этот коэффициент учитывает тот фактор, что число зарегистрированных распадов не равняется истинному количеству распадов, и в нем отражены причины этого:

$$K = G \cdot f_a \cdot f_b \cdot f_g \cdot f_m \cdot f_t \cdot f_l$$

- G – поправка на учет телесного угла, под которым частицы радиоактивного источника попадают на детектор;
- f_a – поправка на самопоглощение испущенных частиц самим препаратом;
- f_b – поправка на обратное рассеяние частиц от подложки, на которую нанесен препарат;
- f_g – поправка на поглощение излучения в воздухе и стенках счетчика;
- f_m – поправка на рассеяние от окружающих предметов, учитывающая вероятность попадания в счетчик частиц после отражения;
- f_t – поправка на мертвое время, связанная с разрешающей способностью счетной установки;
- f_l – поправка на регистрацию детектором ложных импульсов.

Для точного определения активности препарата следует определить K путем проведения большого числа опытов и трудоемких вычислений поправок.



Однако если все условия измерения активности для препарата и эталона одинаковы, т.е. все поправки для них равны, то отношения их скоростей счета равно отношению их активностей:

$$\frac{Z_x}{Z_{эм}} = \frac{A_x}{A_{эм}}, \quad (3.2)$$

и, зная активность $A_{эм}$ эталона и скорости счета препарата и эталона, можно определить активность препарата A_x .

Конечно, на практике нельзя осуществить совершенно одинаковые условия измерения, но в каждом случае стараются по возможности свести к минимуму число необходимых поправок.

3.3. Методика выполнения работы

3.3.1. Принадлежности:

а) газоразрядный счетчик Гейгера-Мюллера, б) пересчетный прибор ПС02-5, в) источник высоковольтного питания ИВН-2,5, г) источники радиоактивного излучения.

3.3.2. Порядок выполнения работы.

- Включить установку и дать ей прогреться 15 мин.
- Провести измерение скорости счета для фона, эталона и неизвестного препарата.
- Рассчитать время измерения для фона, эталона и неизвестного препарата, обеспечивающего точность 1%.
- Рассчитать оптимальное время измерения фона для получения заданной точности.
- Провести сериями измерения числа импульсов для фона, эталона и неизвестного препарата в течение рассчитанного времени. Данные всех измерений внести в таблицу 3.1.

Таблица 3.1.

№, П/П	t_{ϕ}	n_{ϕ}	\bar{Z}_{ϕ}	$t_{эм}$	$n_{эм}$	$\bar{Z}_{эм}$	t_x	n_x	\bar{Z}_x	A_x
1										
2										
3										
...										

- Вычислить абсолютный коэффициент счета по формуле $K = \frac{Z_{эм}}{A_{эм}}$.
- Определить активность препарата A_x (активность эталона $A_{эм}=0,2$ мкКюри).

3.4. Вопросы для самопроверки.

- Закон радиоактивного распада в дифференциальной и интегральной формах.
- Физический смысл константы распада λ .
- Пусть имеется цепочка распадов $B \xrightarrow{\lambda_1} C$, $C \xrightarrow{\lambda_2} D$. Написать систему дифференциальных уравнений, описывающих число частиц $N_B(t)$, $N_C(t)$.



- Найти вероятность того, что за время Δt произойдет n распадов ядер, имеющих константу распада λ (число ядер равно N). Предположить, что $\frac{1}{\lambda} \gg \Delta t$ (период полураспада много больше, чем промежуток времени измерения).
- Что такое вековое уравнение равновесия?

3.5. Литература.

- Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика: т.1 Физика атомного ядра-М.; Энергоатомиздат, 1993 г, 616 с.



4. Определение константы распада изотопов по длине пробега альфа-частиц

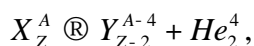
4.1. Цель работы

- Изучение основных особенностей альфа-распада.
- Определение характеристик радиоактивных изотопов по длине пробега альфа-частиц в воздухе.

4.2. Краткое теоретическое введение

4.2.1. Основные характеристики альфа-распада.

Альфа-частицы представляют собой ядра атома гелия, возникающие при самопроизвольном радиоактивном распаде ядра X_Z^A по схеме



(X_Z^A – материнское ядро, Y_{Z-2}^{A-4} – дочернее ядро), а также в различных ядерных реакциях.

Материнское ядро может испустить альфа-частицу, если выполнено энергетическое условие $M(X_Z^A) \geq M(Y_{Z-2}^{A-4}) + m_\alpha$ и соблюдаются правила отбора по полному моменту количества движения, импульсу, изотопическому спину, пространственной четности.

Главными характеристиками альфа-распада являются энергия распада, кинетическая энергия вылетающих альфа-частиц E_α , вероятность распада λ и связанные с ней среднее время жизни радиоактивных ядер τ и период полураспада $T_{1/2}$ $\left(I = \frac{1}{t} = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \right)$.

Спектр альфа-частиц (распределение частиц по энергиям) для большинства альфа-радиоактивных элементов моноэнергетический, но для некоторых ядер наблюдается тонкая структура, связанная с испусканием нескольких групп моноэнергетических альфа-частиц с меньшими энергиями, а иногда появляются так называемые длиннопробежные частицы, имеющие большие энергии по сравнению с основной группой альфа-частиц. Испускание основной группы альфа-частиц с одной определенной энергией соответствует энергетическим переходам между основными состояниями исходного и конечного ядер. Тонкая структура спектра проявляется, когда происходит переход из основного состояния исходного ядра в одно из возбужденных состояний конечного ядра. Длиннопробежные альфа-частицы появляются, когда происходит переход из возбужденного состояния исходного ядра в основное состояние конечного ядра.

Экспериментальные измерения показали, что кинетические энергии испускаемых альфа-частиц естественных радиоактивных изотопов в основном лежат в пределах от 4МэВ до 9МэВ, т.е. изменяются в небольших пределах (не более, чем в 2,5 раза), в то время как периоды полураспада $T_{1/2}$ охватывают очень большой диапазон: $3 \cdot 10^{-7} \text{ с} < T_{1/2} < 5 \cdot 10^{15} \text{ лет}$. Связь между этими величинами экспериментально была установлена Гейгером и Нэттолом:

$$\lg I = A \cdot \lg R_\alpha + B, \quad (4.1)$$

где R_α – пробег альфа-частицы, A и B – постоянные.

Это соотношение можно записать в другой форме:

$$\lg I = A' \cdot \lg E_\alpha + B', \quad (4.2)$$

поскольку пробег альфа-частиц R_α и ее кинетическая энергия E_α связаны степенной функцией.



Из этих эмпирически установленных закономерностей следует, что при небольших изменениях энергии вылетающих альфа-частиц для различных радиоактивных ядер происходит колоссальное изменение вероятности распада. Как это объяснить?

С классической точки зрения альфа-распад не возможен, так как вылету альфа-частиц из ядра препятствует кулоновский барьер много больший кинетической энергии вылетающих альфа-частиц. Но альфа-распад сугубо квантовый эффект. Квантовомеханический расчет показывает, что при любой конечной высоте и ширине потенциального барьера падающая на нее заряженная частица имеет конечную вероятность «просочиться» сквозь барьер за счет так называемого туннельного перехода.

Основываясь на этом, теория альфа-распада дает связь между вероятностью распада и кинетической энергией вылетающей альфа-частицы, которая объясняет сильную зависимость этих величин между собой. Даже небольшое изменение энергии приводит к резкому изменению λ , т.е. периода полураспада. Именно поэтому энергии вылетающих альфа-частиц жестко ограничены. Альфа-частицы с энергиями выше 9 МэВ вылетают практически мгновенно, а с энергиями ниже 4 МэВ живут в ядре так долго, что распад не удается зарегистрировать.

Установленная связь между энергией альфа-частиц и вероятностью распада позволяет по измеренному пробегу найти характеристики радиоактивного изотопа E_α , $T_{1/2}$, по которым можно идентифицировать исследуемый элемент. Графическая зависимость между логарифмами величин R и λ для семейства урана приведена на рис. 4.1.

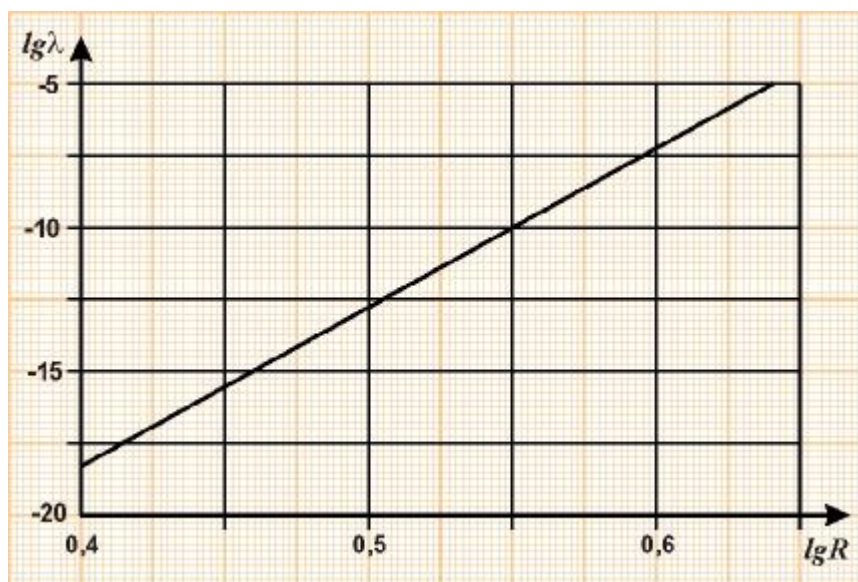


Рис.4.1. Закон Гейгера–Нэттола.

4.2.2. Взаимодействие альфа-частиц с веществом.

Проходя через вещество альфа-частицы теряют энергию. Основным механизмом потери энергии тяжелыми заряженными частицами, которыми являются и альфа-частицы, обусловлен кулоновским взаимодействием полей частиц с полем орбитальных электронов или с полем ядер атомов поглотителя. Первое из них приводит к ионизации и возбуждению атомов среды (неупругое взаимодействие с атомами), а второе – к упругому рассеянию частиц.

Квантовомеханическое рассмотрение процесса торможения заряженных частиц за счет потерь энергии на возбуждение и ионизацию атомов приводит к следующему выражению для потерь энергии на единице длины пути:



$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4p \cdot z^2 e^4}{m_e v^2} n \left[\ln \frac{2m_e v^2}{I} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right], \quad (4.3)$$

Здесь E – кинетическая энергия частицы, e – заряд электрона, m_e – масса электрона, z – атомный номер налетающей частицы, $n = NZ$ – число электронов в единице объема, N – число атомов в единице объема, Z – атомный номер поглотителя, $I = 13,6 Z$ – средний потенциал ионизации атомов поглощающего вещества, $\beta = v/c$, v – скорость частицы, c – скорость света в вакууме. Это выражение известно как формула Бёте-Блоха.

Зависимость dE/dx от энергии частиц, представлены на рис. 4.2.

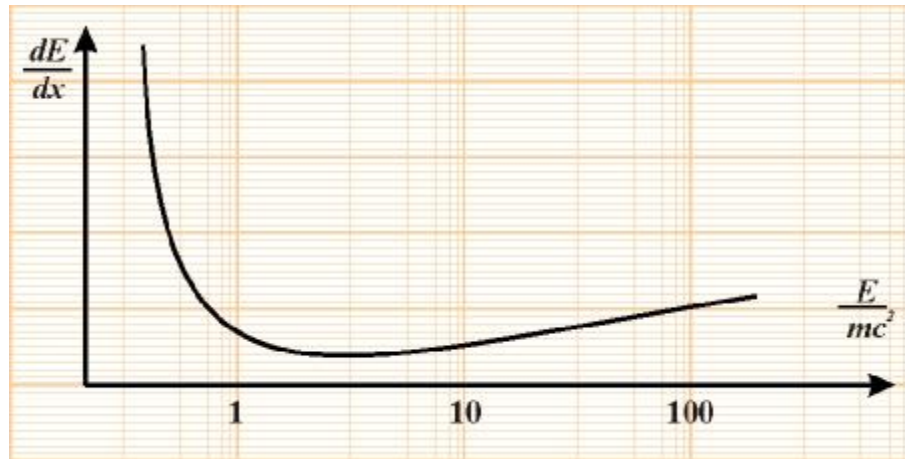


Рис.4.2. Зависимость ионизационных потерь от энергии частиц.

Слагаемые $[-\ln(1 - \beta^2) - \beta^2]$ дают свой вклад в формулу для релятивистских частиц (для частиц со скоростями близкими к скорости света или кинетическими энергиями, превышающими энергию покоя mc^2). В релятивистской области энергий кривая зависимости dE/dx от энергии проходит через минимум, после которого потери энергии частицей медленно возрастают. Поскольку энергия покоя для альфа-частиц ~ 3700 МэВ, то мы эти члены можем не учитывать и вести расчет ионизационных потерь энергии по формуле

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4p \cdot z^2 e^4}{m_e v^2} N \cdot Z \cdot \ln \frac{2m_e v^2}{I}, \quad (4.4)$$

Из нее следует, что удельные потери энергии заряженными частицами пропорциональны квадрату заряда частицы, концентрации электронов в среде, некоторой функции от скорости частицы и не зависят от массы частицы m , т.е.

$$-\frac{dE}{dx} \sim z^2 \cdot n \cdot j(v),$$

Для альфа-частиц радиоактивных изотопов влияние логарифмической функции v и потенциала ионизации $I = I_0 Z$ невелико. Поэтому в этом диапазоне энергий зависимость dE/dx от скорости частицы в основном определяется множителем $1/v^2$, и потери энергии dE/dx практически пропорциональны произведению NZ , т.е. электронной плотности поглотителя.

Упругое рассеяние – это такой процесс взаимодействия двух частиц, при котором суммарная кинетическая энергия обеих частиц сохраняется и происходит лишь перераспределение ее между частицами. При этом сами частицы изменяют направление своего движения, т.е. происходит процесс рассеяния.

Проходя через вещество, альфа-частицы не рассеиваются на электронах среды из-за своей большой массы ($m_\alpha = 7350m_e$). Столкновения с ядрами, напротив могут привести к их значительному рассеянию.

Упругое рассеяние заряженной частицы на тяжелом ядре описывается формулой Резерфорда



$$N(q) = \frac{1}{4} N n d \left(\frac{z Z e^2}{m v^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \left(\frac{q}{2} \right)}, \quad (4.5)$$

где $N(\theta)$ – число частиц, рассеянных в единице телесного угла под углом θ ; N – число частиц, падающих на 1 см^2 мишени в 1с; n – число ядер в 1 см^3 мишени; Z – заряд ядра-рассеивателя; z – заряд частицы; m – масса частицы; v – ее скорость.

В формуле Резерфорда не учитывается экранирование ядра атомными электронами. Это экранирование является существенным для малых углов рассеяния, когда частица пролетает на больших расстояниях от ядра. Поэтому для очень малых углов рассеяния формула должна быть уточнена.

С другой стороны, при малых прицельных параметрах (большие углы рассеяния) между частицей и ядром помимо кулоновских сил могут действовать ядерные силы, которые приведут к отступлениям от формулы Резерфорда.

При выводе формулы (4.5) предполагалось, что масса налетающей частицы значительно меньше массы ядра. В этом случае процесс рассеяния удобно рассматривать в лабораторной системе координат. В общем случае рассеяния частиц со сравнимыми массами лучше использовать систему центра инерции. При этом формула, описывающая рассеяние, оказывается такой же, как в случае $m \ll M$, с той лишь разницей, что вместо угла θ должен стоять угол θ' и вместо m приведенная масса $m = \frac{m \cdot M}{m + M}$. Скорость относительного движения

частиц в обеих системах координат одинакова.

В случае кулоновского рассеяния двух одинаковых частиц (например, рассеяние α -частиц на гелии) приходится учитывать два эффекта, связанные с тождественностью частиц:

1. Из-за одинаковости частиц нельзя отличить случаи рассеяния на углы θ и $\pi/2 - \theta$, что приводит к увеличению вероятности рассеяния.
2. Существует так называемый квантовомеханический эффект обмена, связанный с неразличимостью обеих частиц. Суть его заключается в том, что волны, описывающие движение рассеянной частицы и ядра отдачи, интерферируют между собой. Результат интерференции зависит от спина частиц.

Учет всех этих эффектов приводит к формулам Мотта, которые хорошо подтверждаются экспериментально.

В результате всех этих взаимодействий частицы со средой, через которую она проходит, она постепенно теряет энергию. Пробег частицы R можно определить как расстояние, которое она проходит до момента полной потери кинетической энергии.

$$R = \int_{E_a}^0 \frac{dE}{\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{полн}}} = \int_0^{E_a} \frac{dE}{\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{полн}}}, \quad (4.6)$$

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

Для альфа-частиц радиоактивных изотопов

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ион}} \gg \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{упр}}$$

Поэтому

$$R = \int_0^{E_a} \frac{dE}{\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ион}}} = a E_a^{3/2}, \quad (4.7)$$



Эта зависимость длины пробега тяжелой частицы от энергии носит название закона Гейгера.

Характерной особенностью альфа-частиц является то, что их траектории в веществе представляют собой прямые линии, что хорошо видно по их трекам в камере Вильсона.

Поэтому зависимость числа монохроматических частиц N_α , прошедших через поглотитель, от толщины слоя поглотителя должна иметь форму кривой 1 на рис. 4.3.

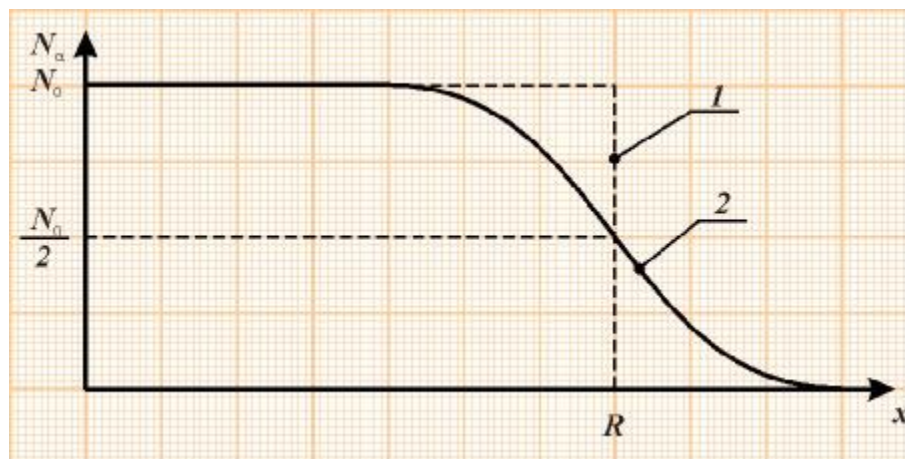


Рис.4.3. Распределение пробегов альфа-частиц.

Экспериментальная кривая, которая обозначена номером 2 на рис.4.3, в целом совпадает с расчетной, за исключением конечного участка. Это отличие возникает вследствие статистического характера потери энергии, не учитывавшегося при выводе формулы (4.4). Причины разброса пробегов частиц, первоначально имевших одинаковую энергию, состоят в следующем:

- Флуктуация числа атомов, которые на своем пути встречает альфа-частица;
- Перезарядка альфа-частиц в процессе ее движения через среду, так как к альфа-частице могут примкнуть один или два электрона, что уменьшает ионизирующую способность альфа-частицы.

Таким образом, этот процесс носит статистический характер

По кривой 2 на рис.4.3. можно найти средний пробег R_{cp} , на котором скорость счета N_0 уменьшается вдвое. Для пробега альфа-частиц в воздухе найдено следующая эмпирическая зависимость (для E_α порядка 4÷10 МэВ)

$$R_{cp} = 0,32 \cdot E_\alpha^{\frac{3}{2}}, \quad (4.8)$$

где R_{cp} – пробег в см, E_α – начальная энергия альфа-частицы в МэВ.

Формула (4.8) была экспериментально получена при температуре воздуха $t=15^\circ\text{C}$ и давлении 760 мм. рт. ст.

Из формулы (4.4) следует, что ионизационные потери прямо пропорциональны плотности вещества $r \sim NZ$. Поэтому фактически начальная энергия альфа-частицы определяет произведение длины пробега на плотность воздуха r . Отсюда следует, что энергию альфа-частиц можно определить по их пробегу в среде либо меняя пройденный путь при фиксированной плотности вещества r , либо меняя плотность вещества r при фиксированном расстоянии между источником частиц и детектором.

В данной работе используется вторая из названных возможностей, а именно, снимается кривая зависимости числа альфа-частиц N_α как функция давления P воздуха в камере при фиксированном расстоянии источника альфа-частиц от детектора.

Очевидно, что полученная при этом зависимость $N_\alpha(P)$ по форме совпадает с зависимостью $N_\alpha(x)$, изображенной на рис.4.3. кривой 2.



4.2.3. Сцинтилляционный детектор.

В данной работе изучение альфа-радиоактивных ядер производится с помощью сцинтилляционного счетчика.

Попадая в вещество заряженные частицы, теряют свою энергию на возбуждение и ионизацию атомов. Возникающее при снятии возбуждения излучение обычно поглощается средой и, в конечном итоге, переходит в тепло. Только в сцинтилляторах излучение может выйти из среды в виде световой вспышки. Наблюдение вспышек (сцинтилляций) с помощью микроскопа было известно давно и являлось старейшим методом регистрации ядерных излучений. Но этот метод малоэффективен и со временем он был оставлен. Он вновь возродился с появлением фотоэлектронных умножителей.

Современный сцинтилляционный детектор состоит из двух основных элементов: сцинтиллятора и фотоэлектронного умножителя (ФЭУ).

Сцинтилляторами называют вещества, которые под действием ионизирующих излучений испускают фотоны в видимой или ультрафиолетовой области спектра. В световую энергию преобразуется только часть энергии частицы, потерянной в сцинтилляторе. Количественной характеристикой процесса преобразования энергии является конверсионная эффективность сцинтиллятора, определяемая как доля потерянной частицей в сцинтилляторе энергии, преобразованная в свет. Это доля невелика и составляет обычно несколько процентов от энергии частицы.

Необходимое условие, которому должен удовлетворять сцинтиллятор, – это прозрачность к собственному излучению. Только при этом условии возникшие в объеме сцинтиллятора фотоны смогут выйти из сцинтиллятора и будут зарегистрированы. Иначе говоря, спектр испускания сцинтиллятора должен быть смещен относительно спектра поглощения.

Распределение во времени фотонов, испускаемых сцинтиллятором, определяется временем жизни возбужденных состояний атомов или молекул сцинтиллятора. В большинстве случаев высвечивание возбужденных состояний происходит по экспоненциальному закону: $I = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}}$,

где I – интенсивность высвечивания, t – среднее время высвечивания, которое для различных сцинтилляторов колеблется от 10^{-5} до 10^{-9} с.

Механизм высвечивания сцинтиллятора тесно связан с атомно-молекулярной структурой вещества.

Сцинтилляторы разделяют на три основные группы: неорганические, органические и газовые. Они могут быть в виде монокристаллов или в виде растворов, жидких и твердых (пластмассы).

Обычно в качестве неорганических сцинтилляторов используются ионные кристаллы – активированные монокристаллы галогенидов щелочных металлов $NaI(Tl)$, $CsI(Tl)$, $LiI(Eu)$, а также $ZnS(Ag)$ и др. В этих кристаллах активаторами служат таллий, европий и серебро, их назначение – сдвиг спектра испускания относительно спектра поглощения.

Органические сцинтилляторы используются как в виде монокристаллов, так и в виде растворов. Примером монокристаллов являются антрацен, стильбен, толан. В качестве растворителей в жидких растворах обычно используются ксилол или толуол, в твердых – полистирол. Сцинтиллирующей добавкой может служить р-терфенил, но часто используют смесь различных сцинтилляторов.

Газовыми сцинтилляторами являются инертные газы, а также их смеси с водородом и азотом.

Выбор типа сцинтиллятора определяется поставленной задачей и связан с его характеристиками.



Наибольшая конверсионная эффективность у неорганических сцинтилляторов (у NaI(Tl) – 8%), время высвечивания для них $\sim(10^{-7}-10^{-6})$ с; у органических сцинтилляторов конверсионная эффективность меньше $\sim(1-2)\%$, зато время высвечивания $\sim(10^{-9}-10^{-8})$ с.

Монокристаллы NaI(Tl) и LiI(Tl) гигроскопичны и должны находиться в герметичной упаковке – контейнерах с прозрачными окнами. В связи с этим использовать их для регистрации тяжелых заряженных частиц нецелесообразно. Для их регистрации удобен кристалл CsI(Tl) , он влагоустойчив и не требует защитной упаковки. Монокристалл NaI(Tl) находит широкое применение в гамма-спектрометрии, чему способствует большой атомный номер вещества и возможность получения кристаллов больших размеров. Кристалл LiI(Tl) , обогащенный Li^6 , является хорошим детектором нейтронов.

Органические сцинтилляторы находят широкое применение в экспериментах, требующих высокого временного разрешения. Наличие водорода в составе сцинтиллятора позволяет производить регистрацию быстрых нейтронов по протонам отдачи. Большим преимуществом органических растворов является то, что их можно использовать в каких угодно больших объемах и любых формах.

Теперь перейдем к рассмотрению другого элемента сцинтилляционного счетчика – фотоэлектронного умножителя. На рис.4.4 показана принципиальная схема включения сцинтилляционного детектора.

Фотоэлектронный умножитель совмещает свойства фотоэлемента и усилителя тока с большим коэффициентом усиления. ФЭУ состоит из фотокатода, диафрагмы, динодов или эмиттеров и анода. Вся система размещается в стеклянном баллоне с высоким вакуумом, необходимым для свободного движения электронов.

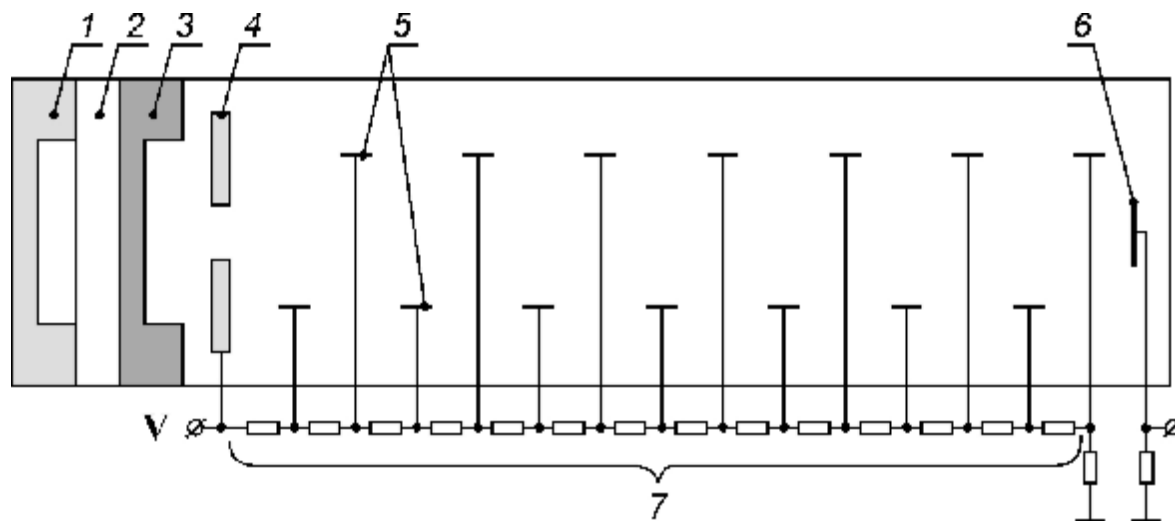


Рис.4.4. Схема подключения сцинтилляционного детектора.

1 – сцинтиллятор, 2 – световод, 3 – фотокатод, 4 – диафрагма,
5 – диноды, 6 – анод, 7 – делитель напряжения.

С помощью делителя напряжения к электродам ФЭУ приложено высокое напряжение, причем потенциалы электродов возрастают от катода к аноду.

Под действием светового импульса, возникающего в сцинтилляторе, из фотокатода ФЭУ вырываются электроны (фотоэлектроны). В качестве фотокатода используют полупрозрачные сурьмяно – цезиевые покрытия на внутренней стороне стеклянного баллона. Эти фотоэлектроны размножаются динодной системой за счет вторичной электронной эмиссии, так что на анод ФЭУ приходит в $\sim 10^6$ раз большее число электронов, и снимаемый с анода электрический импульс имеет обычно амплитуду в несколько единиц или десятков вольт.

Сцинтиллятор может либо непосредственно примыкать к входному окну ФЭУ, либо соединяться с ФЭУ при помощи специальной оптической системы – световода, когда



возникает необходимость в пространственном разделении этих составных частей детектора. Сцинтилляционный детектор может быть не только счетным прибором, но и спектрометром, поскольку амплитуда импульса на выходе ФЭУ связана с величиной энергии, оставленной частицей в сцинтилляторе.

4.3. Методика выполнения работы

4.3.1. Описание установки.

Схема установки для определения пробега альфа-частиц в газах показана на рис.4.5.

В вакуумную камеру 1 помещается радиоактивный источник 2. Альфа-частицы регистрируются с помощью сцинтиллятора 3. Попадая на сцинтиллятор, альфа-частицы вызывают в нем световую вспышку, которая в свою очередь регистрируется фотоумножителем (ФЭУ) 4. Наполняя газом откачанную вакуумную камеру с помощью крана «натекания» 7, снимается зависимость скорости счета альфа-частиц (показания пересчетного устройства 6) от давления газа в камере (показания вакуумметра 8).

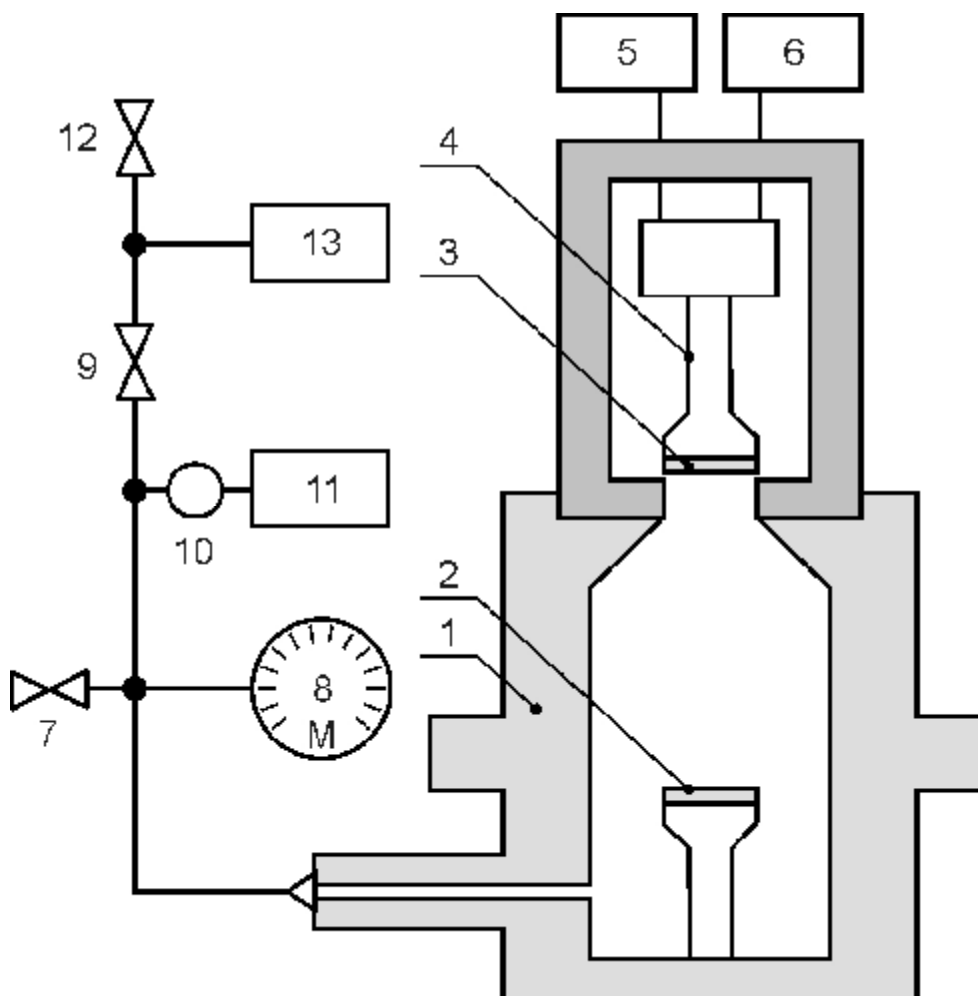


Рис.4.5. Схема установки.

- 1 – вакуумная камера;
- 2 – источник альфа-излучения;
- 3 – сцинтиллятор;
- 4 – фотоэлектронный умножитель;
- 5 – высоковольтный стабилизирующий блок питания;



- 6 – пересчетное устройство;
- 7 – натекагель газа;
- 8 – вакуумметр ВО 1227;
- 9 – ВЕНТИЛЬ 1;
- 10 – ионизационный манометрический преобразователь;
- 11 – вакуумметр ВИТ-2;
- 12 – ВЕНТИЛЬ 2;
- 13 – вакуумный насос.

4.3.2. Подготовка установки к измерениям.

- Перед включением установки необходимо проверить закрыты ли вентили 1,2 и натекагель.
 - Ручкой «ВКЛ НАСОС», расположенной на верхней панели стойки, включить вакуумный насос.
 - Открыть ВЕНТИЛЬ 1.
 - Включить вакуумметр ВИТ-2:
 - включить тумблер «СЕТЬ» (загорится индикаторная лампа – «СЕТЬ»),
 - переключатель «ИЗМЕРЕНИЕ–ТОК НАГРЕВАТЕЛЯ» переключить в положение «ТОК НАГРЕВАТЕЛЯ» и по нижней шкале прибора регулировкой резистора «ТОК НАГРЕВАТЕЛЯ» установить 122 мА,
 - установить переключатель «ИЗМЕРЕНИЕ–ТОК НАГРЕВАТЕЛЯ» в положение «ИЗМЕРЕНИЕ».
 - Включить блок питания ВСБП тумблером «СЕТЬ».
 - Включить пересчетное устройство ПС02-5.
 - Откачать камеру до вакуума $\sim 6 \cdot 10^{-2}$ мм. рт. ст.
 - Выключить вакуумметр ВИТ-2.
 - Закрыть ВЕНТИЛЬ 1.
 - Выключить вакуумный насос.
 - Открыть ВЕНТИЛЬ 2. Напустить воздух в насос.
 - Закрыть ВЕНТИЛЬ 2.
- Установка готова к измерениям.

4.3.3. Методика проведения эксперимента.

- Разарретировать вакуумметр ВО 1227. Для этого винт арретира (винт, предохраняющий трубчатую пружину стрелки и передаточного механизма от деформаций, возникающих при вакууммировании) на боковой стороне (справа) прибора повернуть до отказа против часовой стрелки. При этом стрелка, находящаяся ниже нулевой отметки, совершает перемещение вверх, а затем останавливается на 370 делениях.

ВНИМАНИЕ!
КАТЕГОРИЧЕСКИ ЗАПРЕЩАЕТСЯ ПОДАВАТЬ ДАВЛЕНИЕ В ЗААРРЕТИРОВАННЫЙ ПРИБОР.

- На барабане натекагеля установить 0,5 деления (барабаном изменяется скорость натекания газа в камеру).
- Снять (или ослабить) зажим с натекагеля.
- По мере поступления газа в камеру, стрелка вакуумметра поднимается вверх по шкале. Для того, чтобы зарегистрировать число альфа-частиц, долетевших от



источника до детектора, необходимо перекрыть натекаТЕЛЬ с помощью зажима. Данные снять с показаний пересчетного устройства после того, как стрелка вакуумметра остановится.

- Продолжить измерения при разных давлениях в камере, выполняя предыдущие два подпункта.
- После окончания эксперимента заарретировать вакуумметр.
- Отключить установку.

4.3.4. Порядок выполнения работы.

- Ознакомиться с установкой.
- Подготовить установку к работе, согласно 4.3.2.
- Провести измерения скорости счета альфа-частиц N_a , согласно 4.3.3. для разных давлений, начиная с давления $\sim 10^{-2}$ атм., соответствующего 370 делениям шкалы вакуумметра, до атмосферного давления (нулевое показание вакуумметра), которая дает скорость счета фона N_ϕ .

Показания вакуумметра π связаны с давлением в камере P формулой:

$$P = P_{атм} - 1,87 \cdot p, \quad (4.9)$$

где π — число делений вакуумметра, $P_{атм}$ — атмосферное давление в мм. рт. столба.

Число экспериментальных точек, а также число измерений скорости счета для каждого давления определяется преподавателем.

Данные занести в таблицу 4.1. Заполнить графы таблицы для N_a и N_0 .

Таблица 4.1.

Дел	N_a										\bar{N}_a	$N_0 = \bar{N}_a - \bar{N}_\phi$
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10		
370												
365												
360												
...												
0												

- Построить графическую зависимость $N_0(\pi)$.
- По графику найти π_{cp} , соответствующее уменьшению скорости счета N_0 в два раза по сравнению со скоростью счета при $\pi \sim 370$ делений.
- Рассчитать средний пробег R_{cp} по формуле:

$$R_{cp} = L \frac{T_0}{T_{атм}} \left(\frac{P_{атм} - 1,87 \cdot p_{cp}}{760} \right), \quad (4.10)$$

где $L=5$ см – расстояние от источника до детектора, π_{cp} – показание вакуумметра в делениях, $T_0=273^0+15^0$ – температура воздуха, а 760 – давление в мм. рт. столба, при которых работает формула (4.8), $P_{атм}$ – атмосферное давление в мм. рт. столба, $T_{атм}$ – температура в помещении. (для Алматы $P_{атм}=690$ мм. рт. ст.).

- По найденному значению R_{cp} , используя формулу (4.8), найти начальную энергию альфа-частиц E_a .
- По графику 4.1. найти константу I и период полураспада $T_{\frac{1}{2}}$.



- По $T_{\frac{1}{2}}$ и E_α идентифицировать радиоактивный альфа-источник

4.4. Вопросы для самопроверки.

- Основные эмпирические закономерности альфа-распада.
- Энергетический баланс и энергия альфа-распада.
- Спектр альфа-частиц, его объяснение.
- Теоретическое обоснование закона Гейгера-Нэттолла.
- Общая характеристика всех возможных видов взаимодействия заряженных частиц с веществом.
- Основные типы взаимодействия тяжелых заряженных частиц с веществом.
- Провести анализ формулы (4.3).
- Обосновать формулу (4.7) исходя из формулы (4.4).
- Средний и экстраполированный пробег. Причины, приводящие к разбросу пробегов.
- Прозрачность сцинтиллятора к собственному излучению. В каком случае она осуществляется?
- Сопоставление таких характеристик как световой выход, спектр излучения, время высвечивания для различных типов сцинтилляторов.

4.5. Литература.

1. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика: Теория элементарных частиц – М.: Наука, 1983 г.
2. Калашникова В.И., Козодаев М.С. Детекторы элементарных частиц. – М.: Наука, 1966 г., 408 с.
3. Немец О.Ф., Гофман Ю.В. Справочник по ядерной физике. – Киев, 1975 г.



5. Определение максимальной энергии бета излучения методом полного поглощения

5.1. Цель работы

- Изучение основных особенностей бета-распада;
- Изучение взаимодействия бета излучения с веществом;
- Эксперимент по определению максимальной энергии бета излучения радиоактивного препарата.

5.2. Краткое теоретическое введение

5.2.1. Основные закономерности бета-распада.

β -распад – это процесс самопроизвольного испускания лептонов (e^+ , e^- , ν_e , $\bar{\nu}_e$), при котором нестабильное ядро превращается в ядро-изобар с изменением заряда ядра на ± 1 . Есть три вида β -распада: β^- – распад, β^+ – распад, e -захват (электронный захват или К-захват). Происходящие внутри ядра при β -распаде процессы сводятся к следующим видам взаимного превращения нуклонов:



Таким образом, электроны, позитроны, нейтрино и антинейтрино не находятся в ядре, а рождаются в момент β -распада при переходе нуклона из одного состояния в другое.

Энергетическим условием возможности β^\pm – распадов является

$$E_{\text{расп}} = \{M_{\text{яд}}(A, Z) - M_{\text{яд}}(A, Z \pm 1) - m_e\}c^2 > 0, \quad (5.4)$$

а для электронного захвата:

$$E_{\text{расп}} = \{M_{\text{яд}}(A, Z) + m_e - M_{\text{яд}}(A, Z - 1)\}c^2 > 0, \quad (5.5)$$

где $E_{\text{расп}}$ – выделяющаяся в виде кинетической энергии продуктов распада энергия распада, $M_{\text{яд}}$ – массы ядер.

Однако в таблицах масс, получаемых методами масс-спектрометрии, приводятся не массы ядер, а массы нейтральных атомов. Поэтому с точностью до энергии химической связи электронов в атоме энергетические условия β -распада через массы нейтральных атомов будут выглядеть следующим образом

$$\beta^-: \quad E_{\text{расп}} = \{M_{\text{ат}}(A, Z) - M_{\text{ат}}(A, Z + 1)\}c^2 > 0, \quad (5.6)$$

$$\beta^+: \quad E_{\text{расп}} = \{M_{\text{ат}}(A, Z) - M_{\text{ат}}(A, Z - 1) - 2m_e\}c^2 > 0, \quad (5.7)$$

$$e\text{-захват}: \quad E_{\text{расп}} = \{M_{\text{ат}}(A, Z) - M_{\text{ат}}(A, Z - 1)\}c^2 > 0, \quad (5.8)$$

Из условий (5.7) и (5.8) видно, что e -захват энергетически более выгодный процесс, чем позитронный распад, так как при выполнении условия позитронного распада автоматически выполняется условие электронного захвата. Но, тем не менее, если выполняется условие для обоих типов распада, электронный захват становится заметным только для тяжелых ядер, у которых К-оболочка расположена ближе к ядру. Для легких элементов электронный захват затруднен вследствие малой плотности вероятности нахождения орбитального электрона внутри ядра.



Применение энергетических условий к массам нуклонов приводит к выводу о нестабильности свободного нейтрона. Протон в свободном состоянии стабилен и может превращаться в нейтрон только внутри ядра.

Энергетический спектр (распределение $e^{(\pm)}$ по энергиям) для β -распадов непрерывен. Его характерной особенностью является строго определенная величина максимальной кинетической энергии электронов (позитронов) E_e^{\max} . Она называется верхней границей β -спектра и равна энергии распада $E_{\text{расп}}$. Для объяснения непрерывности спектра потребовалось предположить, что в процессе $\beta^{(\pm)}$ -распадов, когда регистрируется только вылетающая β -частица, должна испускаться еще одна частица вследствие чего при распаде каждого ядра происходит различное перераспределение $E_{\text{расп}}$ между этой частицей и бета-частицей (в пренебрежении очень малой величиной кинетической энергии ядра отдачи). Эту частицу назвали нейтрино. Впервые гипотеза о существовании нейтрино была высказана Паули в 1931г. Существование и свойства нейтрино вытекают из законов сохранения

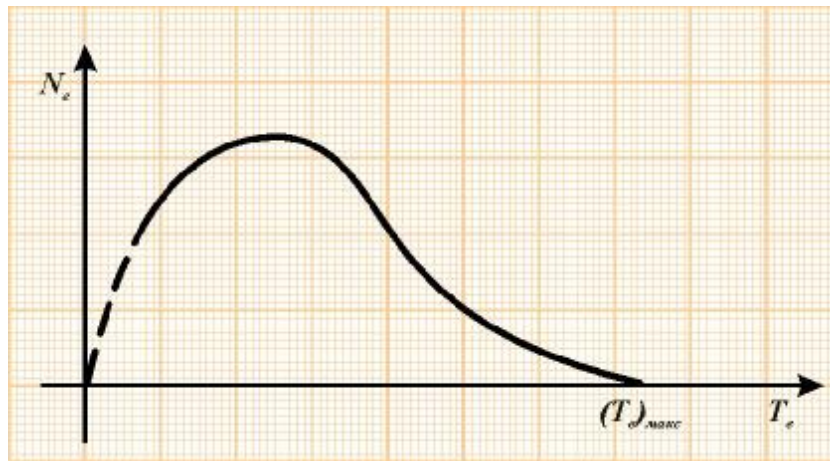


Рис. 5.1. Бета-спектр.

энергии, заряда, момента количества движения при β -распаде. Эта нейтральная частица с исчезающе малой массой и спином, равным $1/2$. Такая частица очень слабо взаимодействует с веществом, ее пробег твердой среде $\sim 10^{15}$ км. Лишь в 1956г Райнесу и Коэну удалось экспериментально подтвердить существование нейтрино и оценить сечение его взаимодействия с веществом ($\sigma \sim 10^{-43}$ см²). Типичный β -спектр представлен на рис. 5.1.

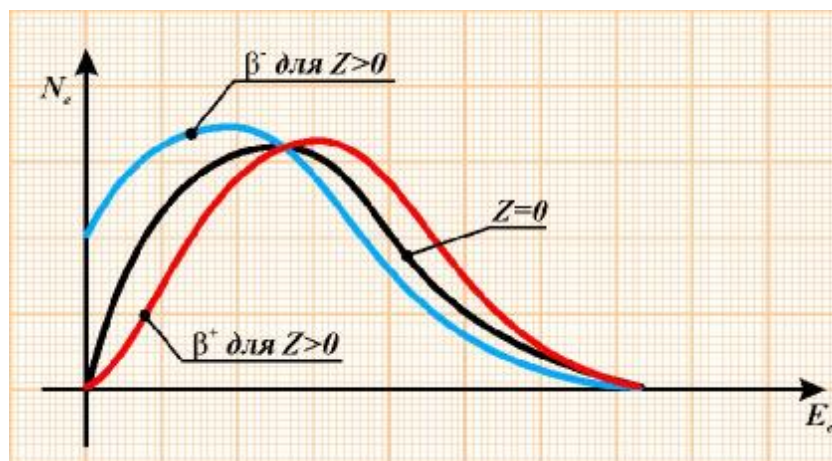


Рис. 5.2. Влияние заряда ядра Z на форму β -спектра при электронном и позитронном β -распадах.

На самом деле на форму β -спектра влияют различные факторы. Кулоновское взаимодействие электронов (позитронов) с полем ядра вносит заметные искажения в форму β -спектра, которые особенно существенны для частиц с малой энергией, т.е. в начале



спектра. Максимум кривой распределения смещается (в сторону малых энергий для электронов и больших энергий для позитронов). Торможение вылетающих бета-частиц кулоновским полем ядра приводит к тому, что максимальная энергия бета-спектра тоже несколько смещается (в сторону меньших энергий для электронов и больших энергий для позитронов). При этом смещение тем больше, чем больше заряд ядра (рис. 5.2).

В отличие от электронного и позитронного распада, при e -захвате энергия перехода распределяется между двумя частицами: ядром-продуктом и нейтрино. Так как ядро, обладая большой массой, уносит чрезвычайно малую долю энергии, то практически вся энергия перехода уносится нейтрино. Поэтому спектр нейтрино при e -захвате монохроматический.

Форма β -спектра и время жизни β -активных ядер существенно зависят от величины полного момента количества движения, уносимого излучаемыми частицами. По закону сохранения момента количества движения:

$$\Delta \vec{I} = \Delta \vec{L} + \vec{S}_e + \vec{S}_n \quad (5.9)$$

Как показывает эксперимент, спин ядра изменяется на целое число \mathbf{h} , т.е. $\Delta I = 0, 1, 2, \dots$

Для большинства β -переходов $\Delta \vec{L} = \vec{l}_e + \vec{l}_n = 0$. Такие переходы имеют наибольшую вероятность и называются разрешенными. Они удовлетворяют правилам отбора Ферми или правилам отбора Гамова-Теллера. При этом осуществляется две возможности:

- электрон и нейтрино испускаются с противоположно-направленными спинами, $\vec{S}_e + \vec{S}_n = 0$, $\Delta I = 0$, ориентация спина у преобразующегося нуклона сохраняется, выполняется правило отбора Ферми.
- электрон и нейтрино испускаются с одинаково направленными спинами, $\vec{S}_e + \vec{S}_n = 1$, $\Delta I = 0, \pm 1$ (за исключением $0 \rightarrow 0$ – перехода), ориентация спина нуклона изменяется на обратную, выполняется правило отбора Гамова-Теллера.

С увеличением ΔL на единицу вероятность β -распада уменьшается почти в сто раз. Поэтому переходы, у которых $\Delta L = 1$, ($\Delta I = 1, 2$) называют запрещенными 1-го порядка, при $\Delta L = 2$ – запрещенными 2-го порядка и т.д. Чем выше порядок запрещения, тем менее вероятен переход, тем больше время жизни такого ядра.

Конечно, время жизни β -активного изотопа сильно зависит от энергии перехода. Чем больше энергия перехода, тем более вероятен переход, а следовательно, время жизни изотопа меньше. Для больших E_e^{\max} между средним временем жизни τ и E_e^{\max} наблюдается следующая зависимость: $\tau \sim (E_e^{\max})^{-5}$.

Кулоновский барьер при β -распаде, в отличие от α -распада, можно не обсуждать. Он есть лишь для позитронов, образовавшихся внутри ядра.

За β -распад ответственно слабое взаимодействие. Интенсивность слабых взаимодействий мала не только по сравнению с интенсивностью ядерного, но и электромагнитного взаимодействия. Времена жизни β -изотопов лежат в интервале $0,1\text{с}-10^{17}$ лет. Альфа-распад, за который ответственны ядерные силы, может происходить за времена существенно более короткие (до $3 \cdot 10^{-7}$ с). На малую интенсивность слабых взаимодействий указывает и большое время жизни нейтрона (~ 15 мин). Гамма-распад со сравнимой энергией выделения ($0,78$ МэВ) идет в среднем за 10^{-12} с.

В настоящее время установлено, что слабое взаимодействие осуществляется переносом (обменом) промежуточных бозонов – частиц большой массы, которые являются квантами слабого поля, как фотоны – квантами электромагнитного поля. Это W^\pm и Z – бозоны. Они открыты в 1983г в CERN (Европейская организация ядерных исследований, Швейцария).



5.2.2. Общая характеристика процессов взаимодействия бета-частиц с веществом.

Бета-частицы, проходящие через вещество, теряют энергию и отклоняются от своего первоначального направления, т.е. рассеиваются. Рассеяние может быть упругим и неупругим, взаимодействие может происходить с атомными электронами или с ядрами атомов.

Упругое рассеяние в поле ядер может быть однократным, кратным, многократным. Если толщина слоя мала, то происходит однократное рассеяние. Для больших толщин вещества получается кратное рассеяние, т.е. угол рассеяния обязан несколькими последовательным 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 $\sim 20^\circ$. Для еще больших толщин угловое распределение рассеянных электронов принимает вид $W(q) \sim \cos^2 q$. Средний угол рассеяния θ достигает максимальной величины $\theta_{\max} \approx 33^\circ$ и остается постоянным при дальнейшем увеличении толщины. Это случай полной диффузии, при этом появляются обратно рассеянные электроны.

Рассеяние в кулоновском поле ядра, сопровождаемое испусканием квантов с непрерывным спектральным распределением, является неупругим, а рожденное в таком процессе излучение называется тормозным. Возникающие при этом потери энергии называются радиационными. Для энергии электрона в области

$$mc^2 \ll E \ll 137mc^2 Z^{-1/3}$$

потери на излучение на единице пути равны

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{рад}} = NE \frac{Z(Z+1)}{137} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2, \quad (5.10)$$

где E – энергия падающего электрона, N – число атомов в 1 см^3 среды, Z – заряд ядра.

Вероятность образования тормозного излучения пропорциональна квадрату заряда ядра, поэтому радиационные потери энергии играют большую роль в тяжелых элементах.

Взаимодействие частицы с электронами атома приводит к передаче ему некоторой доли энергии, что приводит либо к ионизации атома, либо к его возбуждению. Эти процессы обладают равной по порядку величины вероятностью и обычно объединяются под общим названием ионизационных потерь энергии. Теория потерь энергии при неупругих соударениях с электронами тормозящей среды была разработана Бете. Выражение для ионизационных потерь энергии электронов дается в следующем виде:

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ион}} = \frac{4pe^4 N}{mv^2} Z \left\{ \ln \frac{mv^2 E}{2I^2(1-b^2)} - (2\sqrt{1-b^2} - 1 + b^2) \cdot \ln 2 + 1 - b^2 + \frac{1}{8} (1 - \sqrt{1-b^2})^2 \right\}, \quad (5.11)$$

где v – скорость падающего электрона, m и e – масса и заряд электрона, Z – заряд ядра, N – число атомов в 1 см^3 среды, I – средняя энергия возбуждения атома, E – кинетическая энергия падающего электрона, $b=v/c$.

Сравнение формул (5.10) и (5.11) показывает, что потери энергии на излучение и ионизацию имеют разный характер. Так, потери энергии на излучение пропорциональна Z^2 и увеличиваются с энергией линейно, в то время как потери на ионизацию пропорциональны Z и увеличиваются с энергией лишь логарифмически. Если E измерять в МэВ, то

$$\frac{\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{рад}}}{\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ион}}} \approx \frac{EZ}{800}, \quad (5.12)$$



Поэтому при больших энергиях электронов преобладают потери энергии на излучение. С уменьшением энергии электрона ионизация и возбуждение играют большую роль. Энергия, при которой потери на излучение и ионизацию становятся сравнимыми, называется критической.

$$E_{кр} \approx \frac{800}{Z} \text{ (МэВ)}. \quad (5.13)$$

5.2.3. Применение метода поглощения для определения энергии бета-излучения.

Важной величиной для анализа явлений, сопровождающих прохождение электронов через толстые слои вещества, является пробег. Пробег – это толщина слоя вещества, необходимая для полной остановки частицы, если первоначальное направление ее движения перпендикулярно к поверхности слоя вещества. Для тяжелых частиц эта величина более или менее определена, так как их траектории представляют прямые линии. Для электронов, вследствие многократного рассеяния в кулоновских полях ядер, путь электронов в веществе представляет ломаную линию. Наличие интенсивного рассеяния приводит к тому, что электроны с одинаковой начальной энергией, проходя в веществе равный путь, тем не менее, достигают разных глубин, так как траектории их различны. Пробеги электронов можно определять по кривым поглощения (рис. 5.3).

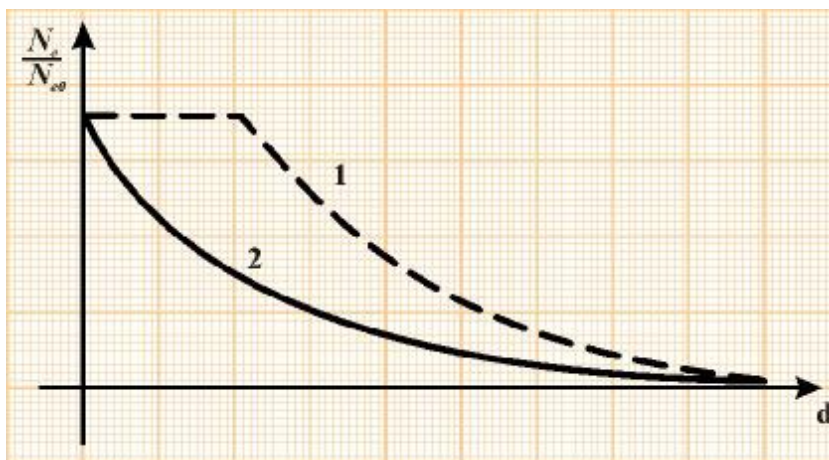


Рис. 5.3. Кривые поглощения моноэнергетических электронов (1) и бета-частиц с непрерывным спектром энергий (2).

N_e – число электронов, прошедших через поглотитель; N_{e0} – число электронов без поглотителя; d – толщина поглотителя.

Моноэнергетические быстрые электроны (кривая 1) первоначально проходят в поглотителе некоторое расстояние приблизительно по прямой линии, теряя небольшие количества энергии и испытывая при рассеянии лишь небольшие отклонения. По мере уменьшения энергии электронов их рассеяние становится более сильным: угловое распределение электронов относительно первоначального направления начинает приближаться к гауссовскому, характерному для многократного рассеяния. В дальнейшем угловое распределение становится настолько размытым, что их распространение можно рассматривать как диффузию. Поэтому число электронов, прошедших через фольгу в первоначальном направлении, имеет такой вид.

Кривые поглощения в случае β -излучения отличаются по форме от кривых поглощения для моноэнергетических электронов. Они имеют приблизительно экспоненциальный ход (рис.5.3, кривая 2) и являются результатом наложения множества кривых поглощения моноэнергетических электронов с энергией от нуля до максимальной:



$$N_e = N_{e0} e^{-\mu d}, \quad (5.14)$$

где μ – коэффициент ослабления.

Надо отметить, что в области малых и больших значений d наблюдается заметное отклонение от экспоненциального закона. Кроме того, конец кривой поглощения подходит к линии фона асимптотически. По такой кривой поглощения нельзя непосредственно определить пробег. Для определения пробега целесообразно построить данную кривую в полулогарифмическом масштабе. В этом случае можно выделить прямолинейную часть кривой поглощения, и точку пересечения продолжения линейной части кривой с осью абсцисс взять в качестве пробега электронов, отвечающих максимальной энергии β -частиц.

Теоретический расчет зависимости пробега электронов от первоначальной энергии весьма труден, поэтому эту зависимость устанавливают эмпирически, измеряя пробег электронов с известной энергией. Имеются калибровочные кривые «пробег–энергия». Кроме того, на их основе получены аналитические соотношения между пробегом электрона и его начальной энергией:

$$R = rd_m = [0,15E_e^{\max} - 0,0028] \text{ при } 0,03 \text{ МэВ} < E_e^{\max} < 0,15 \text{ МэВ}, \quad (5.15)$$

$$R = rd_m = 0,407(E_e^{\max})^{1,38} \text{ при } 0,15 \text{ МэВ} < E_e^{\max} < 0,8 \text{ МэВ}, \quad (5.16)$$

$$R = rd_m = [0,542E_e^{\max} - 0,133] \text{ при } 0,8 \text{ МэВ} < E_e^{\max} < 3 \text{ МэВ}, \quad (5.17)$$

где R – толщина в г/см^2 , необходимая для полного поглощения β -частиц, r – плотность алюминия, E_e^{\max} – максимальная энергия частиц в МэВ, d_m – толщина (см).

Эти соотношения позволяют определить максимальную энергию бета-спектра по экспериментально полученной толщине алюминиевого поглотителя, при которой произошло полное поглощение бета-частиц радиоактивного препарата.

Вообще то, верхнюю границу β -спектра можно определить, если снять энергетический спектр β -частиц. Для этой цели используются различного вида β -спектрометры (магнитные и сцинтилляционные). Однако эти методы требуют сложной аппаратуры и источников большой активности. Поэтому в тех случаях, когда нет необходимости с большой точностью оценивать верхнюю границу β -спектра, используют метод поглощения.

Кривую поглощения, т.е. зависимость числа зарегистрированных β -частиц от толщины пройденного ими поглотителя, необходимо снимать как можно более точно. С этой целью подбирают соответствующее время измерения для каждой точки кривой. Измерения следует проводить до тех пор, пока скорость счета не сравняется с фоном. Это будет свидетельствовать о том, что при данной толщине все β -частицы поглотились. При этом существенно заметить, что ввиду большой флуктуации фона, а также β -излучения вблизи границы, где β -частиц мало, последние точки кривой будут иметь сильный разброс. Для уменьшения разброса необходимо увеличить статистику измерения, т.е. увеличить время измерения каждой точки на столько, сколько позволяет лимит времени, выделенный в лаборатории для выполнения данной задачи. Особое внимание должно быть уделено измерению фона, который надо измерять до опыта и по его окончании. При обработке результатов измерения берется среднее значение фона.



5.3. Методика выполнения работы

5.3.1. Принадлежности:

а) счетчик Гейгера МСТ-4-торцевой; б) предусилитель на основе операционного усилителя К120УД7; в) усилитель на микросхеме К176ЛА9; г) источник высоковольтного питания (1500 В) ИНВ-2,5; д) пересчетное устройство ПСО2-5.

5.3.2. Порядок выполнения работы.

- Включить установку и дать ей прогреться 15 мин.
- Вычислить, какое число импульсов должно быть набрано в процессе измерения для обеспечения относительной среднеквадратичной погрешности скорости счета в 5% (погрешностью в измерении времени пренебречь).
- Измерить скорость счета фона Z_{ϕ} с погрешностью в 5%.
- Измерить скорость счета препарата вместе с фоном с погрешностью в 5% при различных толщинах поглотителей. Толщина одной пластины поглотителя равна 0,15 мм, плотность алюминия $\rho=2,7 \text{ г/см}^3$. Данные измерений внести в предлагаемую таблицу 5.1.

Таблица 5.1.

Количество пластин поглотителя, n	t ,	n	Z	$Z = Z - Z_{\phi}$
0				
1				
2				
3				
4				
5				
6				
7				
8				
9				
10				
11				
...				

- Еще раз измерить фон с погрешностью 5%.
- По полученным данным построить кривую поглощения в обычном $Z(n)$ и полулогарифмическом масштабе $\ln Z(n)$, где n – количество пластин. На графиках указать статистические ошибки измерений каждой точки.
- Определить толщину полного поглощения R из обоих графиков $Z(n)$ и $\ln Z(n)$ путем экстраполяции к уровню фона. Для этого провести дополнительное графическое построение первого графика $Z(n)$ (рис. 5.4).
- Из пересечения прямой, проведенной через точки А и В (т.е. две последние точки перед входом в коридор ошибки измерения скорости счета фона), с линиями $Z = Z_{\phi}$ и $Z = Z_{\phi} \pm \Delta Z_{\phi}$ определить толщину R и ΔR .

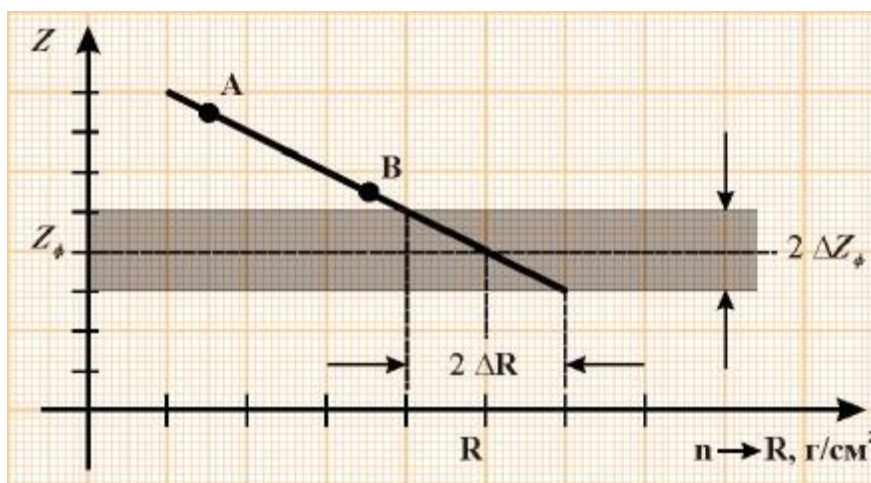


Рис. 5.4.

- Из второго графика $\ln Z(n)$ (рис.5.5) экстраполяцией линейного участка кривой на линию фона найти R , сравнить со значением, получаемым по точке пересечения конца кривой поглощения с линией фона.

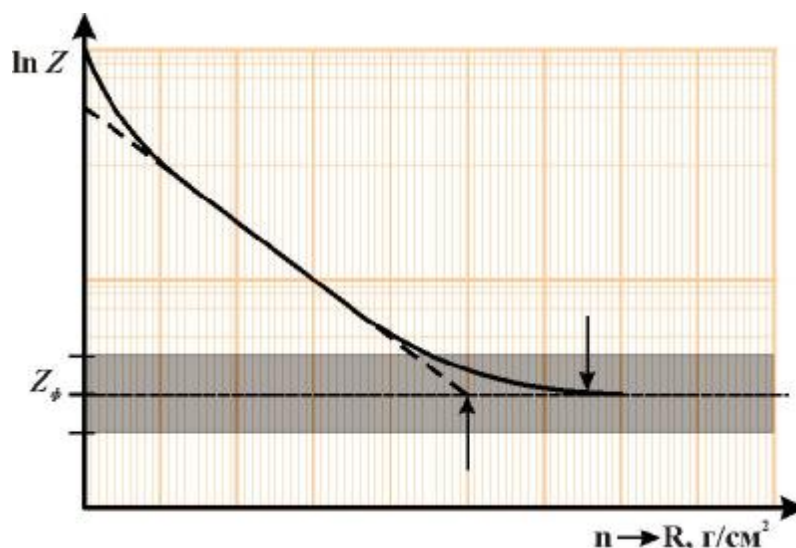


Рис. 5.5.

- Проанализировать полученные значения пробега электронов. После выбора определенного значения необходимо учесть 1) толщину слюдяного окошка торцевого счетчика Гейгера–Мюллера, равную 5 мг/см^2 ; 2) толщину пленки, которой закрыт источник, равную 1 мг/см^2 ; 3) слой воздуха между источником и счетчиком.
- По полученному значению R вычислить E_e^{max} по каждой из приведенных формул (5.15)–(5.17) и с учетом приведенных для них интервалов энергий выбрать истинное значение энергии.
- Рассчитать E_e^{max} , используя ту формулу, которая соответствует истинному значению E_e^{max} .

5.4. Вопросы для самопроверки.

- Почему для свободного нейтрона проходит реакция (5.1), а для свободного протона реакции (5.2) и (5.3) не идут?
- Почему спектр альфа – распада дискретен, а бета – распада – сплошной?



- Исходя из β -спектра рассчитать спектр нейтрино для β^\pm -распадов.
- Каков спектр нейтрино для электронного захвата? Изобразить графически.
- Охарактеризовать основные физические процессы поглощения электронов в веществе.
- Провести анализ вклада различных потерь энергии электронами β -радиоактивных ядер, понятие критическая энергия.

5.5. Литература.

1. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика: т.1 Физика атомного ядра-М.; Энергоатомиздат, 1993 г, 616 с.



6. Определение энергии гамма-излучения по поглощению в веществе

6.1. Цель работы

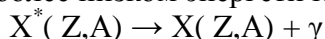
Изучение основных особенностей гамма-излучения и взаимодействия его с веществом. Определение энергии гамма-квантов радиоактивного изотопа по толщине половинного поглощения их в веществе.

6.2. Краткое теоретическое введение

6.2.1. Основные характеристики гамма-распада.

Гамма-излучение это электромагнитное излучение, возникающее при самопроизвольном переходе ядра из возбужденного состояния в состояние с меньшей энергией, т.е. по своей физической природе это коротковолновое электромагнитное излучение ядерного происхождения с энергией в пределах примерно от 10 кэВ до 5 МэВ ($10^{-10} \text{ м} \geq I_g \geq 2 \cdot 10^{-13} \text{ м}$)

Гамма переход возбужденного ядра $X^*(Z,A)$ с энергией E^* (в системе центра масс ядра) в ядро $X(Z,A)$, находящееся в более низком энергетическом состоянии с энергией E ,



происходит в соответствии с законами сохранения энергии и импульса

$$\Delta E = E_\gamma + T_{я.о} \quad O = \vec{P}_g + \vec{P}_{я.о.}, \quad (6.1)$$

где $\Delta E = E^* - E$, $T_{я.о.}$ и $P_{я.о.}$ – кинетическая энергия и импульс ядра отдачи соответственно. Оценка $T_{я.о.}$ с помощью (6.1.) показывает, что γ -квант уносит подавляющую часть энергии возбужденного ядра. Очевидно также, что спектр гамма-квантов дискретен.

Обычно γ -излучение сопровождает α - или β -распад, когда в результате ядерного превращения ядро-продукт образуется в возбужденном состоянии. Подобная ситуация встречается и при различных ядерных реакциях. При этом обычно энергия возбуждения ядра-продукта меньше энергии отделения нуклона или другой частицы и испускание γ -кванта является единственно возможным способом снятия возбуждения, если не считать конкурирующий с γ -излучением процесс внутренней конверсии. Верхняя граница энергии γ -кванта при α -распаде составляет 0,5 МэВ, при β -распаде ~ 3 МэВ. Энергии γ -квантов весьма различны, известны случаи, когда они составляют всего несколько килоэлектронвольт. Энергетический спектр γ -лучей в различных схемах распада бывает более или менее сложным. Например, радиоактивные изотопы ^{203}Hg и ^{137}Cs излучают одну γ -линию, ^{60}Co и ^{24}Na – две γ -линии. Во многих случаях γ -спектры, излучаемые атомными ядрами, содержат большое число монохроматических γ -линий (рис.6.1). Определение энергии γ -кванта дает возможность получить сведения об энергетических уровнях ядер.

Помимо энергии ядерные состояния характеризуются значениями спина и четности. Поэтому γ -переходы между ними также имеют определенные спин и четность. Законы сохранения требуют, чтобы

$$\vec{I}_n = \vec{I}_k + \vec{I}_g \quad \text{или} \quad |I_n - I_k| \leq I_g \leq I_n + I_k \quad (6.2)$$

$$P_n = P_k P_g \quad \text{или} \quad P_g = P_n P_k \quad (6.3)$$

Полный момент количества движения фотона \vec{I}_g равен векторной сумме его спина \vec{S}_g и орбитального момента \vec{L}_g : $\vec{I}_g = \vec{S}_g + \vec{L}_g$. Спин фотона равен единице. Поэтому полный



момент количества движения фотона I_g принимает целочисленные значения, начиная с единицы: $I_g=1,2,3\dots$ и называется дипольным, квадрупольным, октупольным и т.д. излучением. Отсюда $(I_g)_{min}=S_\gamma=1$. Для фиксированного I_g : $L_\gamma=I_g\pm 1, I_g$.

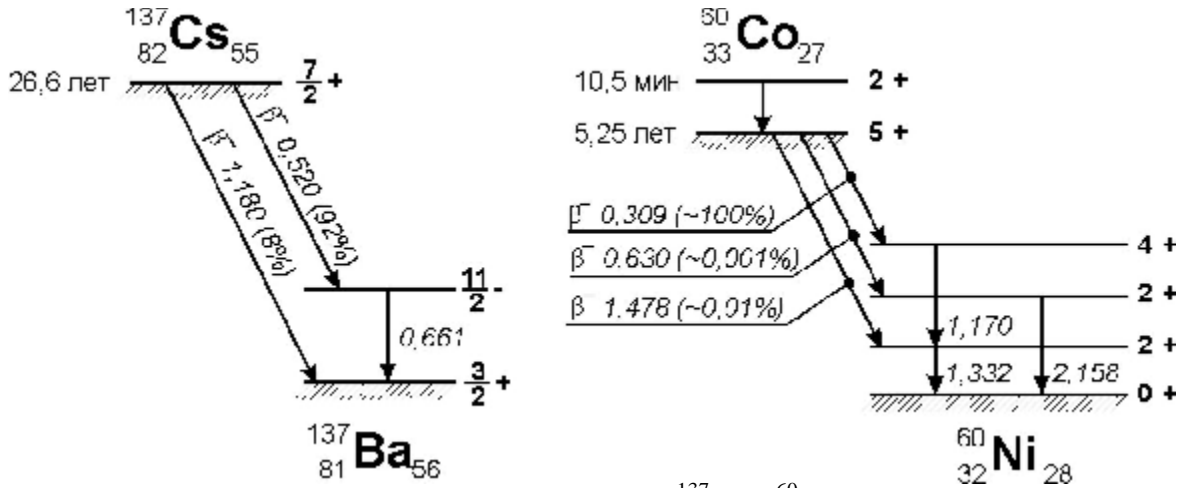


Рис. 6.1. Схемы распада ^{137}Cs и ^{60}Co .

Внутренняя четность фотона отрицательна. Полная четность фотона есть произведение его внутренней четности ($\pi_\gamma = -1$) и орбитальной четности $(-1)^L$.

$$P_g = p_g (-1)^{L_g} = (-1)^{L_g+1}, \quad (6.4)$$

Для фотонов с определенным I_g имеем разные L и, следовательно, разные четности:

$L=I\pm 1$ и $P=(-1)^L$ – электрические (E) фотоны

$L=I$ и $P=(-1)^{L+1}$ – магнитные (M) фотоны

Названия электрические и магнитные мультиполи связаны с причинами их возникновения. Если γ -излучение возникло вследствие перераспределения зарядов в излучающем ядре, то говорят об излучении электрических мультиполей, если же оно связано с перераспределением токов или спиновых и орбитальных магнитных моментов – об излучении магнитных мультиполей.

В зависимости от энергии перехода и порядка мультипольности вероятность γ -переходов изменяется в очень широких пределах. Электромагнитная теория (при $R \ll \lambda_\gamma$) дает оценку вероятности излучения тех или иных мультиполей:

$$W_{эл} \sim \frac{1}{I} \left(\frac{R}{D} \right)^{2I_g}, \quad W_{маг} \sim \frac{1}{D} \left(\frac{R}{D} \right)^{2(I_g+1)}, \quad (6.5)$$

где R – радиус ядра, D – длина волны испускаемого излучения. Условию $R/D \ll 1$ отвечают γ -переходы даже в случае самых тяжелых ядер с энергией $E_\gamma < 10$ МэВ. Из соотношений (6.5) следует, что

$$\frac{W(E, I_g+1)}{W(E, I_g)} = \frac{W(M, I_g+1)}{W(M, I_g)} \approx \left(\frac{R}{D} \right)^2 \ll 1 \quad (6.6)$$

$$\frac{W(M, I_g)}{W(E, I_g)} \approx \left(\frac{R}{D} \right)^2 \ll 1 \quad (6.7)$$

Из (6.6) и (6.7) видно, что с ростом I_g вероятность радиационного перехода сильно падает, причем при данном I_g вероятность магнитного перехода много меньше вероятности электрического перехода. Следовательно, главную роль в радиационном переходе между двумя состояниями ядра играют электрические и магнитные мультиполи с наименьшими значениями I_g , удовлетворяющие правилам отбора по моменту и четности.

$$(I_E)_g = |I_n - I_k|, \quad (I_M)_g = |I_n - I_k| + 1 \quad (6.8)$$



Наиболее разрешенным является электрический дипольный переход. Следующим по разрешенности является электрический квадрупольный и магнитный дипольный переход.

Кроме правил отбора по спину и четности, гамма-переходы должны удовлетворять правилам отбора по изотопическому спину. Эти правила имеют следующий вид для гамма-излучения любой мультипольности;

$$\Delta T = T_H - T_K = 0, \pm 1, \quad \Delta T_3 = 0 \quad (6.9)$$

Здесь T_H и T_K – изотопический спин начального и конечного состояний ядра, T_3 – проекция изотопического спина. Равенство $\Delta T_3 = 0$ означает сохранение электрического заряда, $\Delta T = \pm 1$ свидетельствует о том, что в электромагнитных взаимодействиях нарушается закон сохранения изоспина.

Таким образом, вероятность γ – переходов зависит от энергии перехода, порядка мультиплетности излучения, изменения изотопического спина ядра в процессе перехода, что приводит к тому, что величина времени жизни ядра в возбужденном состоянии изменяется в очень широком диапазоне от 10^{-17} с до многих лет. Долгоживущие состояния возбуждения называются метастабильными, а соответствующие ядра – изомерами. Как правило, метастабильные уровни энергий появляются тогда, когда спины исходного и конечного ядра сильно отличаются друг от друга, например, $\Delta I \geq 4$. (Примером ядра – изомера является ^{60}Co , рис. 6.1).

6.2.2. Взаимодействие гамма-излучения с веществом.

При прохождении γ -излучения через вещество происходит ослабление интенсивности пучка γ -квантов, что является результатом их взаимодействия с атомами вещества. Практически, в диапазоне энергий радиоактивных препаратов (0,05–3) МэВ, наиболее существенными являются три процесса взаимодействия фотонов с веществом: фотоэффект, комптоновское рассеяние и образование пары электрон и позитрон.

Фотоэффект означает вырывание связанных электронов под действием электромагнитного излучения, которое может произойти, если энергия кванта больше энергии связи какого-либо электрона оболочки атома. При этом энергия фотона целиком поглощается атомом. Из закона сохранения энергии следует

$$E_e = E_g - I - E_{Я}, \quad (6.10)$$

здесь E_e – энергия фотоэлектрона, I – потенциал ионизации соответствующей оболочки, $E_{Я}$ – энергия отдачи ядра. Величина энергии отдачи ядра обычно мала вследствие того, что масса ядра значительно больше массы электрона. Поэтому

$$E_e = E_g - I_i, \quad (6.11)$$

где $i = K, L, M, \dots$ – индекс электронной оболочки. Освободившееся на электронной оболочке место заполняется одним из электронов с вышерасположенных оболочек. Этот процесс сопровождается испусканием характеристического рентгеновского излучения или электронов Оже.

Особенностью фотоэффекта является то, что он не может осуществляться на свободном электроне, так как для выполнения законов сохранения энергии и импульса необходимо присутствие третьего тела – ядра.

Вероятность фотоэффекта тем больше, чем ближе энергия падающего кванта к энергии связи электрона. Этим обстоятельством обусловлены зависимость сечения от энергии γ -кванта, соотношение вероятностей фотоэффекта на разных электронных оболочках, зависимость сечения от заряда ядра вещества поглотителя:

$$S_{\phi} \sim \frac{Z^5}{E_g^{7/2}} \text{ при } E_g > I_K \quad (6.12)$$



$$s_{\phi} \sim \frac{Z^5}{E_g} \text{ при } E_g \gg I_K \quad (6.13)$$

$$\frac{s_L}{s_K} = \frac{1}{5}, \frac{s_M}{s_L} \sim \frac{1}{4}, s_{\phi} \approx \frac{5}{4} s_K \quad (6.14)$$

При прохождении γ -квантов через вещество, наряду с поглощением, происходит их рассеяние. Рассеяние бывает с изменением и без изменения длины волны.

Рассеяние без изменения длины волны падающего излучения называется классическим или томсоновским. Падающее излучение приводит в резонансные колебания связанные электроны атома и они становятся излучателями квантов такой же частоты.

Рассеяние с изменением длины волны (Комптон-эффект) возникает тогда, когда энергия падающего кванта больше энергии связи электрона в атоме. Если энергия γ -квантов во много раз превышает энергию связи электрона в атоме, то электрон можно считать свободным. 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 $E_e = E_{\gamma} - E'_{\gamma}$.

Пользуясь законами сохранения энергии и импульса, можно показать, что изменение длины волны при комптоновском рассеянии

$$\lambda - \lambda' = \lambda_0 (1 - \cos \theta), \quad (6.15)$$

где λ и λ' – длина волны первичного и рассеянного излучения; $\lambda_0 = h/(m_e c)$ – универсальная постоянная, называемая комптоновской длиной волны электрона; θ – угол рассеяния γ -кванта.

Как видно из (6.15), изменение длины волны при рассеянии не зависит от λ и определяется лишь углом θ . Кинетическая энергия, приобретаемая электроном (энергия отдачи), оказывается равной:

$$E_e = \frac{E_g}{1 + \frac{mc^2}{E_g(1 - \cos \theta)}}, \quad (6.16)$$

Поскольку комптон-эффект есть рассеяние кванта на свободном электроне, для характеристики вероятности комптоновского рассеяния удобно пользоваться эффективным сечением σ_k^e , рассчитанным на электрон, которое дается формулой Клейна -Нишины Тамма. При $E_{\gamma} > m_e c^2$ σ_k^e , согласно этой формуле, убывает обратно пропорционально E_{γ} ($\sigma_k^e \sim 1/E_{\gamma}$).

Очевидно, что σ_k^e не зависит от Z вещества. Сечение комптоновского рассеяния, рассчитанное на атом, тогда будет равно $\sigma_k^a = Z \sigma_k^e$, где Z – порядковый номер вещества-поглотителя.

При энергиях γ -квантов, превышающих $2m_e c^2$, наблюдается процесс поглощения квантов с образованием пары электрон-позитрон. Энергия кванта тратится на создание этих двух частиц и на сообщение им кинетической энергии. Из законов сохранения энергии и импульса можно показать, что процесс рождения пары не может происходить в вакууме. Он происходит в кулоновском поле какой-либо частицы, получающей часть импульса и энергии.

Образование пары может иметь место тогда, когда энергия кванта удовлетворяет соотношению

$$E_g \geq 2m_e c^2 + E_{omo}, \quad (6.17)$$

где первый член соответствует энергии рождения пары электрон-позитрон, а второй член есть энергия отдачи частицы, в поле которой произошло рождение пары. Такой частицей может быть атомное ядро, электрон или даже другой квант.

Чем сильнее поле, с которым взаимодействует квант, тем вероятнее образование этих пар. Сечение процесса пропорционально Z^2 и растет с увеличением энергии γ -кванта.



Поэтому вероятность рождения пары в поле электрона мала по сравнению с вероятностью рождения пары в поле ядра. Только для γ -квантов с энергией больше 10 МэВ и на легких ядрах вероятность образования пары на электроне становится сравнимой с вероятностью этого процесса в поле ядра.

Закон сохранения энергии для рождения пары электрон-позитрон имеет вид:

$$E_g = 2m_e c^2 + E_{e^-} + E_{e^+} + E_{отд}, \quad (6.18)$$

здесь E_{e^-} , E_{e^+} – кинетические энергии электрона и позитрона.

Поскольку энергия отдачи ядра очень мала из-за большой массы по сравнению с массой электрона и позитрона, то практически порог рождения пары в поле ядра $E_{\gamma}^{nop} \approx 2m_e c^2 = 1,022$ МэВ, а в поле электрона $E_{\gamma}^{nop} = 4m_e c^2 = 2,044$ МэВ, так как энергию отдачи получает электрон, имеющий такую же массу и пренебречь ее величиной уже нельзя.

Таким образом, при прохождении через вещество γ -излучение испытывает поглощение и рассеяние. Как при поглощении, так и при рассеянии γ -квант удаляется из пучка в результате единичного акта. Вследствие этого уменьшение интенсивности γ -квантов при прохождении поглотителя толщиной dx , пропорционально dx и интенсивности γ -квантов, падающих на слой dx . Поэтому

$$-dJ = \mu J dx, \quad (6.19)$$

где μ – полный линейный коэффициент ослабления. Его физический смысл – относительное ослабление пучка γ -лучей, приходящееся на единицу длины $\left(\mu = -\frac{dJ/J}{dx} \right)$. Можно коэффициенту μ придать и такой смысл – это среднее число столкновений γ -кванта с атомами на единице пути в веществе, в результате которых γ -квант выбывает из пучка. Тогда $1/\mu$ можно истолковать как «длину пробега γ -кванта в веществе»

Интегрируя (6.19), получим хорошо известный экспоненциальный закон поглощения γ -лучей:

$$J = J_0 e^{-\mu x}, \quad (6.20)$$

где J_0 – интенсивность излучения без поглотителя, J – интенсивность излучения после прохождения слоя вещества толщины x . Коэффициент μ связан с эффективным сечением взаимодействия σ , которое определяет вероятность взаимодействия при прохождении частицы (в нашем случае γ -кванта) через слой вещества, содержащего 1 частицу на 1 см^2 . Если N – число атомов в 1 см^3 вещества, то

$$\mu = \sigma N, \quad (6.21)$$

Формула (6.20) справедлива только для нормально падающего на поверхность образца параллельного моноэнергетического пучка γ -излучения.

σ – полное эффективное сечение взаимодействия γ -кванта с атомом, оно является суммой трех эффективных сечений, рассчитанных на атом, т.е.

$$\sigma = \sigma_{\phi} + \sigma_{\kappa} + \sigma_n, \quad (6.22)$$

Каждая из этих величин по-разному зависит от энергии γ -квантов и заряда ядра атома Z , вследствие чего в различных областях энергий γ -квантов и значений Z тот или иной механизм ослабления пучка γ -излучения может оказаться доминирующим.

В тех случаях, когда комптоновское рассеяние играет главную роль в ослаблении интенсивности γ -излучения, отсутствие зависимости σ_{κ}^e от Z делает полезным использование

массового коэффициента ослабления $\frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\text{см}^2}{\text{г}} \right)$, здесь ρ – плотность вещества. Толщину слоя

вещества в этом случае измеряют в единицах г/см^2 . Она связана с толщиной x , выраженной в сантиметрах, соотношением $d = \rho x$. В этом случае массовый коэффициент ослабления



$$\frac{m_k}{r} = \frac{S_k^a N}{r} = \frac{Z S_k^e N}{r},$$

но так как число атомов в 1см^3 $N = \frac{N_A}{A} r$, где N_A – число Авогадро, A – массовое число поглотителя и поскольку Z/A мало изменяется при переходе от вещества к веществу (от 0,5 до 0,4 в пределах периодической таблицы), то

$$\frac{m_k}{r} = \frac{Z}{A} S_k^e N_A \approx \frac{1}{2} S_k^e N_A, \quad (6.23)$$

Из (6.23) следует, что в пределах (15-20)% μ/ρ не зависит от рода вещества и является функцией только энергии γ -кванта. Поэтому, если в результате измерения массового коэффициента ослабления γ -излучения в разных веществах получено одно и то же в пределах указанной точности значение, то это говорит о том, что главную роль в ослаблении интенсивности исследуемого пучка γ -излучения играет комптоновское рассеяние.

6.2.3. Определение энергии гамма-квантов.

Экспериментально энергия γ -квантов определяется обычно по вторичным излучениям, возникающим при взаимодействии γ -квантов с веществом. Это электроны отдачи при комптоновском рассеянии γ -квантов, фотоэлектроны и пары электрон и позитрон. Для определения энергии вторичных заряженных частиц используются самые разнообразные приборы: магнитные спектрометры, камеры Вильсона, сцинтилляционные спектрометры и т.д. Все эти методы позволяют измерять энергию γ -квантов с ошибкой не менее 1%. Наиболее точным методом определения энергии γ -излучения является использование эффекта внутренней конверсии, когда энергия перехода передается непосредственно одному из электронов внутренней оболочки атома.

Но наряду с этими методами наиболее простым способом определения энергии γ -излучения является метод поглощения. Он, хотя не претендует на большую точность, не требует специальной сложной аппаратуры.

Сущность метода поглощения заключается в том, что для исследуемого γ -излучения измеряется коэффициент ослабления пучка в каком-либо веществе. Зависимость коэффициента ослабления γ -излучения от энергии для разных веществ хорошо изучена. Это дает возможность по экспериментально найденному коэффициенту ослабления найти энергию γ -квантов.

На рис. 6.2 представлена зависимость массового коэффициента ослабления μ/ρ в меди и свинце от энергии γ -квантов. Как видно эта зависимость не является монотонной, кривые проходят через минимум.

Поэтому по значению μ/ρ в одном веществе нельзя однозначно определить энергию γ -квантов (прямая параллельная оси абсцисс пересекает кривую в двух точках). Для однозначного определения необходимо знание коэффициента ослабления, по крайней мере, для двух различных веществ.

Измерение коэффициента ослабления состоит в измерении интенсивности параллельного пучка γ -квантов в зависимости от толщины слоя вещества. Из (6.20):

$$\ln \frac{J}{J_0} = -m \cdot x = -\frac{m}{r} r \cdot x = -\frac{m}{r} d \quad (6.24)$$

Если построить график функции $\ln \frac{J}{J_0} = f(x)$ или $\ln \frac{J}{J_0} = f(d)$, то тангенс угла наклона будет равен искомому коэффициенту ослабления (линейному, если толщина слоя выражается в см, массовому, если толщина слоя выражается в $\text{г}/\text{см}^2$).



Часто вводят понятие слоя половинного ослабления γ -лучей $x_{1/2}$ или $d_{1/2}$. Это – толщина слоя, после прохождения которого интенсивность излучения уменьшается вдвое.

$$\ln \frac{J}{J_0} = \ln 2 = m \cdot x_{1/2} = \frac{m}{r} d_{1/2}. \text{ Отсюда: } m = \frac{\ln 2}{x_{1/2}}; \frac{m}{r} = \frac{\ln 2}{d_{1/2}}.$$

Поскольку ослабление пучка γ -излучения происходит не только за счет его поглощения в результате фотоэффекта или рождения пар, а также вследствие комптоновского рассеяния, то точность измерения коэффициента ослабления зависит от геометрии эксперимента. Необходимо сформировать узкий параллельный пучок γ -лучей и выбрать наилучшую геометрию расположения источника, поглотителя и детектора, чтобы рассеянное излучение вновь не попало в детектор. Угол попадания рассеянного излучения зависит и от расстояния между γ -источником и детектором. Кроме рассмотренных ошибок возможен еще один источник ошибок, связанный тоже с рассеянием квантов. При толщине слоя поглотителя значительно превышающей $1/\mu$, заметную роль будет играть более мягкое рассеянное излучение, которое, благодаря многократному рассеянию в поглотителе, будет попадать в детектор. По этой причине толщина слоя поглотителя не должна сильно превышать величину $x_{\max} = 1/\mu$. Необходимо также учитывать фон, который может появиться за счет космических лучей и радиоактивных загрязнений окружающих предметов. Для его уменьшения детектор излучения помещают в свинцовый блок, оставляя открытым только окно для входа исследуемого пучка γ -излучения.

6.3. Методика выполнения работы

6.3.1. Принадлежности:

а) сцинтилляционный детектор БЛ6ДЭГ2-23, б) пересчетный прибор ПС02-5, в) источник высоковольтного питания ИВН-2,5, г) источник гамма-излучения (^{60}Co), д) коллимирующее устройство, е) набор медных и свинцовых поглотителей.

6.3.2. Порядок выполнения работы.

- Включить установку и дать ей прогреться 15 мин.
- Провести измерения фона в течение 20 минут.
- Провести измерение числа импульсов n_0 от препарата в отсутствии поглотителя, обеспечивая точность не менее 2 %.
- Провести последовательное измерение числа импульсов n от препарата при различных толщинах свинцового поглотителя (прибавляя по одному экрану толщиной 0,1 см), обеспечивая точность не менее 2 %. Данные измерений внести в таблицу 6.1.

Таблица 6.1 – Измерения со свинцовыми поглотителями.

№, п/п	Толщина поглотителя, x , (см)	Время измерения, t	Число импульсов, n	Скорость счета $Z = \frac{n}{t}$	Скорость счета без фона $Z = Z - Z_{\phi}$	$\ln \frac{Z}{Z_0}$
1	0,0					
2	0,1					
3	0,2					
...	...					



- Провести последовательные измерения числа импульсов n от препарата при различных толщинах медного поглотителя (прибавляя по одному экрану толщиной 0,1 см), обеспечивая точность не менее 2%. Данные измерений внести в таблицу 6.2.

Таблица 6.2 – Измерения с медными поглотителями.

№, п/п	Толщина поглотителя, x , (см)	Время измерения, t	Число импульсов, n	Скорость счета $Z = \frac{n}{t}$	Скорость счета без фона $Z = Z - Z_{\phi}$	$\ln \frac{Z}{Z_0}$
1	0,0					
2	0,1					
3	0,2					
...	...					

- Определить энергию гамма-излучения данного радиоактивного препарата. Исходя из того, что I и I_0 пропорциональны скоростям счета Z и Z_0 , зависимость (6.24) можно выразить как $\ln \frac{Z}{Z_0} = -m \cdot x$, где Z_0 – скорость счета от препарата без поглотителей, Z – скорость счета с поглотителем толщины x .
Построив зависимость $\ln \frac{Z}{Z_0}$ от x , найти $x_{1/2}$ (толщину половинного ослабления), которая соответствует $\ln \frac{Z}{Z_0} = -0,692$. Вычислив $d_{1/2} = \rho x_{1/2}$ для свинца и меди ($\rho_{pb}=11,3$ г/см³, $\rho_{cu}=8,9$ г/см³), определить соответствующие массовые коэффициенты поглощения $\frac{m}{r} = \frac{\ln 2}{d_{1/2}}$
Используя известную зависимость массового коэффициента поглощения от энергии γ -квантов (рис. 6.2.), определить энергию γ -квантов данного радиоактивного препарата.
- По полученному значению энергии γ -квантов и используя справочные данные по сечениям взаимодействия γ -излучения с веществом оценить максимальную толщину медных и свинцовых поглотителей.

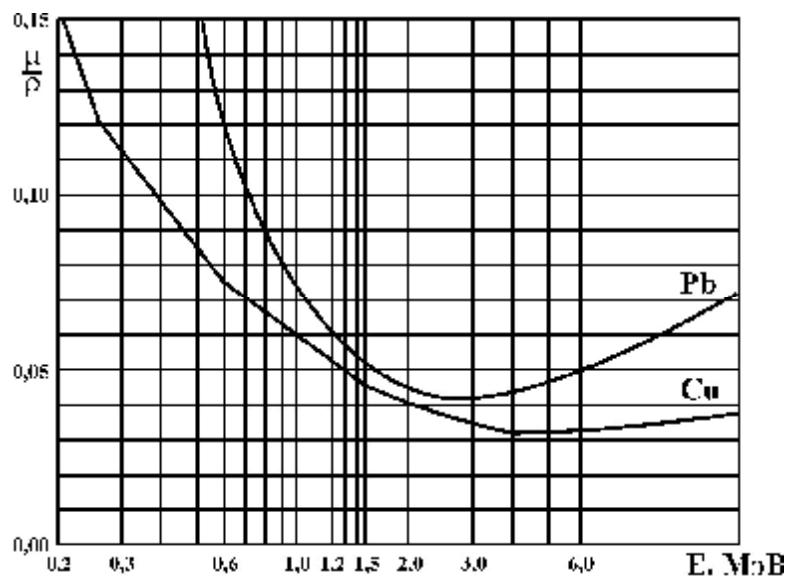


Рис. 6.2. Массовый коэффициент ослабления в Pb и Cu γ -квантов с энергией до 20 МэВ



- Оценить точность определения E_g .

6.4. Вопросы для самопроверки.

- Определить, исходя из правил отбора, какие мультиполи могут возникать при переходе ядра из возбужденного $7/2^+$ состояния в состояние $5/2^-$.
- На примере схемы распада Co^{60} рассмотреть изомерные состояния ядер, вероятности β - и γ -распадов, их спектры и другие квантово-механические характеристики.
- Доказать, что пороговая энергия для рождения электрон-позитронной пары в поле ядра равна $2m_e c^2$, в поле электрона $4m_e c^2$.
- Дать объяснение процессам фотоэффекта, Комптон-эффекта и рождения электрон-позитронных пар.
- Используя справочные данные, оценить границы областей энергий γ -квантов, в которых наибольшее значение имеет тот или иной процесс из трех механизмов взаимодействия γ -излучения с медью и свинцом.

6.5. Литература.

1. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика: т.1 Физика атомного ядра-М.; Энергоатомиздат, 1993 г, 616 с.;
2. Широков Ю.М. Ядерная физика –М.; Наука 1980г, 671с.



7. Дозиметрия и защита от ионизирующих излучений

7.1. Цель работы

- Изучение действия ионизирующих ядерных излучений на человека и окружающую среду;
- Ознакомление с нормами радиационной безопасности;
- Ознакомление с техникой безопасности при работе с радиоактивными источниками.

7.2. Краткое теоретическое введение

7.2.1. Характеристика действия различных ионизирующих излучений.

Действие ионизирующей радиации на живой организм интересовало мировую науку с момента открытия и первых шагов применения радиоактивного излучения, так как с самого начала исследователи столкнулись с его отрицательными эффектами. Так, в 1895 году помощник Рентгена В. Груббе получил радиационный ожог рук при работе с рентгеновскими лучами, а французский ученый А. Беккерель, открывший радиоактивность, положил пробирку с радием в карман и получил в результате ожог кожи.

Радиоактивность – отнюдь не новое явление. И радиоактивность, и сопутствующие ей ионизирующие излучения существовали на Земле задолго до зарождения на ней жизни и присутствовали в космосе до возникновения самой Земли. Ионизирующее излучение сопровождало и Большой взрыв, с которого началось существование нашей Вселенной около 20 миллиардов лет назад. С того времени радиация постоянно наполняет космическое пространство. Радиоактивные материалы вошли в состав Земли с самого ее рождения. Даже человек слегка радиоактивен, так как во всякой живой ткани присутствуют в небольших количествах радиоактивные вещества. Но с момента открытия этого явления прошло чуть больше ста лет.

Характерным результатом взаимодействия радиоактивных излучений с веществом, в том числе с живыми тканями, является ионизация и возбуждение атомов. В жидких средах (тело человека в первом приближении можно считать жидкой средой) энергия частицы в процессах соударения делится приблизительно поровну между ионизацией и возбуждением. Однако эти две формы рассеяния энергии могут быть неравноценными по химическому и биологическому воздействию. С этой точки зрения их воздействие почти полностью обусловлено ионизацией. Воздух (смесь газов N_2 – 78%, O_2 – 21%, CO_2 – 0,05%, Ar, Ne, Xe, Kr, H_2O – 0,95%) и мягкие ткани человеческого тела состоят главным образом из элементов с малыми атомными массами. Поэтому эффективные средние атомные массы воздуха, воды и человеческого тела мало отличаются, и поглощение ионизирующего излучения на единицу массы в этих средах в весьма широких пределах значений энергии близки. Все виды радиоактивных излучений, такие как α -, β -, γ -излучения и нейтроны, теряют энергию на ионизацию атомов. Непосредственно ионизацию производят заряженные α - и β - частицы. Ионизация среды при воздействии γ - излучения создается вторичными электронами. Нейтроны , являясь электрически нейтральными частицами, не могут ионизировать среду. Однако при рассеянии на ядрах вещества быстрые нейтроны передают свою энергию ядрам отдачи, которые и создают ионизационный эффект. Взаимодействие медленных нейтронов с веществом в основном сводится к ядерным реакциям, в результате которых появляются заряженные частицы или при захвате медленного нейтрона возникает искусственная радиоактивность. Но и в этом случае в конечном итоге поглощенная энергия выделяется в виде кинетической энергии заряженных частиц продуктов распада.



Ионизирующую способность частиц характеризуют удельной ионизацией, т. е. числом пар ионов создаваемых частицей на единице пути. Различные виды излучений обладают различной удельной ионизацией.

Наибольшей ионизирующей способностью обладают α - частицы. Плотность ионизации, создаваемая α - частицей велика. В воздухе на пути в 1 см α - частица создает около 3000 пар ионов. Ионизирующая способность определяет длину пробега. Энергия α - частиц, испускаемых различными изотопами, лежит в пределах от 4 до 11 МэВ. Пробег α - частиц в воздухе составляет (3-11) см. Обычный лист бумаги полностью поглощает α - частицы с энергией 5 МэВ (он эквивалентен 5 см воздуха). Внешний покров тела человека также полностью поглощает α - частицы, и внешнее облучение α - частицами не представляет опасности для внутренних органов человека. Альфа-частицы опасны при попадании внутрь организма через открытую рану, с пищей или вдыхаемым воздухом и вызывают долго незаживающие ожоги на поверхности тела при непосредственном контакте с мощными α - источниками.

Проникающая способность β - излучения значительно больше, чем α - частиц. Пробеги β - частиц с энергией в несколько МэВ в воздухе составляют несколько метров и даже десятков метров (для β - частиц с энергией 3 МэВ пробег около 3 м). Одежда и кожный покров человеческого тела поглощает примерно 75% β - частиц и только 20-25% проникает внутрь человеческого организма на глубину 2 мм. Наибольшую опасность представляет попадание β - частиц в глаза, так как внешняя поверхность глаза не имеет защитного покрова. Удельная ионизация, создаваемая β - частицей, значительно меньше, чем α - частицей той же энергии. Средняя удельная ионизация, вызываемая β - излучением в воздухе, составляет 60 пар ионов на 1 см пути β - частицы.

Ионизирующая способность γ - излучения в тысячи раз меньше, чем α - частиц, и в сотни раз меньше, чем β - излучения; она составляет всего несколько пар ионов на 1 см пути в воздухе. Отсюда большая проникающая способность γ - излучения. Его прохождение через вещество вообще не может быть охарактеризовано длиной свободного пробега.

Ослабление пучка γ - излучения, проходящего через вещество, происходит по экспоненциальному закону

$$I = I_0 e^{-mx},$$

где I_0 , I – соответственно начальная интенсивность γ - излучения и интенсивность после прохождения слоя вещества толщиной x , m – коэффициент ослабления, который сложным образом зависит от энергии γ - излучения и свойств вещества.

Защитные свойства вещества обычно характеризуют толщиной слоя половинного ослабления $x_{1/2}$, т. е. слоя после прохождения которого интенсивность γ - излучения уменьшается вдвое, $x_{1/2} = \frac{\ln 2}{m}$. Так, при энергии в 1 МэВ поток γ - излучения ослабляется в два раза слоем воздуха в 85 м. Свинец, сталь, бетон, грунт, вода и другие плотные материалы при определенных толщинах вызывают существенное ослабление γ - излучения. Большая проникающая способность делает γ - излучение особенно опасным при внешних облучениях. Никакой защитный костюм не может ослабить γ - излучение.

Нейтроны не испускаются при распаде радиоактивных изотопов, они возникают в результате ядерных реакций. Обычно нейтронное излучение сопровождает работу ускоряющих и энергетических ядерных установок. Не имеющие заряда нейтроны не вызывают непосредственного биологического эффекта. Ионизация возникает, как уже говорилось выше, за счет упругого рассеяния на ядрах среды быстрых нейтронов с энергией (0,02-20) МэВ и искусственной радиоактивности при поглощении медленных и тепловых



нейтронов ядрами среды при энергии нейтронов (0,01-20) эВ. Особую опасность для ткани представляют явления, которые приводят к образованию искусственной радиоактивности.

В мягких живых тканях наиболее важным процессом взаимодействия нейтронов является упругое рассеяние на ядрах водорода. Это происходит, потому что 2/3 живой ткани состоит из водорода. Кроме того, энергия, передаваемая нейтроном при столкновении с протоном (ядром водорода), максимальна и в среднем составляет 1/2 полной энергии нейтрона, а сечение взаимодействия на водороде больше, чем для других элементов. Вся энергия ядра отдачи в конечном итоге расходуется на ионизацию среды. Однако в случае упругого рассеяния надтепловых нейтронов энергия протонов отдачи оказывается недостаточной для ионизации, она приводит только к явлениям возбуждения атомов.

Взаимодействие медленных и тепловых нейтронов в основном происходит за счет активации ядер при поглощении нейтронов, беспрепятственно проникающих сквозь кулоновский барьер ядер среды. Эффективное сечение захвата в этой области энергий подчиняется закону $S \sim \frac{1}{u}$ или $S \sim \frac{1}{\sqrt{E}}$. Поскольку эффективное сечение рассеяния ткани значительно больше сечения захвата, нейтроны успевают замедлиться до тепловых энергий, для которых сечение захвата максимально, прежде, чем оказываются поглощенными.

Повреждений, вызванных в живом организме излучением, будет тем больше, чем больше энергии оно передаст тканям. Количество такой переданной организму энергии называется дозой. Дозу излучения организм может получить от любого радионуклида или их смеси независимо от того, находятся ли они вне организма или внутри него (в результате попадания с пищей, водой или воздухом). Дозы можно рассчитывать по-разному, с учетом того, каков размер облученного участка и где он расположен, один ли человек подвергся облучению или группа людей и в течение какого времени это происходило.

Количество энергии излучения, поглощенного единицей массы облучаемого тела $D = \frac{dE}{dm}$, называется поглощенной дозой и измеряется в СИ в грэях (Гр). 1Гр=1Дж/кг. Иногда для измерения поглощенной дозы используют внесистемную единицу 1рад=0,01Гр=0,01Дж/кг.

Для рентгеновского и γ - излучения часто используется экспозиционная доза, равная отношению заряда вторичных частиц, образованных в единице объема воздуха, к массе воздуха этого объема dQ/dm . Практической единицей измерения экспозиционной дозы является рентген. Рентген- эта такая доза рентгеновского и γ - излучения, при которой связанное с ним вторичное корпускулярное излучение в 0,001293 г сухого воздуха (массы 1см³ воздуха при нормальных условиях) образует ионы, несущие одну единицу заряда СГСЭ каждого знака. В системе СИ единица экспозиционной дозы – Кл/кг. 1Кл/кг=3,88·10³Р.

При одной и той же поглощенной дозе биологический эффект воздействия разных видов излучения различен: α - излучение гораздо опаснее β - или γ - излучений. Мерой биологического воздействия служит эквивалентная доза H , равная поглощенной дозе, умноженной на коэффициент качества k в данном элементе объема биологической ткани:

$$H=kD$$

Для γ - и β -излучений $k=1$, для тепловых нейтронов $k=3$, для протонов и нейтронов с энергией (0,1-10)МэВ $k=10$, для α - частиц $k=20$. В СИ единица эквивалентной дозы- зиверт. 1Зв=1Дж/кг. Внесистемная единица – бэр. 1бэр=0,01 Дж/кг=0,01Зв.

Следует учитывать также, что одни части тела (органы, ткани) более чувствительны, чем другие: например, при одинаковой эквивалентной дозе облучения возникновение рака в легких более вероятно, чем в щитовидной железе, а облучение половых желез особенно опасно из-за риска генетических повреждений. Поэтому дозы облучения органов и тканей также следует учитывать с разными коэффициентами. Умножив эквивалентные дозы на соответствующие коэффициенты и просуммировав по всем органам и тканям, получим



эффективную эквивалентную дозу, отражающую суммарный эффект облучения для организма; она также измеряется в зивертах.

Эти три понятия описывают только индивидуально получаемые дозы. Однако в случае облучения больших групп людей природными источниками, а также источниками, созданными человеком, полезно давать оценку суммарного ожидаемого эффекта. Просуммировав индивидуальные эффективные эквивалентные дозы, полученные группой людей, мы приходим к понятию коллективной эффективной эквивалентной дозы, которая измеряется в человеко–зивертах (чел-Зв.).

Доза излучения зависит от времени облучения; с течением времени доза накапливается. Изменение дозы в единицу времени называется мощностью дозы P :

$$P = \frac{dD}{dt}$$

Единицами измерения мощности дозы служат (в зависимости от того, о какой дозе идет речь): Гр/с, Зв/с, рад/с, Р/с, бэр/с.

7.2.2. Источники радиации.

Основную часть облучения население земного шара получает от естественных источников радиации. Большинство из них таковы, что избежать облучения от них совершенно невозможно. На протяжении всей истории существования Земли разные виды излучения падают на поверхность Земли из космоса и поступают от радиоактивных веществ, находящихся в земной коре. Человек подвергается облучению двумя способами. Радиоактивные вещества могут находиться вне организма и облучать его снаружи; в этом случае говорят о внешнем облучении. Или же они могут оказаться в воздухе, которым дышит человек, в пище или в воде и попасть внутрь организма. Такой способ облучения называется внутренним.

Облучению от естественных источников радиации подвергается любой житель Земли. Земные источники радиации в сумме ответственны за большую часть облучения. В среднем они обеспечивают более 5/6 годовой эффективной эквивалентной дозы, получаемой населением, в основном вследствие внутреннего облучения. Остальную часть вносят космические лучи, главным образом путем внешнего облучения.

Космические лучи в основном приходят к нам из глубин Вселенной, но некоторая их часть рождается на Солнце во время солнечных вспышек. Космические лучи могут достигать поверхности Земли или взаимодействовать с ее атмосферой, порождая вторичное излучение и приводя к образованию различных радионуклидов.

Нет такого места на Земле, куда бы не падал этот невидимый космический душ. Но одни участки земной поверхности более подвержены его действию, чем другие. Северный и Южный полюсы получают больше радиации, чем экваториальные области, из-за наличия у Земли магнитного поля, отклоняющего заряженные частицы (из которых в основном состоят космические лучи). Существеннее, однако, то, что уровень облучения растет с высотой, поскольку при этом над нами остается все меньше воздуха, играющего роль защитного экрана.

Люди, живущие на уровне моря, получают в среднем из-за космических лучей эффективную эквивалентную дозу около 300 микрозивертов в год; для людей же, живущих выше 2000 м над уровнем моря, эта величина в несколько раз больше. Еще более интенсивному, хотя и относительно непродолжительному облучению, подвергаются экипажи и пассажиры самолетов. При подъеме с высоты 4000 м (максимальная высота, на которой расположены человеческие поселения: склоны Эвереста) до 12000 м (максимальная высота полета трансконтинентальных авиалайнеров) уровень облучения за счет космических лучей возрастает примерно в 25 раз и продолжает расти при дальнейшем увеличении высоты до 20000 м (максимальная высота полета сверхзвуковых реактивных самолетов). При



перелете из Нью-Йорка в Париж пассажир обычного турбореактивного самолета получает дозу около 50мкЗв, а пассажир сверхзвукового самолета на 20% меньше, хотя подвергается более интенсивному облучению. Это объясняется тем, что во втором случае перелет занимает гораздо меньше времени.

Земная радиация. Основные радиоактивные изотопы, встречающиеся в горных породах Земли, - это калий-40, рубидий-87 и члены двух радиоактивных семейств, берущих начало от долгоживущих изотопов урана-238 и тория-232, включившихся в состав Земли с самого ее рождения.

Конечно, уровни земной радиации неодинаковы для разных мест земного шара; в некоторых местах там, где залегают радиоактивные породы, уровень радиации оказывается значительно больше среднего. Согласно исследованиям, основная часть населения земного шара живет в местах, где мощность дозы облучения в среднем составляет от 0,3 до 0,9 миллизиверта в год. Но некоторые группы населения получают значительно большие дозы облучения: около 3% получает в среднем 1млЗв в год, а около 1,5% – более 1,4 млЗв в год. Есть, однако, такие места, где уровни земной радиации намного выше. Например, в Бразилии есть местечко, где зарегистрирована радиация в 800 раз превосходящая средний уровень и достигающая 250 млЗв в год. В Иране в районе городка Рамсер, где бьют ключи, богатые радием, были зарегистрированы уровни радиации до 400 млЗв в год.

Внутреннее облучение. В среднем примерно 2/3 эффективной эквивалентной дозы облучения, которую человек получает от естественных источников радиации, поступает от радиоактивных веществ, попавших в организм с пищей, водой и воздухом.

Совсем небольшая часть этой дозы приходится на радиоактивные изотопы типа углерода-14, и трития, которые образуются под воздействием космической радиации. Все остальное поступает от источников земного происхождения. В среднем человек получает около 180мкЗв в год за счет калия-40, который усваивается организмом вместе с нерадиоактивными изотопами калия, необходимыми для жизнедеятельности организма. Однако значительно большую дозу внутреннего облучения человек получает от нуклидов радиоактивного ряда U^{238} и в меньшей степени от радионуклидов ряда Th^{232} .

Некоторые из них, например, нуклиды Pb^{210} и Po^{210} поступают в организм с пищей. Они концентрируются в рыбе и моллюсках. Десятки тысяч людей на Крайнем Севере питаются мясом северного оленя, в котором эти радиоактивные изотопы присутствуют в довольно высокой концентрации, особенно велико содержание Po^{210} . Эти изотопы попадают в организм оленей зимой, когда они питаются лишайниками. Дозы внутреннего облучения человека от Po^{210} в этих случаях могут в 35 раз превышать средний уровень. А в Западной Австралии в местах с повышенной концентрацией урана люди получают дозы облучения в 75 раз превосходящие средний уровень, поскольку едят мясо овец и кенгуру.

Но наиболее весомым из всех естественных источников радиации является невидимый, не имеющий вкуса и запаха тяжелый газ (в 7,5 раз тяжелее воздуха) радон. Радон вместе со своими дочерними продуктами радиоактивного распада ответственен примерно за 3/4 годовой индивидуальной эффективной эквивалентной дозы облучения, получаемой населением от земных источников радиации, и примерно за половину этой дозы от всех естественных источников радиации. Большую часть этой дозы человек получает от радионуклидов, попадающих в его организм вместе с вдыхаемым воздухом, особенно в непроветриваемых помещениях.

Радон высвобождается из земной коры повсеместно, но его концентрация в наружном воздухе существенно различается для разных точек земного шара. Как ни парадоксально это может показаться на первый взгляд, но основную часть дозы облучения от радона человек получает, находясь в закрытом, непроветриваемом помещении. В зонах с умеренным климатом концентрация радона в закрытых помещениях в среднем примерно в 8 раз выше, чем в наружном воздухе. В тропических странах, поскольку климат там гораздо теплее и



жилые помещения намного более открытые, концентрация радона внутри жилых помещений ненамного отличается от его концентрации в наружном воздухе.

Радон концентрируется в воздухе внутри помещений лишь тогда, когда они в достаточной мере изолированы от внешней среды. Поступая внутрь помещения тем или иным путем (просачиваясь через фундамент и пол из грунта или высвобождаясь из материалов, использованных в конструкции дома), радон накапливается в нем. В результате в помещении могут возникнуть довольно высокие уровни радиации, особенно если дом стоит на грунте с относительно повышенным содержанием нуклидов или если при его постройке использовали материалы с повышенной радиоактивностью. Герметизация помещений с целью утепления только усугубляет дело, поскольку при этом еще более затрудняется выход радиоактивного газа из помещения.

Еще один источник поступления радона в жилые помещения представляют собой вода и природный газ. Концентрация радона в обычно используемой воде чрезвычайно мала, но вода из некоторых источников, особенно из глубоких колодцев или артезианских скважин, содержат очень много радона. Однако основная опасность исходит вовсе не от питья воды, даже при высоком содержании в ней радона. Обычно люди потребляют большую часть воды в составе пищи или в виде горячих напитков (кофе, чай). При кипячении же воды или приготовлении горячих блюд радон в значительной степени улетучивается и поэтому поступает в организм в основном с некипяченой водой. Но даже и в этом случае радон очень быстро выводится из организма. Гораздо большую опасность представляет попадание паров воды с высоким содержанием радона в легкие вместе с вдыхаемым воздухом, что чаще всего происходит в ванной комнате.

Радон проникает также в природный газ под землей. В результате предварительной переработки и в процессе хранения газа перед поступлением его к потребителю большая часть радона улетучивается, но концентрация радона в помещении может заметно возрасти, если кухонные плиты, отопительные и другие нагревательные устройства, в которых сжигается газ, не снабжены вытяжкой.

Уголь, подобно большинству других природных материалов, содержит ничтожные количества первичных радионуклидов. Они после сжигания угля попадают в окружающую среду. Хотя концентрация радионуклидов в разных угольных пластах различается в сотни раз, в основном уголь содержит меньше радионуклидов, чем земная кора в среднем. Но при сжигании угля большая часть его минеральных компонентов спекается в шлак или золу, куда в основном и попадают радиоактивные вещества. Большая часть золы и шлаки остаются на дне топки электростанции. Однако более легкая зольная пыль уносится тягой в трубу электростанции. Количество этой пыли зависит от отношения к проблемам загрязнения окружающей среды и от средств, вкладываемых в сооружение очистных устройств. Облака, извергаемые трубами тепловых электростанций, приводят к дополнительному облучению людей, а оседая на землю, частички могут вновь вернуться в воздух в составе пыли.

На приготовление пищи и отопление жилых домов расходуется меньше угля, но зато больше зольной пыли летит в воздух в пересчете на единицу топлива. Таким образом, из печек и каминов всего мира вылетает в атмосферу зольной пыли, возможно, не меньше, чем из труб электростанций. Кроме того, в отличие от электростанций, жилые дома имеют невысокие трубы и расположены обычно в населенных пунктах, поэтому гораздо большая часть загрязнений попадает непосредственно на людей.

Еще один источник облучения населения - термальные водоемы. Некоторые страны эксплуатируют подземные резервуары пара и горячей воды для производства электроэнергии и отопления домов. Измерение эмиссии радона на одной из таких электростанций в Италии показало, что на единицу вырабатываемой ею электроэнергии приходится в три раза большая доза облучения аналогичной дозы облучения электростанций, работающих на угле.

И этот список можно продолжить.



Источники, созданные человеком. За последние несколько десятилетий человек создал несколько сотен искусственных радионуклидов и научился использовать энергию атома в самых разных целях: в медицине и для создания атомного оружия, для производства энергии и обнаружения пожаров, для изготовления светящихся циферблатов часов и поиска полезных ископаемых. Все это приводит к увеличению дозы облучения как отдельных людей, так и населения Земли в целом.

Индивидуальные дозы, получаемые людьми от искусственных источников радиации, сильно различаются. В большинстве случаев эти дозы весьма невелики, но иногда облучение за счет техногенных источников оказывается во много тысяч раз интенсивнее, чем за счет естественных.

В настоящее время основной вклад в дозу, получаемую человеком от техногенных источников радиации, вносят медицинские процедуры и методы лечения, связанные с применением радиоактивности. Радиация используется в медицине как в диагностических целях, так и для лечения. Наиболее распространенным видом излучения, применяющемся в диагностических целях, является рентгеновские лучи, самым распространенным медицинским прибором является рентгеновский аппарат.

Индивидуальные дозы, получаемые разными людьми, сильно варьируют от нуля (у тех, кто ни разу не проходил даже рентгенологического обследования) до многих тысяч среднегодовых “естественных”, доз (у пациентов, которые лечатся от рака). В принципе облучение в медицине направлено на исцеление больного. Однако нередко дозы оказываются неоправданно высокими: их можно было бы существенно уменьшить без снижения эффективности лечения. В последнее время появился целый ряд технических усовершенствований, которые при условии их правильного применения могли бы привести к уменьшению дозы, получаемой при рентгенологическом обследовании грудной клетки, молочной железы, рентгенографии зубов, лучевой терапии при лечении рака. Максимальное уменьшение площади рентгеновского пучка, его фильтрация, убирающее лишнее излучение, использование более чувствительных пленок и правильная экранировка- все это уменьшает дозу.

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

Получают все более широкое распространение новые сложные диагностические методы, опирающиеся на использование радиоизотопов. Радиоизотопы используются для исследования различных процессов, протекающих в организме, и для локализации опухолей, но все же они применяются реже, чем рентгенологические обследования.

К источникам, созданных человеком, относятся и ядерные взрывы, которые ведут свою историю с 1945 года. Это бомбардировки Хиросимы и Нагасаки, испытания ядерного оружия в атмосфере, результатом которых являются радиоактивные осадки.

Радиоактивные осадки содержат несколько сотен различных радионуклидов, однако большинство из них имеет ничтожную концентрацию или быстро распадается; основной вклад в облучение человека дает лишь небольшое число радионуклидов. Вклад в ожидаемую коллективную эффективную эквивалентную дозу облучения населения от ядерных взрывов, превышающий 1%, дают только четыре радионуклида. Это углерод- 14, цезий- 137, цирконий- 95 и стронций- 90. Дозы облучения за счет этих радионуклидов различны в разные периоды времени после взрыва, поскольку они распадаются с различной скоростью. Так у Zr^{95} $T_{1/2}=64$ суток, у Cs^{137} и Sr^{90} периоды полураспада ~ 30 лет, а у C^{14} $T_{1/2}=5730$ лет. Поэтому радиоуглерод будет оставаться источником радиоактивного излучения (хотя и с низкой мощностью дозы) еще очень- очень долго. В 1963 году был подписан Договор об ограничении испытаний ядерного оружия, обязывающий не испытывать его в атмосфере,



под водой и в космосе. Подземные испытания проводятся до сих пор, но они обычно не сопровождаются образованием радиоактивных осадков.

Источником облучения, вокруг которого ведутся наиболее интенсивные споры, являются атомные электростанции, хотя они вносят весьма незначительный вклад в суммарное облучение населения. При нормальной работе ядерных установок выбросы радиоактивных материалов в окружающую среду очень невелики.

Атомные электростанции являются лишь частью ядерного топливного цикла, который начинается с добычи и обогащения урановой руды. Следующий этап – производство ядерного топлива. Отработанное в АЭС ядерное топливо иногда подвергают вторичной обработке, чтобы извлечь из него уран и плутоний. Заканчивается цикл захоронением радиоактивных отходов. На каждой стадии ядерного топливного цикла в окружающую среду попадают радиоактивные вещества, но получаемые при этом населением дозы малы по сравнению с дозами, получаемыми от естественных источников. По прогнозам в 2100 году они составят лишь 1% от естественного фона.

7.2.3. Действие радиации на человека.

Радиация по самой своей природе вредна для жизни. Малые дозы облучения могут привести к событиям, приводящим к раку или к генетическим повреждениям. При больших дозах радиация разрушает клетки, повреждает ткани органов и является причиной скорой гибели организма.

Повреждения, вызываемые большими дозами облучения, обыкновенно проявляются в течение нескольких часов или дней. Раковые заболевания, однако, проявляются спустя много лет после облучения – как правило, не ранее чем через одно-два десятилетия. А врожденные пороки развития и другие наследственные болезни, вызываемые повреждением генетического аппарата, проявляются лишь в следующем или последующих поколениях: это дети, внуки и более отдаленные потомки.

Острое поражение организма, которое происходит при больших дозах облучения, начинается с некоторой минимальной или «пороговой» дозы облучения. Очень большие дозы облучения порядка 100 Гр вызывают настолько серьезное поражение центральной нервной системы, что смерть наступает в течение нескольких часов или дней. При дозах облучения от 10 до 50 Гр при облучении всего тела поражение центральной системы может оказаться не настолько сильным, чтобы привести к летальному исходу, однако облученный человек скорее всего все равно умрет через одну – две недели от кровоизлияний в желудочно-кишечном тракте. При еще меньших дозах может не произойти серьезных повреждений желудочно-кишечного тракта или организм с ними справится, и тем не менее смерть может наступить через один-два месяца главным образом из-за разрушения клеток красного костного мозга – главного компонента кроветворной системы организма: от дозы в 3-5 Гр при облучении всего тела умирает примерно половина всех облученных.

При малых дозах, которые вызывают отдаленные последствия облучения: лейкемия, различные формы рака, сокращение продолжительности жизни, нет оснований говорить о пороговой дозе. Для этого достаточно самой малой дозы. В то же самое время никакая доза облучения не приводит к этим последствиям во всех случаях. Даже при относительно больших дозах облучения далеко не все люди обречены на эти болезни: действующие в организме человека восстановительные механизмы обычно ликвидируют все повреждения. Любой человек, подвергшийся действию радиации, совсем не обязательно должен заболеть раком или стать носителем наследственных болезней; однако, вероятность или риск таких последствий у него больше, чем у человека, который не был облучен. И риск этот тем больше, чем больше доза облучения.

Первым этапом взаимодействия радиации с живой тканью является ее ионизация.



Поскольку у человека основную часть массы тела составляет вода (около 75 %), то под действием излучения в организме происходит расщепление молекул воды H_2O на водород H и гидроксильную группу OH . Продукты расщепления воды обладают высокой химической активностью, вступают в реакции с другими молекулами ткани и образуют новые химические соединения, не свойственные здоровой ткани. Такие изменения могут вызвать нарушения в нормальной жизнедеятельности клетки и ее гибели. Наиболее радиочувствительными являются клетки постоянно обновляющихся тканей и органов (костный мозг, селезенка, половые железы и т.д.) Изменения на клеточном уровне, гибель клеток приводят к таким нарушениям функций отдельных органов и связей между ними, которые вызывают различные последствия для организма или его гибель.

Биологический эффект ионизирующего излучения зависит от дозы облучения, вида излучения и времени его воздействия, размеров облучаемой поверхности и индивидуальной чувствительности человека а также его различных органов.

Заболевания нервной системы, и особенно нарушения функций внутренней секреции, повышают индивидуальную чувствительность организма к действию облучения. Важным фактором является время облучения. С увеличением дозы поражения возрастают, однако, поражающее действие облучения тем меньше, чем более мелко оно происходит.

Особенно опасно внутреннее облучение. Оно происходит тогда, когда радиоактивные вещества попадают во внутренние органы при вдыхании загрязненного воздуха, с пищей, при курении и через кожу в случае ее повреждения. Опасность действия возрастает с увеличением активности попавшего в организм вещества и его периода полураспада. Химическая природа вещества влияет на скорость выведения его из организма. Большую опасность представляет способность некоторых радиоактивных веществ избирательно накапливаться в отдельных органах тела. Например, около 20% йода накапливается в щитовидной железе, масса которой составляет только 0,3% массы тела, т.е. доза ее облучения более чем в 600 раз превышает дозу на все тело. Стронций, радий и др. откладываются в костях. Время выделение попавшего внутрь радионуклида может быть от нескольких суток до бесконечности (полное усвоение, например, плутония и стронция). Наиболее чувствительными к поражению являются кровь и кроветворные клетки. Поэтому первым признаком лучевого поражения являются изменение состава крови.

Вид излучения имеет существенное значение при поражении. Если при внешнем облучении α - излучение, благодаря своей небольшой проникающей способности, мало опасно, при попадании внутрь организма оно оказывает губительное действие из-за большой плотности ионизации. Особую опасность представляет облучение медленными и тепловыми нейтронами ввиду того, что они создают искусственную радиоактивность в тканях организма.

7.2.4. Нормы и правила радиационной безопасности.

Основными нормативными документами в нашей Республике являются «Нормы радиационной безопасности НРБ-76/87» и «Основные санитарные правила работы с радиоактивными веществами и другими источниками ионизирующих излучений ОСП-72/87».

Нормы радиационной безопасности устанавливают систему дозовых пределов и принципы их применения. НРБ-76/87 основаны на следующих основных принципах радиационной безопасности: непревышение установленного основного дозового предела; исключение всякого необоснованного облучения; снижение дозы излучения до возможно низкого уровня. С точки зрения предельных норм облучения НРБ-76/87 устанавливают три категории облучаемых: А – персонал, лица, работающие с источниками ионизирующего излучения; Б – ограниченная часть населения, которая может по условиям проживания или размещения рабочих мест подвергнуться воздействию радиации; В – все остальное



население. Кроме того устанавливаются три группы критических органов: 1 – все тело, гонады и красный костный мозг; 2 – мышцы, щитовидная железа, жировая ткань, печень, почки, селезенка, желудочно-кишечный тракт, легкие, хрусталики глаз и другие органы, за исключением тех, которые относятся к первой и третьим группам; 3 – кожный покров, костная ткань, кисти, предплечья, голени и стопы.

Основным дозовым пределом для лиц категории А является *предельно допустимая доза* (ПДД); для лиц категории Б – *предел дозы* (ПД); облучение категории В не нормируется. ПДД – наибольшее значение индивидуальной эквивалентной дозы за год, которая при равномерном воздействии в течение 50 лет не вызовет в состоянии здоровья персонала неблагоприятных изменений, обнаруживаемых современными методами. ПД – наибольшее среднее значение индивидуальной эквивалентной дозы за год у лиц категории Б, которая при равномерном воздействии в течение 70 лет не вызовет отрицательных последствий.

Таблица 7.1 – Основные дозовые пределы.

Дозовые пределы суммарного внешнего и внутреннего облучения, бэр за год	Группа критических органов		
	1	2	3
Предельно допустимая доза для категории А, ПДД	5	15	30
Предел дозы для категории Б, ПД	0,5	1,5	3,0

Основные санитарные правила ОСП-72/87 содержат требования по организации работ с любыми источниками ионизирующего излучения в соответствии с НРБ-76/87 (работа с открытыми и закрытыми источниками, хранение, перевозка, сбор и удаление радиоактивных отходов, дезактивация, радиационный контроль и т.д.). К закрытым источникам относятся нейтронные и гамма-излучатели, запаянные в ампулы. Кроме того, к закрытым источникам могут быть отнесены и бета-излучатели, закрытые тонкими пленками, которые предохраняют препарат от осыпания. Альфа-источники, как правило, являются открытыми. Работа с открытыми источниками требует особых мер предосторожности в связи с возможностью попадания заряженных частиц внутрь организма. В лабораторных установках практикума используются только *закрытые источники*.

При работе с закрытыми источниками необходимо:

- поток излучения по возможности направлять в сторону, где отсутствуют люди;
- максимально удалять источники от людей (защита расстоянием);
- ограничивать время пребывания около источника (защита временем);
- создавать защитные экраны;

Защита от α - и β -излучений представляет простую задачу. Слой воздуха в несколько сантиметров или папиросная бумага полностью поглощает α -излучение. β -излучение полностью поглощается слоем воздуха в несколько метров или десятков метров в зависимости от энергии частиц. Слой алюминия в несколько миллиметров также полностью поглощает β -частицы.

Защита от γ -излучения представляет большие трудности, во-первых, потому что γ -излучение обладает большой проникающей способностью, и, во-вторых, потому что его нельзя полностью поглотить (поглощение γ -излучения в веществе происходит по экспоненциальному закону). На практике применяют экран такой толщины, который обеспечивает снижение потока γ -квантов до уровня космического фона, т.е. один γ -квант в 1 секунду на 1 см^2 .

Еще более сложную задачу представляет собой защита от нейтронного излучения. Защиту от нейтронного излучения осуществляют в несколько этапов. Прежде всего быстрые нейтроны замедляют до тепловых ($E_n \approx 0,4 \text{ эВ}$), используя в качестве замедлителя



водородсодержащие вещества (вода, парафин и т.д.). Затем устанавливается слой вещества с большим эффективным сечением поглощения тепловых нейтронов. Для этой цели чаще всего используют кадмий и бор. Реакции захвата нейтронов идут по схеме $Cd^A+n \rightarrow Cd^{A+1}+\gamma$, $B^{10}+n \rightarrow Li^7+He^4+\gamma$. При захвате нейтронов ядрами кадмия и бора образуются α - и γ -излучения. Для защиты от α -излучения нет необходимости применять специальные меры, так как их пробеги в плотных материалах определяются микронами. Для защиты от γ -излучения устанавливают слой свинца. Таким образом, защита нейтронных источников состоит из трех слоев: замедлителя нейтронов, поглотителя нейтронов и поглотителя γ -излучения. В промышленных установках, где получаются большие потоки нейтронов (циклотроны, ядерные реакторы и т.п.), в качестве защиты применяют массивные стены из железобетона, толстые слои воды или водные растворы солей бора.

7.2.5. Сцинтилляционный метод дозиметрии фотонного излучения.

Дозиметр ДРГЗ-02 предназначен для измерения мощности экспозиционной дозы рентгеновского и гамма-излучения в диапазоне от 0 до 1000 мкР/с. Дозиметр обеспечивает регистрацию излучения в диапазоне энергий от 20 до 3000 кэВ. В качестве детектора используется воздухоразрядный сцинтиллятор, представляющий собой суспензию сернистого цинка, активированного серебром, в сцинтиллирующей пластмассе на основе полистирола. Весовая доля сернистого цинка в сцинтилляторе такова, что эффективный атомный номер последнего равен эффективному атомному номеру воздуха, т.е. 7,64. Интенсивность сцинтилляций регистрируется фотоумножителем ФЭУ-92, работающим в токовом режиме.

Конструктивно дозиметр выполнен (рис. 7.1) в виде двух самостоятельных узлов; пульта и блока детектирования, соединенных кабелем. Блок детектирования выполнен в виде стального цилиндра, который служит защитой ФЭУ от магнитных полей. На переднем торце цилиндра смонтирован световой затвор, обеспечивающий перекрытие светового потока от сцинтиллятора и возможность компенсации темнового тока ФЭУ при наличии гамма-фона. На передний торец цилиндра наворачивается стакан из воздухоразрядной пластмассы. Работа затвора осуществляется вращением стакана относительно корпуса блока детектирования. В стакане установлены сцинтиллятор толщиной 20 мм и полый конусный световод. В задней части стального цилиндра смонтирована схема выпрямления с умножением напряжения для питания ФЭУ. Пульт состоит из крышки, дна и корпуса. На крышке смонтированы: переменный резистор "УСТ.НУЛЯ"; два переключателя П1 (режимов работы); П2 (пределов измерения) и измерительный прибор.

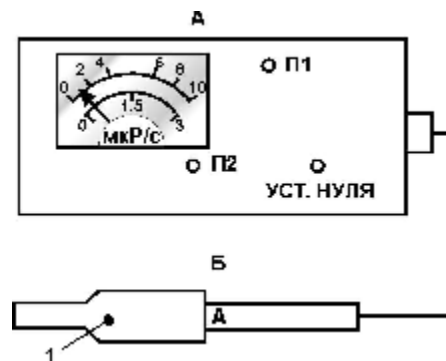


Рис. 7.1. Схема дозиметра ДРГЗ-02. А – пульт дозиметра: П1 – переключатель режима работы, П2 – переключатель пределов измерения, «УСТ. НУЛЯ» – переменный резистор. Б – блок детектирования: 1 – Световой затвор.



Работа дозиметра основана на принципе измерения средней интенсивности сцинтилляций воздушно-эквивалентного сцинтиллятора, которая пропорциональна измеряемой мощности дозы.

1. Внимание! В комплект дозиметра входит контейнер с источником, на котором нанесен знак радиационной опасности. Контейнер источника имеет толщину стенок, обеспечивающую отсутствие излучения на его поверхности. ЗАПРЕЩАЕТСЯ: нарушать защитную фольгу источника, хранить источник со снятой крышкой, подносить источник близко к глазам.

2. При эксплуатации дозиметра необходимо помнить, что в блоке детектирования используется стакан из тонкого органического материала, который при небрежном обращении может быть поврежден.

3. До включения дозиметра в сеть установить переключатель П1 в положение "ВЫКЛ", а П2 в положение "УСТ. НУЛЯ". Включить дозиметр в сеть 220 В и провести проверку его работоспособности.

4. Установить переключатель П1 в положение "НАКАЛ", стрелка измерительного прибора должна установиться в пределах черного сектора после двухминутного прогрева.

5. Установить переключатель П1 в положение "АНОД". Стрелка измерительного прибора должна показывать по нижней шкале напряжение (8÷9) В.

6. Установить переключатель П1 в положение "ИЗМ". После трехминутного прогрева установить переключатель П2 на необходимый предел измерения (не более 10 мкР/с). На пределах 0,1, 1, 10 отсчет производить по верхней шкале; на пределах 0,3 и 3 - по нижней.

7. Закрыть световой затвор на блоке детектирования (поворотом стакана по стрелке) и с помощью потенциометра "УСТ. НУЛЯ" установить стрелку прибора на нулевую отметку шкалы, после чего затвор открыть.

8. Поместить блок детектирования в контрольную зону и произвести отсчет показаний после выдержки на пределе 0,1 не менее 10 секунд, на пределе 0,3 не менее 3 секунд и на остальных пределах не менее 1 секунды. Для исключения влияния флуктуаций стрелки на наиболее чувствительных пределах, вызванных статистическим характером излучения, рекомендуется производить 5-6 отсчетов с интервалом 5-10 с. Показание в этом случае определяется как среднее арифметическое произведенных отсчетов. ПРИМЕЧАНИЕ: проверку установки нуля дозиметра, в соответствии с п.7, производить перед каждым измерением.

9. После окончания измерений переключатель П1 поставить в положение "ВЫКЛ", а П2 – "УСТ. НУЛЯ". Отключить сетевой шнур.



7.3. Методика выполнения работы

7.3.1. Принадлежности:

Сцинтилляционный дозиметр ДРГЗ-02.

7.3.2. Порядок выполнения работы.

7.3.2.1. Изучить нормы радиационной безопасности и технику безопасности работы с источниками ионизирующего излучения.

7.3.2.2. Определить допустимую мощность эквивалентной дозы R_H на своем рабочем месте, отнеся себя к категории Б и приняв время работы 2000 часов в год.

7.3.2.3. Определить допустимую мощность дозы в месте своего пребывания, если это место находится в поле гамма-излучения (коэффициент качества равен 1).

7.3.2.4. Приняв для биологической ткани энергетический эквивалент рентгена равным 0,96 рад, определить допустимую мощность экспозиционной дозы на своем рабочем месте.

7.3.2.5. Изучить работу дозиметра ДРГЗ-02. Шкала дозиметра отградуирована в мкР/с.

7.3.2.6. Измерить мощность экспозиционной дозы на расстояниях от 0 до 30 см. через каждый 1см. от источника ионизирующего излучения. Соблюдать правила измерения на малых пределах.

7.3.2.7. Определить расстояние от источника, на котором мощность дозы падает до допустимого уровня, определенного в пункте 7.3.2.4.

7.3.2.8. Построить зависимость мощности экспозиционной дозы от расстояния до источника ионизирующего излучения. Определить вид зависимости.

7.3.2.9. Определить мощность экспозиционной дозы источника ионизирующего излучения в начальный момент времени, если период полураспада радионуклида 29,12 лет, а источник изготовлен в августе 1978 года. Принять прямо пропорциональную зависимость между мощностью дозы и активностью источника.

7.3.2.10. Определить максимальное время пребывания вблизи (вплотную) от источника, при котором не будут превышены допустимые уровни для людей, отнесенных к категориям А и Б.

7.3.2.11. Оценить максимальную эквивалентную дозу, которую можно получить при выполнении физпрактикума. Мощность дозы гамма-излучения в работах: 1а – 50 мкР/час, 1б – 90 мкР/час, 2 – 700 мкР/час, 3 – 150 мкР/час, 6 – 150 мкР/час, 7 – 90 (закрытый) и 150 (открытый) мкР/час. Время работы принять равным 4 часам.

7.4. Вопросы для самопроверки.

- Что такое поглощенная, экспозиционная и эквивалентная дозы?
- В чем заключается опасность ионизирующих излучений для человека и каковы его дозовые пределы для категорий А и Б.
- Сцинтилляционный принцип дозиметрии. В токовом или счетчиковом режиме работает дозиметр ДРГЗ-02?

7.5. Литература.

- Иванов В.И. Курс дозиметрии. –М: Энергоатомиздат, 1988 г.