

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
Федеральное государственное бюджетное  
образовательное учреждение высшего образования  
«ПЕРМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ  
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

# АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

## ОБЩИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ПРАКТИКУМ

### ЧАСТЬ 2

### ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

*Допущено методическим советом  
Пермского государственного национального  
исследовательского университета в качестве  
учебного пособия для студентов, обучающихся  
по направлениям подготовки бакалавров  
«Радиофизика», «Физика», «Прикладная математика и физика»,  
«Нанотехнологии и микросистемная техника»,  
а также по специальности «Информационная  
безопасность автоматизированных систем»*



Пермь 2020

УДК 539.1(075.8)  
ББК 22.3я73  
А926

Составители: доц. *А. С. Ажеганов*, доц. *И. Л. Вольхин*,  
доц. *И. В. Измestьев*, доц. *И. В. Лунегов*

**Атомная** и ядерная физика: общий физический практи-  
кум. Ч. 2. Ядерная физика : учебное пособие / состави-  
тели А. С. Ажеганов, И. Л. Вольхин, И. В. Измestьев,  
И. В. Лунегов ; Пермский государственный националь-  
ный исследовательский университет. – Пермь, 2020. –  
116 с.: ил.

ISBN 978-5-7944-3522-1  
ISBN 978-5-7944-3524-5 (Ч. 2)

Пособие содержит описания восьми лабораторных работ по раз-  
делу «Атомная и ядерная физика», входящему в «Общий физический  
практикум». В руководствах к лабораторным работам кратко изложена  
теория физического явления, описаны экспериментальные установки,  
даны указания по методике проведения эксперимента и способам обра-  
ботки его результатов, контрольные вопросы и список рекомендуе-  
мой литературы. Предназначено для студентов, обучающихся по на-  
правлениям «Радиофизика», «Физика», «Прикладная математика и  
физика», «Нанотехнологии и микросистемная техника», по специаль-  
ности «Информационная безопасность автоматизированных систем».

**УДК 539.1(075.8)**  
**ББК 22.3я73**

*Печатается по решению ученого совета физического факультета  
Пермского государственного национального исследовательского университета*

*Рецензенты:* доцент кафедры математики и физики Пермского ГАТУ  
канд. физ.-мат. наук **Н. К. Шестакова**;  
кафедра физики и технологии ПГГПУ (зав. кафедрой,  
д-р физ.-мат. наук, профессор **В. Г. Козлов**)

ISBN 978-5-7944-3522-1  
ISBN 978-5-7944-3524-5 (Ч. 2)

© Ажеганов А. С., Вольхин И. Л.,  
Измestьев И. В., Лунегов И. В.,  
составление, 2020  
© ПГНИУ, 2020

## ВВЕДЕНИЕ

Изучение раздела «Атомная и ядерная физика», входящего в «Общий физический практикум» идёт параллельно изучению раздела «Атомная и ядерная физика» теоретического курса «Общая физика».

Студенты знакомятся с фундаментальными экспериментами, сыгравшими принципиальную роль в становлении квантовых представлений в физике.

Лабораторный практикум способствует закреплению теоретических знаний, формированию навыков постановки и проведения физического эксперимента, получению навыков измерения оптических и радиационных свойств веществ, работы с современными приборами и аппаратурой и даёт возможность бакалаврам и специалистам правильно применять законы физики для решения профессиональных задач в будущем.

Вторая часть пособия содержит описание восьми лабораторных работ по разделу «Атомная и ядерная физика», входящему в «Общий физический практикум». В руководствах к лабораторным работам кратко изложена теория физического явления, описаны экспериментальные установки, даны указания по методике проведения эксперимента и способам обработки его результатов, контрольные вопросы и список рекомендуемой литературы.

При подготовке к выполнению лабораторных работ необходимо ознакомиться с целью и методикой проведения эксперимента, рекомендуемой литературой, вопросами для контроля готовности к выполнению заданий и требованиями к оформлению отчёта.

**Отчёты должны содержать:** название работы, условия проведения эксперимента, первичные данные в виде таблиц, обработанные результаты в виде таблиц или графиков. В обязательном порядке должны быть приведены формулы, используемые при расчётах, с описанием всех входящих в них величин.

При подготовке и защите отчетов развиваются способности представлять собственные и известные научные результаты в форме отчетов, презентаций, докладов.

В постановке лабораторных работ и составлении методических рекомендаций к ним принимали участие (в различные годы) Г.В.Чирков, В.А.Шишкин, В.М.Понизовский, А.Г.Михайловский, Н.Н.Коротаев, Г.П.Спелков, С.И.Гущин и Е.И.Лебедева.

Авторы благодарят Е.Н.Лебедеву за внимательное прочтение рукописи, полезные рекомендации и замечания.

## 21. ОПЫТ РЕЗЕРФОРДА

Цель работы: провести экспериментальное исследование углового распределения рассеяния альфа-частиц радиоактивного изотопа плутоний-238 на ядрах атомов в тонкой золотой фольге. Результаты эксперимента сравнить с формулой Резерфорда.

### 21.1. Модели строения атома

Для теоретического объяснения свойств физических объектов и явлений строятся их физические модели. С одной стороны, свойства модели должны быть как можно ближе к свойствам реального физического объекта. С другой стороны, модель должна быть достаточно простой, чтобы её можно было описать с использованием известных физических законов. Моделей может быть несколько. Каждая модель позволяет описать ту или иную группу свойств объекта. Чем более совершенна модель, тем шире группа свойств объекта, которые она описывает, тем лучше соответствие рассчитанных и измеренных экспериментально его характеристик.

#### 21.1.1. Модель атома Томсона

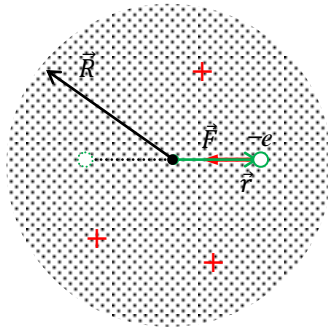


Рис.21.1. Модель атома Томсона

Английский физик Дж. Томсон в 1898 г. предложил первую модель атома. Согласно ей атом представляет собой положительно заряженный массивный шар, внутри которого свободно движется электрон (рис.21.1). Положительный заряд равномерно распределен по объёму шара. Атом в целом нейтральный – положительный заряд шара равен заряду электрона. Напряжённость поля внутри равномерно заряженного шара

$$E(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e}{R^3} \cdot r, \quad (0 < r < R).$$

На электрон, находящийся на расстоянии  $r$  от положения равновесия (от центра шара), действует сила

$$F = (-e)E = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{R^3} \cdot r = -kr, \quad (0 < r < R).$$

Электрон движется с ускорением, направленным к центру шара:

$$\frac{d^2r}{dt^2} = \frac{F}{m}, \quad m - \text{масса электрона. Уравнение движения электрона:}$$

$$\frac{d^2r}{dt^2} + \frac{k}{m}r = 0, \quad \text{его решение: } r = r_0 \sin(\omega t + \delta).$$

Электрон, выведенный каким-либо образом из положения равновесия, будет совершать колебания с частотой  $\omega = \sqrt{k/m}$ . Согласно классической электродинамике, если электрон совершает гармонические колебания в атоме, то он должен излучать монохроматическую волну (спектральную линию).

*Достоинства модели:*

1. Связала свойство атома излучать монохроматические электромагнитные волны с движением электрона внутри атома;
2. Устанавливает состояния атома – невозбуждённое (основное) и возбуждённое. При излучении атом переходит из возбуждённого в основное состояние. При поглощении энергии электромагнитного излучения атом переходит из основного состояния в возбуждённое;
3. Показывает, что частоты излучения и поглощения и порции излучённой и поглощённой энергии одинаковы.

*Недостатки модели Томсона:*

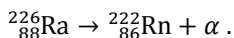
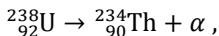
1. Не объясняет наличие нескольких спектральных линий в спектре излучения атома;
2. Не делает никаких предположений о структуре и свойствах заряженного массивного шара, в котором свободно движется электрон;
3. Не объясняет периодичность физических и химических свойств атомов химических элементов.

### **21.1.2. Ядерная модель атома (модель Резерфорда)**

Распределение положительных и отрицательных зарядов в атоме можно выяснить, произведя опытное «зондирование» внутренних областей атома. Коротковолновое рентгеновское излучение проходит через тонкие слои вещества почти без ослабления. Поток электронов высокой энергии (больше 10 кэВ) пролетает через металлическую фольгу почти не рассеиваясь. Атомы оказываются прозрачными для пронизывающих их фотонов и электронов.

Эрнест Резерфорд с сотрудниками Гейгером и Марсденом в 1909–1911 г. исследовали рассеяние  $\alpha$ -частиц на тонкой металлической фольге.

Альфа-частицы возникают при распаде ядер радия, урана и некоторых других радиоактивных изотопов:



Альфа-частица – дважды ионизированный атом гелия (лишённый двух электронов). Масса  $\alpha$ -частицы  $m_\alpha = 4$  а.е.м., приблизительно

в 7300 раз больше массы электрона, а положительный заряд равен удвоенному элементарному заряду. Кинетическая энергия  $\alpha$ -частиц около 5 МэВ, частицы нерелятивистские, их скорость порядка  $10^7$  м/с, что значительно меньше скорости света.

Схема опыта Резерфорда показана на рис.21.2. Узкий пучок  $\alpha$ -частиц от радиоактивного препарата, заключённого в свинцовый контейнер, попадал на тонкую металлическую фольгу. Для регистрации прошедших частиц использовался экран, покрытый люминофором – сернистым цинком ZnS.

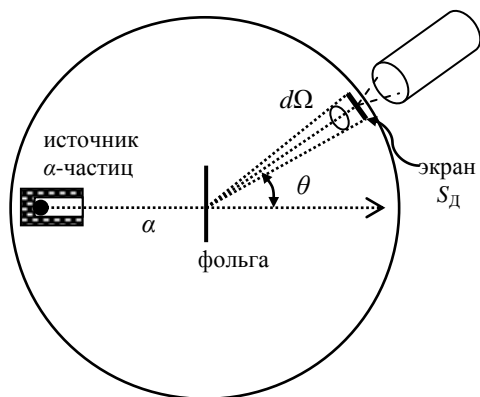


Рис.21.2. Схема опыта Резерфорда

При попадании  $\alpha$ -частицы на кристаллик ZnS возникала вспышка света – сцинтилляция. Сцинтилляции наблюдались с помощью микроскопа. Вся установка помещалась в вакуумную камеру, чтобы исключить рассеяние  $\alpha$ -частиц в воздухе.

Наблюдения рассеянных  $\alpha$ -частиц можно было проводить под различными углами  $\theta$  к первоначальному направлению пучка. Было обнаружено:

- большинство  $\alpha$ -частиц проходило через тонкий слой металла, практически не испытывая отклонения;
- отдельные частицы отклонялись на значительные углы, превышающие  $30^\circ$ . Очень редкие  $\alpha$ -частицы (приблизительно одна на десять тысяч) испытывали отклонение на углы, близкие к  $180^\circ$ .

Проанализировав результаты опыта, Резерфорд пришел к следующим выводам:

- заметного отклонения  $\alpha$ -частиц из-за взаимодействия с электронами не может быть, поскольку масса электрона на четыре порядка меньше массы  $\alpha$ -частицы;
- модель атома Томсона не даёт объяснения отклонению  $\alpha$ -частиц на большие углы. Резерфорд рассчитал, что отклонение траектории  $\alpha$ -частиц при пролете сквозь «атом Томсона» с равномерно распределённым положительным зарядом должно составлять  $0,03 \div 0,05$  градуса. Рассеяние частиц при пролёте через металлическую фольгу, состоящую из таких атомов, может быть в пределах  $1 \div 3$  градуса. Таким обра-

зом, ожидать хотя бы и редких, но больших углов отклонения в модели Томсона бессмысленно;

– сильное отклонение траекторий  $\alpha$ -частиц возможно только в том, случае, если внутри атома имеется сильное электрическое поле, которое создаётся зарядом, связанным с большой массой и сконцентрированным в малом объёме.

Основываясь на этом выводе, Резерфорд предложил в 1911 г. ядерную модель атома:

*Атом представляет собой систему зарядов, в центре которой расположено массивное ядро с положительным зарядом  $+Ze$ , а вокруг ядра расположены  $Z$  электронов, распределённые по всему объёму, занимаемому атомом.*

Сама  $\alpha$ -частица – такое же заряженное массивное ядро атома гелия с зарядовым числом  $Z = 2$ .

Радикальные выводы о строении атома, следовавшие из опытов Резерфорда, заставляли многих ученых сомневаться в их справедливости. Поэтому Резерфорд с сотрудниками многократно повторили опыт, подсчитывая большое число сцинтилляций, чтобы исключить все возможные погрешности. Резерфорд опубликовал результаты своих исследований только в 1911 г., через два года после выполнения первых экспериментов.

### **21.1.3. Теория рассеяния $\alpha$ -частиц**

Для объяснения результатов своих экспериментов и подтверждения гипотезы о ядерном строении атома Резерфорд разработал теорию рассеяния  $\alpha$ -частиц. Резерфорд предположил, что атом представляет собой положительно заряженное массивное ядро, окружённое облаком электронов. Рассеяние  $\alpha$ -частиц на электронах столь же мало, что и на атоме Томсона. Рассеяние на ядре может привести к большим углам, в том числе и к  $180^\circ$ .

В опытах Резерфорда применялись очень тонкие золотые, серебряные и медные фольги толщиной порядка  $10^{-5}$ – $10^{-4}$  см. Ядра занимают малую часть объёма атомов и значительно удалены друг от друга, поэтому большинство  $\alpha$ -частиц пролетают через фольгу, не испытывая заметного отклонения. Большие отклонения возникают только в случае пролете  $\alpha$ -частицы на малом расстоянии от ядра.

В теории Резерфорда рассматривается взаимодействие  $\alpha$ -частицы с одним ядром, мимо которого она пролетает наиболее близко, т.е. решается задача двух тел. Взаимодействие между частицами, приводящие к изменению траектории их движения, принято называть *столкновениями частиц*. Столкновения являются упругими: кинетическая энергия  $\alpha$ -частиц при столкновениях не изменяется, т.е. не рас-

трачивается на возбуждение атома, а тем более атомного ядра. Основной величиной, определяемой в экспериментах по столкновению атомных ядер и частиц, является *дифференциальное сечение рассеяния*  $d\sigma$  – величина, характеризующая вероятность рассеяния на заданный угол.

Пусть параллельный поток  $\alpha$ -частиц падает на мишень, содержащую тяжёлые ядра. Сначала рассмотрим рассеяние частиц на одном из ядер мишени. Проведем ось  $x$  через рассеивающий центр  $O$  параллельно потоку (рис.21.3). Если масса ядра много больше массы  $\alpha$ -частицы (золото, масса атома  $m(\text{Au})=197$  а.е.м.,  $Z(\text{Au})=79$ , серебро,  $m(\text{Ag})=108$  а.е.м.,  $Z(\text{Ag})=47$ ), то ядро испытывает малую отдачу и его можно считать неподвижным.

Расчёт траектории  $\alpha$ -частиц аналогичен задаче Кеплера о движении планет в гравитационном поле Солнца. В обеих задачах силы взаимодействия тел – центральные и изменяются обратно пропорционально квадрату расстояния между ними. В случае планеты это сила гравитационного притяжения, а в случае  $\alpha$ -частицы – сила электростатического отталкивания. Различие лишь в том, что планета может двигаться по эллипсу, параболе или гиперболе, а  $\alpha$ -частица – только по гиперболе.

Угол рассеяния  $\alpha$ -частицы  $\theta$  равен углу между асимптотами её гиперболической траектории (рис.21.3). Для этого угла получена формула (см. формулу (58.11) в учебнике Д. В. Сивухина «Механика» [1]):

$$\operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} = \frac{mv_{\infty}^2 b}{(2e)(Ze)} = \frac{E_{\alpha} b}{Ze^2}, \quad (21.1)$$

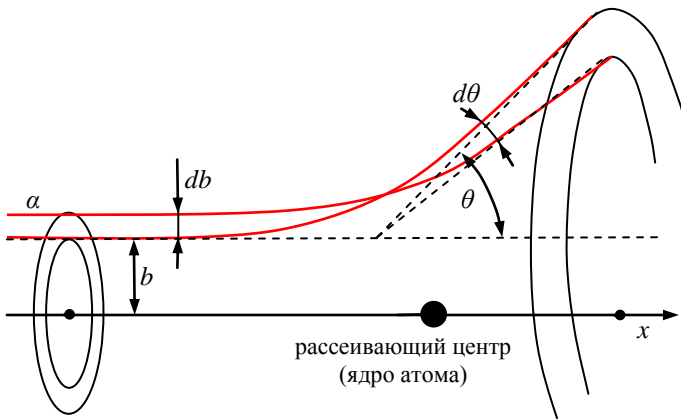


Рис.21.3. Рассеяние  $\alpha$ -частиц в кулоновском поле атомного ядра



где  $m$  – масса  $\alpha$ -частицы,  $v_\infty$  – её скорость вдали от ядра,  $2e$  – её заряд,  $e$  – элементарный заряд,  $Ze$  – заряд ядра,  $Z$  – зарядовое число или порядковый номер элемента в таблице Менделеева,  $E_\alpha$  – кинетическая энергия  $\alpha$ -частицы,  $b$  – прицельное расстояние.

*Прицельным расстоянием* называется длина перпендикуляра, опущенного из рассеивающего центра (ядра) на касательную к траектории  $\alpha$ -частицы вдали от ядра, иными словами, это расстояние, на котором  $\alpha$ -частица пролетела бы мимо ядра, если бы не произошло отклонение её траектории.

Увеличим прицельное расстояние  $b$  на  $db$ . Интервалу  $b, b+db$  соответствует интервал углов рассеяния  $\theta, \theta+d\theta$ . Продифференцировав формулу (21.1) по переменной  $\theta$ , получим

$$db = -\frac{Ze^2}{2E_\alpha} \cdot \frac{d\theta}{\sin^2(\theta/2)} = \frac{Ze^2}{2E_\alpha} \cdot \frac{|d\theta|}{\sin^2(\theta/2)}. \quad (21.2)$$

Используя цилиндрическую симметрию задачи, возьмём кольцевую площадку

$$d\sigma = 2\pi b \cdot db, \quad (21.3)$$

перпендикулярную к потоку частиц. Внутренний радиус площадки равен  $b$ , наружный  $b+db$ , а центр расположен на оси  $x$ . Частицы, прошедшие сквозь площадку, рассеиваются в телесный угол

$$d\Omega = 2\pi \sin \theta \cdot d\theta. \quad (21.4)$$

Из формул (21.1)-(21.4) нетрудно получить

$$\begin{aligned} d\sigma &= 2\pi \cdot \frac{Ze^2}{E_\alpha} \cdot \frac{\cos(\theta/2)}{\sin(\theta/2)} \cdot \frac{Ze^2}{2E_\alpha} \cdot \frac{|d\theta|}{\sin^2(\theta/2)}, \\ d\theta &= \frac{d\Omega}{2\pi \sin \theta} = \frac{d\Omega}{2\pi \cdot 2\sin(\theta/2) \cos(\theta/2)}, \\ d\sigma &= \left(\frac{Ze^2}{2E_\alpha}\right)^2 \cdot \frac{d\Omega}{\sin^4(\theta/2)}. \end{aligned} \quad (21.5)$$

Полученная формула (21.5) называется *формулой Резерфорда*. Она справедлива для любой элементарной площадки, а не только для кольцевой. Величина  $d\sigma$  называется *дифференциальным сечением ядра для рассеяния  $\alpha$ -частиц в телесный угол  $d\Omega$* .

Приведем формулу (21.5) к виду, доступному для экспериментальной проверки. Обозначим через  $I$  интенсивность параллельного пучка  $\alpha$ -частиц, т.е. число частиц, проходящих в единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную потоку. Из этого числа через элементарную площадку  $d\sigma$  проходит

$$dn_1 = Id\sigma$$

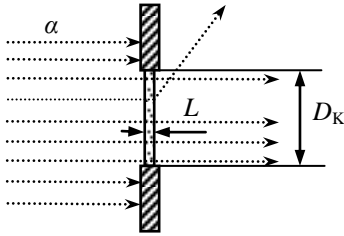


Рис.21.4. Мишень и коллиматор, определяющий сечение потока  $\alpha$ -частиц  $S_\alpha = \pi D_K^2/4$

частиц. После рассеяния эти частицы попадают в телесный угол  $d\Omega$ .

Пусть мишенью является тонкая пластинка (фольга) из металла с порядковым номером  $Z$  в таблице Менделеева. Обозначим  $L$  толщину фольги, площадь поперечного сечения  $S_\alpha$  потока  $\alpha$ -частиц, число ядер (атомов) в единице объёма металла  $N_0$  (рис.21.4). Число рассеивающих центров на пути потока составит

$$N = LS_\alpha N_0. \quad (21.6)$$

Акты рассеяния  $\alpha$ -частиц различными атомными ядрами независимы. Отсюда следует, что число  $\alpha$ -частиц, рассеянных фольгой в единицу времени в телесный угол  $d\Omega$  определяется выражением

$$dn_\theta = NId\sigma = NI \left( \frac{Ze^2}{2E_\alpha} \right)^2 \cdot \frac{d\Omega}{\sin^4(\theta/2)}. \quad (21.7)$$

В таком виде формула была проверена в опытах Резерфорда. В ней  $d\Omega = S_D/R^2$  – телесный угол, под которым видно из центра мишени входное окно  $S_D$  детектора (счётчика)  $\alpha$ -частиц,  $R$  – расстояние от мишени до детектора.

Сотрудники Резерфорда произвели проверку формулы, путём подсчёта сцинтилляций, наблюдавшихся под разными углами  $\theta$  за одинаковые промежутки времени.

Результаты опыта показали:

- число сцинтилляций оказалось пропорционально  $1/\sin^4 \frac{\theta}{2}$ . При постоянстве  $N, I, E_\alpha, d\Omega$  величина  $\sin^4(\theta/2)dn_\theta$  постоянна, т.е. не зависит от угла рассеяния  $\theta$ ;
- число частиц, рассеянных под углом  $\theta$  пропорционально квадрату зарядового числа  $Z$  атомов мишени. Опыты с фольгами из разных материалов и разной толщины полностью подтвердили верность формулы.

Подтверждение на опыте формулы Резерфорда явилось доказательством справедливости закона Кулона на расстояниях до  $10^{-12}$  см, на которые могут сближаться  $\alpha$ -частицы и рассеивающие их ядра.

Результаты опытов привели к неожиданному для того времени выводу, что в центре атома находится плотное положительно заряженное ядро. Это ядро занимает только  $10^{-12}$  часть полного объёма атома, но содержит весь положительный заряд и не менее 99,95 % его массы.

Вещество, составляющее ядро атома, имеет колоссальную плотность порядка  $\rho \approx 10^{15}$  г/см<sup>3</sup>.

#### ***Достоинства и недостатки ядерной модели Резерфорда***

- Описывает общую структуру атома – наличие ядра и электронной оболочки;
- Устанавливает величину заряда ядра  $+Ze$ , совпадающую с номером элемента в Периодической таблице Менделеева;
- Устанавливает справедливость закона Кулона для расстояний до  $10^{-12}$  см;
- Дает оценку размеров ядра – радиус ядра менее  $6 \cdot 10^{-12}$  см (из соответствия результатов опыта с формулой Резерфорда –  $\alpha$ -частица испытывает кулоновское отталкивание от ядра и не проникает внутрь ядра);
- Не описывает структуру электронной оболочки, соответственно и свойства атома: излучение и поглощение света, образование химической связи и т.д.

#### ***21.1.4. Планетарная модель атома Резерфорда***

Система неподвижных зарядов не может находиться в устойчивом равновесии. Электроны должны двигаться вокруг ядра, описывая искривленные траектории.

Кулоновские силы притяжения электронов к ядру атома меняются обратно пропорционально квадрату расстояния между ними. Такую же зависимость имеют и гравитационные силы между телами планетной системы. Устойчивость планетной системы обеспечивается вращением планет вокруг Солнца. По аналогии с этим Резерфорд предложил планетарную модель атома, в которой электроны вращаются вокруг ядра. Планетарная модель атома, предложенная Резерфордом, явилась крупным шагом вперед в развитии знаний о строении атома.

#### ***Достоинства и недостатки планетарной модели***

Достоинства модели:

- весьма грубо, но даёт представление о структуре электронной оболочки;
- устанавливает, что электроны в атоме должны находиться в состоянии непрерывного движения;
- устанавливает, что электроны в атоме и атом в целом могут иметь момент количества движения (момент импульса), не равный нулю.

Недостатки модели:

- не объясняет устойчивость атома. Электрон, двигаясь по круговой орбите, движется с ускорением. Согласно классической электродинамике, заряд,двигающийся с ускорением, должен излучать электромаг-

нитные волны. Процесс излучения приводит к потере энергии, и электрон должен «упасть на ядро»;  
– не объясняет спектральный состав излучения атомов.

## 21.2. Проведение эксперимента по рассеянию $\alpha$ -частиц

### 21.2.1. Описание экспериментальной установки

Эксперимент выполняется на модели экспериментальной установки «Опыт Резерфорда», созданной в НИИ ЯФ МГУ.

На рис.21.5 представлен общий вид установки. Под прозрачной крышкой видны: 1) источник  $\alpha$ -частиц, 2) мишень и коллиматор, формирующий пучок  $\alpha$ -частиц, 3) подвижный детектор  $\alpha$ -частиц.

На передней панели расположены жидкокристаллический индикатор и кнопки управления: «Сеть», «Включение детектора», «Поворот детектора», «Проверка вакуума». На левой боковой стенке находится ручка управления мишенью (убрать/выставить под пучок).

Поскольку при столкновении с молекулами воздуха  $\alpha$ -частицы заметно теряют свою энергию, то камера рассеяния должна быть откачана до давления  $\sim 1$  мм ртутного столба.

Подвижный полупроводниковый детектор регистрирует попадающие в него  $\alpha$ -частицы. Сигналы с детектора через усилитель по-

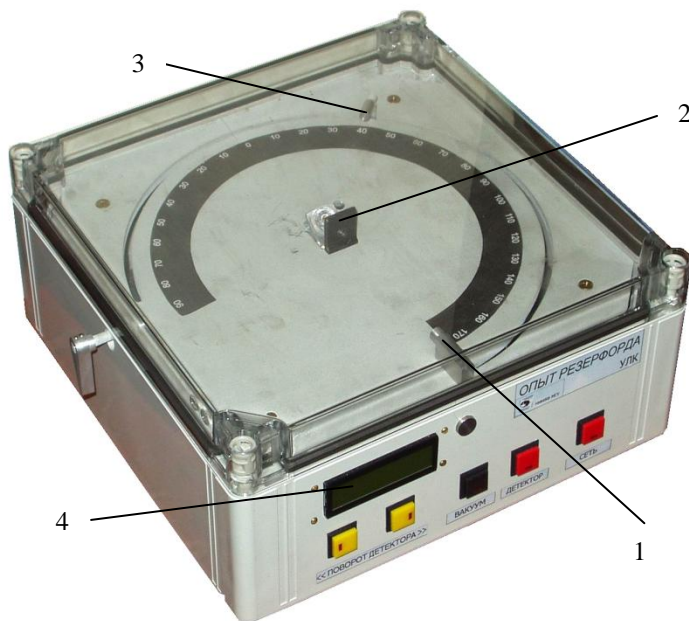
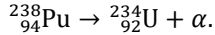


Рис.21.5. Экспериментальная установка «Опыт Резерфорда»

ступают на пересчётную схему.

### Параметры установки:

В качестве источника  $\alpha$ -частиц использован препарат радиоактивного изотопа плутония  $\text{Pu}^{238}$  с периодом полураспада 86 лет:



При распаде образуются две группы  $\alpha$ -частиц с энергиями 5,46 и 5,50 МэВ. В лабораторной работе используем их среднее значение  $E_{\alpha}=5,48$  МэВ.

Мишень представляет собой золотую фольгу толщиной  $L=1$  мкм и плотностью  $\rho=19,3$  г/см<sup>3</sup>. Атомная масса золота  $A=197,2$  а.е.м., зарядовое число ядра золота  $Z=79$ . Масса одного моля золота  $M_{\text{мол}}=197,2$  г.

Диаметр пучка  $\alpha$ -частиц (диаметр коллиматора)  $D_K=0,4$  см.

Диаметр детектора  $D_d=0,5$  см, расстояние от центра мишени до детектора  $R=12$  см.

### 21.2.2. Порядок выполнения эксперимента

1. Кнопкой «Сеть» включите прибор;
2. Кнопкой «Проверка вакуума» проверьте давление воздуха в камере рассеяния (индикатор должен показать  $\sim 1$  мм рт. столба);
3. Рукоятку, расположенную на левой боковой стороне прибора, поверните от себя и выведите мишень из-под пучка, зафиксировав в горизонтальном положении.

**ВНИМАНИЕ!** При изменении положения детектора или мишени детектор следует предварительно **отключить**.

4. При угле рассеяния  $\theta=0^\circ$  измерьте число частиц  $n_0$  попадающих в детектор за время  $t=10$  с.

5. Вычислите интенсивность  $I$  пучка  $\alpha$ -частиц, т.е. число частиц, проходящих в единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную потоку:

$$I = \frac{n_0}{tS_K} \left[ \frac{1}{\text{с} \cdot \text{см}^2} \right], \quad S_K = \frac{\pi D_K^2}{4}, \quad (21.9)$$

где  $S_K$  – площадь отверстия коллиматора, определяющего сечение пучка. Результат запишите в табл 21.1.

6. Введите мишень под пучок (предварительно отключив детектор). Мишень должна быть зафиксирована в вертикальном положении.

7. Проведите измерения числа рассеянных частиц  $n_\theta$  для углов  $\theta=10^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ$  и  $50^\circ$

При проведении эксперимента следует помнить, что радиоактивный распад – явление статистическое, и число попавших в счётчик частиц является случайной величиной, подчиняющейся распределе-

нию Пуассона. Относительная погрешность  $\delta n_\theta$  измеренного числа рассеянных частиц  $n_\theta$  вычисляется по формуле

$$\delta n_\theta = \frac{1}{\sqrt{n_\theta}}, \quad (21.10)$$

Соотношение (21.10) позволяет определить минимальное число  $n_\theta$  частиц, которое нужно зарегистрировать, чтобы не превысить заданную величину погрешности  $\delta n_\theta$

$$(n_\theta)_{\text{мин}} = \frac{1}{(\delta n_\theta)^2}. \quad (21.11)$$

Задайте величину относительной погрешности измерений и согласуйте её с преподавателем. Рекомендуемое значение  $\delta n_\theta = 0,1$  (10%).

Поскольку точность эксперимента следует поддерживать на одном и том же уровне, то при увеличении угла  $\theta$  необходимо увеличивать и время экспозиции  $t$ .

Все результаты занести в табл.21.1

8. Рассчитайте для выбранных углов рассеяния  $\theta$  число  $\alpha$ -частиц, рассеянных фольгой в единицу времени в телесный угол  $d\Omega$

$$dn_{\theta\text{эксп}} = \frac{n_\theta}{t}, \quad (21.12)$$

Результаты занести в табл.21.1.

9. Вычислите элемент телесного угла  $d\Omega$ , под которым виден детектор из центра мишени

$$d\Omega = \frac{S_D}{R^2} = \frac{\pi D_D^2/4}{R^2}, \quad (21.13)$$

где  $R$  – расстояние от мишени до детектора.

10. По формуле (21.6) рассчитайте число рассеивающих ядер в мишени  $N$ , находящихся на пути  $\alpha$ -частиц. Число ядер (атомов) в единице объёма золота  $N_0$  находится из соотношения

$$N_0 = \frac{N_A}{V_{\text{мол}}},$$

где:  $N_A = 6,022 \cdot 10^{23}$  моль<sup>-1</sup> – число Авогадро,

$V_{\text{мол}} = M_{\text{мол}}/\rho$  [см<sup>3</sup>] – объём одного моля золота.

11. Рассчитайте по формуле (21.7) теоретические величины числа частиц, рассеянных в единицу времени  $dn_{\theta\text{теор}}$  для выбранных углов рассеяния  $\theta$ . Результаты занесите в табл.21.1.

**ВНИМАНИЕ!** Формула (21.7) представлена в системе СГСЭ (1 Кл =  $3 \cdot 10^9$  заряд СГСЭ, 1 Дж =  $1 \cdot 10^7$  эрг).

12. Постройте график теоретической зависимости числа рассеянных частиц,  $dn_{\theta\text{теор}}$  от угла рассеяния  $\theta$ .

На этом же графике постройте экспериментально полученные точки  $dn_{\theta_{\text{эксп}}}$ . Укажите на графике створ абсолютной погрешности  $\Delta(dn_{\theta_{\text{эксп}}})$  на экспериментальных точках:

$$\Delta(dn_{\theta_{\text{эксп}}}) = \mp (dn_{\theta_{\text{эксп}}}) \cdot (\delta n_{\theta}) = \mp \frac{dn_{\theta_{\text{эксп}}}}{\sqrt{n_{\theta}}}.$$

13. Постройте график зависимости произведения  $dn_{\theta_{\text{теор}}} \cdot \sin^4(\theta/2)$  от угла рассеяния  $\theta$ .

На этом же графике постройте экспериментальные точки  $dn_{\theta_{\text{эксп}}} \cdot \sin^4(\theta/2)$ . Укажите на графике створ абсолютной погрешности  $\Delta(dn_{\theta_{\text{эксп}}}) \cdot \sin^4(\theta/2)$  на экспериментальных точках:

$$\Delta(dn_{\theta_{\text{эксп}}}) \cdot \sin^4(\theta/2) = \mp \frac{dn_{\theta_{\text{эксп}}}}{\sqrt{n_{\theta}}} \cdot \sin^4(\theta/2).$$

14. Сделайте вывод:

Подтверждают или не подтверждают результаты проведённого опыта справедливость формулы Резерфорда.

Таблица 21.1

Результаты эксперимента «Опыт Резерфорда»  
интенсивность пучка  $\alpha$ -частиц  $I = \dots 1/(\text{с} \cdot \text{см})^2$

$\theta^\circ$	$n_{\theta}$	$t$	$dn_{\theta_{\text{эксп}}}$	$dn_{\theta_{\text{теор}}}$	$dn_{\theta_{\text{эксп}}} \sin^4(\theta/2)$	$dn_{\theta_{\text{теор}}} \sin^4(\theta/2)$
10						
20						
30						
40						
50						

### 21.3. Контрольные вопросы

1. С какой целью Резерфорд проводил опыты по рассеянию  $\alpha$ -частиц?
2. Какие выводы сделал Резерфорд по результатам опытов?
3. Перечислите достоинства и недостатки ядерной и планетарной моделей атома.
4. Поясните устройство и принцип действия установки Резерфорда для исследования рассеяния частиц на атомных ядрах.
5. Как регистрируются альфа-частицы рассеянные на тонких металлических фольгах?
6. Объясните наблюдаемое рассеяние частиц на углы, близкие к  $180^\circ$ .
7. Почему в опытах Резерфорда необходимо применять тонкие металлические фольги?

8. Дайте определение дифференциального сечения рассеяния.

9. Почему для теоретического рассмотрения вопроса Резерфорд выбрал кулоновский потенциал?

10. Как точность эксперимента удастся поддерживать на заданном уровне?

### **Список литературы**

1. *Сивухин Д.В.* Общий курс физики: учеб. пособие для вузов. Т.1. Механика. М.: Физматлит, 2006. 510 с.

2. *Сивухин Д.В.* Общий курс физики: учеб. пособие для вузов. Т.5. Атомная и ядерная физика. М.: Физматлит, 2006. 784 с.

3. Опыт Резерфорда (Зондирование вещества быстрыми альфа-частицами) / Лабораторная работа. НИИ ЯФ МГУ. М.: 2007. 17 с.



## 22. ИЗУЧЕНИЕ СЧЁТНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ СЧЁТЧИКА ГЕЙГЕРА–МЮЛЛЕРА

Цель работы: измерение счётной характеристики счётчика Гейгера-Мюллера. Определение активности препарата.

### 22.1. Газовые ионизационные детекторы излучений

При работе с источниками ионизирующих излучений, выполнении различных экспериментов по ядерной физике возникает необходимость в регистрации этих излучений. Для этих целей существуют специальные датчики (детекторы) излучений, задача которых – осуществлять преобразование энергии ядерных излучений в электрические сигналы (импульсы тока).

*Ионизирующим излучением* называют потоки заряженных частиц, гамма и рентгеновских фотонов, взаимодействие которых с веществом приводит к ионизации атомов и молекул. Основной причиной возникновения  $\gamma$ -излучений являются альфа- и бета-распады радиоактивных ядер.

Альфа-излучение представляет собой поток ядер гелия, бета-излучение – поток электронов или позитронов. Электрон, находящийся достаточно близко от траектории  $\alpha$ - или  $\beta$ -частицы, срывается электрическим полем частицы с атомной оболочки. Атом, потерявший электрон, представляет собой положительно заряженный ион. Вторичный электрон может в свою очередь произвести несколько ионизаций или присоединиться к другому нейтральному атому и образовать отрицательный ион.

Ионизационный метод – один из основных методов детектирования излучений. Детектор в общем случае представляет собой камеру, заполненную инертным газом. В камере находятся два электрода, на которые подаётся высокое напряжение. Заряженная частица, пролетая через объём камеры, ионизирует атомы газа вдоль своей траектории. Под действием электрического поля электроны будут двигаться к положительному электроду (аноду), а положительные ионы – к катоду. В газовом промежутке и соответственно во внешней цепи возникнет электрический ток.

Гамма-излучение проходит через газ в камере, практически не образуя ионов. Однако оно взаимодействует с веществом стенок камеры в результате двух основных явлений:

- комптон-эффект, или рассеяние гамма-квантов на электронах. При этом гамма-квант передаёт часть энергии электрону, с которым произошло взаимодействие;
- фотоэффект, или поглощение гамма-кванта атомом. При этом вся энергия кванта передается одному из электронов атома.

В том и другом случае возникает быстрый вторичный электрон, который, вылетая из стенки камеры, производит ионизацию газа. Таким образом, ионизационный метод регистрации излучений основан на измерении заряда и тока, возникающего в газовом детекторе при прохождении быстрых заряженных частиц.

## 22.2. Ионизационная камера

Ионизационная камера предназначена для измерения энергии потока ионизирующих частиц. Устройство ионизационной камеры изображено на рис.22.1. Камера заполняется воздухом или инертным газом под давлением  $0,1 \div 1$  атм. В камере расположен измерительный электрод ИЭ, заземлённый через сопротивление  $R$ . Вторым высоковольтным электродом ВЭ обычно служат стенки самой камеры. На ВЭ подают отрицательное (или положительное) напряжение от 100 В до 1 кВ.

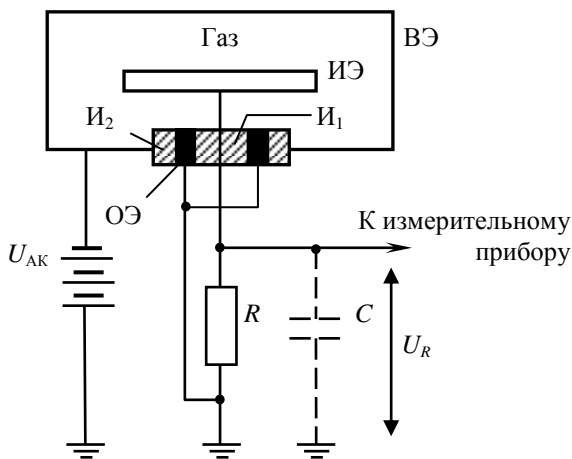


Рис.22.1. Схема устройства ионизационной камеры

Заряженные частицы с большой энергией, пролетая сквозь камеру, ионизируют на своём пути атомы газа. Образовавшиеся ионы движутся в электрическом поле между стенками камеры ВЭ и измерительным электродом ИЭ. Сила тока  $I$ , протекающего через камеру, и, следовательно, напряжение  $U_R$ , образующееся на сопротивлении  $R$ , определяются ионизацией газа. Измерительный электрод ИЭ укреплен с помощью изоляторов  $I_1$  и  $I_2$ . Охранный электрод ОЭ заземлён. Основные токи утечки изолятора  $I_2$  направляются от высоковольтного

электрода к охранному и не попадают на измерительный. Разность потенциалов между ОЭ и ИЭ, равная падению напряжения на сопротивлении  $R$ , обычно не превышает долей вольта, поэтому утечки через изолятор  $I_1$  малы и не искажают результатов измерений.

Поставим вблизи камеры источник ионизирующего излучения и начнём постепенно увеличивать напряжение  $U_{AK}$  на ней. Ток, протекающий через камеру, сначала будет резко возрастать, а затем, начиная с некоторого напряжения  $U_{AK}$ , станет неизменным или, как говорят, выйдет на плато (рис.22.2). Сила тока в пределах плато, очевидно, равна

$$I_0 = Ne, \quad (22.1)$$

где  $N$  – число пар ионов, образуемых в секунду в объёме камеры, а  $e$  – заряд электрона.

При напряжении  $U_{AK} < U_0$  сила тока оказывается заметно меньше  $I_0$ . Это происходит в основном из-за того, что часть ионов успевает рекомбинировать и не доходит до электродов камеры. Лишь при достаточно больших напряжениях (порядка сотни или нескольких сотен вольт при обычных размерах камер) ионы движутся достаточно быстро и рекомбинация не играет существенной роли. При использовании камер для регистрации ионизирующего излучения всегда стремятся работать в области плато, так как при этом сила тока не зависит от небольших изменений напряжения на камере.

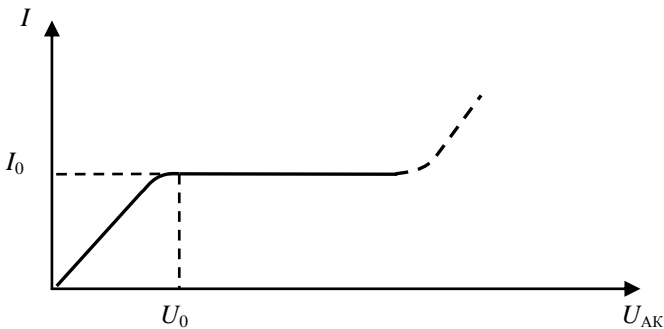


Рис.22.2. Вольт-амперная характеристика ионизационной камеры

Сделаем некоторые численные оценки. При измерении постоянных и медленно изменяющихся напряжений чувствительность аппаратуры обычно не удастся сделать больше, чем несколько милливольт. Это связано с тем, что сопротивления полупроводниковых приборов и других элементов схемы и падения напряжений на них несколько меняются с температурой и со временем. Измеряемые напряжения будут

зарегистрированы надёжно, если они существенно превышают указанную нестабильность. Поэтому положим, что минимальное измеримое значение напряжения равно  $U_{R\min} = 0,01$  В.

При данном  $U_{\min}$  минимальная обнаруживаемая сила тока  $I_{\min}$  определяется, очевидно, величиной сопротивления  $R$ . Практически никогда не применяются сопротивления больше  $1 \text{ ГОм} = 10^9 \text{ Ом}$ . Поэтому  $I_{\min} = U_{R\min} / R = 10^{-11}$  А.

Поскольку заряд электрона равен  $1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл, получаем, что камера способна эффективно регистрировать излучение лишь в том случае, если в ней образуется  $N_{\min} = 6 \cdot 10^7$  пар ионов в секунду.

Альфа-частица с энергией 5 МэВ пробегает в воздухе около 3 см и создает на своем пути  $N_{\alpha} = 2 \cdot 10^5$  пар ионов (энергия ионизации одного атома аргона 25 эВ). Камера регистрирует  $\alpha$ -излучение, если в её объём будет попадать не менее  $N_{\min} / N_{\alpha} = 6 \cdot 10^7 / 2 \cdot 10^5 = 300$   $\alpha$ -частиц в секунду.

Бета-частица с энергией 5 МэВ пробегает в воздухе около 10 м и создаёт примерно 200 пар ионов на 1 см пути. Если диаметр камеры 10 см, то  $\beta$ -частица создаст в ней  $N_{\beta} = 2 \cdot 10^3$  пар ионов. Камера регистрирует  $\beta$ -излучение, если в её объём будет попадать не менее  $3 \cdot 10^4$   $\beta$ -частиц в секунду.

Камеры, регистрирующие излучение по среднему току, называются *токовыми ионизационными камерами*. Они не могут регистрировать слабые излучения с интенсивностью естественного радиационного фона. Естественный радиационный фон около 0,004 микрорентген в секунду или 10 пар ионов в  $1 \text{ см}^3$  воздуха. При этом в объёме камеры в  $1000 \text{ см}^3$  образуется  $10^4$  пар ионов, что много меньше  $N_{\min} = 10^7$  пар ионов, так что ионизационная камера способна надёжно регистрировать лишь суммарный эффект от прохождения большого числа частиц.

В дозиметрии для регистрации длительно воздействующих слабых излучений применяют *интегрирующие ионизационные камеры*. Ионизационная камера, как конденсатор, заряжается от источника высокого напряжения  $U_1$ . Из-за ионного тока заряды на электродах камеры постепенно уменьшаются. Через заданный промежуток времени камера подключается к вольтметру и измеряется остаточное напряжение  $U_2$ . По разности напряжений можно определить суммарный заряд ионов, образовавшихся в камере  $Q = C(U_1 - U_2)$ .

### 22.3. Газовые счётчики

Газовые счётчики предназначены для регистрации слабых излучений путем подсчёта числа частиц, пролетающих через камеру счётчика.

Газовый счётчик заряженных частиц представляет собой стеклянную трубку, покрытую изнутри слоем металла (в некоторых случаях – сделанную непосредственно из металла). По оси трубки натянута металлическая нить (см. рис.22.3). Трубка заполняется каким-либо инертным газом: неоном или аргоном, с добавлением многоатомного газа ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{N}_2$ ). Давление газа в счётчиках составляет от нескольких сотых до нескольких десятых долей от атмосферного.

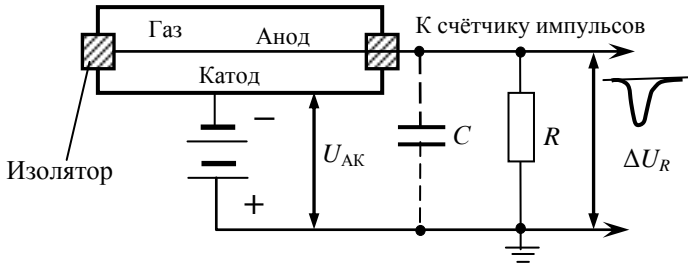


Рис.22.3. Схема разового счётчика

Схема включения счётчика показана на рис.22.3. Центральная нить служит анодом, стенки трубки – катодом.  $R$  – нагрузочное сопротивление,  $C$  – ёмкость самого счётчика плюс входная ёмкость усилителя. Рабочим объёмом счётчика называется область, ограниченная снаружи катодом и изнутри – анодом.

Заряженная частица, проходя через рабочий объём счётчика, производит ионизацию атомов газа, в результате чего в рабочем объёме образуются свободные электроны и положительные ионы. Под действием электрического поля электроны двигаются (дрейфуют) к положительному электроду (нити), а положительные ионы – к катоду.

На рис.22.4 показана зависимость числа собираемых электрон-ионных пар от напряжения между анодом и катодом. Другими словами, это величина заряда  $Q=eN$ , проходящего через сопротивление  $R$ , при регистрации быстрой заряженной частицы, где  $N$  – число электрон-ионных пар, достигших электродов камеры. При низком напряжении не все электроны достигают анода, т. к. их часть успевает рекомбинировать при столкновении с ионами. На участке  $50 \div 250$  В практически все первоначально образовавшиеся электроны и ионы собираются на электродах. На этом участке характеристики работают ионизационные камеры.

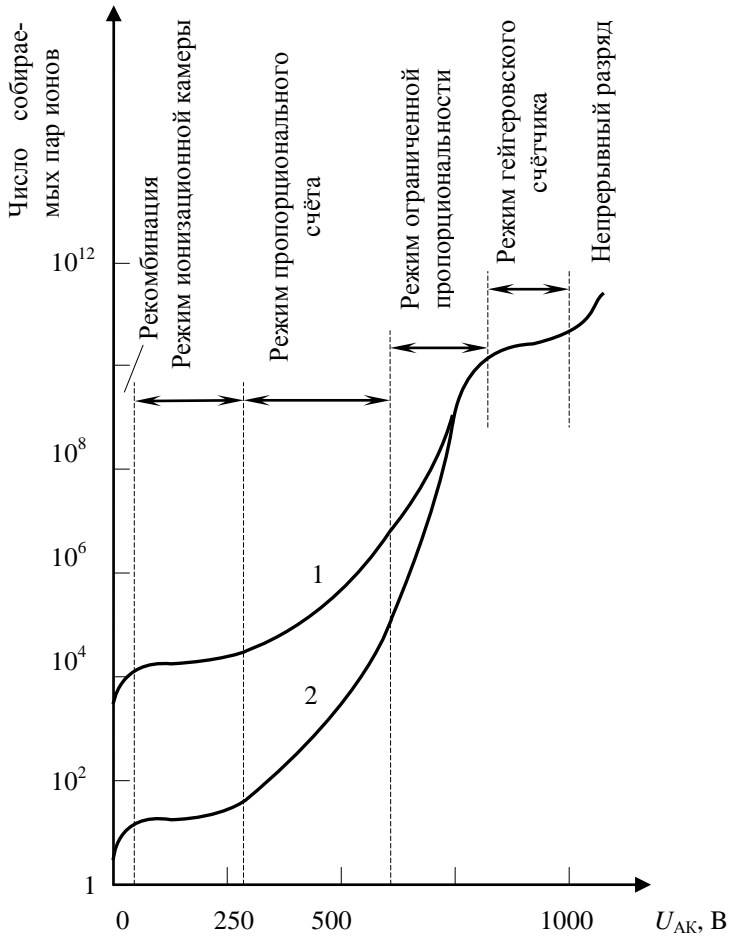


Рис.22.4. Характеристики газового счётчика при работе в различных режимах при регистрации частиц: 1 –  $\alpha$ ; 2 –  $\beta$

При увеличении напряжения на счётчике за участком плато начинается участок нового подъёма. Число ионов, приходящих на электроды, возрастает вследствие вторичной ионизации и оказывается существенно больше числа первичных ионов, образованных в газе ионизирующим излучением. Вторичная ионизация возможна, если энергия, приобретаемая электронами в электрическом поле на пути между двумя последовательными столкновениями с атомами газа, оказывается достаточной для того, чтобы ионизировать эти атомы. Вторичные

электроны, набрав в электрическом поле достаточную энергию, способны сами ионизовать газ наравне с первичными. Общее число электронов, приходящих к аноду, лавинообразно нарастает.

Число электронов  $N$ , приходящих к аноду счётчика, отнесенное к числу первичных электронов  $N_0$ , носит название *коэффициента газового усиления*  $A$ :

$$A = N/N_0.$$

Коэффициент газового усиления быстро возрастает с напряжением.

### 22.3.1. Пропорциональные счётчики

Напряжённость электрического поля в цилиндрическом счётчике, анодом которого служит тонкая нить, а катодом – трубка с радиусами  $r_A$  и  $r_K$  соответственно, обратно пропорциональна расстоянию  $r$  от его оси:

$$E = \frac{U_{AK}}{\ln\left(\frac{r_A}{r_K}\right)} \cdot \frac{1}{r},$$

где  $U_{AK}$  – разность потенциалов между нитью (анодом) и стенками трубки (катодом). Напряжённость поля достигает больших значений около нити и невелика у катода.

Областью ударной ионизации будет пространство, непосредственно прилегающее к аноду (нити), где напряжённость электрического поля  $E$  больше  $E_{вт}$ , при которой становится возможной вторичная ионизация. На рис.22.5 она соответствует заштрихованной области. Практически вся начальная ионизация происходит вне этой области, и коэффициент газового усиления не зависит от места образования начальной ионизации. Детекторы с газовым усилением, не зависящим от места образования начальной ионизации, называются *пропорциональными счётчиками*.

Таким образом, в пропорциональном счётчике амплитуда импульса напряжения на аноде в  $K$  раз больше, чем в ионизационной ка-

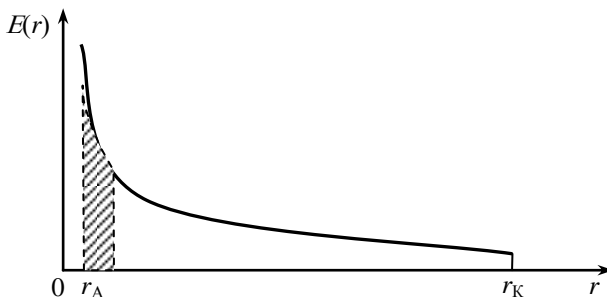


Рис.22.5. Зависимость напряжённости электрического поля от радиуса

мере, и пропорциональна величине начальной ионизации  $N_0$ , т.е. энергии, затраченной ионизирующей частицей:

$$\Delta U_R \approx eKN_0/C,$$

где  $C$  – ёмкость счётчика,  $e$  – заряд одного иона.

В приведенном выше описании работы счётчика рассмотрен лишь один механизм образования электронно-ионной лавины – ударная ионизация. Этот механизм является основным, но не единственным. При определенных условиях существенную роль могут играть два так называемых вторичных эффекта:

1. Фотонный механизм образования свободных электронов. При столкновениях электронов с атомами газа может происходить не только ионизация, но и возбуждение атомов газа. Переход атома из возбуждённого состояния в основное происходит путём высвечивания фотона, который при попадании на катод счётчика может образовать фотозлектрон;

2. Процесс выбивания положительным ионом свободного электрона из катода. Если энергия положительного иона, подошедшего к катоду, больше работы выхода электрона из поверхности катода, ион вырывает из катода электрон, который объединяется с положительным ионом, и получается нейтральный атом газа. Но если энергия иона больше или равна удвоенной работе выхода электрона, то из катода могут быть вырваны два электрона, один из которых окажется свободным.

Свободные электроны, возникшие в результате вторичных эффектов, создадут новые электронно-ионные лавины наряду с первичными электронами и электронами, образованными в результате ударной ионизации. Это приведет к нарушению пропорциональности между амплитудой импульса и величиной начальной ионизации, кроме того, может привести к возникновению непрерывного газового разряда.

Поэтому при использовании пропорциональных счётчиков стараются подавить действие вторичных механизмов. Это достигается применением металла катода с большой работой выхода и подбором соответствующей газовой смеси, обеспечивающей поглощение фотонов, испускаемых возбуждёнными атомами газа. Если к инертному газу (Ne, Ar) добавить 5÷15% многоатомного газа ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$ ), то молекулы добавки будут поглощать фотоны, высвечиваемые атомами инертного газа.

Основным достоинством области пропорционального счёта является возможность изменения коэффициента газового усиления от



нескольких единиц до нескольких тысяч при повышении напряжения  $U_0$ .

### 22.3.2. Самогасящиеся счётчики Гейгера–Мюллера

При дальнейшем увеличении напряжения между катодом и анодом (область 800÷1000 В на рис.22.4) ширина области вокруг анода, в которой напряжённость поля выше  $E_{вт}$ , увеличивается. Число вторичных электронов в лавинах и число самих лавин возрастают, растут коэффициент газового усиления и соответственно амплитуда импульса на аноде. Одновременно возрастают размер и плотность облака положительных ионов вокруг нити, которое ослабляет поле вблизи анода и препятствует неограниченному росту коэффициента усиления.

Все это приводит, с одной стороны, к созданию импульса большой амплитуды (до нескольких вольт), а с другой стороны – к нарушению пропорциональности между амплитудой и начальной ионизацией. Счётчик переходит в гейгеровский режим работы, когда амплитуда сформированного импульса практически не зависит от степени начальной ионизации в газе. Чтобы счётчик мог зарегистрировать следующую частицу, нужно предотвратить возникновение самостоятельного газового разряда.

В самогасящихся счётчиках разряд гасится внутри самого прибора, для чего их заполняют газовой смесью, состоящей из инертного газа (Ar, Ne, He) и примеси (так называемой гасящей добавки). Используются два типа гасящих добавок: многоатомные органические молекулы (метан, этилен, пары этилового спирта) или молекулы галогенов ( $Cl_2$ ,  $Br_2$ ,  $I_2$ ). Компоненты газовой смеси должны удовлетворять условию: потенциал ионизации гасящей добавки должен быть ниже потенциала возбуждения основной компоненты (инертного газа). Например, используется следующая газовая смесь: 90% аргона (потенциал ионизации  $I_{ион}=15,7$  эВ, первый потенциал возбуждения  $I_{возб}^{(1)}=11,57$  эВ) и 10% паров этанола ( $C_2H_5OH$ , т.е. этилового спирта) с  $I_{ион}=11,3$  эВ. В таком самогасящемся счётчике практически полностью отсутствуют вторичные эффекты на катоде, приводящие к появлению свободных электронов.

Фотоны, появляющиеся при переходе возбуждённых атомов аргона в основное состояние, поглощаются молекулами спирта, производя их ионизацию, причем основная масса фотонов рождается вблизи анода и эффективное поглощение их молекулами спирта препятствует их попаданию на катод. Среди положительных ионов, подходящих к катоду, абсолютное большинство составляют ионы молекул спирта.

Они обладают меньшей энергией, чем ионы аргона, и вырывания свободного электрона из катода не происходит, а многоатомные

молекулы спирта диссоциируют на радикалы, т.е. катод не участвует в образовании свободных электронов за счет вторичных эффектов.

По мере развития электронно-ионной лавины вблизи анода образуется облако положительного пространственного заряда, т.к. скорость дрейфа ионов значительно меньше скорости дрейфа электронов. Этот пространственный заряд снижает напряжённость электрического поля вблизи анода и при достаточной плотности приводит к тому, что ударная ионизация не происходит, и образование лавин прекращается. По мере отхода положительных ионов от анода происходит увеличение действующего электрического поля вблизи анода и ударная ионизация становится возможной. В этот момент прохождение через счётчик заряженной частицы может инициировать развитие новых лавин.

Срок службы самогасящихся счётчиков с многоатомными газами добавками ограничен, т.к. каждый разряд в таком счётчике приводит к диссоциации части многоатомных молекул. Обычно такой счётчик способен зарегистрировать  $10^8$ - $10^9$  импульсов, после чего значительная часть молекул гасящих присадок оказывается израсходованной. Этот недостаток отсутствует в так называемых галогенных счётчиках.

В галогенных счётчиках добавкой к инертному газу являются хлор, бром или йод, причём потенциал ионизации гасящей добавки также выбирается ниже первого потенциала возбуждения основного газа заполнения. Рассмотрим в качестве примера следующий состав газовой смеси заполнения: Ne (потенциал ионизации  $I_{\text{ион}} = 21,5$  эВ, первый потенциал возбуждения  $I_{\text{возб}}^{(1)} = 16,6$  эВ) и 0,1% Br ( $I_{\text{ион}} = 12,8$  эВ). Галогенные счётчики работают при сравнительно низком значении рабочего напряжения  $U_0 = 300$ - $500$  В, поэтому в процессе развития разряда в галогенном счётчике ударная ионизация атомов основного газа (неона) отсутствует. Электроны, ускоряясь в относительно слабом электрическом поле, производят только возбуждение атомов неона, т.к. потенциал ионизации Ne относительно высок. Среди возбуждённых состояний неона есть метастабильные с временем жизни  $10^{-4}$ - $10^{-2}$  с. В течение столь длительного пребывания в возбуждённом состоянии (обычно время пребывания в возбуждённом состоянии составляет около  $10^{-8}$  с) атомы неона испытывают многократные столкновения с другими атомами, в том числе и с атомами галоида. Так как потенциал ионизации брома меньше потенциала возбуждения неона, при таких столкновениях может происходить ионизация брома. Образовавшийся при этом свободный электрон ускоряется в электрическом поле, производит возбуждение атомов неона и т.д. Часть же возбуждённых атомов неона переходит в основное состояние и высве-

чивает фотон, который имеет большую вероятность дойти до катода, т.к. относительная концентрация атомов галоида в газовой смеси мала. В результате фотоэффекта на катоде появляются свободные электроны, которые при попадании в область сильного электрического поля вблизи анода возбуждают атомы неона. Таким образом, положительными ионами являются ионы брома. При достаточной величине пространственного заряда около анода, где происходит основная доля возбуждений атомов неона и ионизация атомов брома, развитие лавин прекращается. После собирания ионов брома на катоде, когда действующее электрическое поле становится равным приложенному, повторных лавин не возникает, т.к. нейтрализующиеся ионы брома не могут вырвать с поверхности катода свободные электроны (потенциал ионизации брома меньше, чем двойная работа выхода). Таким образом, разряд прекращается, как и в самогасящихся счётчиках с парами спирта, но, в отличие от последних, срок службы галогенных счётчиков не ограничен ввиду того, что диссоциации молекул гасящей добавки не происходит.

Так как положительные ионы при своём движении к катоду проходят область сильного поля вблизи анода за время  $10^{-6}$  с, за это время нарастает значительная часть импульса (см. рис.22.6). Поэтому если взять  $\tau = RC = 10^{-5}$  с, то можно получить короткий импульс с амплитудой, близкой к максимальной. При этом величина нагрузочного резистора составит  $R \approx 10^{-5} \text{ с} / 10^{-11} \text{ Ф} = 10^6 \text{ Ом} = 1 \text{ МОм}$  при величине ёмкости  $C = 10 \text{ пФ}$ .

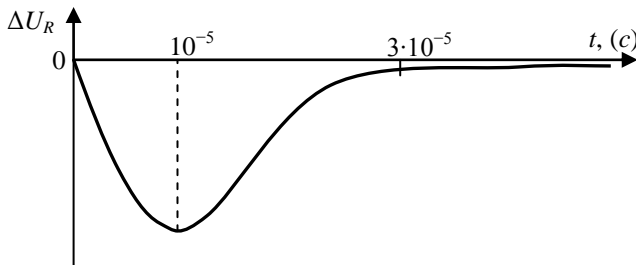


Рис.22.6. Развитие импульса в самогасящихся счётчиках

### 22.3.3. Счётчики Гейгера с внешним гашением

Счётчик заполняется инертным газом без гасящих добавок. После прохождения через объём счётчика заряженной частицы в газе появляются электроны и положительные ионы. Первичные электроны по пути к аноду создают вторичные электроны, ионы и возбуждённые атомы газа. Возбуждённые атомы испускают ультрафиолетовое излу-

чение, которое вызывает эмиссию фотоэлектронов с катода. Вновь возникшие электроны также дрейфуют к аноду и в свою очередь создают новые лавины. Если напряжение  $U_{\text{ЛК}}$  больше *напряжения зажигания*  $U_{\text{зж}}$ , то газовый разряд охватывает весь объём счётчика.

Для прекращения разряда необходимо, чтобы напряжение на счётчике стало меньше *напряжения гашения разряда*  $U_{\text{гаш}} < U_{\text{зж}}$ . При этом ёмкость счётчика  $C$  зарядится до напряжения  $U_C > U_{\text{зж}} - U_{\text{гаш}}$ .

Продолжительность дрейфа положительных ионов к катоду около  $10^{-3}$  с. В течение этого времени из катода выбиваются электроны и напряжение на счётчике должно оставаться меньше  $U_{\text{зж}}$ . Разряд ёмкости счётчика  $C=10$  пФ= $10^{-11}$  Ф должен происходить медленно, с постоянной времени  $\tau = RC \sim 10^{-2}$  с. Отсюда можно оценить необходимую величину *гасящего резистора*

$$R \geq \frac{\tau}{C} = \frac{10^{-2}}{10^{-11}} = 10^9 \text{ Ом} = 1 \text{ ГОм}.$$

Большая величина  $\tau$  обуславливает очень низкое временное разрешение счётчика. Скорость счёта не должна превышать 100 частиц в секунду.

#### 22.3.4. Временная разрешающая способность счётчика Гейгера

Теперь оценим временную разрешающую способность самогасящегося счётчика. Временной разрешающей способностью счётчика является минимальный временной интервал между двумя частицами, попадающими в счётчик, которые могут быть зарегистрированы раздельно.

В самогасящихся счётчиках после окончания процесса развития лавины около анода имеется положительный пространственный заряд, и счётчик нечувствителен к попаданию новой частицы, т.к. в ослабленном электрическом поле не может происходить ударная ионизация. В таком состоянии счётчик остается до тех пор, пока ионы не отойдут от анода настолько, что станет возможным развитие новых лавин.

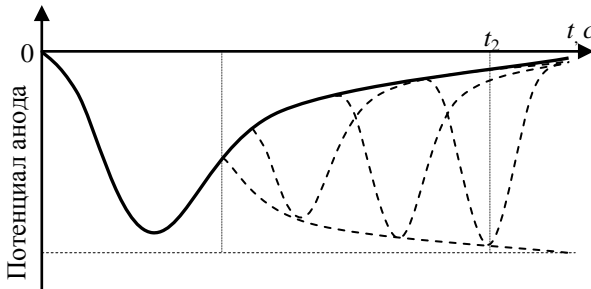


Рис.22.7. К определению понятия «мёртвого времени» счётчика

Длительность  $t_1 \sim 10^{-5}$  с такого состояния называется «мёртвым временем» счётчика (см. рис.22.7). По прошествии «мёртвого времени» с момента  $t_1$ , счётчик снова может регистрировать частицы, однако амплитуда импульсов при этом окажется уменьшенной величины до тех пор, пока все положительные ионы не соберутся на катоде.

Интервал от  $t_1$  до момента полного собирания ионов на катоде называется временем восстановления. В момент времени  $t_2$  амплитуды импульсов достигают порога чувствительности регистрирующей аппаратуры. Интервал времени между возбуждением разряда ( $t=0$ ) и возвращением к рабочей точке в момент  $t_2$  и называют разрешающим временем счётчика. Разрешающее время самогасящегося счётчика  $\tau_{\text{разр}} \sim 10^{-4}$  с.

### 22.3.5. Счётная характеристика счётчика Гейгера–Мюллера

Для правильного выбора значения рабочего напряжения  $U_{\text{раб}}$  для счётчиков любого типа (самогасящегося с парами спирта или галогенного, а также с внешним гашением) необходимо снять счётную характеристику.

*Счётной характеристикой* (см. рис.22.8) называется зависимость скорости счёта  $I = \frac{n}{t}$  от напряжения  $U_{\text{АК}}$  на электродах при постоянной интенсивности облучения счётчика.

В области  $U_0 < U_{\text{нач.сч}}$  величина  $U_0$  ниже начала гейгеровской области, и амплитуды импульсов настолько малы, что не превышают порога чувствительности регистрирующей аппаратуры. В области  $U_{\text{нач.сч}} < U_{\text{АК}} < U_1$  при прохождении заряженной частицы через счётчик возникают электронные лавины, но наблюдается значительный разброс амплитуд импульсов ввиду того, что  $U_{\text{АК}}$  в этом случае незначительно превышает гейгеровский порог ( $U_{\text{АК}} \geq U_{\text{нач.сч}}$  на рис.22.8), и

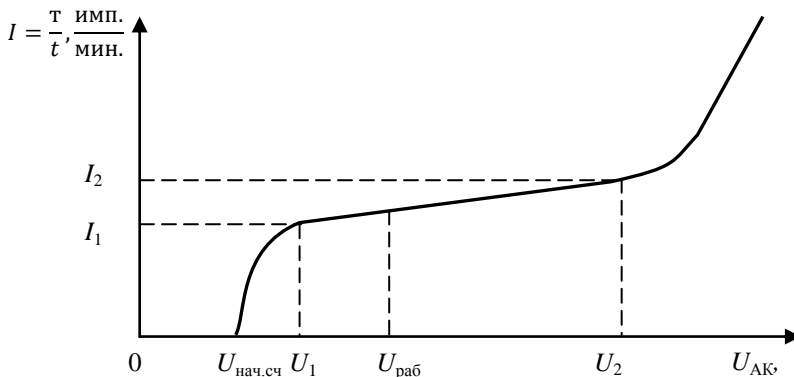


Рис.22.8. Счётная характеристика счётчика Гейгера

часть этих импульсов оказывается ниже порога чувствительности электронной схемы.

Очевидно, чем значительнее превышение  $U_{AK}$  над  $U_{нач.сч.}$ , тем меньше становится несосчитанных импульсов. Область напряжений  $U_1 < U_{AK} < U_2$  соответствует почти 100% регистрации излучения и называется плато. У идеально работающего счётчика в этой области изменения напряжений скорость счёта не должна зависеть от  $U_{AK}$ . В действительности же число зарегистрированных импульсов, хотя и незначительно, но растёт с увеличением  $U_{AK}$  (т.е. плато имеет наклон).

Амплитуда импульса напряжения на аноде в счётчиках Гейгера определяется параметрами самого счётчика: размерами, составом газа, величиной рабочего напряжения. С другой стороны, амплитуда импульса не зависит от величины начальной ионизации, созданной частицей, т.е. не зависит от энергии частицы. Здесь частица только инициирует (поджигает) разряд в счётчике. Поэтому счётчики Гейгера могут выполнять только функцию счёта числа импульсов. Амплитуда импульсов у счётчиков Гейгера может достигать единиц и десятков вольт, что упрощает процесс регистрации ионизирующих излучений

### 22.3.6. Конструкции газоразрядных счётчиков

Конструкции счётчиков могут быть самыми разнообразными. На рис.22.9 изображён цилиндрический счётчик. Катодом служит проводящий слой 1 из графита или металла с большой работой выхода, нанесённый на внутреннюю поверхность стеклянной трубки 2. Тонкая нить 3 – анод закреплена с одного конца с помощью пружинки 4, которая поддерживает нить в натянутом состоянии. Второй конец нити соединён с проволокой, которая сваривается со стеклом. Для уменьшения краевых эффектов нить проходит через тонкие стеклянные

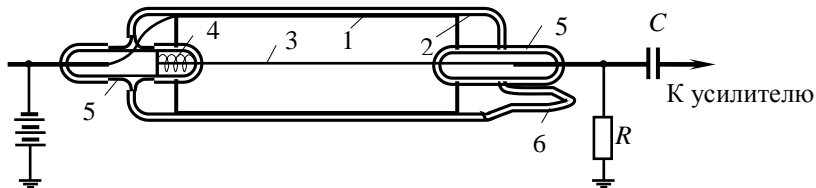


Рис.22.9. Схема цилиндрического счётчика в стеклянной оболочке

трубки 5 с плавно закругленными краями. Трубка 6 служит для откачки счётчика и заполнения его газом.

Для регистрации  $\alpha$ -частиц и мягкого  $\beta$ -излучения часто применяется цилиндрический торцовый счётчик, устройство которого схема-

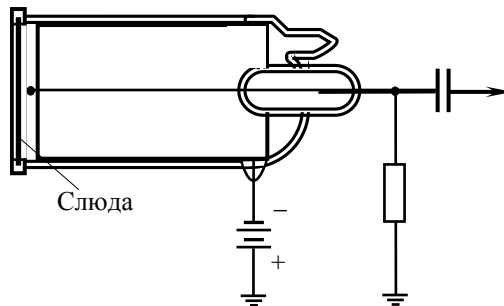


Рис.22.10. Торцовый счётчик с входным окном из тонкой слюды

тически показано на рис.22.10. Исследуемое излучение попадает в счётчик через тонкое слюдяное окошко, расположенное в торцевой части счётчика.

### 22.3.7. Область применения газовых ионизационных детекторов

Если газовые ионизационные детекторы применяются для регистрации заряженных частиц ( $\alpha$ - или  $\beta$ -частиц), проникших в рабочий газовый объём детектора, то эффективность их регистрации составляет практически 100%. Сложнее обстоит дело с  $\gamma$ -излучением, которое непосредственно не производит ионизацию газа, и регистрация его может быть осуществлена посредством генерации вторичных заряженных частиц. Вторичными заряженными частицами являются электроны, которые образуются в результате фотоэффекта и эффекта Комптона в стенках детектора или эффекта образования электронно-позитронных пар. При этом эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов посредством счётчика Гейгера составляет около 1% в зависимости от материала катода и стенок.

## 22.4. Порядок проведения эксперимента

### 22.4.1. Описание установки для исследования счётчика Гейгера

Блок-схема установки для исследования счётчика Гейгера-Мюллера приведена на рис.22.11. Бета-излучение препарата 1 регистрируется газоразрядным счётчиком Гейгера 3, расположенным в свинцовой защите 2 для уменьшения влияния фона. Напряжение на катод счётчика подается от высоковольтного выпрямителя 4 со стабилизацией напряжения. Анод счётчика (нить) соединён с землей через резистор  $R$ . Импульсы напряжения с анода счётчика поступают на пересчётный прибор 5.

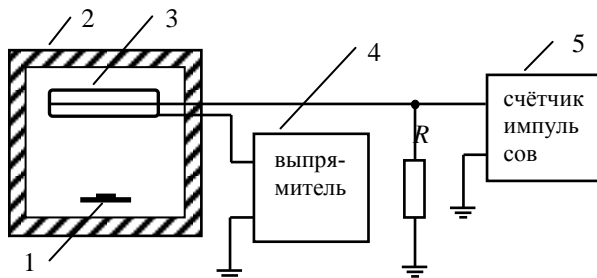


Рис.22.11. Схема установки для исследования счётчика Гейгера.  
 1 – радиоактивный препарат; 2 – свинцовая защита, 3 – счётчик Гейгера, 4 – блок напряжения высоковольтный БНВ2-12, 5 – прибор счётный одноканальный ПСО 2-08

#### 22.4.2. Измерение счётной характеристики счётчика Гейгера

1. Перед началом работы выпишите из паспорта используемого счётчика его основные характеристики в табл.22.1. В ходе выполнения работы напряжение питания счётчика  $U_{\text{АК}}$  не должно превышать суммы напряжений начала счёта и протяжённости плато, т.е.  $U_2$  на рис.22.8.

Таблица 22.1

Основные параметры счётчика типа.....

Параметры	Символ	Типовые параметры	Результаты измерений
Напряжение начала счёта	$U_{\text{нс}}, \text{В}$		
Рекомендуемое рабочее напряжение	$U_{\text{раб}}, \text{В}$		
Наименьшая протяжённость плато	$U_2 - U_1, \text{В}$		
Наибольший наклон плато	$S, \%/ \text{В}$		
Наибольший натуральный фон	$I_{\text{ф}}, \text{имп} / \text{мин.}$		



2. Ручки регулировки напряжения блока напряжения высоковольтного БНВ2-12 установите в крайние левые положения.

3. Поместите в свинцовую камеру под счётчиком радиоактивный препарат Sr-90 малой активности.

4. Включить блок напряжения высоковольтный БНВ2-12 и прибор счётный одноканальный ПСО 2-08.

5. Ступенчатый переключатель «ГРУБО» источника напряжения, установите в положение близкое к напряжению начала счёта, указанному в паспорте.

6. Нажмите кнопку «ПУСК» на счётчике импульсов. Постепенно увеличивая высокое напряжение ручкой «ПЛАВНО» следите за индикаторными лампочками пересчётного прибора. В момент, когда счётчик импульсов ПСО 2-08 начнёт считать импульсы, определите величину анодного напряжения по цифровому мультиметру. Это будет напряжение начала счёта  $U_{nc}$  (см. рис.22.8). При напряжении  $U_{AK}=U_{nc}$  сделайте замер числа импульсов в течение 3÷5 мин. Результаты запишите в табл.22.2

7. Постепенно увеличивая высокое напряжение  $U_{AK}$  от начала счёта с шагом 25÷50 В, делайте замеры числа импульсов в течение 3÷5 минут. Напряжение увеличивайте до суммы напряжений начала счёта  $U_{nc}$  и протяжённости плато ( $U_2-U_1$ ), указанных в паспорте:  $U_{AK}=U_{nc}+(U_2-U_1)$ . Если произошло повышение скорости счёта более чем на 20%, то нужно немедленно уменьшить высокое напряжение. Результаты измерений занесите в табл.22.2.

Таблица 22.2

## Изучение счётной характеристики счётчика Гейгера–Мюллера

Напряжение $U_{AK}$ , В	Время измерения $t$ , мин.	Зарегистрировано импульсов, $n$	Скорость счёта $I=n/t$ , имп./мин.

8. По данным таблицы постройте график зависимости скорости счёта от напряжения на счётчике, как показано на рис.22.8. Определите по графику протяжённость плато в вольтах и наклон плато по формуле

$$S = \frac{I_2 - I_1}{\left(\frac{I_1 + I_2}{2}\right)} \cdot \frac{100\%}{U_2 - U_1}, \quad \frac{\%}{В}$$

где  $U_1$  и  $U_2$  – напряжения, соответствующие границам плато;  $I_1$  и  $I_2$  – скорости счёта, соответствующие напряжениям  $U_1$  и  $U_2$ . Счётчики с наклоном плато выше 0,15% на 1 вольт считаются непригодными для работы.

9. Рабочее напряжение  $U_{\text{раб}}$  выберите на границе первой и второй трети плато. Результаты запишите в табл.22.1.

10. При выбранном рабочем напряжении  $U_{\text{раб}}$  в отсутствие радиоактивного препарата определите скорость счёта фона

$$I_{\text{ф}} = \frac{n_{\text{ф}}}{t_{\text{ф}}}, \frac{\text{имп.}}{\text{мин.}}$$

где  $n_{\text{ф}}$  – число импульсов, зарегистрированных счётчиком;  $t_{\text{ф}}$  – время замера (3÷5 мин).

11. Сравнить измеренные значения параметров с паспортными данными счётчика и сделать вывод о его пригодности для работы.

#### **22.4.3. Определение активности неизвестного препарата относительным методом**

Сущность относительного метода состоит в сравнении количества импульсов в минуту  $I_x$ , зарегистрированных прибором от препарата с неизвестной активностью  $A_x$ , с количеством импульсов в минуту  $I_3$ , зарегистрированных от эталонного препарата с известной активностью  $A_3$ . Исходя из пропорциональности скорости счёта и активности при прочих неизменяющихся условиях, получаем расчётную формулу для определения активности препарата

$$A_x = \frac{A_3}{I_3} \cdot I_x.$$

Для измерения этим методом необходимо иметь эталон, изготовленный из такого же радиоактивного вещества, которое содержится в измеряемом препарате. Это необходимо, чтобы не вносить поправок на различие спектров  $\beta$ -частиц, испускаемых радиоактивным веществом препарата и радиоактивным веществом эталона.

#### **Порядок проведения измерений**

1. Получите эталонный препарат Sr-90 у преподавателя. Запишите значение активности препарата  $A_3$ .

2. Установите рабочее напряжение счётчика, определённое в предыдущем задании.

3. Определите скорость счёта от эталонного препарата вместе с фоновым излучением. Для этого поместите эталонный препарат в свинцовую камеру на основание под серединой счётчика и сделайте

измерение в течение 1÷5 мин. Определите скорость счёта импульсов с фоном

$$I_{\text{э+ф}} = \frac{n_{\text{э+ф}}}{t} \left[ \frac{\text{ИМП.}}{\text{МИН.}} \right].$$

4. Вычислите скорость счёта  $\beta$ -частиц от эталонного препарата

$$I_{\text{э}} = I_{\text{э+ф}} - I_{\text{ф}},$$

где  $I_{\text{ф}}$  – измеренная скорость счёта фона, найденная в предыдущем задании (табл.22.1).

5. Определите скорость счёта от неизвестного препарата с фоном:

$$I_{\text{х+ф}} = \frac{n_{\text{х+ф}}}{t} \left[ \frac{\text{ИМП.}}{\text{МИН.}} \right].$$

6. Вычислите скорость счёта  $\beta$ -частиц от препарата с неизвестной активностью

$$I_{\text{х}} = I_{\text{х+ф}} - I_{\text{ф}}.$$

7. Определите активность неизвестного препарата

$$A_{\text{х}} = \frac{A_{\text{э}}}{I_{\text{э}}} \cdot I_{\text{х}}.$$

Результат запишите в беккерелях и микрокюри:

1 Бк = 1 распад за 1 с,

1 Ки =  $3,7 \cdot 10^{10}$  распадов за 1 с =  $3,7 \cdot 10^{10}$  Бк.

## 22.5. Контрольные вопросы

1. Объясните устройство газоразрядных счётчиков. Какими газами и под каким давлением заполняются счётчики?

2. Какое по величине и полярности напряжение должно быть подано на счётчик?

3. Какие преимущества и недостатки имеет счётчик в режиме Гейгера–Мюллера по сравнению с другими режимами?

4. Как в счётчике развивается лавинный разряд?

5. Почему необходимо гасить все лавины в счётчике, следующие за первой?

6. Как происходит гашение разряда в несамогасящихся и самогасящихся счётчиках?

7. Что называется «мёртвым временем» счётчика и от каких причин оно зависит? Что такое разрешающая способность счётчика?

8. Что представляет собой счётная характеристика газоразрядного счётчика и для какой цели она определяется?

9. При каких значениях протяженности и наклона плато счётчик считается пригодным для эксплуатации? Как определяется рабочее напряжение счётчика?

10. Что такое «фон» счётчика и какими причинами он вызван?

11. Что называется активностью радиоактивного вещества, и в каких единицах она измеряется?

12. Каким условиям должны удовлетворять препараты при определении активности методом сравнения?

### **Список литературы**

1. *Сивухин Д.В.* Общий курс физики. учеб. пособие для вузов. Т.5. Атомная и ядерная физика. М.: Физматлит, 2006. 784 с.

2. *Широков Ю. М., Юдин Н. П.* Ядерная физика: учеб. пособие. М.: Наука, 1980. 727 с.

3. *Лабораторные занятия по физике: учеб. пособие для физ. спец. вузов/ Л. Л. Гольдин, Ф. Ф. Игошин, С. М. Козел и др.; ред. Л. Л. Гольдин.* М.: Наука, 1983. 704 с.

## 23. ИССЛЕДОВАНИЕ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО СЧЁТЧИКА

Цель работы: исследовать изменение свойств сцинтилляционного счётчика в зависимости от напряжения его питания. Зарегистрировать фоновое излучение в помещении учебной лаборатории.

### 23.1. Устройство и принцип действия сцинтилляционного счётчика ионизирующих частиц

#### 23.1.1. Устройство сцинтилляционного счётчика

Сцинтилляционные счётчики ионизирующих частиц находят широкое применение в экспериментальной ядерной физике.

Счётчик состоит из двух основных частей: сцинтиллятора (люминофора) и фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) (см. рис.23.1). В сцинтиляторе под действием  $\gamma$ -квантов или ионизирующих частиц возникают короткие световые вспышки – сцинтилляции (от лат. scintillatio – мерцание).

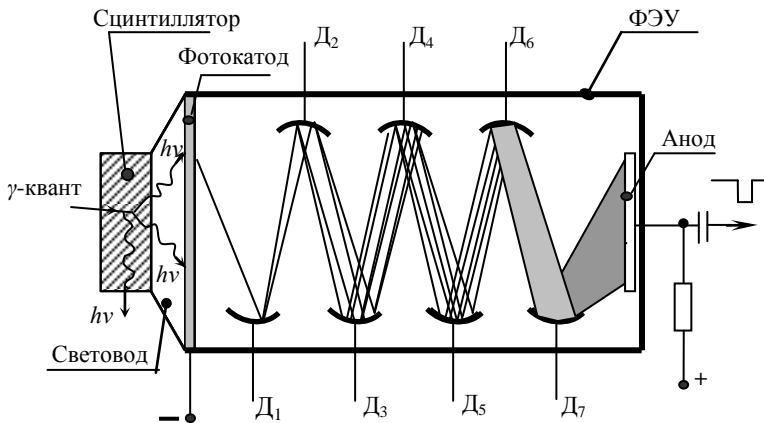


Рис.23.1. Упрощенная схема сцинтилляционного детектора

Фотоны света, попадая на фотокатод ФЭУ, выбивают в результате фотоэффекта электроны. Эти фотоэлектроны попадают в систему динодов Д1-Д7. За счёт вторичной электронной эмиссии на динодах на анод ФЭУ приходит в  $\sim 10^6$  раз большее число электронов и снимаемый с анода импульс может иметь амплитуду в несколько вольт. При исследовании радиоактивных излучений к выходу ФЭУ подключают счётчик числа импульсов и измеритель их амплитуды.

### 23.1.2. Сцинтилляторы

Механизм высвечивания сцинтилляторов зависит от атомно-молекулярной структуры вещества, и все сцинтилляторы делятся на три класса: неорганические, органические и газовые сцинтилляторы.

В качестве неорганических сцинтилляторов обычно используют монокристаллы галогенидов щелочных металлов: NaI(Tl), CsI(Tl), LiI(Eu), а также кристаллы ZnS(Ag) для регистрации  $\alpha$ -частиц. Все эти соединения содержат небольшое количество примеси (активатора), который указан в скобках. Атом металла (Na, Cs, Li) находится в решётке кристалла в виде положительного иона, а атом галогена в виде отрицательного иона, т.е. положительные и отрицательные ионы, чередуясь в определенном порядке, образуют кристаллическую решётку.

Ионные кристаллы являются диэлектриками с шириной запрещённой зоны  $\Delta E \geq 5$  эВ, которая разделяет заполненную электронами валентную зону и зону проводимости, все электронные состояния которой в обычных условиях свободны.

Проходя через кристалл, заряженная частица передает свою энергию электронам, переводя их из состояний в заполненной зоне на более высокие энергетические уровни в свободной зоне. В результате в зоне проводимости появляются электроны, а в валентной зоне – дырки. Рекомбинация электронов и дырок путём прямого перехода через запрещённую зону может сопровождаться испусканием фотонов, но может происходить и безызлучательным путем, когда энергия передается кристаллической решётке. Однако возникший фотон не выходит за пределы кристалла: он быстро поглощается, переводя один из электронов в зону проводимости.

Для того, чтобы ионные кристаллы можно было использовать в качестве сцинтилляторов, нужно сместить спектр испускания относительно спектра поглощения. Для этого нужно создать в запрещённой зоне дополнительные уровни, характеризующиеся большой вероятностью испускания фотона при рекомбинации электрона и дырки. Тогда такие фотоны будут иметь меньшую энергию, чем те, которые испускаются при прямой рекомбинации через запрещённую зону.

Для создания в запрещённой зоне уровней с большой вероятностью высвечивания (так называемых центров люминесценции) в кристалл вводят небольшое количество примеси (0,1÷0,2%), которая называется активатором. В указанных выше кристаллах активаторами являются таллий, европий и серебро. Упрощенная схема переходов в кристалле представлена на рис.23.2.

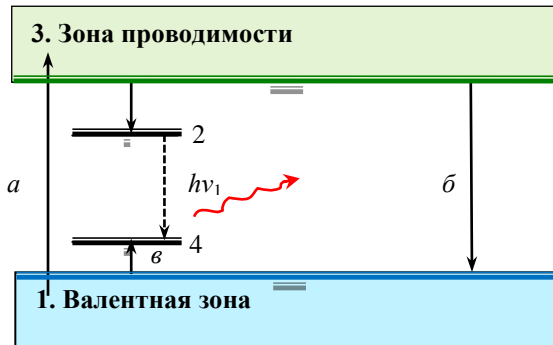


Рис.23.2. Упрощенная схема переходов при люминесценции в ионном кристалле: 1 – валентная зона; 2 и 4 – уровни центров люминесценции; 3 – зона проводимости. Переходы: *a* – возбуждение люминесценции,  $h\nu_1$  – испускание фотона; *б* – безызлучательная рекомбинация

При возбуждении люминесценции электроны из валентной зоны переходят в зону проводимости (переход *a*). Дырка из валентной зоны может уйти на центры люминесценции (переход *в*). Электрон из зоны проводимости может перейти на центр люминесценции (2) и при рекомбинации испустить квант света  $h\nu_1$ . В кристалле одновременно происходит и безызлучательная межзонная рекомбинация (переход *б*), снижающая число электронов в зоне проводимости.

Основная область применения сцинтилляционных счётчиков – регистрация  $\gamma$ -излучения. Имеется два основных вида взаимодействия  $\gamma$ -квантов с веществом кристалла-сцинтиллятора:

- фотоэффект, или поглощение гамма-кванта атомом;
- комптон-эффект, или рассеяние гамма-кванта на электроне.

В том и другом случае возникает быстрый вторичный электрон, который, пролетая по кристаллу сцинтиллятора возбуждает атомы.

При фотоэффекте вся энергия кванта  $E_\gamma$  передаётся одному из электронов в виде кинетической энергии. На возбуждение одного атома затрачивается энергия, равная в среднем ширине запрещённой зоны. Поэтому число возбуждённых атомов  $N \approx E_\gamma / \Delta E$  и число испущенных ими квантов света пропорциональны энергии поглощённого  $\gamma$ -кванта. Измеряя интенсивности сцинтилляций, можно провести сравнение энергий квантов излучения от различных источников.

При эффекте Комптона гамма-квант передает только часть своей энергии электрону, с которым произошло взаимодействие. Кинетическая энергия электрона отдачи равна разности энергий падающего и рассеянного фотона:

$$T_e = \frac{hc}{\lambda_0} - \frac{hc}{\lambda'}$$

где  $\lambda_0$  – длина волны падающего фотона, а

$$\lambda' = \lambda_0 + \lambda_K(1 - \cos\varphi)$$

– длина волны рассеянного фотона, здесь  $\lambda_K = h/mc = 0,00243$  нм – комптоновская длина волны электрона.

Угол рассеяния  $\varphi = 0 \div 180^\circ$  является случайной величиной, следовательно, комптоновские электроны имеют непрерывный спектр энергий  $T_e$  от 0 до  $(hc/\lambda_0)(2\lambda_K/\lambda_0)$ . Количество возбуждённых атомов и интенсивности сцинтилляций будут различны, но всегда меньше, чем при фотоэффекте.

### 23.1.3. Фотоэлектронные умножители

Фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) – это электровакуумный прибор, основное назначение которого заключается в преобразовании световых сигналов в электрические и усилении слабых фототоков. Основными элементами ФЭУ являются фотокатод, из которого световые кванты в результате фотоэффекта выбивают электроны, система эмиттеров (динодов), служащая для умножения числа электронов в результате вторичной электронной эмиссии, и анод, служащий коллектором электронной лавины.

Фотокатод ФЭУ представляет собой полупрозрачное покрытие из полупроводникового материала с малой работой выхода, которое наносится на внутреннюю поверхность стеклянного входного окна ФЭУ. В состав материала фотокатода чаще всего входят щелочные металлы (рубидий, цезий), валентный электрон которых имеет очень малую энергию связи. Наиболее часто используются сурьмяно-цезиевый (Sb-Cs) и сурьмяно-калиево-цезиевый (Sb-K-Cs) фотокатоды.

Важной характеристикой фотокатода является *квантовый выход*, представляющий собой число фотоэлектронов, приходящихся на один фотон. В идеальном фотокатоде каждый фотон выбивает один электрон. У реальных фотокатодов величина квантового выхода меньше единицы.

Собирание фотоэлектронов, покидающих фотокатод под разными углами к его поверхности, осуществляется электростатическим полем определенной конфигурации во входной камере ФЭУ, обеспечивающим фокусировку фотоэлектронов на первый динод.

Каждый электрон, попадая на динод, выбивает из него от 3 до 10 новых электронов. С последнего динода усиленный поток электронов попадает на анод, создавая импульс электрического тока. Коэффициент вторичной эмиссии  $\sigma$  равен числу вторичных электронов, при-



ходящихся на один первичный. Коэффициент усиления  $K$ , создаваемый системой из  $m$  динодов, будет равен  $K=\sigma^m$  и может достигать величины  $10^6$  при  $m=10$ .

Каждый последующий динод должен иметь более высокий потенциал, чем предыдущий. Обычно необходимые напряжения питания получают с помощью одного высоковольтного источника ( $1000 \div 2000$  В) и резистивного делителя напряжения (см. рис.23.3).

Показанная на рис.23.3 схема включения ФЭУ (анод заземлён) используется чаще по сравнению со схемой, когда заземлён фотокатод, т. к. при заземлённом фотокатоде анод будет иметь высокий потенциал и ФЭУ труднее согласовать с остальными элементами схемы, на которые поступает сигнал с ФЭУ.

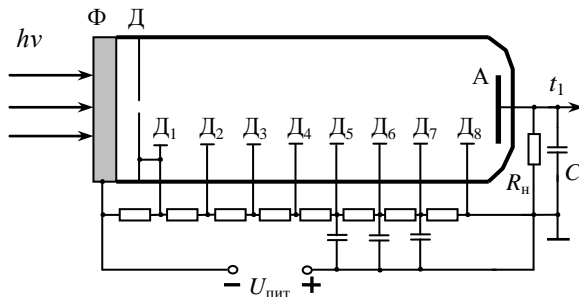


Рис.23.3. Схема соединения ФЭУ с делителем напряжения: Ф – фотокатод, Д – диафрагма, Д<sub>1</sub> – Д<sub>8</sub> – диноды, А – анод, R<sub>н</sub> – сопротивление нагрузки

Коэффициент вторичной эмиссии  $\sigma$  сильно зависит от энергии падающего на динод электрона, т. е. от разности потенциалов между динодами. Вследствие этого коэффициент усиления  $K$  ФЭУ быстро возрастает с увеличением анодного напряжения.

Зависимость анодного тока ФЭУ от величины светового потока, падающего на фотокатод, называется *световой характеристикой* ФЭУ. Световая характеристика ФЭУ линейна в широком диапазоне изменений светового потока.

Импульсу световой вспышки в сцинтилляторе будет соответствовать импульс напряжения на сопротивлении нагрузки ФЭУ

$$\Delta U = aKE_{\gamma},$$

где  $a$  – коэффициент пропорциональности,  $K$  – коэффициент усиления ФЭУ.

*Разрешающее время* сцинтилляционного счётчика, определяемое как минимальный интервал между  $\gamma$ -квантами, когда их можно зарегистрировать как два отдельных события, определяется длительностью импульса на выходе ФЭУ. Длительность импульса составляет несколько микросекунд в случае неорганических сцинтилляторов и

сотые доли микросекунды в случае органических сцинтилляторов. Это самые малые времена разрешения среди всех детекторов ядерных излучений.

### 23.2. Установка для изучения сцинтилляционного счётчика ФПК-12

Лабораторная работа выполняется на установке для изучения сцинтилляционного счётчика ФПК-12, разработанной научно-производственным объединением «Учприбор».

#### 23.2.1. Конструкция установки ФПК-12

Установка (рис.23.4) состоит из блока сцинтилляционного счётчика и измерительного устройства. Измерительное устройство соединено с компьютером, содержащим управляющую программу.

Блок сцинтилляционного счётчика выполнен в виде установленного на стойке цилиндра. В нём размещены кристалл сцинтиллятора NaI(Tl), ФЭУ-19А с высоковольтным источником питания и усилителем импульсов. Из нижней части цилиндрического корпуса выведе-

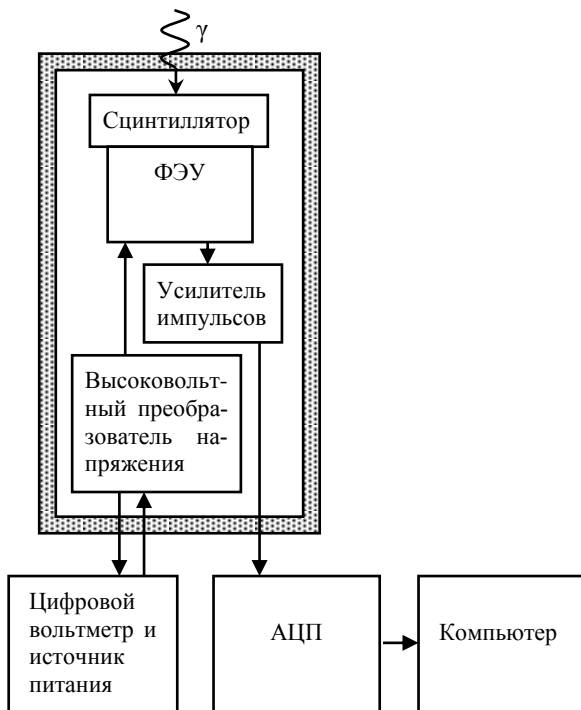


Рис.23.4. Структурная схема установки для изучения сцинтилляционного счётчика ФПК-12

ны два кабеля с разъёмами для подключения питания и для передачи выходного сигнала к измерительному устройству.

Гамма-излучение, воздействуя на сцинтиллятор, вызывает в его кристалле световые вспышки, пропорциональные энергии гамма-квантов, которые преобразуются в электрические импульсы, усиливаются ФЭУ и усилителем импульсов. В результате на выходе блока счётчика появляются импульсы напряжения, амплитуда которых пропорциональна коэффициенту усиления  $K$  и энергии гамма-квантов  $E_\gamma$ . Эти импульсы поступают на вход измерительного устройства.

Измерительное устройство содержит цифровой вольтметр, источники питания, схему выборки-хранения и аналого-цифровой преобразователь. С выхода АЦП относительная величина амплитуды импульсов в двоичном коде поступает в компьютер. Высоковольтный преобразователь напряжения и цифровой вольтметр предназначены для получения и измерения регулируемого высокого напряжения для питания ФЭУ.

На передней панели измерительного устройства размещены:

- ручка «**Напряжение**» – предназначена для установки и регулировки высокого напряжения питания ФЭУ;
- индикатор «**кВ**» – предназначен для индикации величины высокого напряжения питания ФЭУ.

На задней панели измерительного устройства расположены выключатель «**Сеть**», клемма заземления, держатели предохранителей, сетевой шнур с вилкой, разъёмы для подключения блока сцинтилляционного детектора и кабель с разъёмом для подключения измерительного устройства к компьютеру.

### **23.2.2. Принцип действия установки ФПК-12**

Принцип действия установки основан на регистрации и анализе по амплитуде и количеству последовательности импульсов, получаемых при облучении сцинтиллятора гамма-излучением в заданном интервале напряжения питания ФЭУ.

Для определения энергии гамма-квантов радиоактивного источника необходимо исследовать кривую распределения их энергетических потерь в кристалле сцинтиллятора, т.е. распределение по амплитуде электрических импульсов, возникающих на выходе ФЭУ. В установке ФПК-12 такое распределение получается с помощью многоканального амплитудного анализатора, измеряющего числа импульсов с заданными значениями амплитуды. Диапазон напряжений импульсов на выходе ФЭУ составляет  $0 \div 5$  В и разбит на 50 дискретных уровней с шагом 0,1 В. Максимальное количество импульсов  $n_i$ , подсчитываемое на каждом уровне – 256.

В качестве примера на рис.23.5 показана гистограмма зависимости количества выходных импульсов счётчика от их амплитуды. Препарат содержащий радиоактивный изотоп марганец-54 создает гамма-излучение с  $E_{\gamma}=0,83$  МэВ. Пик в конце импульсного распределения при  $U > 4$  В является *пиком полного поглощения* (фотопиком). Предшествующее ему непрерывное распределение импульсов создаётся электронами отдачи, возникающими при комптоновском рассеянии гамма-квантов. При поглощении гамма-лучей в материалах возникает характеристическое рентгеновское излучение, которое определяет появление широких пиков, накладывающихся на непрерывное комптоновское распределение.

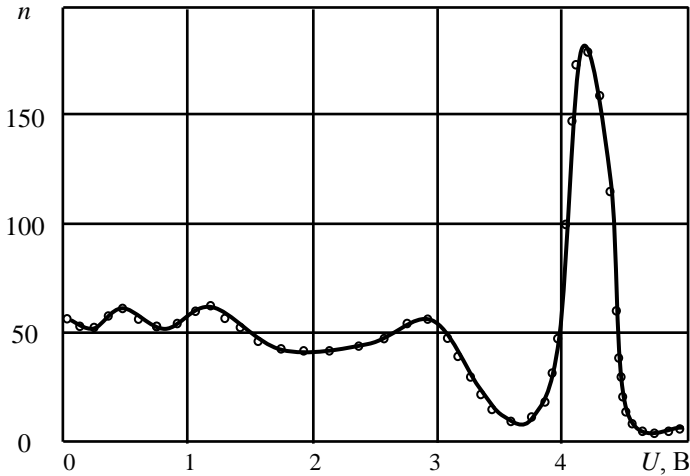


Рис.23.5. Гамма-спектр марганца-54

### 23.3. Исследование энергетического спектра фонового гамма-излучения

В любом помещении всегда присутствует радиоактивное излучение. Источниками излучения являются космические лучи и распад радиоактивных веществ, которые в небольших количествах имеются всюду в земной коре, в том числе в стенах самой лаборатории. Это излучение является радиоактивным фоном, с которым складывается излучение других источников, если они присутствуют. Для регистрации фонового гамма излучения можно использовать сцинтилляционный счётчик, который обладает высокой чувствительностью. В результате измерений с помощью такого счётчика можно не только констатировать наличие фона, но и исследовать его спектр.

В настоящей работе проводится исследование свойств сцинтилляционного счётчика с использованием фонового гамма-излучения. Распределение импульсов от фонового излучения оказывается весьма сложным и зависящим от напряжения питания ФЭУ.

### 23.3.1. Подготовка радиометра к работе

1. Перед включением установки ручку «**Напряжение**» повернуть в крайнее левое положение.
2. Переведите сетевой выключатель, находящийся на задней панели измерительного устройства, в положение «**Вкл.**». На индикаторе появится минимальное значение напряжения питания ФЭУ;
3. Включите компьютер;
4. На рабочем столе откройте папку «**Счётчик**»;
5. Выберите прикладную программу FPK12.exe.

### 23.3.2. Проведение измерений

1. Поворачивая регулировочную ручку «**Напряжение**», установите значение напряжения питания ФЭУ ( $U_{ФЭУ}$ ) 0,60 кВ;
2. На мониторе компьютера выберите LPT портал «1».
3. Клавишей Enter запустите режим измерения и индикации количества зарегистрированных  $\gamma$ -квантов. Проведите по 3 измерения числа импульсов  $N$  за интервал времени 25 с.
4. Увеличивая напряжение на ФЭУ от 0,60 до 1,00 кВ с шагом 0,05 кВ повторить измерения по п. 3. **ВНИМАНИЕ:** верхний предел напряжения на ФЭУ 1,00 кВ.
5. Для каждого значения напряжения найдите среднее число зарегистрированных импульсов  $N$ . Результаты измерений и вычислений занесите в таблицу 23.1.
6. Постройте график зависимости  $N=N(U)$ , (см. рис. 23.6).
7. Определите рабочее напряжение сцинтилляционного счётчика

$$U_{\text{раб}} = \frac{U_{\text{кп}} - U_{\text{нп}}}{2},$$

где  $U_{\text{нп}}$  и  $U_{\text{кп}}$  – напряжения начала и конца плато.

Таблица 23.1.

Число импульсов фонового излучения

$U$ , кВ	$N_1$	$N_2$	$N_3$	$\langle N \rangle$

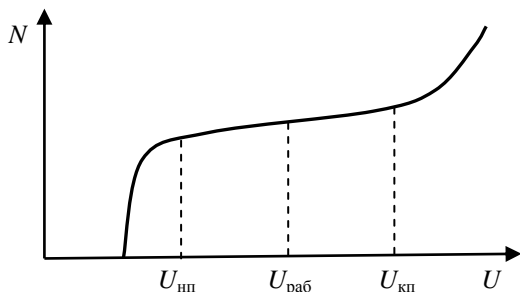


Рис. 23.6. График зависимости числа зарегистрированных импульсов от напряжения питания фотоумножителя  $N=N(U)$

### 23.3. Контрольные вопросы

1. Объясните устройство и принцип работы сцинтиляционного счётчика.
2. В чем состоит явление люминесценции?
3. Какие сцинтилляторы используются в сцинтиляционном счётчике?
4. Почему нельзя использовать в качестве сцинтилляторов кристаллы неорганических соединений с идеальной кристаллической решёткой?
5. Какую роль играют активаторы в неорганических сцинтилляторах?
6. Каков механизм сдвига спектра испускания сцинтиллятора относительно спектра поглощения?
7. Объясните механизм высвечивания неорганических сцинтилляторов.
8. Для чего в сцинтиляционных счётчиках применяют ФЭУ?
9. Как устроены ФЭУ и как они включаются в электрическую схему?
10. Перечислите основные характеристики фотокатодов ФЭУ.

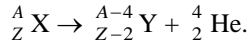
### Список литературы

1. Сивухин Д.В. Общий курс физики: учеб. пособие для вузов. Т.5. Атомная и ядерная физика. М.: Физматлит, 2006. 784 с.
2. Широков Ю. М., Юдин Н. П. Ядерная физика: учеб. пособие. М.: Наука, 1980. 727 с.
3. Установка для изучения сцинтиляционного счетчика ФПК-12. НПК «Учприбор», 2007. 25 с.

## 24. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ ПРОБЕГА АЛЬФА-ЧАСТИЦ В ВОЗДУХЕ И ИХ ЭНЕРГИИ С ПОМОЩЬЮ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО СЧЁТЧИКА

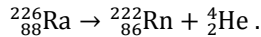
### 24.1. Распад атомных ядер с испусканием альфа-частиц

Явление  $\alpha$ -распада состоит в том, что тяжёлые ядра самопроизвольно испускают  $\alpha$ -частицы. При этом массовое число  $A$  ядра уменьшается на четыре единицы, а зарядовое число  $Z$  – на две единицы:



Часто  $\alpha$ -распад сопровождается  $\gamma$ -излучением.

Исходное ядро  ${}^A_Z X$  называют материнским, а получающееся после распада ядро  ${}^{A-4}_{Z-2} Y$  – дочерним. Например,



Энергия, выделившаяся при  $\alpha$ -распаде,

$$Q = (m_A - m_{A-4} - m_\alpha)c^2,$$

где  $m_A$  и  $m_{A-4}$  – массы материнского и дочернего ядер,  $m_\alpha$  – масса  $\alpha$ -частицы. Энергия  $Q$  делится между  $\alpha$ -частицей и дочерним ядром обратно пропорционально их массам, откуда кинетическая энергия  $\alpha$ -частицы

$$E_\alpha = (m_{A-4}/m_A)Q.$$

Альфа-распад осуществляется только в том случае, когда масса материнского ядра больше суммы масс дочернего ядра и испускаемой  $\alpha$ -частицы. Только в этом случае спонтанный  $\alpha$ -распад энергетически выгоден и возможен.

#### 24.1.1. Основные характеристики процесса $\alpha$ -распада

1. *Альфа-распад идет только для тяжёлых ядер.* Ядра с зарядовым числом  $Z > 82$  (атомный номер, равный 82, имеет свинец) в основном являются  $\alpha$ -активными. Ядра с порядковыми номерами  $Z < 82$  обычно не испытывают  $\alpha$ -распада. Разграничение области  $\alpha$ -активных ядер от  $\alpha$ -неактивных связано с оболочечной структурой ядер: с заполнением протонной оболочки при  $Z = 82$  и нейтронной оболочки при числе нейтронов, равном 126 ( ${}^{208}_{82} \text{Pb}$  – «дважды магическое» ядро).

2.  *$\alpha$ -частица представляет собой ядро атома гелия  ${}^4_2 \text{He}$ ,* состоящее из двух протонов и двух нейтронов (дважды «магическое» ядро) с энергией связи 28,11 МэВ и массой  $m_\alpha = 4,00273$  а.е.м. =  $6,644 \cdot 10^{-24}$  г. Спин и магнитный момент  $\alpha$ -частицы равны нулю. После

вылета из ядра  $\alpha$ -частицы двигаются прямолинейно и очень слабо отклоняются в сильных электрических и магнитных полях.

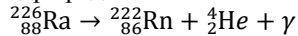
Энергия  $\alpha$ -частиц, возникающих при распаде естественных радиоактивных изотопов, заключена в узком интервале значений от 4 до 9 МэВ. Например, ядро  ${}_{92}^{238}\text{U}$  испускает  $\alpha$ -частицы с энергией  $E_\alpha \approx 4,21$  МэВ;  ${}_{92}^{235}\text{U}$  – с энергией  $E_\alpha \approx 4,5$  МэВ;  ${}_{84}^{212}\text{Po}$  – с энергией  $E_\alpha \approx 8,8$  МэВ.

Впервые точные измерения скоростей и энергий  $\alpha$ -частиц были проведены Л. Капицей по их отклонению в магнитном поле большой напряжённости (несколько сот тысяч эрстед). С увеличением энергии  $\alpha$ -частицы возрастает и средняя длина их пробега  $R_c$ , которая связана со скоростью  $v_0$  эмпирической формулой Гейгера

$$R_c = a v_0^3 = k E_\alpha^{3/2},$$

где  $a$  и  $k$  – коэффициенты пропорциональности, определяемые экспериментально.

3. Наибольшая часть  $\alpha$ -активных изотопов *испускают  $\alpha$ -частицы с одинаковой энергией* (моноэнергетические). Испускаемые некоторыми изотопами  $\alpha$ -частицы образуют группы с энергиями, отличающимися на  $100 \div 800$  кэВ (*тонкая структура  $\alpha$ -спектра*). Например, при  $\alpha$ -распаде ядра радия-226



испускаются  $\alpha$ -частицы с энергией  $E_\alpha = 4,78$  МэВ и  $E_\alpha = 4,60$  МэВ.

Тонкая структура  $\alpha$ -спектра объясняется тем, что образующиеся в результате  $\alpha$ -распада ядра получают как в основном, так и в возбуждённых энергетических состояниях. Когда дочернее ядро оказывается в основном состоянии, испускается  $\alpha$ -частица с наибольшей возможной энергией. Когда же дочернее ядро образуется в одном из возбуждённых состояний, испускается частица, имеющая меньшую энергию. Избыточная энергия дочернего ядра излучается в виде гамма-кванта. В предыдущем примере ядро радона-222, переходя в основное состояние, излучает  $\gamma$ -квант с энергией  $E = 0,18$  МэВ.

4. Среднее время жизни  $\tau$   $\alpha$ -активных ядер колеблется в очень широких пределах: от  $3 \cdot 10^{-27}$  с для  ${}_{84}^{212}\text{Po}$  до  $5 \cdot 10^{15}$  лет для  ${}_{60}^{144}\text{Nd}$ .

Существует сильная зависимость периода полураспада  $T_{1/2}$  радиоактивного изотопа от энергии  $E_\alpha$  вылетающих частиц: *чем меньше период полураспада, тем более быстрые  $\alpha$ -частицы испускает радиоактивный изотоп*. Эта связь выражается эмпирическим законом Гейгера–Неттола



$$\lg T_{1/2} = C + \frac{D}{\sqrt{E_\alpha}},$$

где  $C$  и  $D$  – постоянные, не зависящие от массы атома  $A$  и слабо меняющиеся с изменением  $Z$ . Например, для ядра полония с  $Z = 84$ :  $C = -50,15$ ;  $D = 128,8$ , если  $T_{1/2}$  измерять в секундах, а  $E_\alpha$  в мегаэлектронвольтах.

### 24.1.2. Теория $\alpha$ -распада

#### 24.1.2. Теория $\alpha$ -распада

Еще Резерфорд (1911 г.) на основании своих опытов сделал вывод о том, что между  $\alpha$ -частицей и ядром какого-либо атома действуют кулоновские силы отталкивания вплоть до расстояния  $r_0 = 10^{-12} \div 10^{-13}$  см. За редкими исключениями столкновения  $\alpha$ -частиц с ядрами атомов происходят упруго. Это означает, что вокруг ядра имеется *потенциальный барьер*, максимальная высота которого больше начальной кинетической энергии налетающей  $\alpha$ -частицы. Общее потенциальное поле ядра может быть представлено кривой, изображенной на рис.24.1. Части кривой при  $r > r_0$  представляют собой гиперболы, что соответствует кулоновскому характеру поля вне ядра.

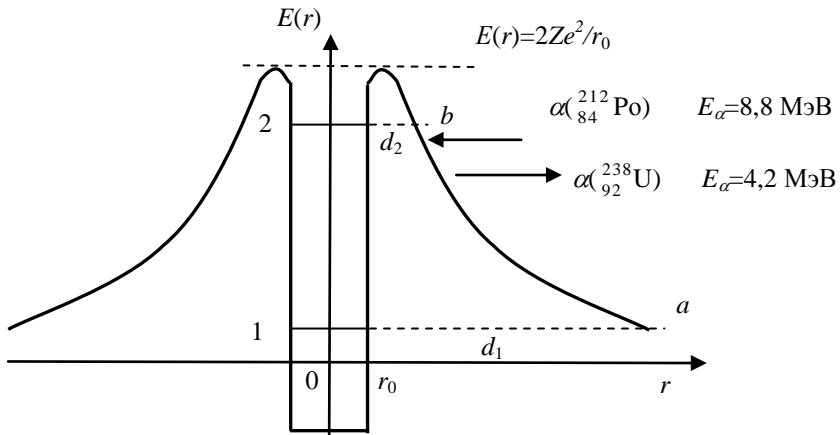


Рис.24.1. Потенциальный барьер вокруг ядра

Испускание частиц с энергией, меньшей высоты потенциального барьера, находит объяснение в квантовой механике, в которой допускается конечная вероятность проникновения (*туннелирования*) элементарных частиц через потенциальный барьер.

Эта вероятность тем больше, чем меньше ширина барьера  $d$ . Из рис.24.1 видно, что ширина потенциального барьера  $d$  больше в его

нижних и меньше в его верхних частях. Если  $\alpha$ -частица располагается внутри какого-либо радиоактивного ядра на глубоком уровне 1, то вероятность её просачивания через барьер мала; это означает, что такое ядро имеет большой период полураспада. Вместе с тем, если частица все же туннелирует сквозь барьер, то она окажется в низкой точке  $a$  потенциальной кривой, и скорость, которую она приобретает за счёт сил отталкивания от ядра, будет мала. Наоборот, если частица находится на высоком уровне 2, то вероятность её туннелирования велика. Велика будет и скорость, которую она приобретает, когда окажется вне ядра. Ядро, в котором  $\alpha$ -частица находится на таком высоком уровне, имеет малый период полураспада и испускает быстрые  $\alpha$ -частицы.

Так, изменение энергии  $\alpha$ -частицы всего лишь на 10% приводит к изменению вероятности  $\alpha$ -распада в 4000-раз. Это даёт объяснение тому хорошо известному экспериментальному факту, что энергия выбрасываемых  $\alpha$ -частиц для всех радиоактивных ядер заключена в сравнительно узком интервале значений, несмотря на огромное различие их периодов полураспада.

## **24.2. Взаимодействие альфа-частиц с веществом**

При прохождении через вещество  $\alpha$ -частицы могут терять свою энергию за счёт упругого рассеяния на ядрах атомов вещества и ионизации среды.

### **24.2.1. Упругое рассеяние альфа-частиц в веществе**

Упругое рассеяние  $\alpha$ -частицы испытывают при столкновении с ядрами атомов. На электронных оболочках они практически не рассеиваются, т.к. масса  $\alpha$ -частицы примерно в 7350 раз больше массы электрона. При столкновении с тяжёлыми ядрами  $\alpha$ -частицы почти не теряют кинетическую энергию. При столкновении с легкими ядрами  $\alpha$ -частица отдаёт часть своей кинетической энергии ядру, которое приобретает большую скорость и при своём движении вызывает ионизацию среды.

### **24.2.2. Ионизация среды альфа-частицами**

Альфа-частица с зарядом ( $2e$ ) создаёт при своём движении электромагнитное поле, которое взаимодействует с внешними электронами атомов и переводит их на более высокие энергетические уровни, вызывая возбуждение и ионизацию атомов и молекул. Теряя свою энергию при каждом акте взаимодействия,  $\alpha$ -частица затормаживается. Её взаимодействие с атомами становится более продолжительным, а ве-

роятность ионизации атома возрастает. Если средняя линейная плотность ионизации воздуха  $\alpha$ -частицами составляет 30000 пар ионов на 1 см пути, то за несколько миллиметров до конца пробега её ионизирующая способность достигает максимальной величины – приблизительно 65000 пар ионов на 1 см пути.

Характер линейной плотности ионизации воздуха при движении  $\alpha$ -частицы иллюстрируется кривой, приведенной на рис.24.2.

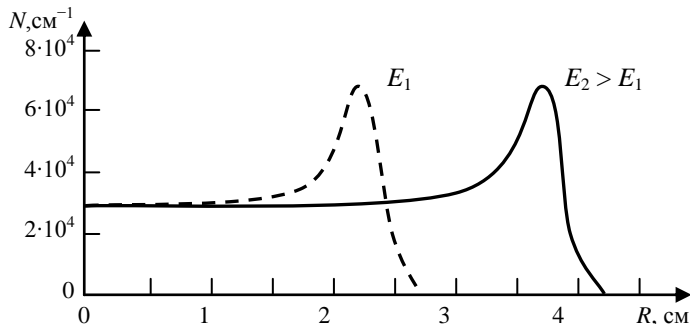


Рис.24.2. Линейная плотность ионизации воздуха при движении  $\alpha$ -частицы

Затрачивая на каждый акт ионизации 34 эВ (в воздухе) и обладая энергиями около 4 МэВ, альфа-частицы на пути движения в воздухе образуют 100 тыс. пар ионов. Выбиваемым электронам  $\alpha$ -частицы сообщают значительную энергию (в среднем 200÷300 эВ, максимально до 4 кэВ). Эти электроны, называемые *дельта-электронами*, двигаясь в среде, производят дополнительную вторичную ионизацию. Примерно 60÷80% ионизации, вызываемой  $\alpha$ -частицей в газе, обусловлено образованием ионов вторичными электронами, длина пробега которых в газе составляет несколько миллиметров.

Ионизация среды производится и ядрами, выбиваемыми  $\alpha$ -частицами из атомов взаимодействующей среды и называемыми *ядрами отдачи*. Когда  $\alpha$ -частица окончательно израсходует весь свой запас кинетической энергии, она присоединяет к себе два электрона и превращается в нейтральный атом гелия.

В воздухе длина пробега  $\alpha$ -частиц в зависимости от их энергии составляет 2,5÷4 см. В жидких и твёрдых телах пробег  $\alpha$ -частиц значительно меньше и тем меньше, чем больше плотность вещества.

### 24.2.3. Характер проникновения альфа-частиц в вещество

Рассеяние  $\alpha$ -частиц в веществе и статистический характер потерь энергии приводят к тому, что даже при одинаковой начальной

энергии пробеги разных  $\alpha$ -частиц несколько отличаются друг от друга. Эти различия проявляются в форме кривой, выражающей зависимость числа  $\alpha$ -частиц  $N$  от расстояния  $x$ , пройденного в поглотителе, например в воздухе (рис.24.3). В начале пути число частиц  $N$  с расстоянием

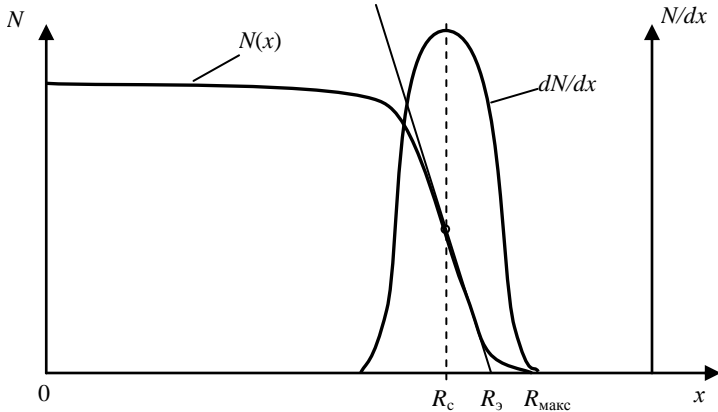


Рис.24.3. Зависимость числа  $\alpha$ -частиц  $N$  от расстояния  $x$ , пройденного в поглотителе

не меняется. В конце пути это число не сразу обрывается до нуля, а приближается к нему постепенно. Как видно из кривой  $dN/dx$ , большая часть  $\alpha$ -частиц останавливается в узкой области, расположенной около некоторого значения  $x$ , которое называется *средним пробегом*  $R_c$ . Иногда вместо  $R_c$  измеряют *экстраполированный пробег*  $R_3$ . Чтобы его получить, нужно продолжить до пересечения с осью  $x$  касательную к кривой  $N(x)$ , взятую в точке  $x=R_c$ .

Альфа-частицы проникают в мягкую ткань человеческого организма на глубину, не превышающую 70 мкм. Альфа-излучение становится особенно опасным, когда  $\alpha$ -активные вещества попадают в организм вместе с пищей или в результате вдыхания. При внешнем облучении  $\alpha$ -частицы вызывают на коже ожоги и другие воспалительные процессы. Вместе с тем дозированное  $\alpha$ -облучение может играть важную роль при лечении кожных заболеваний и некоторых злокачественных опухолей.

Таким образом, альфа-излучение является наиболее ионизирующим и наименее проникающим видом излучения по сравнению с  $\gamma$ - и  $\beta$ -излучениями.

## 24.3. Определение энергии альфа-частиц

### 24.3.1. Описание лабораторного комплекта аппаратуры

Для определения пробега  $\alpha$ -частиц в воздухе используется комплект приборов, состоящий из бинарной пересчётной установки ВСП, сцинтилляционного счётчика П-349-2 и приспособления для крепления и перемещения радиоактивного препарата. Схема комплекта приборов показана на рис.24.4.

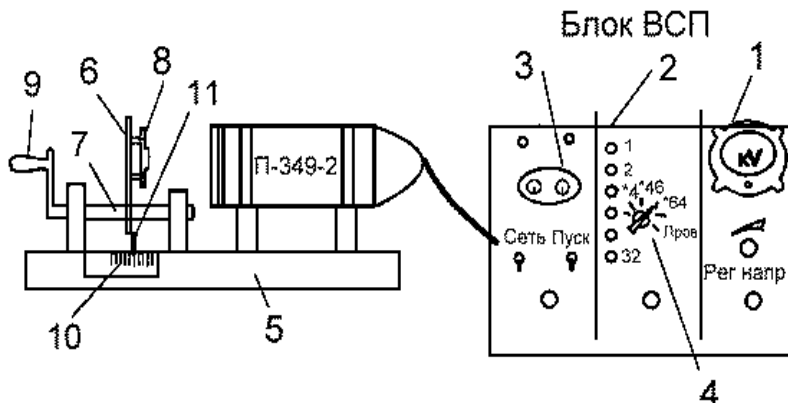


Рис.24.4. Схема комплекта приборов

Блок ВСП состоит из высоковольтного выпрямителя ВС-2500 с киловольтметром и регулятором подаваемого на сцинтилляционный счётчик напряжения (1), пересчётного устройства с двоичной системой счёта и указателя коэффициента пересчёта (4) для снятия показаний с электромеханического счётчика (3).

Сцинтилляционный счётчик П-349-2 состоит из сменного люминофора, фотоэлектронного умножителя ФЭУ-19 и электронного усилителя – формирователя. В качестве люминофора применен сернистый цинк, активированный серебром. От попадания света люминофор защищён тонкой алюминиевой фольгой.

Приспособление для крепления радиоактивного препарата состоит из подставки (5), вертикальной пластины (6), которая может перемещаться вдоль направляющего винта (7) и к которой крепится в специальной оправе  $\alpha$ -активный препарат (8). Перемещение препарата вдоль подставки производится вращением находящейся на конце направляющего винта рукоятки (9). Расстояние между поверхностью препарата и закрывающей люминофор фольгой отсчитывается по шкале (10) с помощью указателя (11).

Устройство сцинтилляционного счётчика схематически изображено на рис.24.5.

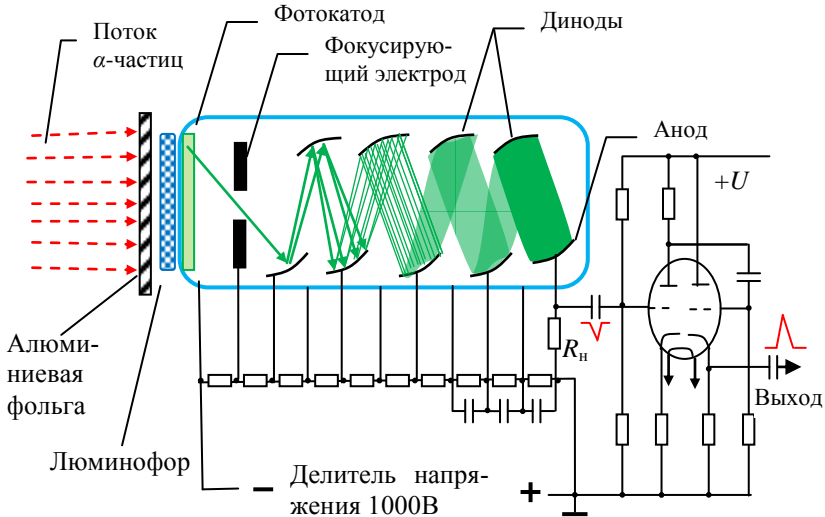


Рис.24.5. Устройство сцинтилляционного счётчика

### 24.3.2. Подготовка радиометра к работе

1. Переключатель электромеханического счётчика (3) перевести в положение «**Выкл**»; регулятор высокого напряжения выпрямителя повернуть против хода часовой стрелки до упора;

2. Включить тумблер «**Сеть**». Прогреть радиометр в течение 2 мин. При этом могут загореться некоторые неоновые лампочки;

3. Нажать кнопку «**Сброс**», циферблаты электромеханических счётчиков «**×100**» и «**×1**» установить на «**0**»;

4. Переключатель кратности пересчёта (4) перевести в положение «**Проверка**»;

5. Включить тумблер «**Пуск**» и одновременно запустить секундомер. При этом неоновые лампочки должны поочерёдно загораться и гаснуть, а электромеханический счётчик начнет считать каждый 64-й импульс;

6. Спустя 60 с, выключить тумблер «**Пуск**». При правильной работе установки будет зарегистрировано 3000 импульсов.

**Примечание.** Для определения количества импульсов  $N$ , зарегистрированных счётчиком, показания циферблатов электромеханического счётчика нужно умножить, например, на 64 (если переключатель кратности пересчёта (4) установлен в положение «**×64**») и к произве-

дению прибавить цифры, находящиеся рядом с горящими неновыми лампочками.

7. Переключатель кратности пересчёта (4) зафиксировать в положении «**×64**»;

8. Медленно поворачивая регулятор высокого напряжения «**Рег. напр**» по ходу часовой стрелки, установить нужное рабочее напряжение фотоумножителя которое указано на табличке рядом с вольтметром;

9. После установки рабочего напряжения и сброса счётчика на «**0**» радиометр готов к измерениям.

### 24.3.3. Порядок выполнения работы

Для определения зависимости числа  $\alpha$ -частиц  $I$ , попадающих в сцинтиляционный счётчик за единицу времени, от расстояния  $x$  между радиоактивным препаратом и люминофором счётчика, произвести следующие действия:

1. В отсутствие радиоактивного препарата измерить скорость счёта фона  $I_{\Phi}$ . Для этого одновременно включить секундомер и тумблер «**Пуск**» на  $5 \div 10$  мин. Результаты измерений представьте в виде:

время измерения фона  $t_{\Phi} = \dots$  мин.;

число зарегистрированных импульсов  $n_{\Phi} = \dots$  имп.;

скорость счёта фона  $I_{\Phi} = n_{\Phi}/t_{\Phi} = \dots$  имп/мин.;

абсолютная погрешность определения скорости счёта фона

$$\Delta I_{\Phi} = \frac{\sqrt{n_{\Phi}}}{t_{\Phi}} = \dots \text{ имп/мин.}$$

2. Радиоактивный препарат, представляющий собой очень тонкий слой хлорида плутония-239, устанавливается на пластине 6 (см. рис.24.4). Металлическая диафрагма с цилиндрическим каналом позволяет сформировать практически параллельный пучок  $\alpha$ -частиц.

3. Снять зависимость скорости счёта от расстояния между препаратом и счётчиком. Приблизить препарат к счётчику на  $13 \div 14$  мм и произвести измерение скорости счёта. Затем удалять до такого расстояния, при котором ни одна из  $\alpha$ -частиц не попадёт в счётчик, при этом установка регистрирует уровень фона. Расстояние между препаратом и счётчиком измеряется с помощью укрепленной на общей подставке 5 шкалы 10 и указателя 11 (рис.24.4).

Время измерения  $t$  следует брать равным от 1 до 10 мин. в зависимости от регистрируемой скорости счёта (от положения препарата). Для записи результатов измерений использовать табл.24.1.

Таблица 24.1

Результаты измерений длины пробега  $\alpha$ -частиц

Расстояние $x$ , мм	Время измерения $t$ , мин	Число зарегистрированных импульсов $n$	Скорость счёта $\alpha$ -частиц $I = n/t - I_{\text{ф}}$ , имп./мин.

4. Вычислить толщину слоя воздуха  $R_{\text{в}}$ , эквивалентного пробегу  $\alpha$ -частиц в защитной алюминиевой фольге сцинтилляционного счётчика, по формуле

$$R_{\text{в}} = \frac{R_{\text{Al}} d_{\text{Al}}}{3,2 \cdot 10^{-4} \sqrt{A_{\text{Al}}}} \text{ [см]},$$

где  $R_{\text{Al}} = 5,0 \cdot 10^{-4}$  см – толщина алюминиевой фольги (уточнить у производителя);

$d_{\text{Al}} = 2,7 \text{ г/см}^3$  – плотность алюминия;

$A_{\text{Al}} = 26,97$  а.е.м. – атомная масса алюминия;

коэффициент  $3,2 \cdot 10^{-4} = \frac{d_{\text{в}} \sqrt{A_{\text{Al}}}}{S A_{\text{в}}} \left[ \frac{\text{г}}{\text{см}^3} \right]$ ;

$d_{\text{в}} = 1,29 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3$  – средняя плотность воздуха;

$A_{\text{в}} = 14,4$  а.е.м. – среднее значение атомной массы воздуха;

$S = 1,49$  – относительная тормозная способность алюминия;

5. Построить график зависимости скорости счёта  $I$  альфа-частиц от расстояния  $x$  между препаратом и счётчиком (см.рис.24.6);

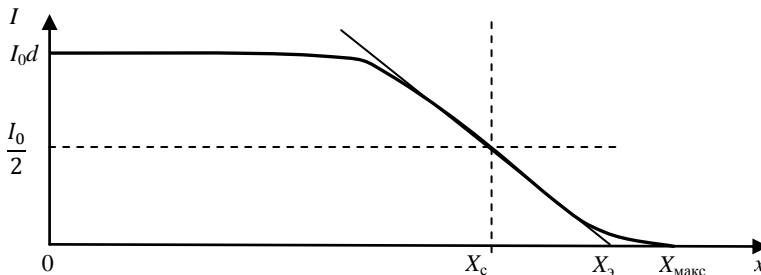


Рис.24.6. Зависимость скорости счёта числа  $\alpha$ -частиц  $I$  от расстояния  $x$  между препаратом и счётчиком

6. Из построенного графика найти максимальный  $R_{\text{макс}} = X_{\text{макс}} + R_{\text{в}}$ , экстраполированный  $R_3 = X_3 + R_{\text{в}}$  и средний  $R_{\text{с}} = X_{\text{с}} + R_{\text{в}}$  пробеги  $\alpha$ -частиц в воздухе с учётом добавляемой поправки  $R_{\text{в}}$ , вычисленной в п.5;



7. Исходя из найденной длины среднего пробега  $\alpha$ -частиц в воздухе по данным графика, приведённого на рис.24.7, определить энергию  $E_\alpha$  альфа-частиц. Полученный результат сравнить с данными из справочника для плутония-239.

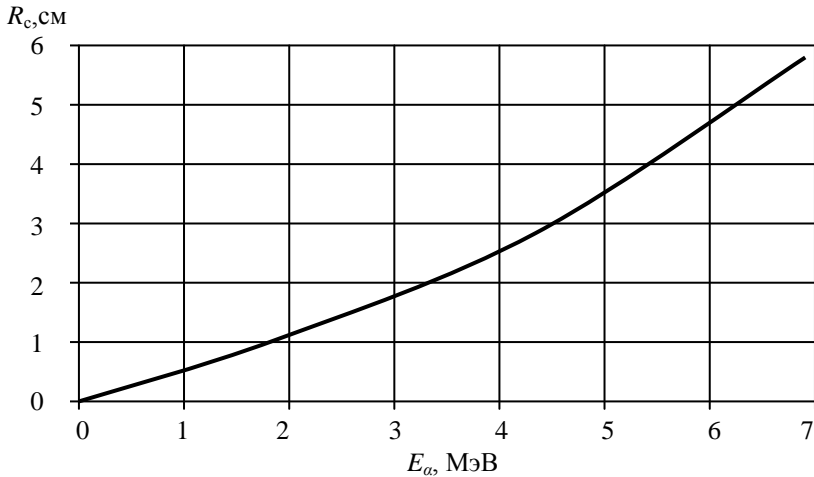


Рис.24.7. Зависимость среднего пробега  $R_c$   $\alpha$ -частицы в воздухе (при комнатной температуре и давлении 760 мм рт.ст.) от её кинетической энергии  $E_\alpha$

8. Полученный результат сравнить с данными из справочника для плутония-239.

9. По формуле Гейгера

$$R_c = a \cdot v_0^3$$

рассчитать начальную скорость  $\alpha$ -частиц  $v_0 \left[ \frac{\text{см}}{\text{с}} \right]$  в предположении, что средняя длина пробега в воздухе измерена в см, а коэффициент пропорциональности  $a = 0,97 \cdot 10^{-27} \left[ \frac{\text{с}^3}{\text{см}^2} \right]$ . Сравнить  $v_0$  со скоростью света в вакууме.

10. После окончания работы снять высокое напряжение со сцинтилляционного счётчика, для чего повернуть ручку регулятора «Рег. напр» против хода часовой стрелки и нажать кнопку «Замыкание выс. напр». Выключить радиометр.

#### 24.4. Контрольные вопросы

1. Сформируйте основные закономерности  $\alpha$ -распада.
2. Как квантовая теория объясняет явление  $\alpha$ -распада?
3. Для каких радионуклидов процесс  $\alpha$ -распада наиболее вероятен и почему?
4. Объясните характер упругого рассеяния  $\alpha$ -частиц на ядрах атомов поглощаемого вещества. (Опыты Резерфорда).
5. Почему основным видом потерь энергии  $\alpha$ -частиц являются потери на ионизацию среды?
6. В чем суть метода определения энергии  $\alpha$ -частиц, предлагаемого в настоящей работе?
7. Рассмотрите основные причины погрешностей определения энергии  $\alpha$ -частиц методом сцинтилляционного счётчика.
8. Напишите уравнения  $\alpha$ -распадов ядер  ${}_{94}^{239}\text{Pu}$ ,  ${}_{92}^{235}\text{U}$  и  ${}_{92}^{238}\text{U}$ .

#### Список литературы

1. Широков Ю. М., Юдин Н. П. Ядерная физика: учеб. пособие. М.: Наука, 1980. 727с.
2. Сивухин Д. В. Общий курс физики: учеб. пособие для вузов. Т.5. Атомная и ядерная физика. М.: Физматлит, 2006. 784 с.
3. Кирчанов В. С. Физика атомного ядра и частиц: учебное пособие для студентов физического факультета / Перм. гос. ун-т. Пермь, 2010. 269 с.
4. Таблицы физических величин: справочник под ред. акад. И. К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976. 1008 с.

## 25. ИЗМЕРЕНИЕ АКТИВНОСТИ БЕТА-ИСТОЧНИКА АБСОЛЮТНЫМ МЕТОДОМ

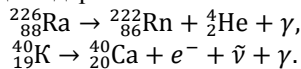
Цель работы: Измерение активности препарата стронция-90 методом подсчёта числа бета-частиц, излучаемых внутри заданного телесного угла.

### 25.1. Основные характеристики радиоактивного распада

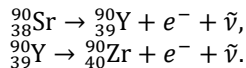
*Радиоактивностью* называется самопроизвольное превращение одних ядер в другие, сопровождающееся испусканием быстрых частиц. Для ядер естественных (имеющихся в Земной коре) радиоактивных изотопов характерны два вида распада:

- альфа-распад (испускание  $\alpha$ -частиц – ядер  ${}^4_2\text{He}$ ),
- бета-распад (испускание  $\beta$ -частиц – быстрых электронов).

Примеры  $\alpha$ - и  $\beta$ -распадов ядер:



В настоящей работе используется препарат, содержащий  $\beta$ -активный изотоп стронция:



Радиоактивный распад – явление статистическое. Нельзя сказать, когда распадется данное ядро, можно указать только вероятность распада за тот или иной промежуток времени. Вероятность распада ядра за единицу времени  $\lambda$  называется постоянной распада,  $[\lambda] = \text{с}^{-1}$ .

Пусть число радиоактивных ядер в препарате в момент времени  $t$

$$N = N_A \frac{m}{M}, \quad (25.1)$$

где  $m$  – масса радиоактивного вещества,  $M$  – его молекулярная (атомная) масса,  $N_A$  – число Авогадро.

За промежуток времени  $dt$  распадется  $\lambda N dt$  ядер. Число радиоактивных ядер в препарате уменьшится на

$$dN = -\lambda N dt. \quad (25.2)$$

Проинтегрируем выражение (25.2) на интервале от 0 до  $t$ .

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = - \int_0^t \lambda dt,$$

где  $N_0$  – число радиоактивных ядер в препарате в момент времени  $t = 0$ ,  $N$  – число радиоактивных ядер в момент времени  $t$ .

$$\ln N - \ln N_0 = -\lambda t.$$

Выражение

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (25.3)$$

называется основным законом радиоактивного распада: число радиоактивных ядер убывает со временем по экспоненциальному закону. Время, за которое число радиоактивных ядер уменьшается в 2 раза  $N=N_0/2$ , называют *периодом полураспада*

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}.$$

Величину

$$A = -\frac{dN}{dt} = \lambda N, \quad (25.4)$$

равную числу распадов в единицу времени, называют *активностью* источника излучения. Активность  $A$  является характеристикой не отдельного ядра, а всего препарата, содержащего  $N$  радиоактивных ядер.

В системе СИ единицей активности является *беккерель*:

$$1 \text{ Бк} = 1 \text{ распад за } 1 \text{ с} = 1 \text{ с}^{-1}.$$

На практике часто используется единица *кюри* и её доли – милликюри и микрокюри:

$$1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ распадов за } 1 \text{ с} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}.$$

Активность 1 Ки имеет 1 г радия-226. Существует также внесистемная единица активности *резерфорд*: 1 Рд =  $10^6$  распадов за 1 с.

## 25.2. Методы измерения активности препарата

Препаратом называют некоторое количество вещества, взятое для исследования. Активность радиоактивного препарата можно измерить относительным методом, сравнивая с активностью эталонного препарата аналогичного состава.

В абсолютном методе измерения активности регистрируется числа распадов, происходящих в радиоактивном веществе в единицу времени. Схема опыта показана на рис. 25.1.

Между препаратом и счётчиком частиц ставится диафрагма – экран с отверстием площадью

$$S = \frac{\pi d^2}{4}.$$

Счётчик регистрирует частицы, пролетевшие в отверстие диафрагмы. При каждом акте  $\alpha$ - или  $\beta$ -распада испускается одна частица. Излучение радиоактивного препарата изотропно, т.е. одинаково по всем направлениям. Отсюда число частиц, испущенных препаратом по всем направлениям (в телесный угол  $4\pi$ ) за единицу времени, равно активности  $A$  препарата. Число частиц, испущенных внутри телесного угла  $\Omega = S/R^2$  и пролетевших сквозь отверстие диафрагмы:

$$I = \frac{\Omega}{4\pi} A. \quad (25.5)$$

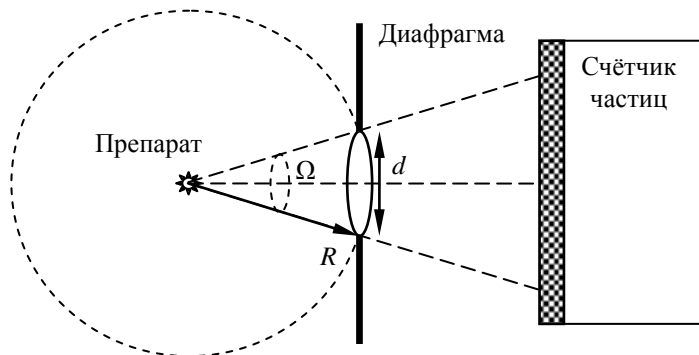


Рис.25.1. Схема измерения активности препарата абсолютным методом

Измерив число частиц  $n$ , попавших в счётчик за промежуток времени  $t$ , находим:

скорость счёта частиц счётчиком

$$I = \frac{n}{t}; \quad (25.6)$$

активность препарата

$$A = 4\pi \frac{I}{\Omega} = 4\pi I \frac{R^2}{S} = 16I \frac{R^2}{d^2}. \quad (25.7)$$

При проведении экспериментов нужно всегда помнить, что процесс радиоактивного распада – явление статистическое, подчиняющееся распределению Пуассона. Рассмотренный закон радиоактивного распада выполняется для средних значений. Если мы подсчитаем число распадов  $n$ , произошедших за время  $t$ , то получим число, в общем случае отличающееся от  $\bar{n}$ . Распределение Пуассона имеет замечательное свойство: дисперсия случайной величины равна её среднему значению:

$$D = \bar{n}. \quad (25.8)$$

Квадратный корень из дисперсии называется стандартным (среднеквадратическим) отклонением от среднего:

$$s = \sqrt{D} = \sqrt{\bar{n}}. \quad (25.9)$$

Значения измеряемой величины  $n$  лежат в интервале

$$n = \bar{n} \pm s. \quad (25.10)$$

В эксперименте мы проводим измерение величины  $n$  с целью найти её среднее значение. Полагая, что в результате измерения получаем значение, близкое к среднему  $n \approx \bar{n}$  и  $s \approx \sqrt{\bar{n}}$ , доверительный интервал для искомого среднего значения можно записать как

$$\bar{n} = n \pm s \approx n \pm \sqrt{\bar{n}}. \quad (25.11)$$

Среднеквадратическое отклонение, деленное на среднее, определяет относительную погрешность найденного среднего

$$\delta \bar{n} = \frac{s}{\bar{n}} \approx \frac{1}{\sqrt{n}}. \quad (25.12)$$

Отсюда вывод: чтобы в результате эксперимента найти значение активности препарата (25.7)

$$A = 16 \frac{R^2 n}{d^2 t}$$

с погрешностью не более 5% ( $\delta A \leq 0,05$ ), счётчик должен зарегистрировать за некоторое время  $t$  не менее  $n$  частиц (25.12):

$$n \geq \frac{1}{(\delta A)^2}. \quad (25.13)$$

В нашем примере для достижения  $\delta A \leq 0,05$  нужно провести измерение в течение такого времени  $t$ , при котором показание счётчика будет не менее 400.

### 25.3. Описание экспериментальной установки

Экспериментальная установка включает в себя источник бета-частиц (препарат, содержащий радиоактивный изотоп стронций-90) и торцевой счётчик Гейгера–Мюллера, помещённые в свинцовый домик (рис.25.2). Катодом счётчика является проводящий слой из металла, нанесённый на внутреннюю поверхность стеклянной трубки. Анодом служит тонкая нить, закреплённая в середине трубки. Исследуемое  $\beta$ -излучение попадает в счётчик через тонкое слюдяное окошко, расположенное в торцевой части счётчика.

Для создания напряжения между анодом и катодом счётчика применяется высоковольтный стабилизированный источник питания. Каждая  $\beta$ -частица вызывает появление импульса тока в цепи анода. Число импульсов за определенный интервал времени регистрируется электронным пересчётным устройством. Источник бета-частиц (см. рис.25.2) помещается в прорези этажерки, изготовленной из слабо рассеивающего бета-частицы материала. Отсчитываемые снизу номера прорезей, в которые, выполняя эксперимент, следует помещать препарат, задаёт преподаватель. Он же устанавливает диафрагму и сообщает студенту её радиус  $r$ . Для измерения интервалов времени используется секундомер.

Толстые стенки свинцового домика в значительной степени ослабляют поток гамма-квантов космического излучения и излучения естественных радиоактивных изотопов, содержащихся в земной коре, стенах здания и т.д. Все измерения следует проводить при закрытой двери свинцового домика. При открытии двери увеличивается фон

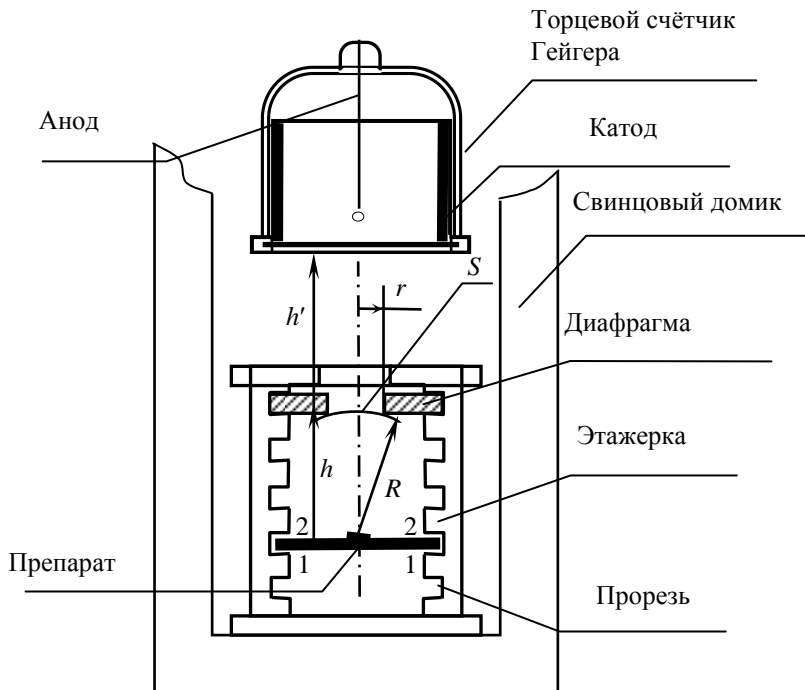


Рис.25.2. Конструкция экспериментальной установки

счётчика и снижается точность измерений. Кроме того, экспериментатор подвергает себя облучению потоком бета-частиц, а в некоторых случаях и гамма-квантов от радиоактивного препарата.

Активность препарата, т.е. число распадов, происходящих в радиоактивном веществе в единицу времени, определяется путём подсчёта числа частиц, попадающих каждую секунду в торцевой счётчик, расположенный на некотором расстоянии от препарата (рис.25.2).

С помощью торцевого счётчика Гейгера-Мюллера регистрируются лишь те бета-частицы, которые распространяются внутри телесного угла  $\Omega$ , под которым видно отверстие диафрагмы из места расположения источника частиц.

Согласно определению

$$\Omega = \frac{S}{R^2}, \quad (25.14)$$

где  $S$  – площадь поверхности шарового сегмента, равная

$$S = 2\pi R(R - h). \quad (25.15)$$

В экспериментальной установке радиус диафрагмы  $r$  много меньше расстояния  $h$  от препарата до диафрагмы. Поэтому можно считать, что  $R \approx h$  и площадь шарового сегмента  $S$  приближённо равна площади отверстия диафрагмы  $\pi r^2$ :

$$\Omega = \frac{\pi r^2}{h^2} \quad (25.16)$$

Число частиц, испускаемых источником в направлении отверстия диафрагмы, равно

$$n_1 = n \frac{\Omega}{4\pi} = n \frac{r^2}{4h^2}, \quad (25.17)$$

где  $n$  – полное число частиц, испускаемых источником.

В пространстве между источником и счётчиком происходит частичное рассеяние бета-частиц. Полагая, что ослабление потока носит характер, близкий к экспоненциальному, число частиц  $n_2$ , попадающих в счётчик, можно определить по формуле

$$n_2 = n_1 \exp\{-\mu_m[\rho_1 d_1 + \rho_2 d_2 + \rho_3(h + h')]\} = k_h n, \quad (25.18)$$

где  $\mu_m$  – массовый коэффициент ослабления бета-излучения,  $\rho_1$  и  $d_1$  – плотность и толщина защитного покрытия источника  $S$ ,  $\rho_2$  и  $d_2$  – плотность и толщина слюдяного окна торцевого счётчика,  $\rho_3$  и  $(h+h')$  – плотность и толщина слоя воздуха между источником и окном счётчика.

При толщине источника меньше  $1 \text{ мг} \cdot \text{см}^{-2}$ , как в условиях настоящей работы, поглощением и рассеянием бета-частиц в нём можно пренебречь. Отражение бета-частиц от подложки, на которую нанесён источник, если она сделана из материала с малой молекулярной массой (например полистирола) можно также не учитывать, считая распределение частиц по углам изотропным.

Коэффициент  $k_h$  в формуле (25.18) называется коэффициентом использования излучения, причём

$$k_h = \frac{r^2}{4h^2} \exp\{-\mu_m[\rho_1 d_1 + \rho_2 d_2 + \rho_3(h + h')]\}. \quad (25.19)$$

Полное число частиц  $n$ , испускаемых источником за  $t$  секунд:  $n = At$ . Предполагается, что бета-распад не сопровождается гамма-излучением. Если учесть соотношение (25.18), то

$$A = \frac{n_2}{k_h t}. \quad (25.20)$$

Напомним, что  $n_2$  – число попавших в счётчик частиц, равное числу зарегистрированных за время  $t$  импульсов. При исследовании лабораторных источников, активность которых мала, обычно опреде-



ляют скорость счёта  $I_\beta$  (число импульсов в минуту). Поэтому (25.20) можно переписать в виде

$$A = \frac{I_\beta}{60k_h}. \quad (25.21)$$

#### 25.4. Измерение $\beta$ -активности препарата стронция

1. Для нескольких различных расстояний  $h$  от источника  $S$  до диафрагмы по формуле (25.19) с учётом данных табл.25.1 вычислить значения коэффициента использования излучения  $k_h$ . Номера прорезей для помещения препарата и радиус диафрагмы  $r$  задаёт преподаватель. При этом следует учесть, что массовый коэффициент ослабления бета-излучения для используемого препарата  ${}^{90}_{38}\text{Sr} \mu_m = 5,5 \text{ см}^2 \cdot \text{г}^{-1}$ ; плотность воздуха  $\rho_3 = 1,29 \cdot 10^{-3} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ ;  $\rho_1 d_1$  – поверхностная плотность покрытия препарата равна  $3 \text{ мг} \cdot \text{см}^{-2}$ ;  $\rho_2 d_2$  – поверхностная плотность слюдяного окна счётчика равна  $3 \text{ мг} \cdot \text{см}^{-2}$ .

Таблица 25.1

Расчёт коэффициента использования излучения  
при радиусе диафрагмы  $r = \underline{\hspace{1cm}}$  мм

Номер про- рези	$h$ , мм	$h' = h + 9$ мм	Коэффициент $k_h$
1	86	95	
2	81	90	
3	76	85	
4	71	80	
5	66	75	
6	61	70	
7	56	65	
8	51	60	
9	46	55	
10	41	50	
11	36	45	
12	31	40	
13	26	35	
14	21	30	
15	16	25	
16	11	20	

2. Включить установку и прогреть её в течение пяти минут.

3. При отсутствии препарата измерить скорость счёта фона  $I_{\Phi} = n_{\Phi}/t_{\Phi}$  в течение нескольких минут  $t_{\Phi}$  до достижения указанной преподавателем относительной погрешности  $\delta I_{\Phi}$ .

Для этого одновременно нажать кнопку «**Пуск**» пересчётного устройства и запустить секундомер. Подождать, пока пересчётное устройство сосчитает

$$n_{\Phi} \geq \frac{1}{(\delta I_{\Phi})^2}$$

импульсов. Одновременно нажать кнопку «**Стоп**» пересчётного устройства и остановить секундомер. Рассчитать скорость счёта фона  $I_{\Phi} = n_{\Phi}/t_{\Phi}$  и её погрешности:

$$\delta I_{\Phi} = \frac{1}{\sqrt{n_{\Phi}}} \quad \text{и} \quad \Delta I_{\Phi} = \frac{\sqrt{n_{\Phi}}}{t_{\Phi}}.$$

Результаты записать перед табл.25.2.

4. Вставить в одну из прорезей этажерки, для которой вычислен коэффициент  $k$ , радиоактивный препарат. Источник бета-излучения должен находиться против центра диафрагмы

Измерить скорость счёта импульсов  $I_{\beta+\Phi} = n_{\beta+\Phi} / t_{\beta+\Phi}$  от попадающих в счётчик  $\beta$ -частиц и фонового излучения. Число  $n_{\beta+\Phi}$  зарегистрированных за время  $t_{\beta+\Phi}$  импульсов должно удовлетворять условию

$$n_{\beta+\Phi} \geq \frac{1}{(\delta I_{\beta})^2},$$

где  $\delta I_{\beta}$  – заданная преподавателем величина относительной погрешности.

Записать в табл.25.2 полученные значения:

$n_{\beta+\Phi}$  – число зарегистрированных импульсов тока в счётчике,

$t_{\beta+\Phi}$  – время измерения,

$I_{\beta+\Phi}$  – скорость счёта импульсов,

$I_{\beta} = I_{\beta+\Phi} - I_{\Phi}$  – скорость счёта  $\beta$ -частиц, попавших в счётчик.

5. Выполнить измерения, аналогичные указанным в п. 4, для нескольких положений препарата в разных прорезях этажерки. Результаты поместить в табл.25.2.

Таблица 25.2

Результаты измерения активности источника бета-частиц при:  
 $I_{\Phi} =$  \_\_\_\_\_ имп./мин., относительной погрешности  $\delta I_{\Phi} =$  \_\_\_\_\_ %  
 и абсолютной погрешности  $\Delta I_{\Phi} =$  \_\_\_\_\_ имп./мин.

Номер прорези	Число импульсов $n_{\beta+\Phi}$	Время измерения $t_{\beta+\Phi}$ , мин	Скорость счета импульсов $I_{\beta+\Phi}$ , мин <sup>-1</sup>	Скорость счета $\beta$ -частиц $I_{\beta}$ , мин <sup>-1</sup>	Активность источника $A_i$ , Бк	Абсолютная погрешность $\Delta A_i$ , Бк

### 25.4.1. Обработка результатов измерений

1. По данным табл.25.2 для каждого измерения (каждой прорези) вычислите активность препарата по формуле (25.21).
2. Вычислите среднее значение  $\bar{A}$  активности препарата.
3. Рассчитайте абсолютную погрешность среднего значения

$$\Delta A = t_n^{\alpha} \cdot \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n [\Delta A_i]^2}{n(n-1)}},$$

где  $\Delta A_i = \bar{A} - A_i$  – абсолютная погрешность  $i$ -го измерения активности,  $t_n$  – коэффициент Стьюдента,  $n$  – число измерений,  $\alpha$  – коэффициент надёжности Стьюдента. Можно выбирать  $\alpha$ , равным 0,8, если преподаватель не укажет его иное значение.

Таблица 25.2

Коэффициенты Стьюдента

$n$	$t_n^{\alpha}$			
	$\alpha=0,6$	$\alpha=0,8$	$\alpha=0,95$	$\alpha=0,99$
2	1,4	3,1	12,7	63,7
3	1,1	1,9	4,3	9,9
4	0,98	1,6	3,2	5,8
5	0,94	1,5	2,8	4,6
6	0,92	1,5	2,61	4,0
7	0,91	1,4	2,4	3,7
8	0,90	1,4	2,4	3,5
9	0,89	1,4	2,3	3,4
10	0,88	1,4	2,3	3,3

4. Рассчитайте относительную погрешность  $\delta A$  среднего значения

$$\delta A = \frac{\Delta A}{\bar{A}}.$$

5. Окончательный результат определения активности бета-источника, определённый как среднее по всем измерениям, представьте в виде

$$A = \dots \pm \dots \text{ Бк},$$

$$A = \dots \pm \dots \text{ мкКи}.$$

6. Сравните найденное значение активности препарата с величиной, записанной в требовании на выдачу радиоактивных веществ.

7. Сравните величину относительной погрешности среднего значения активности препарата  $\delta A$  с величиной относительной погрешности  $\delta I_\beta$  скорости счёта  $\beta$ -частиц. Если оказалось, что  $\delta A \geq \delta I_\beta$ , значит, в ваших опытах кроме случайной погрешности скорости счёта  $\beta$ -частиц имеются другие, не учтённые вами погрешности

### 25.5. Контрольные вопросы

1. Что такое активность препарата, от чего она зависит и в каких единицах измеряется?

2. Дайте определение единиц измерения активности: 1 беккерель и 1 кюри.

3. Какими методами можно определить активность препарата?

4. В чем заключается абсолютный метод определения активности?

5. Как рассчитать поглощение излучения на пути от препарата до счётчика?

6. При каких условиях излучение препарата можно считать изотропным?

7. Что такое бета-излучение и каков его энергетический спектр?

8. Какой газоразрядный счётчик используется в данном эксперименте и почему именно такой следует использовать?

### Список литературы

1. Широков Ю. М., Юдин Н. П. Ядерная физика: учеб. пособие. М.: Наука, 1980. 727с.

2. Сивухин Д. В. Общий курс физики: учеб. пособие для вузов. Т.5. Атомная и ядерная физика. М.: Физматлит, 2006. 784 с.

3. Практикум по ядерной физике/ И.А. Антонова, А.А. Бояркина, Н.Г. Гончарова и др. М.: Изд-во МГУ, 1988 199 с.

## 26. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕРХНЕЙ ГРАНИЦЫ БЕТА-СПЕКТРА

Цель работы: По экспериментальным данным поглощения бета-частиц слоем алюминия определить верхнюю границу энергетического спектра бета-частиц, испускаемых препаратом, содержащим радиоактивный изотоп стронций-90.

### 26.1. Явление бета-распада атомных ядер

Бета-распадом называют самопроизвольное превращение атомного ядра в ядро-изобар с тем же массовым числом  $A$ , но с зарядовым числом  $Z$ , отличающимся на единицу.

Различают три вида  $\beta$ -распада:

1. При электронном  $\beta$ -распаде один из нейтронов  $n$  ядра превращается в протон  $p$  с образованием электрона  $e^-$  и антинейтрино  $\tilde{\nu}$  :



Новое ядро имеет то же массовое число, но с увеличенным на единицу зарядом, например:



2. При позитронном  $\beta$ -распаде происходит превращение одного из протонов  $p$  ядра в нейтрон  $n$  с испусканием позитрона  $e^+$  и нейтрино  $\nu$ :



Новое ядро имеет то же массовое число, но с уменьшенным на единицу зарядом, например,



3. При захвате ядром электрона (обычно из  $K$ -оболочки атома) один из протонов ядра превращается в нейтрон с излучением нейтрино:



При  $K$ -захвате, как и при  $\beta^+$ -распаде, образуется изобар с зарядовым числом на единицу меньше исходного ядра, например:



После захвата  $K$ -электрона на освободившееся место переходят электроны с более высоких орбит. При этом атом испускает фотоны рентгеновского излучения.

Электронный бета-распад характерен для естественных изотопов. Позитронный же наблюдается в основном при распаде искусственных изотопов. Позитроны были экспериментально обнаружены К. Д. Андерсоном в 1932 г. Они имеют массу, равную массе электрона,

положительный элементарный электрический заряд и их траектории в электрическом и магнитном полях отклоняются в сторону, противоположную отклонению электронов. Время жизни позитрона в земных условиях около  $2 \cdot 10^{-6}$  с. Позитрон в конце своего пути аннигилирует с электроном. В процессе аннигиляции электрон и позитрон перестают существовать как вещественные частицы с образованием двух гамма-квантов с энергией большей или равной 0,51 МэВ. Поэтому позитронный бета-распад всегда сопровождается гамма-излучением.

Нередко наблюдается цепочка радиоактивных превращений ядер, когда ядро, образовавшееся в результате распада, само оказывается радиоактивным. Примером может служить бета-распад одного из изотопов стронция

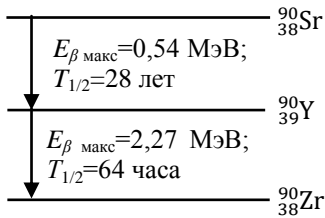


Рис.26.1. Схема  $\beta$ -распада ядер изотопа стронций-90

Ядра стронция и иттрия претерпевают  $\beta$ -распад, а изотоп циркония является стабильным (рис.26.1).

Более долгоживущим является изотоп стронция. Между числами ядер иттрия и стронция устанавливается динамическое равновесие: сколько ядер иттрия образуется за 1 с, столько же и распадается. Активности изотопов стронция и иттрия выравниваются:  $A_{\text{Sr}} = A_{\text{Y}}$ ,  $\lambda_{\text{Sr}} N_{\text{Sr}} = \lambda_{\text{Y}} N_{\text{Y}}$ . При установлении

*радиоактивного равновесия* соотношение чисел ядер в препарате

$$\frac{N_{\text{Y}}}{N_{\text{Sr}}} = \frac{T_{1/2}^{(\text{Y})}}{T_{1/2}^{(\text{Sr})}}. \quad (26.8)$$

Процессы бета-распада идут всегда, когда они разрешены энергетически. Сумма масс частиц в левой части уравнения реакции (26.1) – (26.6) должна быть больше сумм масс продуктов превращения. В случае электронного  $\beta$ -распада

$${}^{\text{A}}_{\text{Z}}\text{M} > {}^{\text{A}}_{\text{Z}+1}\text{M} + m_e,$$

где  $m_e$  – масса электрона,  ${}^{\text{A}}_{\text{Z}}\text{M}$  и  ${}^{\text{A}}_{\text{Z}+1}\text{M}$  – массы исходного (материнского) и конечного (дочернего) ядер. Энергию, выделяющуюся при бета-распаде, можно вычислить по разности масс, пользуясь соотношением

$$E = \Delta M c^2:$$

$$E = ({}^{\text{A}}_{\text{Z}}\text{M} - {}^{\text{A}}_{\text{Z}+1}\text{M} - m_e) c^2.$$

Энергия бета-распада переходит в кинетическую энергию разлетающихся частиц – продуктов превращения. Энергия случайным образом распределяется между бета-частицей и нейтрино, что определяет вид их энергетического спектра (показан на рис.26.2 сплошной линией). Точки на кривой – число  $\beta$ -частиц с энергией  $E_\beta$ , испущенных распадающимися ядрами в препарате за единицу времени. При испускании  $\beta$ -частиц с энергией  $E_\beta$  испускается такое же количество нейтрино с энергией  $E_\nu = E_{\beta \text{ макс}} - E_\beta$ . При энергии  $E_{\beta \text{ ср}} \approx E_{\beta \text{ макс}}/3$  имеется максимум интенсивности. Отрицательные бета-частицы движутся против сил электрического поля положительно заряженного ядра и теряют часть своей кинетической энергии. Поэтому спектр  $\beta$ -частиц, вылетевших из препарата, смещён в сторону меньших энергий (показан на рис.26.2 штриховой линией).

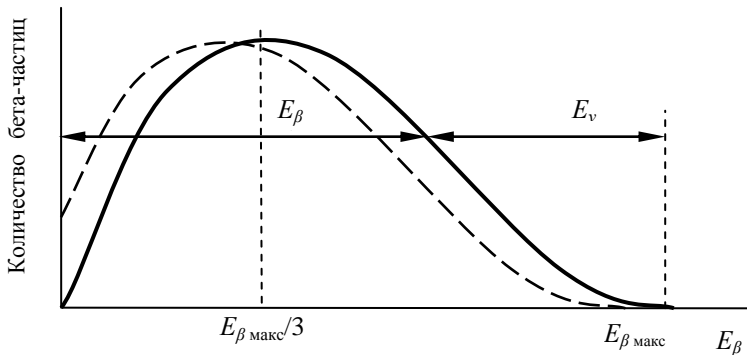


Рис.26.2. Спектр энергий бета-частиц

Значения  $E_{\beta \text{ макс}}$  при распаде различных радиоактивных изотопов сильно различаются. Например, изотоп  ${}^3\text{H}$  испускает бета-частицы с энергией  $E_{\beta \text{ макс}} = 18$  кэВ, изотоп  ${}^{90}\text{Y}$  с  $E_{\beta \text{ макс}} = 2,27$  МэВ. У естественных изотопов энергия  $E_{\beta \text{ макс}} \leq 3$  МэВ.

В связи с различием в величинах энергии отдельных бета-частиц их начальная скорость  $v$  может быть от нуля до скоростей, близких к скорости света  $c$ . Например, скорость бета-частицы с энергией 0,5 МэВ равна примерно 0,9  $c$ , а при энергии 2 МэВ она становится равной 0,98 скорости света.

## 26.2. Экспериментальное определение верхней границы $\beta$ -спектра

Экспериментальное определение верхней границы  $\beta$ -спектра позволяет идентифицировать радиоактивные изотопы. Измерить величину энергии бета-распада  $E_{\beta \text{ макс}}$  можно теми же методами, какими

измеряют энергию электронов, используя, например, магнитный  $\beta$ -спектрограф.

Если нужно измерить  $E_{\beta \text{ макс}}$  у источника малой интенсивности и нет необходимости получения особо точных результатов, можно с успехом использовать метод поглощения  $\beta$ -частиц в веществе, в котором хорошо изучено поглощение быстрых электронов.

Бета-частицы, проходящие через вещество, теряют энергию и отклоняются от своего первоначального направления, т. е. рассеиваются. Можно выделить следующие виды взаимодействия бета-частиц с веществом:

- 1) ионизационные потери энергии;
- 2) рассеяние частиц;
- 3) радиационные потери энергии;
- 4) потери энергии на излучение Черенкова – Вавилова.

### 26.2.1. Определение верхней границы $\beta$ -спектра методом полного поглощения

В этом методе снимают кривую поглощения бета-излучения в веществе (как правило, в алюминии), т. е. находят, пользуясь набором тонких металлических пластинок, зависимость интенсивности потока прошедших электронов от толщины поглотителя.

Кривые поглощения для бета-излучения имеют приблизительно экспоненциальный ход. Для определения пробега бета-частиц нужно построить кривую зависимости логарифма скорости счёта, зарегистрированной счётчиком, от толщины слоя поглотителя (рис.26.3) и определить её конечную точку. Пробег электронов, отвечающий максимальной энергии бета-частиц  $d_{\text{макс}}$ , определяется по точке касания конца кривой поглощения с линией фона, как показано на рис.26.3 стрелкой.

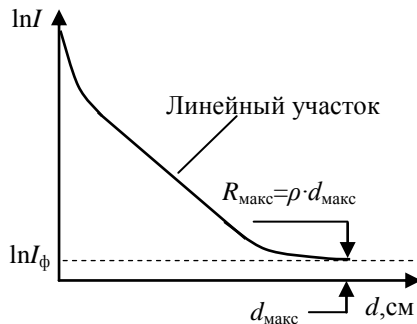


Рис.26.3. Определение длины пробега бета-частиц в алюминии для препарата стронция-90

Зависимость плотности потока электронов известной энергии от толщины алюминиевого поглотителя была исследована экспериментально на ускорителях электронов. Получены эмпирические соотношения между энергией электронов и толщиной поглотителя  $d_{\text{полг}}$ , полностью задерживающего поток. Эти соотношения применяются и при исследовании  $\beta$ -



излучения, имеющего непрерывный спектр энергий. В этом случае  $d_{\text{полг}}$  – толщина слоя поглотителя, задерживающего  $\beta$ -частицы с максимальной энергией

$$\begin{aligned} E_{\beta \text{ макс}} &= 1,85\rho d_{\text{полг}} + 0,245 && \text{при } E_{\beta \text{ макс}} \geq 0,8 \text{ МэВ}; \\ E_{\beta \text{ макс}} &= 1,92(\rho d_{\text{полг}})^{0,725} && \text{при } 0,15 \leq E_{\beta \text{ макс}} \leq 0,8 \text{ МэВ}. \end{aligned} \quad (26.9)$$

В этих соотношениях  $\rho = 2,72 \text{ г/см}^3$ , а толщина поглотителя  $d_{\text{полг}}$  берется в сантиметрах.

Даже в случае  $\beta$ -частиц, испускаемых без гамма-излучения, точность определения  $E_{\beta \text{ макс}}$  методом полного поглощения не превышает 5%, что связано с трудностью определения  $d_{\text{макс}}$ : поскольку число электронов с энергиями, близкими к  $E_{\beta \text{ макс}}$  невелико, а фон счётчика имеет сравнимую величину и флуктуирует. Кроме того, даже при полном поглощении бета-излучения скорость срабатывания счётчика несколько больше фона из-за вторичного рентгеновского излучения, возникающего в поглотителе под действием быстрых бета-частиц.

### 26.2.2. Определение верхней границы $\beta$ -спектра методом частичного поглощения

Кривые поглощения бета-излучения имеют приблизительно экспоненциальный ход (рис.26.4). По кривой  $I_{\beta}(d)$  можно определить толщину поглотителя ослабляющего излучение в  $2^1, 2^2, 2^3, 2^4$  (2, 4, 8, 16) раз.

Связь между толщиной слоя алюминия, ослабляющего поток  $\beta$ -частиц в  $2^n$  раз, и верхней границей бета-спектра была исследована экспериментально. Полученные результаты оформлены в виде номограммы, которая приведена на рис.26.5. По оси абсцисс отложена толщина алюминиевого поглотителя, а по оси ординат – верхняя граница бета-спектра. Отдельные кривые семейства относятся к случаям, когда на опыте определено уменьшение скорости счета бета-частиц в  $2^n$  раз по сравнению с первоначальной, где  $n=1, 2, 3, \dots$

Зная толщину слоя алюминия и значение  $n$ , можно по соответствующей кривой номограммы рис.26.5 определить максимальную энергию бета-частиц, испускаемых изотопом. В данном методе устраняется трудность, проявляющаяся при определении  $E_{\beta \text{ макс}}$  методом полного

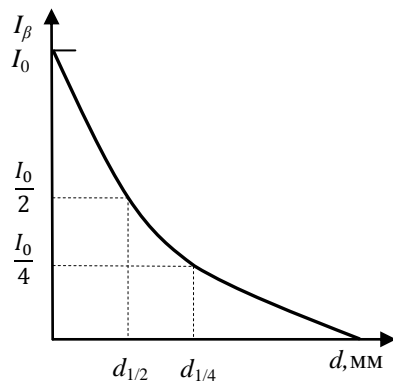


Рис.26.4. Зависимость скорости счета  $\beta$ -частиц от толщины поглотителя

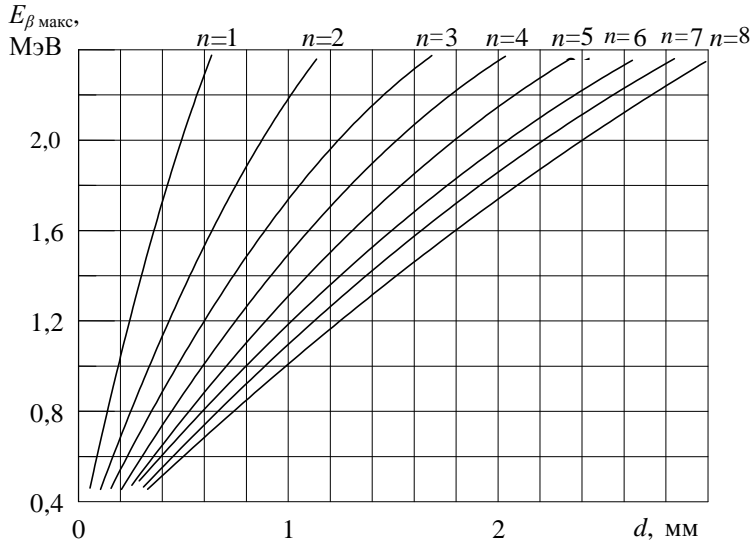


Рис.26.5. Номограммы для определения энергии  $E_{\beta \text{ макс}}$  методом частичного поглощения электронов слоем алюминия

поглощения, когда на графике находят точку касания экспериментальной кривой и линии, соответствующей уровню фона счётчика.

### 26.2.3. Определение верхней границы бета-спектра по массовому коэффициенту ослабления

Скорость счёта бета-частиц в зависимости от толщины поглотителя можно представить в виде

$$I_{\beta}(d) = I_{\beta 0} e^{-\mu_m \rho d}, \quad (26.10)$$

где  $I_{\beta 0}$  – скорость счёта бета-частиц в отсутствие поглотителя,  $\mu_m$  – массовый коэффициент ослабления потока бета-частиц,  $\rho$  – плотность материала поглотителя.

Экспериментально установлено, что  $\mu_m$  практически не зависит от рода поглотителя и с верхней границей бета-спектра связан следующим соотношением:

$$\mu_m = \frac{C}{E_{\beta \text{ макс}}^{4/3}} \left[ \frac{\text{см}^2}{\text{г}} \right], \quad (26.11)$$

где  $C$  – зависящая от материала поглотителя постоянная;  $E_{\beta \text{ макс}}$  – верхняя граница бета-спектра в МэВ. Видно, что, определив опытным путем  $\mu_m$ , можно вычислить  $E_{\beta \text{ макс}}$  исследуемого источника бета-излучения.

### 26.3. Описание экспериментальной установки

Внешний вид установки для определения энергии верхней границы бета-спектра представлен на рис.26.6. Она содержит источник  $\beta$ -частиц 1. Бета-частицы поглощаются и частично рассеиваются пла-

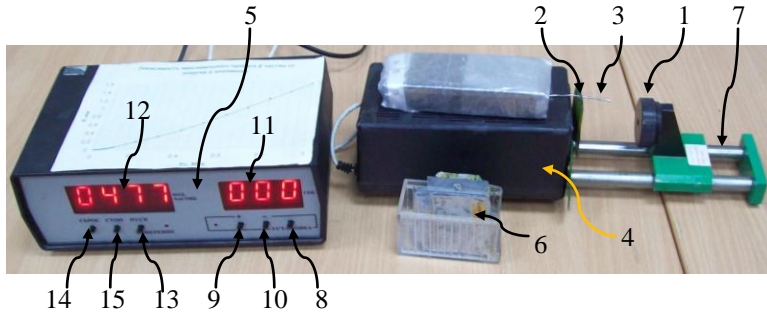


Рис.26.6. Внешний вид установки для определения верхней границы бета-спектра

стинками поглотителя 2. Прошедшие частицы регистрируются счётчиком Гейгера–Мюллера 4. Число импульсов, регистрируемых счётчиком за выбранный интервал времени (от 30 сек. до 5 мин.), фиксируется электронным пересчётным устройством 5. В качестве поглотителя используются алюминиевые пластинки 6. Толщина каждой пластинки указана на приклеенной к ней этикетке. Пластинки подвешиваются на штырь 3 вплотную друг к другу. Источник  $\beta$ -излучения 1 устанавливается на расстоянии  $50 \div 70$  мм от счётчика 4. Положение источника в течение эксперимента не изменяется.

Процесс радиоактивного распада носит статистический характер, подчиняющийся распределению Пуассона. Абсолютная  $\Delta n$  и относительная  $\delta n$  погрешности измерения среднего числа частиц  $\bar{n}$ , попадающих в счётчик за промежуток времени  $t$ :

$$\begin{aligned} \Delta \bar{n} &\approx \sqrt{\bar{n}}, \\ \delta n &\approx \frac{\sqrt{\bar{n}}}{\bar{n}} = \frac{1}{\sqrt{\bar{n}}}, \end{aligned} \quad (26.12)$$

где  $n$  число частиц зарегистрированных за время одного измерения.

Из (26.12) можно найти число частиц  $n_{\text{мин}}$ , которые нужно сосчитать для достижения заданной относительной погрешности  $\delta n$ :

$$n_{\text{мин}} = \frac{1}{(\delta n)^2}. \quad (26.13)$$

На практике обычно определяют скорость счёта частиц  $I=n/t$ . Относительная погрешность скорости счёта  $\delta I$  равна относительной погрешности измерения числа частиц  $\delta n$ , попадающих в счётчик за время  $t$ .

$$\delta I = \delta n = \frac{1}{\sqrt{n}}. \quad (26.14)$$

Чтобы можно было определить пробег бета-частиц с приемлемой точностью, относительная погрешность измерения скорости счёта  $\delta I$  должна быть не более 10%. Из (26.13) найдем, что  $N_{\text{мин}} \geq 100$ . При этом время измерения должно быть не менее 1 минуты, поскольку скорость счёта  $I=N/t$  определяем как число частиц в минуту.

## 26.4. Измерение верхней границы бета-спектра препарата стронций-90

### 26.4.1. Задание 1. Измерение скорости счёта бета-частиц при различной толщине поглотителя

1. Включите установку клавишей «Вкл», расположенной на задней стенке пересчётного устройства 5.

2. В отсутствие радиоактивного препарата измерьте скорость счёта фона  $I_{\text{ф}}$ . Для этого установите время измерения 300 сек.:

- нажмите кнопку 8 «Установка» (рис.26.6);
- нажмите и удерживайте кнопку 9 «+» до появления необходимого значения времени счёта 300 сек. на индикаторе 11;
- в случае превышения времени счёта, отпустите кнопку «+» и удерживайте кнопку 10 «←» до появления времени счёта 300 сек.;
- перед началом счёта обнулите показания индикатора 12 нажатием кнопки 14 «Сброс»;
- для начала счёта нажмите кнопку 13 «Измерения»;
- количество зарегистрированных  $\beta$ -частиц появляется на индикаторе 12;
- на индикаторе 11 высвечивается время оставшееся до конца измерения;
- счёт  $\beta$ -частиц прекращается автоматически при обнулении индикатора 11.

При необходимости измерение можно остановить нажатием кнопки 15 «Стоп».

Результаты измерения скорости счёта фона представьте в виде:

время измерения фона  $t_{\text{ф}} = \dots$  мин.;

число зарегистрированных импульсов  $n_{\text{ф}} = \dots$  имп.;

скорость счёта фона  $I_{\text{ф}} = n_{\text{ф}}/t_{\text{ф}} = \dots$  имп/мин.;

абсолютная погрешность измерения скорости счёта фона  
 $\Delta I_{\phi} = \frac{\sqrt{n_{\phi}}}{t_{\phi}} = \dots$  имп./мин.;

относительная погрешность измерения скорости счёта фона  
 $\delta I_{\phi} = \frac{1}{\sqrt{n_{\phi}}} = \dots$  имп./мин.;

3. Бета-активный препарат содержащий изотоп стронция-90 ( $^{90}_{38}\text{Sr}$ ), устанавливается на направляющие 7 перед счётчиком на расстоянии 5÷7 см, как показано на рис.26.6. В процессе выполнения работы положение препарата не изменять.

4. Выберите допустимую величину относительной погрешности измерения скорости счёта  $I$ . Рекомендуемое значение  $\delta I = \Delta I / I = 0,1$  (10%). Согласуйте выбранное значение с преподавателем. По формуле (26.13) определите минимальное число импульсов  $n_{\text{мин}}$ , которое должно быть зарегистрировано за время измерения.

5. Измерьте скорость счёта  $I_0 = n/t$  [имп./мин.] в отсутствие поглотителя ( $d=0,00$  мм). Для обеспечения заданной точности время измерения  $t$  должно быть не меньше 1 минуты, при этом число зарегистрированных импульсов  $n$  должно быть не менее  $n_{\text{мин}} = 1/(\delta I)^2$ . Вычитая из полученного значения  $I_0$  скорость счёта фона, определите скорость счёта бета-частиц  $I_{\beta 0} = I_0 - I_{\phi}$ . Результат запишите в табл.26.1.

Таблица 26.1

## Скорость счёта бета-частиц

Радионуклид ..... Поглотитель.....

$d$ , мм	$t$ , мин.	$n$	$I = n/t$ , имп./мин.	$I_{\beta} = I - I_{\phi}$ , имп./мин.	$\ln I$	$\ln I_{\beta}$
0,00						
0,05						
0,10						
0,15						
0,30						
0,45						
0,60						
0,90						
1,20						
1,50						
1,80						
2,10						
2,40						
2,70						
3,00						

3,30						
3,60						
3,90						
4,20						
4,50						

6. Последовательно увеличивая толщину поглотителя путём добавления очередной алюминиевой пластинки, проведите измерение зависимости скорости счёта  $I=n/t$  от толщины поглотителя  $d$ . Толщину поглотителя увеличивайте до тех пор, пока скорость счёта не станет равной скорости счёта фона, т. е. до полного поглощения потока бета-частиц. Для обеспечения заданной точности время измерений  $t$  должно быть не меньше 1 минуты, при этом число зарегистрированных импульсов  $n$  при каждом измерении должно быть не менее  $n_{\text{мин}}=1/(\delta I)^2$ .

#### **26.4.2. Задание 2. Определение верхней границы $\beta$ -спектра методом полного поглощения**

1. По данным табл.26.1 постройте график зависимости логарифма скорости счёта  $\ln I$  от толщины поглотителя  $d$  (см. рис.26.3). Точка касания экспериментальной кривой линии фона определяет толщину полного поглощения  $d_{\text{полг}}$ .

2. По одной из формул (26.9) с учётом особенностей бета-распада препарата стронция-90 (см. рис.26.1) определите максимальную энергию бета-спектра  $E_{\beta \text{ макс}}$ .

3. Сравните найденные значения  $E_{\beta \text{ макс}}$  с данными схемы распада  ${}^{90}_{38}\text{Sr}$  (рис.26.1).

#### **26.4.3. Задание 3. Определение верхней границы $\beta$ -спектра методом частичного поглощения**

1. По данным табл.26.1 постройте график зависимости скорости счёта  $\beta$ -частиц  $I_{\beta}$  от толщины поглотителя  $d$  (см. рис.26.4).

2. По кривой  $I_{\beta}(d)$  определить толщины  $d(2^n)$ , поглотителя, ослабляющего излучение в  $2^1, 2^2, 2^3, 2^4$  (2, 4, 8, 16) раз (см. рис.26.4), с помощью номограмм рис.26.5 найдите значение максимальной энергии ( $E_{\beta \text{ макс}}$ ) бета-спектра препарата в МэВ. Результаты занесите в табл.26.2.

3. Сравните найденные значения с данными схемы распада  ${}^{90}_{38}\text{Sr}$  (рис.26.1).

Таблица 26.2

Результаты эксперимента по определению верхней границы  $\beta$ -спектра методом частичного поглощения

$n$	$d(2^n)$ , мм	$E_{\beta\text{макс}}$ , МэВ
1		
2		
3		
4		
$E_{\beta\text{макс}} = E_{\beta\text{макс среднее}} \pm \Delta E$		

Значения для  $n=1$  не учитывать при вычислении  $E_{\beta\text{макс среднее}}$ .

#### 26.4.4. Задание 4. Определение верхней границы $\beta$ -спектра по массовому коэффициенту ослабления

1. По данным табл.26.1 постройте график зависимости логарифма скорости счёта  $\beta$ -частиц  $\ln I_{\beta}$  от толщины поглотителя  $d$ .

2. На линейном участке графика (см. рис.26.3) выберите две точки и определите массовый коэффициент ослабления по формуле

$$\mu_m = \frac{\ln I_{\beta}(d_1) - \ln I_{\beta}(d_2)}{\rho(d_2 - d_1)}. \quad (26.14)$$

По найденному  $\mu_m$  с помощью соотношения (26.11) вычислите  $E_{\beta\text{макс}}$ , полагая для алюминия  $C=14$ ,  $\rho=2,72$  г/см<sup>3</sup>.

3. Сравните найденные значения с данными схемы распада  ${}^{90}_{38}\text{Sr}$  (рис.26.1).

#### 26.5. Контрольные вопросы

1. Что представляет собой бета-излучение и при каких условиях оно возникает?

2. Что представляет собой спектр бета-излучения?

3. Почему бета-спектр оказывается сплошным?

4. Дайте определение верхней границы бета-спектра.

5. В каких пределах заключены верхние границы бета-спектров разных изотопов?

6. По какому закону происходит поглощение бета-частиц в веществе?

7. В чем заключается метод полного поглощения? Каковы достоинства и недостатки определения верхней границы бета-спектра методом полного поглощения по сравнению с другими методами?

8. В чем заключается метод частичного поглощения, в чем его преимущества и недостатки по сравнению с другими методами определения верхней границы бета-спектра?

9. Почему в методе частичного поглощения значение  $E_{\beta \text{ макс}}$  при  $n=1$  не учитывается при вычислении  $E_{\beta \text{ макс среднее}}$ ?

10. Какой счётчик бета-частиц применяется в данной работе и почему именно такой?

11. В чем суть метода определения верхней границы бета-спектра по массовому коэффициенту ослабления?

12. Как определить толщину защитного алюминиевого экрана, зная верхнюю границу бета-спектра для данного изотопа.

### Список литературы

1. *Сивухин Д. В.* Общий курс физики: учеб. пособие для вузов. Т.5. Атомная и ядерная физика. М.: Физматлит, 2006. 784 с

2. *Широков Ю. М., Юдин Н. П.* Ядерная физика: учеб. пособие. М.: Наука, 1980. 727с.

3. *Практикум по ядерной физике/ И.А. Антонова, А.А. Бояркина, Н.Г. Гончарова и др.* М.: Изд-во МГУ, 1988 199 с.



## 27. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ МЕТОДОМ ПОГЛОЩЕНИЯ

Цель работы: ознакомление со способами измерения коэффициента ослабления гамма-излучения слоем вещества; нахождение энергии квантов гамма-излучения препарата кобальта-60.

### 27.1. Гамма-излучение и его свойства

Гамма-излучение является электромагнитным излучением с очень короткой длиной волны. В отличие от рентгеновского излучения, возникающего при квантовых переходах в электронной оболочке атома и при торможении быстрых электронов,  $\gamma$ -излучение имеет внутриядерное происхождение.

Испускание и поглощение  $\gamma$ -излучения происходит отдельными порциями – квантами энергии  $E_\gamma = h\nu = hc/\lambda$ . Энергии гамма-квантов, возникающих при переходах атомного ядра из возбуждённого в энергетически более устойчивое состояние с наименьшей энергией, лежат в диапазоне от 1 кэВ до нескольких десятков МэВ. Энергии гамма-квантов, наблюдающихся в космических лучах, могут превосходить сотни ГэВ.

Гамма-излучение относится к ионизирующим излучениям – при прохождении через вещество оно вызывает ионизацию атомов и молекул. Известно, что  $\gamma$ -излучение обычно сопровождает явления  $\alpha$ - или  $\beta$ -распада. Ядро нового элемента, получающееся в результате распада материнского ядра, в ряде случаев оказывается в возбуждённом состоянии. Переход к более низкому энергетическому уровню сопровождается  $\gamma$ -излучением. Типичным примером такого процесса является  $\beta$ -распад ядра изотопа кобальта  ${}^{60}_{27}\text{Co}$  с периодом полураспада  $T_{1/2}=5,26$  лет.

Ядро кобальта испускает  $\beta$ -частицу и антинейтрино с суммарной энергией 0,32 МэВ и превращается в ядро никеля:

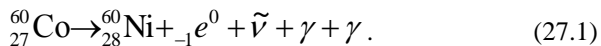


Схема этого распада приведена на рис.27.1. Основной уровень ядра  ${}^{60}_{27}\text{Co}$  имеет характеристику  $5^+$ , т.е. спин, равный 5, и положительную чётность. Путём  $\beta^-$ -распада это ядро переходит в ядро изотопа  ${}^{60}_{28}\text{Ni}$ . Основной уровень ядра  ${}^{60}_{28}\text{Ni}$  имеет характеристику  $0^+$ . Распад на этот уровень является запрещённым и практически не идет. Первый возбуждённый уровень ядра  ${}^{60}_{28}\text{Ni}$  имеет характеристику  $2^+$ . Распад на этот уровень также запрещён, хотя и не столь сильно как на основной.

Энергия испускаемых  $\beta^-$ -частиц при распаде на уровень  $2^+$  составляет 1,48 МэВ, а интенсивность перехода равна 0,12%. Распад на

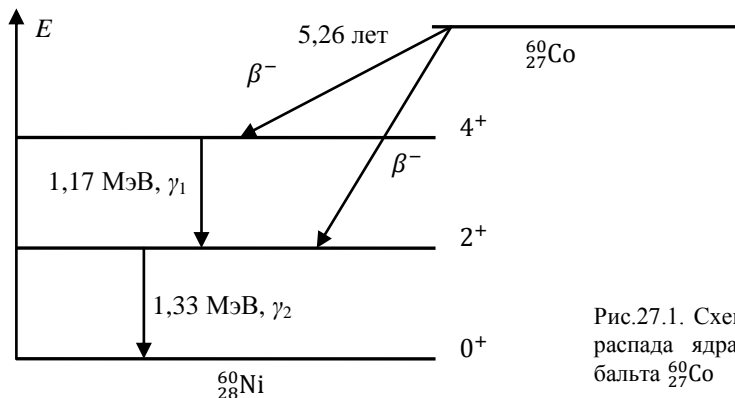


Рис.27.1. Схема  $\beta^-$ -распада ядра кобальта  ${}^{60}_{27}\text{Co}$

второй возбуждённый уровень, имеющий характеристику  $4^+$ , разрешён. Поэтому практически 100%  $\beta^-$ -переходов ядра  ${}^{60}_{27}\text{Co}$  с энергией 0,32 МэВ идут с периодом полураспада  $T_{(1/2)}=5,26$  лет на второй возбуждённый уровень ядра  ${}^{60}_{28}\text{Ni}$ .

Ядро  ${}^{60}_{28}\text{Ni}$  теряет свое возбуждение, последовательно испуская  $\gamma$ -кванты с энергиями 1,17 и 1,33 МэВ. Если поместить препарат  ${}^{60}_{27}\text{Co}$  в стеклянную или алюминиевую ампулу, то  $\beta^-$ -излучение будет задерживаться стенками, а  $\gamma$ -излучение будет практически свободно выходить наружу.

Гамма-излучение более отчётливо, чем световые волны, проявляет корпускулярные свойства, заключающиеся в том, что испускание и поглощение происходит отдельными порциями – квантами энергии. Квантовый характер  $\gamma$ -излучения необходимо учитывать при рассмотрении процессов его взаимодействия с веществом.

## 27.2. Ослабление потока гамма-излучения при прохождении через вещество

Гамма-излучение при проходе через вещество частично рассеивается и частично поглощается атомами вещества. Пусть, например, узкий параллельный пучок  $\gamma$ -квантов одинаковой энергии проходит через однородное вещество (рис.27.2). Ослабление его интенсивности при прохождении слоя вещества толщиной  $dx$  определяется соотношением

$$dI_{\text{изл}} = -\mu I_{\text{изл}} dx, \quad (27.2)$$

где  $dI_{\text{изл}}$  – уменьшение интенсивности  $\gamma$ -излучения в тонком слое  $dx$ . Интегрируя последнее соотношение, получим экспоненциальный закон ослабления  $\gamma$ -излучения

$$I_{\text{изл}} = I_{\text{изл0}} \exp(-\mu d), \quad (27.3)$$

где  $I_{\text{изл}0}$  – интенсивность  $\gamma$ -излучения в отсутствие поглощающего слоя, т.е. при  $d = 0$ , а  $I_{\text{изл}}$  – его интенсивность после прохождения слоя поглотителя толщиной  $x = d$ .

Величина  $\mu$  получила название *коэффициента ослабления* и выражается в  $\text{см}^{-1}$ , если толщина слоя поглотителя задана в сантиметрах. Коэффициент ослабления  $\mu$  *зависит как от энергии излучения, так и от вида поглощающего вещества*.

На практике часто пользуются массовым коэффициентом ослабления  $\mu_m = \mu/\rho$ , где  $\rho$  – плотность поглотителя (табл.27.1). Массовый коэффициент ослабления не зависит от плотности вещества, а, следовательно, и от того, находится ли вещество в жидком, твёрдом или газообразном состоянии. В этом случае уравнение (27.3) будет иметь вид

$$I_{\text{изл}} = I_{\text{изл}0} \exp(-\mu_m \rho d). \quad (27.4)$$

Таблица 27.1

Массовый коэффициент ослабления  $\mu_m$  для металлов в зависимости от энергии  $\gamma$ -квантов

$E_\gamma$ , МэВ	$\mu_m$ , $\text{см}^2/\text{Г}$		
	Алюминий	Железо	Свинец
0,662 МэВ (Cs-137)	0,07	0,07	0,10
1,17 МэВ (Co-60)	0,05	0,06	0,06

В слое поглотителя толщиной  $d = 1/\mu$  см интенсивность  $\gamma$ -излучения уменьшается в  $e = 2,718$  раз. Ослабление наполовину произойдет в слое толщиной

$$d_{1/2} = \frac{\lg 2}{\mu} = \frac{0,63}{\mu} \quad (27.5)$$

или

$$\rho d_{1/2} = \frac{\lg 2}{\mu} \rho = \frac{0,63}{\mu} \rho, \quad (27.6)$$

$d_{1/2}$  называют слоем половинного ослабления  $\gamma$ -излучения.

### 27.3. Виды взаимодействия гамма-квантов с веществом

Ослабление интенсивности  $\gamma$ -излучения является результатом взаимодействия  $\gamma$ -квантов с электронами и атомными ядрами. Наиболее существенными являются фотоэлектрическое поглощение (фото-

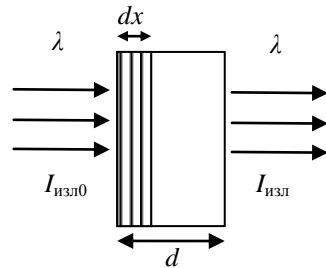


Рис.27.2. Прохождение  $\gamma$ -излучения через слой поглотителя толщиной  $d$

эффект), некогерентное рассеяние  $\gamma$ -квантов на электронах (комptonовское рассеяние) и процесс образования пар (электрон и позитрон).

### 27.3.1. Фотоэлектрическое поглощение

Это явление состоит в поглощении  $\gamma$ -кванта (фотона) атомом, причём энергия фотона передаётся одному из его электронов. Если энергия фотона больше энергии связи данного электрона в атоме, то электрон покинет атом. Таким образом, в результате фотоэффекта вместо первоначально имевшегося фотона с энергией  $E_\gamma = h\nu$  появляется выбитый из атома электрон с кинетической энергией

$$T_e = h\nu - U_{\text{ион}}e, \quad (2.16)$$

где  $U_{\text{ион}}$  – потенциал ионизации атома,  $e$  – элементарный заряд. Схема фотоэлектрического эффекта показана на рис.27.3.

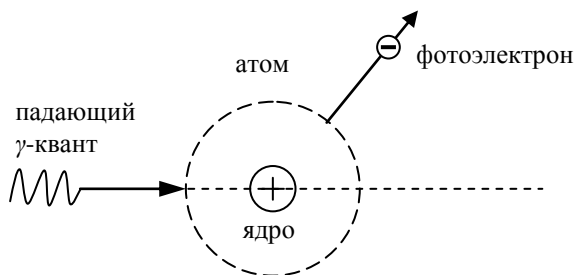


Рис.27.3. Схема фотоэлектрического поглощения  $\gamma$ -квантов

Энергию и импульс получает также ядро атома. Без этого процесс фотоэлектрического поглощения не был бы возможен, т. к. не были бы выполнены законы сохранения энергии и импульса. Однако энергия, передаваемая ядру, ничтожно мала по сравнению с энергией, получаемой электроном, ибо масса даже самого легкого ядра – протона – в 1840 раз больше массы электрона.

Фотоэлектрический эффект наблюдается преимущественно в случае  $\gamma$ -излучения малой энергии и поглотителей с большими атомными номерами  $Z$ . Так, например,  $\gamma$ -кванты с энергией меньше 0,5 МэВ интенсивно поглощаются свинцом ( $Z=82$ ) за счёт фотоэлектрического эффекта. При повышении их энергии до  $2\div 3$  МэВ коэффициент поглощения уменьшается более чем в 10 раз (рис.27.6 и 27.7). В алюминии ( $Z=13$ ) фотоэлектрический эффект практически отсутствует.

### 27.3.2. Некогерентное рассеяние гамма-квантов на электронах (комptonовское рассеяние)

Рассеяние фотонов происходит при упругом столкновении со свободными электронами. Если энергия  $\gamma$ -кванта  $h\nu$  во много раз пре-

вышает энергию связи электронов в атоме  $eU_{\text{ион}}$ , то электроны могут рассматриваться как свободные. Схема явления показана на рис.27.4.

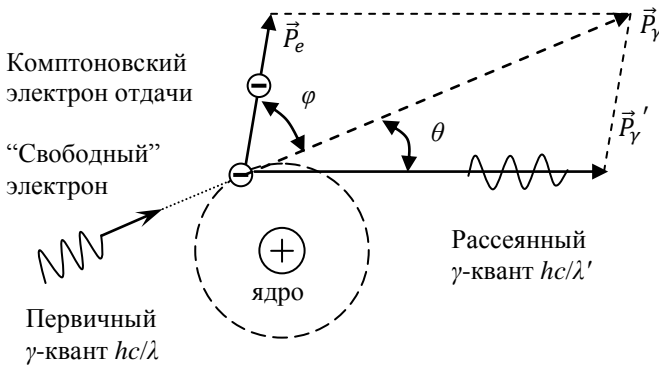


Рис.27.4. Схема комптоновского рассеяния  $\gamma$ -квантов

В результате комптон-эффекта вместо первичного фотона с энергией  $hc/\lambda$  появляется рассеянный фотон с меньшей энергией  $hc/\lambda'$  (с большей длиной волны:  $\lambda' > \lambda$ ), летящий в другом направлении. Происходящее изменение длины волны фотона (комптоновское смещение  $(\lambda' - \lambda)$ ) определяется уравнением

$$\lambda' - \lambda = 2 \frac{h}{m_0 c} \sin^2 \frac{\theta}{2} = 2 \lambda_{\text{к}} \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad (27.4)$$

где  $h$  – постоянная Планка,  $m_0$  – масса покоя электрона,  $\theta$  – угол рассеяния.

Константа  $\lambda_{\text{к}} = \frac{h}{m_0 c} = 2,43 \cdot 10^{-12}$  м называется *комптоновской длиной волны* электрона. Интересный факт: энергия кванта с длиной волны, равной комптоновской, равна энергии покоя электрона

$$E_{\gamma} = \frac{hc}{\lambda_{\text{к}}} = m_0 c^2 = 0,511 \text{ МэВ.}$$

Интенсивность направленного пучка  $\gamma$ -квантов уменьшается в результате выхода из него рассеянных «комптоновских» фотонов.

Электрон, на котором произошло рассеяние, приобретает кинетическую энергию

$$T_e = \frac{hc}{\lambda} - \frac{hc}{\lambda'} = \frac{hc}{\lambda} \cdot \frac{\lambda' - \lambda}{\lambda'} \quad (27.8)$$

и импульс

$$\vec{P}_e = \vec{P}_{\gamma} - \vec{P}'_{\gamma}, \quad (27.9)$$

где  $P_{\gamma} = \frac{h}{\lambda}$  и  $P'_{\gamma} = \frac{h}{\lambda'}$  – импульсы первичного и рассеянного квантов.

Комптоновские электроны характеризуются непрерывным спектром энергии – от ничтожно малых значений до максимальной величины, когда они выбрасываются в направлении движения  $\gamma$ -квантов ( $\varphi = 0$ ,  $\theta = 180^\circ$ ):

$$T_{e \max} = \frac{hc}{\lambda} \cdot \frac{2\lambda_{\text{к}}}{\lambda + 2\lambda_{\text{к}}} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{m_0c^2}{2E_{\gamma}}}. \quad (27.10)$$

Эффект Комптона играет важную роль, главным образом при  $\gamma$ -излучении со средней величиной энергии до 2÷3 МэВ и поглотителях, состоящих из элементов первой трети Периодической системы (до алюминия).

### 27.3.3. Процесс образования пар электрон и позитрон

Эффект образования пары электрон и позитрон может иметь место в кулоновском поле вблизи атомного ядра, если энергия  $\gamma$ -кванта превышает величину энергии, соответствующей удвоенной массе покоя электрона. Так как  $m_0c^2 = 0,511$  МэВ, то электронная пара может быть образована только  $\gamma$ -квантом с энергией, не меньшей 1,022 МэВ. Поясняющая образование пары схема приведена на рис.27.5.

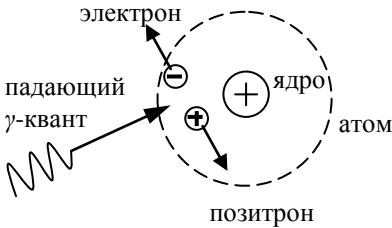


Рис.27.5. Схема образования электронно-позитронной пары

Чем больше заряд ядра, около которого образуется пара, тем больше вероятность её образования. Обычно позитрон и электрон получаемой пары имеют одинаковую энергию. Сумма кинетических энергий электрона  $T_{e^-}$  и позитрона  $T_{e^+}$

$$T_{e^-} + T_{e^+} = h\nu - 2m_0c^2, \quad (27.11)$$

где  $h\nu$  – энергия  $\gamma$ -квантов.

Позитрон существует в веществе лишь очень короткий промежуток времени. Вслед за образованием пары может наблюдаться явление аннигиляции позитрона с каким-нибудь электроном вещества, сопровождаемое излучением двух фотонов с энергией 0,511 МэВ.

Рождение пары  $\gamma$ -квантов не может происходить в вакууме, т. к. как при этом не выполнялись бы одновременно законы сохранения энергии и импульса. Поэтому процесс рождения пар может происходить лишь в поле какой-либо частицы, получающей часть импульса и

энергии первичного фотона. Такой частицей может быть атомное ядро или другой электрон.

#### 27.3.4. Проникающая способность $\gamma$ -излучения с различной энергией

На графиках (рис.27.6) представлены зависимости величин коэффициентов ослабления  $\mu$  от энергии  $\gamma$ -излучения для алюминиевого, железного, медного и свинцового поглотителя. Видно, что проникающая способность излучения возрастает при увеличении энергии квантов в диапазоне до 3 МэВ.

Полный коэффициент  $\mu$  ослабления  $\gamma$ -излучения можно представить суммой парциальных коэффициентов, обусловленных различными формами взаимодействия  $\gamma$ -квантов с поглощающим веществом:

$$\mu = \mu_{\text{к}} + \mu_{\text{ф}} + \mu_{\text{п}}. \quad (27.12)$$

На графиках (рис.27.7) представлены зависимости величин указанных коэффициентов ослабления от энергии  $\gamma$ -излучения для свин-

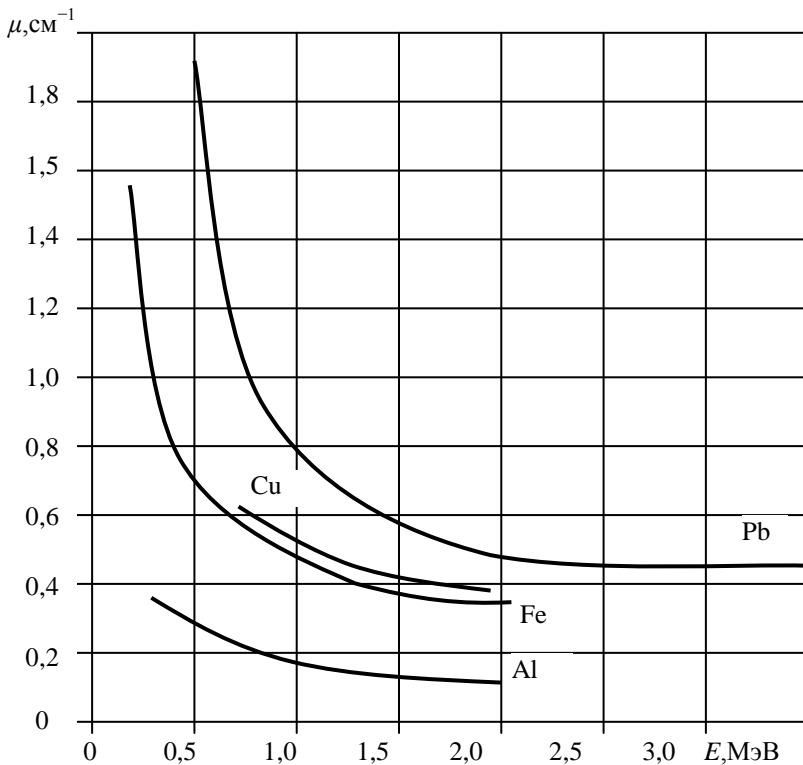


Рис.27.6. Зависимости коэффициента ослабления  $\mu$  от энергии  $\gamma$ -кванта  $E$

цового поглотителя. Ослабление интенсивности  $\gamma$ -излучения за счёт фотоэлектрического (коэффициент  $\mu_{\phi}$ ) и комптоновского (коэффициент  $\mu_{\kappa}$ ) уменьшается при возрастании энергии  $\gamma$ -квантов  $E_{\gamma}$ .

При энергии  $\gamma$ -квантов выше 4 МэВ коэффициент ослабления излучения за счёт образования электрон-позитронных пар  $\mu_{\pi}$  настолько быстро растёт, что линия зависимости значений полного коэффициента  $\mu$ , резко спадающая при энергиях  $\gamma$ -излучения менее 3 МэВ, достигает минимума при энергиях 3,4 МэВ, а затем снова возрастает (рис.27.7). Таким образом, свинец оказывается особенно «прозрачным» для  $\gamma$ -излучения с энергией 3,4 МэВ.

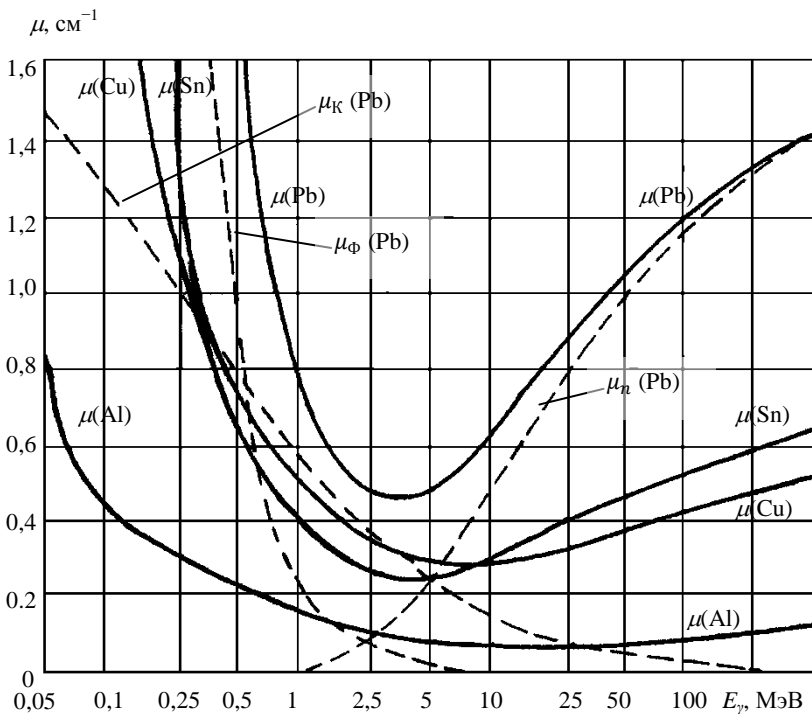


Рис.27.7. Коэффициент  $\mu$  поглощения  $\gamma$ -излучения в зависимости от энергии кванта  $h\nu$ . Для Pb показано поведение составляющих, обусловленных фотоэффектом  $\mu_{\phi}$ , комптоновским рассеянием  $\mu_{\kappa}$  и эффектом рождения пар  $\mu_{\pi}$



## 27.4. Порядок выполнения работы

### 27.4.1. Структурная схема экспериментальной установки

Структурная схема лабораторной установки показана на рис.27.8. Источник  $\gamma$ -излучения – препарат (1), содержащий изотоп кобальта-60, помещён в свинцовую защиту (2) с коллиматором – цилиндрическим отверстием, пропускающим узкий поток гамма-квантов. Гамма-излучение частично поглощается и рассеивается пластинками поглотителя (3) и регистрируется сцинтилляционным детектором, который состоит из кристалла йодистого натрия NaJ, активированного таллием Tl (4), фотоэлектронного умножителя ФЭУ (5) и усилителя-формирователя (6). (Подробное описание устройства сцинтилляционного детектора см. в описании лабораторной работы «Исследование сцинтилляционного счётчика».) Сцинтилляционный детектор и ФЭУ также окружены свинцовой защитой (2) для снижения скорости счёта фона. ФЭУ питается от высоковольтного источника (7). Импульсы с выхода формирователя поступают на счётный прибор (8). В качестве поглотителя (3) используются пластинки из разных металлов.

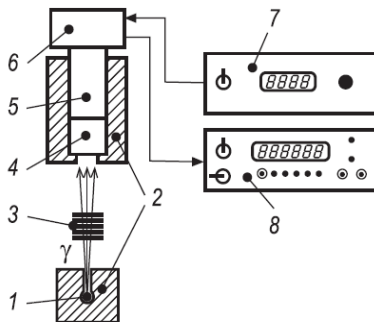


Рис.27.8. Структурная схема установки для определения энергии гамма-излучения

Источник  $\gamma$ -излучения помещается на расстоянии  $50 \div 100$  мм от счётчика. Препарат  $^{60}_{27}\text{Co}$  находится в алюминиевой ампуле. Стенки ампулы задерживают  $\beta$ -излучение, а  $\gamma$ -излучение практически свободно выходит наружу. Для защиты от рассеянных поглотителем  $\gamma$ -квантов перед счётчиком помещается свинцовая диафрагма. В качестве поглотителя используются пластинки из разных металлов толщиной  $2 \div 5$  мм.

### 27.4.2. Проведение измерений

1. Включите высоковольтный источник питания (7), при этом высокое напряжение с его выхода (1300 вольт) подаётся на ФЭУ сцинтилляционного счётчика.

2. Включите пересчётное устройство (8). После включения в течение 5 мин. прогрейте приборы.

3. В отсутствие радиоактивного препарата определите скорость счёта фона  $I_{\Phi}$  (число импульсов в минуту). Для этого проведите подсчёт числа импульсов  $n_{\Phi}$  в течение  $t_{\Phi} = 5 \div 10$  мин.

Относительная погрешность определения скорости счёта фона  $\delta I_{\Phi} = \frac{1}{\sqrt{n_{\Phi}}} \cdot 100\%$  не должна превышать 5%, где  $n_{\Phi}$  – число зарегистрированных импульсов.

Результаты измерений запишите в тетрадь:

время измерения фона  $t_{\Phi} = \dots$  мин.;

число зарегистрированных импульсов  $n_{\Phi} = \dots$  имп.;

скорость счёта фона  $I_{\Phi} = n_{\Phi}/t_{\Phi} = \dots$  имп/мин.;

относительная погрешность определения скорости счёта фона  $\delta I_{\Phi} = \dots$  %.

4. В свинцовую пушку (2) поместите источник  $\gamma$ -излучения на расстоянии 50÷100 мм от счётчика (4) и определите скорость счёта импульсов  $I_0$ , проводя измерение в отсутствие поглотителя. Эта величина пропорциональна интенсивности неослабленного  $\gamma$ -излучения  $I_{\text{изл}0}$ .

5. Выберите свинцовые пластинки и помещайте их между счётчиком и источником  $\gamma$ -излучения. При каждой толщине поглотителя  $d$  определите скорость счёта  $I_d$ . Для сохранения заданной точности увеличивайте время измерения.

6. Аналогичные измерения проведите для пластин из другого металла, указанного преподавателем.

Относительная погрешность  $\delta I_d$  измерений  $I_d$  не должна превышать 5%. Для этого число импульсов, зарегистрированных за время измерения, должно быть не менее

$$n_d \geq \left( \frac{100\%}{\delta I_d} \right)^2. \quad (27.13)$$

Рекомендуемая форма записи результатов измерений в виде табл.27.2 и их первичная обработка приведены ниже. В таблицу заносятся следующие величины:

$d$  – толщина поглотителя, см;

$n_d$  – число зарегистрированных импульсов за время  $t_d$  при толщине поглотителя  $d$ ;

$I_d = n_d/t_d$  – скорость счёта импульсов в присутствии поглотителя;

$I = I_d - I_{\Phi}$  – скорость счёта  $\gamma$ -квантов излучения, прошедшего через поглотитель.

Таблица 27.2

Результаты измерений скорости счёта гамма-квантов,  
прошедших через поглотитель

Толщина поглотителя $d$ , см	$t_{d_s}$ мин.	$n_{d_s}$ имп.	$I_{d_s}$ имп./мин.	$I_s$ имп./мин.	$\ln(I)$
0					

### 27.4.3. Обработка результатов и определение энергии квантов гамма-излучения

Зависимость линейного коэффициента  $\mu$  ослабления  $\gamma$ -излучения и его компонент  $\mu_f$ ,  $\mu_k$  и  $\mu_n$  от энергии квантов для многих поглощающих материалов подробно исследована экспериментально, изучена теоретически и представлена в виде таблиц и графиков (см., например, рис.27.6 и 27.7). Это даёт возможность по экспериментально найденному коэффициенту ослабления  $\mu$  определить энергию  $\gamma$ -квантов.

#### Метод поглощения

Так как скорость счёта  $I$   $\gamma$ -квантов, попавших в счётчик, пропорциональна интенсивности  $I_{\text{изл}}$  прошедшего через поглотитель  $\gamma$ -излучения, то на основании (27.3) имеем

$$I = I_0 \exp(-\mu d). \quad (27.14)$$

Логарифмируя, получаем

$$\ln I = \ln I_0 - \mu d. \quad (27.15)$$

Таким образом, при монохроматическом  $\gamma$ -излучении график зависимости  $\ln I$  от толщины поглотителя  $d$  представляет собой прямую линию. Угловой коэффициент графика будет искомым коэффициентом ослабления  $\mu$ .

#### Способ 1

По полученным данным (табл.27.2) с помощью программы Microsoft Excel постройте график зависимости  $\ln(I)$  от толщины поглотителя  $d$ . Проведите линию тренда. Из формулы линии тренда найдите угловой коэффициент, численно равный коэффициенту ослабления  $\mu$ .

#### Способ 2

По данным табл.27.2 постройте график зависимости  $\ln(I)$  от толщины поглотителя  $d$  (рис.27.9). Найдите коэффициент поглощения  $\mu$ :

$$\mu = \frac{\ln I_1 - \ln I_2}{d_2 - d_1}, \quad (27.16)$$

где  $d_2 - d_1$  – разность толщин поглотителя между точками на графике, которым соответствуют скорости счёта  $I_2$  и  $I_1$ .

*Способ 3. Метод парных точек*

Допустим, на графике зависимости логарифма скорости счёта от толщины поглотителя (рис.27.9) имеется шесть точек, лежащих приблизительно на одной прямой. Требуется найти наилучшее значение тангенса угла наклона этого графика  $\mu$  и его погрешность.

Пронумеруйте в табл.27.2 точки по порядку от 1 до 6. Возьмите точки 1 и 4; ими определяется некоторая прямая и, следовательно, угол ее наклона

$$\mu_1 = \frac{\ln I_1 - \ln I_4}{d_4 - d_1}.$$

Рассматривая точно так же другие пары точек 2 и 5, 3 и 6, получите в итоге три значения  $\mu_1, \mu_2$  и  $\mu_3$  тангенса угла наклона. В качестве наилучшего значения  $\mu$  выберите среднее  $\bar{\mu}$  и найдите его среднеквадратичную погрешность  $\Delta\mu$ :

$$\bar{\mu} = \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 \mu_i ; \quad \Delta\mu = \sqrt{\frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 (\mu_i - \bar{\mu})^2}.$$

Найдите относительную погрешность  $\delta\mu$  среднего

$$\delta\mu = (\Delta\mu / \bar{\mu}) \cdot 100\%.$$

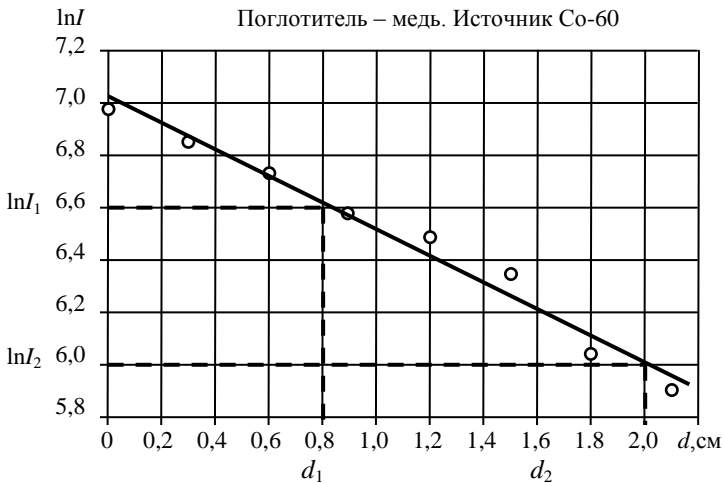


Рис.27.9. Примерный вид графика зависимости логарифма скорости счёта от толщины поглотителя

Сравните значения  $\mu$ , полученные тремя способами. Отличаются ли они более чем на 5% (погрешность измерения скорости счёта была около 5%)? Найдите их среднее значение.

С помощью графиков на рис.27.5 и 27.6 найдите значение энергии  $E_\gamma$   $\gamma$ -квантов. Следует заметить, что график  $\ln I(d)$  будет прямой линией только в том случае, если исследуемое  $\gamma$ -излучение моноэнергетично или состоит из близких по энергии компонент. Если энергии компонент  $\gamma$ -излучения значительно различаются, то график зависимости  $\ln I(d)$  будет ломаной или кривой линией.

#### **Метод полупоглощения**

Для  $\gamma$ -лучей нельзя указать толщину слоя полного поглощения, поэтому пользуются понятием полупоглощающего слоя (слоя половинного ослабления)  $d_{1/2}$ (см), уменьшающего интенсивность  $\gamma$ -излучения (количество квантов) в 2 раза. Ослабление наполовину происходит в слое толщиной

$$d_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu} = \frac{0,693}{\mu}.$$

Постройте на миллиметровой бумаге или с помощью программы Microsoft Excel график зависимости скорости счёта  $I$  от толщины поглотителя  $d$ . По графику найдите толщину слоя половинного поглощения, при котором скорость счёта  $\gamma$ -квантов уменьшается в два раза по сравнению со скоростью счёта в отсутствие поглотителя:

$$I(d_{1/2}) = I_0/2.$$

Найдите линейный коэффициент поглощения

$$\mu = (\ln 2)/d_{1/2} = 0,693/d_{1/2} \quad (1/\text{см}).$$

С помощью графиков (рис.27.6 и 27.7) найдите значение энергии  $E_\gamma$   $\gamma$ -квантов.

Сравните найденные двумя способами значения  $E_\gamma$ , возьмите среднее и сравните его с данными, приведёнными на рис.27.1.

#### **Нахождение компонент коэффициента ослабления**

Полный коэффициент  $\mu$  ослабления  $\gamma$ -излучения можно представить суммой составляющих, обусловленных различными формами взаимодействия  $\gamma$ -квантов с поглощающим веществом:

$$\mu = \mu_{\text{к}} + \mu_{\text{ф}} + \mu_{\text{п}}, \quad (27.17)$$

где  $\mu_{\text{ф}}$  — коэффициент ослабления интенсивности  $\gamma$ -излучения за счёт фотоэлектрического эффекта,  $\mu_{\text{к}}$  — коэффициент ослабления интенсивности  $\gamma$ -излучения за счёт комптоновского эффекта,  $\mu_{\text{п}}$  — коэффициент ослабления интенсивности  $\gamma$ -излучения в результате образования электрон-позитронных пар.

На графиках (рис.27.7) представлены зависимости величин указанных коэффициентов ослабления от энергии  $\gamma$ -излучения для свинцового поглотителя.

*Порядок действий по нахождению коэффициентов для выбранного поглотителя*

Методом поглощения или полупоглощения найдите величину энергии  $E_\gamma$   $\gamma$ -квантов.

Используя графики на рис.27.7, найдите значения коэффициента  $\mu_{(Pb)}$  и его составляющих  $\mu_{\Phi(Pb)}$ ,  $\mu_{к(Pb)}$  и  $\mu_{п(Pb)}$  для свинцового поглотителя при данной энергии квантов  $E_\gamma$ . Проверьте выполнение соотношения (27.17).

Составляющие коэффициента поглощения  $\mu_k$ ,  $\mu_\Phi$ ,  $\mu_\pi$  для разных поглотителей связаны соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} \mu_k &= \mu_{к(Pb)} \left( \frac{Z}{Z_{Pb}} \right) \cdot \frac{A_{Pb}}{A} \cdot \frac{\rho}{\rho_{Pb}} \\ \mu_\Phi &= \mu_{\Phi(Pb)} \left( \frac{Z}{Z_{Pb}} \right)^5 \cdot \frac{A_{Pb}}{A} \cdot \frac{\rho}{\rho_{Pb}} \\ \mu_\pi &= \mu_{\pi(Pb)} \left( \frac{Z}{Z_{Pb}} \right)^2 \cdot \frac{A_{Pb}}{A} \cdot \frac{\rho}{\rho_{Pb}} \end{aligned} \right\}, \quad (2.18)$$

где  $Z$ ,  $A$ ,  $\rho$  – атомный номер, массовое число и плотность используемого поглотителя, а  $Z_{Pb}$ ,  $A_{Pb}$ ,  $\rho_{Pb}$  – соответствующие величины для свинцового поглотителя (см. табл.27.3).

Таблица 27.3.

Характеристики металлов поглотителя

Поглотитель	Зарядовое число $Z$	Массовое число $A$	Плотность $\rho$ , г/см <sup>3</sup>
Свинец	82	207	11,35
Алюминий	13	27	2,7
Железо	26	56	7,9
Цинк	30	65	7,1
Медь	29	64	8,9

Используя значения коэффициентов  $\mu_{к(Pb)}$ ,  $\mu_{\Phi(Pb)}$ ,  $\mu_{п(Pb)}$  для  $\gamma$ -излучения кобальта, с помощью формул (27.18) найдите составляющие  $\mu_k$ ,  $\mu_\Phi$ ,  $\mu_\pi$  коэффициента ослабления для использованного поглотителя. Проверьте выполнение соотношения (27.17) для найденных значений коэффициентов.

### 27.5. Контрольные вопросы

1. Как возникает  $\gamma$ -излучение и что оно собой представляет?
2. Каков диапазон длин волн  $\gamma$ -излучения?
3. По какому закону происходит ослабление параллельного моноэнергетического пучка  $\gamma$ -квантов при прохождении его через вещество?
4. Что называют коэффициентом ослабления и от чего он зависит?
5. Что такое массовый коэффициент ослабления и как с его помощью определить плотность поглотителя?
6. Что такое слой половинного ослабления и как он связан с коэффициентом  $\mu$ ?
7. Перечислите виды взаимодействия  $\gamma$ -излучения с веществом.
8. Какими методами можно определить энергию  $\gamma$ -излучения?
9. Для чего необходимо знать энергию  $\gamma$ -излучения?
10. В чем заключается метод поглощения?
11. Каким образом в данной работе определяются составляющие коэффициента ослабления для разных видов взаимодействия  $\gamma$ -излучения с веществом поглотителя?
12. Какими мерами устраняется возможность проникновения в счётчик  $\beta$ -частиц вместе с  $\gamma$ -излучением?

### Список литературы

1. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. М.: Наука, 1980. 727 с.
2. Шпольский Э.В. Атомная физика. Т.1. М.: Наука, 1984. 552 с.
3. Лабораторные занятия по физике: учеб. пособие / Л.Л. Гольдин, Ф.Ф. Игоршин, С.М. Козел и др.; под ред. Л.Л. Гольдина. М.: Наука, 1983. 704 с.
4. Использование Microsoft Excel в лаборатории ядерной физики общего физического практикума: метод. указ./ сост. И.В. Измestьев, А.С. Пихтовников; Перм. гос. ун-т. Пермь, 2007. 16 с.

## 28. ИЗМЕРЕНИЕ МОЩНОСТИ ДОЗЫ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ ИСТОЧНИКА ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ОЦЕНКА УСЛОВИЙ БЕЗОПАСНОЙ РАБОТЫ С НИМ

Цель работы: ознакомление с дозиметрическими единицами и нормами радиационной безопасности. Получение практических навыков измерения мощности доз  $\gamma$ -излучения.

### 28.1. Источники ионизирующих излучений

В настоящее время радиоактивные излучения находят широкое применение в различных технологических процессах. Поэтому вопросы безопасной организации труда и принятия мер радиационной защиты имеют особое значение.

*Ионизирующим излучением* называют потоки частиц и гамма-квантов, их взаимодействие с веществом приводит к ионизации атомов и молекул. Основной причиной возникновения излучений является распад радиоактивных ядер.

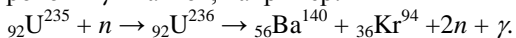
Источники излучения можно разделить на естественные и техногенные.

Существует естественное фоновое излучение горных пород и космическое излучение.

В горнодобывающей промышленности создаётся превышение естественного радиоактивного фона за счёт радиоактивных изотопов, сопутствующих полезным ископаемым.

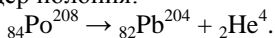
В геологоразведке и нефтеразведке при  $\gamma$ -каротаже в скважину спускают источник и приёмник (детектор)  $\gamma$ -излучения. По рассеянию  $\gamma$ -излучения определяют тип горных пород.

На атомных электростанциях при делении ядер урана излучается поток нейтронов и  $\gamma$ -квантов, например:



В химической промышленности путём облучения веществ удаётся управлять химическими реакциями.

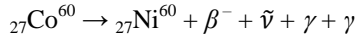
В полиграфической и легкой промышленности для предотвращения слипания и электризации бумаги и тканей производят ионизацию воздуха внутри печатных и ткацких станков  $\alpha$ -излучением, возникающим при распаде ядер полония:



Радиационная стерилизация пищевых продуктов путём гамма- или рентгеновского облучения используется в пищевой промышленности.

Ультрафиолетовое, рентгеновское излучение, а также  $\gamma$ -облучение злокачественных опухолей:





нашли применение в медицине.

Ядерные излучения, даже их большие дозы, не воспринимаются органами чувств человека. Для измерения доз облучения используются специальные приборы – *дозиметры*.

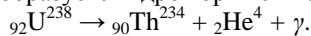
## 28.2. Явление радиоактивного распада ядер

*Радиоактивностью* называется самопроизвольное превращение ядер одного химического элемента в ядра другого, сопровождающееся испусканием быстрых  $\alpha$ - или  $\beta$ -частиц и излучением потока  $\gamma$ -квантов.

*Альфа-распадом* называют самопроизвольный процесс испускания ядрами  $\alpha$ -частиц, в результате которого массовое число ядра  $A$  уменьшается на 4, а зарядовое число  $Z$  – на 2 единицы. Альфа-частицы представляют собой ядра атома гелия  ${}_{2}\text{He}^4$ .

Пример:

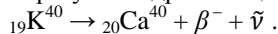
При  $\alpha$ -распаде ядра урана-238 с зарядовым числом  $Z=92$  и массовым числом  $A=238$  образуется ядро тория с  $Z=90$  и  $A=234$ :



Явление *бета-распада* состоит в том, что атомное ядро самопроизвольно превращается в ядро с тем же массовым числом, но с зарядовым числом, увеличенным на 1. В момент  $\beta$ -распада рождаются электрон ( $\beta$ -частица) и антинейтрино  $\tilde{\nu}$ . Бета-частицами называют «быстрые» электроны с большой кинетической энергией. Масса покоя и электрический заряд антинейтрино равны нулю. Изотопы многих химических элементов имеют бета-активные ядра.

Пример:

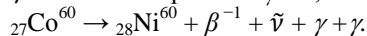
При  $\beta$ -распаде ядра изотопа калия с зарядовым числом  $Z=19$  и массовым числом  $A=40$  образуется ядро кальция с  $Z=20$  и  $A=40$ :



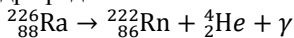
Получающиеся при распаде ядра обычно находятся в возбуждённом состоянии. При переходе в основное состояние ядра испускают кванты электромагнитного излучения с большой энергией  $E=h\nu=hc/\lambda$  и очень короткой длиной волны, которое называют *гамма-излучением*.

Пример:

Образующееся при  $\beta$ -распаде ядра кобальта  ${}_{27}\text{Co}^{60}$  ядро никеля  ${}_{28}\text{Ni}^{60}$  испускает два  $\gamma$ -кванта с энергией  $E_{\gamma} = 1,17$  МэВ и  $E_{\gamma} = 1,33$  МэВ



При  $\alpha$ -распаде ядра радия-226



испускаются  $\alpha$ -частицы с энергией  $E_\alpha = 4,78$  МэВ и  $E_\alpha = 4,60$  МэВ. Ядро радона-222, переходя в основное состояние, излучает  $\gamma$ -квант с энергией  $E_\gamma = 0,18$  МэВ.

*Радиоактивным препаратом* называют некоторое количество радиоактивного вещества.

Радиоактивный распад – явление статистическое. Вероятность распада ядра за единицу времени называется *постоянной распада*  $\lambda$ .

*Активностью препарата*  $A$  называется число распадов ядер за единицу времени

$$A = \lambda N, \quad (28.1)$$

где  $N$  – число радиоактивных ядер в препарате.

Единицы измерения активности:

1 Бк (беккерель) – 1 распад в секунду;

1 Ки (кюри) –  $3,7 \cdot 10^{10}$  распадов в секунду.

Активность в 1 Ки имеет 1 г изотопа радия  ${}_{88}\text{Ra}^{226}$ .

В результате распада число радиоактивных ядер в препарате и его активность убывают со временем по экспоненциальному закону

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (28.2)$$

$$A = A_0 e^{-\lambda t}, \quad (28.3)$$

где  $N_0$  – число ядер в начальный момент времени  $t = 0$ ,  $N$  – число нераспавшихся ядер в препарате в момент времени  $t$ . Зависимость (28.2, 28.3) называется *основным законом радиоактивного распада*.

*Периодом полураспада*  $T_{1/2}$  называют время, за которое число радиоактивных ядер в препарате и его активность уменьшаются в два раза

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}. \quad (28.4)$$

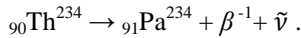
Таблица 28.1.

Периоды полураспада ядер некоторых изотопов

ядро	вид распада	период полураспада $T_{1/2}$
Уран ${}_{92}\text{U}^{238}$	$\alpha$	$4,58 \cdot 10^9$ лет
Радий ${}_{88}\text{Ra}^{226}$	$\alpha$	1620 лет
Радон ${}_{86}\text{Rn}^{222}$	$\alpha$	3,8 суток
Калий ${}_{19}\text{K}^{40}$	$\beta$	$1,4 \cdot 10^9$ лет
Кобальт ${}_{27}\text{Co}^{60}$	$\beta$	5,3 года
Иод ${}_{53}\text{I}^{131}$	$\beta$	8 суток

Большинство естественных (встречающихся в природе, а не полученных искусственно в реакторах или ускорителях) радиоактивных ядер находится в конце таблицы Менделеева и имеет атомный номер больше атомного номера свинца  $Z=82$  ( ${}_{82}\text{Pb}$ ). Из них наиболее

распространен в природе изотоп урана  ${}_{92}\text{U}^{238}$ . При  $\alpha$ -распаде ядра  ${}_{92}\text{U}^{238}$  образуется ядро тория  ${}_{90}\text{Th}^{234}$ , которое является нестабильным и испытывает  $\beta$ -распад:



Ядро протактиния также испытывает  $\beta$ -распад, и т.д. При чередовании  $\alpha$ - и  $\beta$ -распадов возникает цепочка радиоактивных изотопов (*радиоактивное семейство*), заканчивающаяся на изотопе свинца  ${}_{82}\text{Pb}^{206}$  (рис. 28.1).

Элемент	Хим. симв	A Z	206	210	214	218	222	226	230	234	238
уран	U	92	.	.	.	.	.	.	.	.	.
протактиний	Pa	91	.	.	.	.	.	.	.	.	.
торий	Th	90	.	.	.	.	.	.	.	.	.
актиний	Ac	89	.	.	.	.	.	.	.	.	.
радий	Ra	88	.	.	.	.	.	.	.	.	.
франций	Fr	87	.	.	.	.	.	.	.	.	.
радон	Rn	86	.	.	.	.	.	.	.	.	.
астат	At	85	.	.	.	.	.	.	.	.	.
полоний	Po	84	.	.	.	.	.	.	.	.	.
висмут	Bi	83	.	.	.	.	.	.	.	.	.
свинец	Pb	82	.	.	.	.	.	.	.	.	.
таллий	Tl	81	.	.	.	.	.	.	.	.	.

Рис.28.1. Радиоактивное семейство изотопа урана  ${}_{92}\text{U}^{238}$ . Вертикальные стрелки показывают  $\beta$ -распад, наклонные –  $\alpha$ -распад

### 28.3. Химическое и биологическое действие ионизирующего излучения

Излучаемые при распаде ядер  $\alpha$ -,  $\beta$ -частицы и  $\gamma$ -кванты обладают большой энергией:  $E_{\alpha} \sim 3\div 6$  МэВ,  $E_{\beta} \sim 0,5\div 3$  МэВ,  $E_{\gamma} \sim 0,1\div 5$  МэВ. Проходя через вещество, они выбивают электроны из оболочек атомов. На ионизацию одного атома или молекулы затрачивается энергия в среднем около 30 эВ. Одна частица с энергией 5 МэВ может ионизировать до 150 000 атомов. При выбивании из атомов валентных электронов в молекулах разрушаются или образуются новые химические связи. Возникают химически активные фрагменты молекул – свободные радикалы.

Ионизирующее излучение оказывает сильное поражающее действие на все живые организмы от вирусов и бактерий до человека. Ос-

новное разрушительное действие излучений – повреждение макромолекул белков вследствие ионизации и химических реакций со свободными радикалами. Если повреждается молекула ДНК в ядре клетки, клетка гибнет.

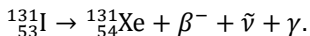
#### 28.4. Проникающая способность ионизирующего излучения и защита от него

**$\alpha$ -излучение.** В воздухе  $\alpha$ -частица создает около 3000 пар ионов на 1 мм пути. Поэтому пробег  $\alpha$ -частиц в воздухе составляет  $\sim 3$  см, а в жидкости и твердые тела  $\alpha$ -частицы проникают на глубину в сотые доли миллиметра.

Альфа-излучение практически не способно проникнуть через наружный слой кожи, образованный отмершими клетками. Альфа-активные вещества представляют большую опасность, если они попадают внутрь организма с пищей или вдыхаемой пылью. Для защиты от  $\alpha$ -излучения используют респираторы и очки.

**$\beta$ -излучение.** Бета-частицы (быстрые электроны) могут пролетать в воздухе расстояние в несколько метров. В тело человека проникают на глубину один – два сантиметра, оказывая действие на кожу и глаза человека. Наибольшую опасность  $\beta$ -активные изотопы представляют при попадании внутрь организма, создавая внутреннее облучение.

Например, изотоп йода-131, выброшенный в воздух при авариях реактора АЭС, легко усваивается организмом человека и производит внутреннее облучение



Для защиты от  $\beta$ -излучения используют экраны из оргстекла толщиной в 1 см или листы металла толщиной около 3 мм, резино-свинцовые фартуки, респираторы и маски противогазов.

**$\gamma$ -излучение.** Основные виды взаимодействия гамма-излучения с веществом – это фотоэффект и эффект Комптона (рис.28.2). При фото-

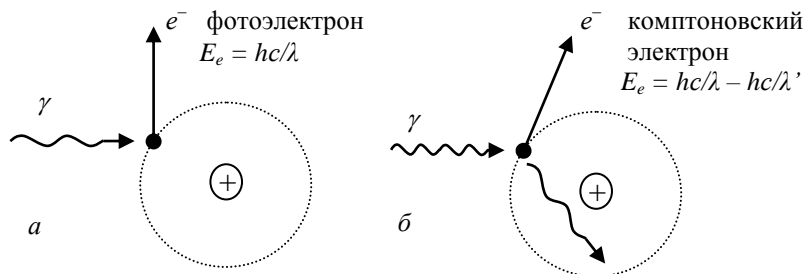


Рис.28.2. Ионизация атома при: а – фотоэффекте; б – эффекте Комптона

эффекте гамма-квант передает всю свою энергию одному из электронов электронной оболочки атома. В эффекте Комптона гамма-квант при «столкновении» с электроном передает ему часть своей энергии. В том и другом случае образуются высокоэнергетические электроны, которые, пролетая сквозь вещество, ионизируют атомы на своём пути.

$\gamma$ -излучение обладает большой проникающей способностью. При облучении человека его воздействию подвергаются все органы тела.

Для ослабления  $\gamma$ -излучения применяют толстые экраны из свинца, железа или бетона. Лист свинца толщиной 1,3 см ослабляет поток  $\gamma$ -квантов с энергией  $h\nu = 1$  МэВ в два раза, такое же ослабление создает лист железа толщиной 3,3 см или бетона 13 см.

Если пренебречь поглощением в воздухе, то интенсивность  $\gamma$ -излучения спадает обратно пропорционально квадрату расстояния:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{R_2^2}{R_1^2}. \quad (28.5)$$

**Главные правила защиты от излучения:**

- минимальное время находиться под воздействием излучения и на максимально возможном расстоянии от источника;
- исключить необоснованное воздействие излучения.

## 28.5. Дозиметрия

Для количественной оценки действия радиоактивных излучений на вещество используют следующие *дозиметрические величины и единицы* их измерения.

**Экспозиционная доза**

Мерой количества излучения, воздействующего на вещество, служит *доза облучения* или *экспозиционная доза*  $D_{\text{экс}}$ . Экспозиционная доза излучения определяется по степени ионизации воздуха этим излучением.

Возьмем камеру объёма  $V$ , содержащую массу  $m$  воздуха (рис.28.3,а). При прохождении  $\gamma$ - (или  $\alpha$ -,  $\beta$ -) излучения через камеру в ней образуются положительные и отрицательные ионы. При этом суммарный заряд  $Q$  всех положительных ионов равен (по модулю) суммарному заряду  $Q$  всех отрицательных ионов.

*Экспозиционная доза* определяется как суммарный заряд всех ионов одного знака, созданных в объёме воздуха массой в 1 кг:

$$D_{\text{экс}} = \frac{Q}{m}, \text{ Кл/кг}. \quad (28.6)$$

За единицу экспозиционной дозы в СИ принята такая доза излучения, которая создаёт в 1 кг воздуха 1 кулон заряда ионов. При этом

на практике часто используется единица экспозиционной дозы – *рентген*:  $1 \text{ Р} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}$ .

При дозе в 1 рентген в  $1 \text{ см}^3$  воздуха (при  $0^\circ\text{C}$  и 760 мм рт. ст.) образуется  $2,08 \cdot 10^9$  пар ионов, имеющих суммарный заряд в одну электростатическую единицу ( $1 \text{ Кл} = 3 \cdot 10^9 \text{ СГС}_q$ ).

Под мощностью экспозиционной дозы  $P_{\text{экс}}$  Кл/(кг·с), мкР/с, Р/год и т.д.) понимают дозу облучения, полученную за единицу времени.

$$D_{\text{экс}} = P_{\text{экс}} \cdot t. \quad (28.7)$$

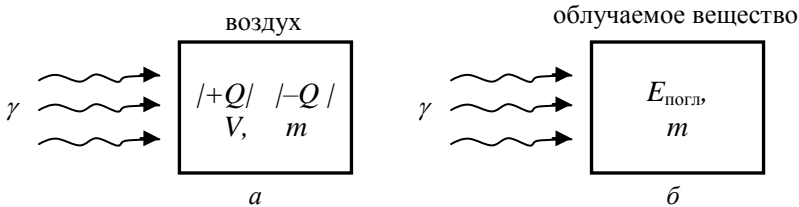


Рис.28.3. Определение дозы облучения: а – экспозиционной; б – поглощённой

### Доза поглощённая

Универсальной мерой воздействия любого вида излучения на вещество служит *поглощённая доза* излучения.

*Поглощённой дозой* называется количество энергии ионизирующего излучения, поглощённое единицей массы облучаемого вещества (см. рис.28.3,б):

$$D_{\text{погл}} = \frac{E_{\text{погл}}}{m}. \quad (28.8)$$

Единицей поглощённой дозы в системе СИ является *грей*:

$$1 \text{ Гр} = 1 \text{ Дж/кг}.$$

На практике часто используется единица *рад*:

$$1 \text{ рад} = 100 \text{ эрг/г}.$$

Учитывая, что  $1 \text{ Дж} = 1 \cdot 10^7 \text{ эрг}$ ,  $1 \text{ Гр} = 100 \text{ рад}$ .

Мощность поглощённой дозы  $P_{\text{погл}}$  измеряется в Гр/с, рад/с и т.д. При одинаковой дозе облучения  $D_{\text{экс}}$  количество поглощённой энергии в разных веществах несколько различно. При экспозиционной дозе  $D_{\text{экс}} = 1 \text{ Р}$  поглощённая доза приблизительно равна:

в воздухе  $D_{\text{погл}} \approx 0,84 \text{ рад}$ ;

в биологических тканях  $D_{\text{погл}} \approx 0,93 \text{ рад} \approx 1 \text{ рад}$ .

### Эквивалентная доза

При одинаковой поглощённой дозе биологическое действие  $\alpha$ -,  $\beta$ - или  $\gamma$ -излучений оказывается различным. Для учёта этого факта величину поглощённой дозы умножают на коэффициент, отражающий способность данного вида излучения повреждать ткани организма.

Пересчитанную таким образом дозу называют *эквивалентной* или *биологической дозой*:

$$D_{\text{экв}} = kD_{\text{погл}}. \quad (28.9)$$

Единица эквивалентной дозы в СИ – 1 *зиверт*:

$$D_{\text{экв}} [\text{зиверт}] = kD_{\text{погл}} [\text{грей}].$$

Коэффициент  $k$  называют *относительной биологической эффективностью* (см. табл.28.2). Для  $\gamma$ -излучения коэффициент  $k$  принят равным единице, поэтому при  $D_{\text{погл}} = 1 \text{ Гр}$   $D_{\text{экв}} = 1 \text{ Зв}$ .

Таблица 28.2

Коэффициенты относительной биологической эффективности для разных видов излучений

Вид излучения	$k$
рентгеновское и $\gamma$ -излучение	1
$\beta$ -излучение	1
нейтронное излучение	5
$\alpha$ -излучение	10

Наряду с *зивертом* на практике используется единица *бэр* (биологический эквивалент рада):

$$D_{\text{экв}} [\text{бэр}] = kD_{\text{погл}} [\text{рад}].$$

Соотношения между единицами эквивалентной дозы:

$$1 \text{ Зв} = 100 \text{ бэр}.$$

## 28.6. Мощность дозы и активность препарата

Мощность экспозиционной дозы  $P_{\text{эксп}}$ , создаваемая гамма-излучением точечного источника, пропорциональна его активности  $A$  и обратно пропорциональна квадрату расстояния  $R$  до него. Для практических расчётов пользуются соотношением

$$P_{\text{эксп}} = \frac{K_{\gamma} A}{R^2}, \quad (28.10)$$

где  $P_{\text{эксп}}$  выражена в Р/ч,  $A$  в мКи,  $R$  в см.

Коэффициент  $K_{\gamma}$  [ $\text{Р} \cdot \text{см}^2 / (\text{ч} \cdot \text{мКи})$ ] называется *гамма-постоянной радиоактивного изотопа* и численно равен мощности дозы, создаваемой гамма-излучением точечного источника активностью 1 мКи на расстоянии 1 см.

Экспериментально установлено, что точечный препарат радия-226 активностью 1 мКи создаёт в воздухе на расстоянии 1 см от препарата мощность дозы, равную 8,4 Р/ч. Отсюда гамма – постоянная радия-226  $K_{\gamma} = 8,4 \text{ Р} \cdot \text{см}^2 / (\text{ч} \cdot \text{мКи})$ .

Таблица 28.3.

## Гамма-постоянные радиоактивных изотопов

Изотоп	$K_\gamma, P \cdot \text{см}^2/(\text{ч} \cdot \text{мКи})$
Радий-226 ${}_{88}\text{Ra}^{226}$	8,4
Кобальт-60 ${}_{27}\text{Co}^{60}$	13,5

**28.7. Нормы радиационной безопасности**

Большие дозы облучения опасны для жизни и здоровья людей. При разовой дозе выше 25 бэр возможны различные заболевания, объединяемые термином «лучевая болезнь». Следствием дозы 200÷400 бэр является нетрудоспособность, возможна смерть.

Документ «Нормы радиационной безопасности» НРБ–99/2009 устанавливает предельно допустимые дозы (ПДД) при эксплуатации техногенных источников ионизирующего излучения для трех категорий лиц (табл.28.4).

Таблица 28.4

## Предельно допустимые дозы (ПДД)

Категория лиц	ПДД		
<b>А</b> – персонал, т.е. лица, непосредственно работающие с источниками излучений	50 мЗв/год 5 бэр/год (0,78 мкР/с при 36-часовой рабочей неделе)	100 мЗв 10 бэр за последовательные 5 лет	1000 мЗв 100 бэр за период трудовой деятельности (50 лет)
<b>Б</b> – персонал, по условиям работы находящийся в сфере воздействия источников	10 мЗв/год 1 бэр/год	25 мЗв 2,5 бэр за последовательные 5 лет	250 мЗв 25 бэр за период трудовой деятельности (50 лет)
<b>В</b> – население, не связанное с источниками излучения	5 мЗв/год 0,5 бэр/год	5 мЗв за последовательные 5 лет	70 мЗв 7 бэр за период жизни (70 лет)

В естественных условиях облучение человека за счёт радиоактивности земной коры и космических лучей составляет от 1 до 3 мЗв/год (0,1÷0,3 бэр/год). Примерно такую же дозу получает человек за счёт внутреннего облучения. Так, в теле человека имеется около 140 г калия, который содержит 0,01% радиоактивного изотопа  ${}_{19}\text{K}^{40}$  с



периодом полураспада  $1,4 \cdot 10^9$  лет. При этом в теле человека происходит около 4000 распадов ядер  $K^{40}$  в секунду.

Радиоактивные вещества также попадают в организм при дыхании. Земная кора в очень малой концентрации содержит изотоп урана  ${}_{92}U^{238}$  (период полураспада  $T_{1/2} = 4,5 \cdot 10^9$  лет). Одним из изотопов в цепочке распада  $U^{238}$  (см. рис.28.1) является изотоп радона  ${}_{86}Rn^{222}$  (период полураспада  $T_{1/2} = 3,8$  дня).

Радон – инертный газ, диффундирует из почвы в атмосферу. Радон может скапливаться в подвальных и закрытых помещениях. Продукты распада радона – атомы радиоактивных изотопов металлов (рис.28.1). Образовавшись в воздухе, они оседают на частицах пыли. Вдыхаемый с воздухом радон через лёгкие проникает в тело человека. Пыль прилипает к слизистым оболочкам лёгкого и бронхов. Для уменьшения загрязнения воздуха радоном и продуктами его распада нужно регулярно проветривать помещения.

## **28.8. Дозиметр ДРГЗ-02. Устройство и инструкция по эксплуатации**

Дозиметр ДРГЗ-02 предназначен для проведения радиационного контроля, в том числе в санитарно-защитной зоне АЭС.

### **28.8.1. Основные технические данные**

Дозиметр измеряет мощность экспозиционной дозы рентгеновского и  $\gamma$ -излучений в диапазоне от 0 до 100 мкР/с. Диапазон измерения разделён на следующие поддиапазоны:

- от 0 до 0,1 мкР/с;
- от 0 до 0,3 мкР/с;
- от 0 до 1 мкР/с;
- от 0 до 3 мкР/с;
- от 0 до 10 мкР/с;
- от 0 до 30 мкР/с;
- от 0 до 100 мкР/с.

Погрешность измерения не превышает  $\pm 15\%$  на поддиапазонах с пределами измерения 0,1 и 0,3 мкР/с и  $\pm 10\%$  на всех остальных. Погрешность указана относительно конечного значения шкалы соответствующего поддиапазона.

Время установления показаний (время измерения) не превышает:

- 12 с на поддиапазоне  $0 \div 0,1$  мкР/с;
- 4 с на поддиапазоне  $0 \div 0,3$  мкР/с;
- 2 с на остальных поддиапазонах .

Для проверки работоспособности и калибровки дозиметры комплектуются контрольными источниками излучения.

Дозиметр питается от сети переменного тока напряжением 220 В или от батареи с напряжением 12 В.

Рабочее положение дозиметра – передняя панель с органами управления располагается сверху, горизонтально.

### 28.8.2. Устройство и принцип действия дозиметра

Конструктивно дозиметр состоит из двух узлов: пульта и блока детектирования (рис.28.4).

Блок детектирования служит для пропорционального преобразования энергии рентгеновского и гамма-излучения в энергию электрического тока.

Блок детектирования имеет стальной цилиндрический корпус, внутри которого расположены фотоэлектронный умножитель ФЭУ-92 и электрическая схема его питания. На переднем конце корпуса блока детектирования закреплён стакан из светонепроницаемой чёрной пластмассы. В стакане установлен *сцинтиллятор*. Геометрический центр сцинтиллятора находится на продольной оси блока детектирования на расстоянии 12 мм от его торца.

Сцинтиллятор представляет собой цилиндр из суспензии кри-

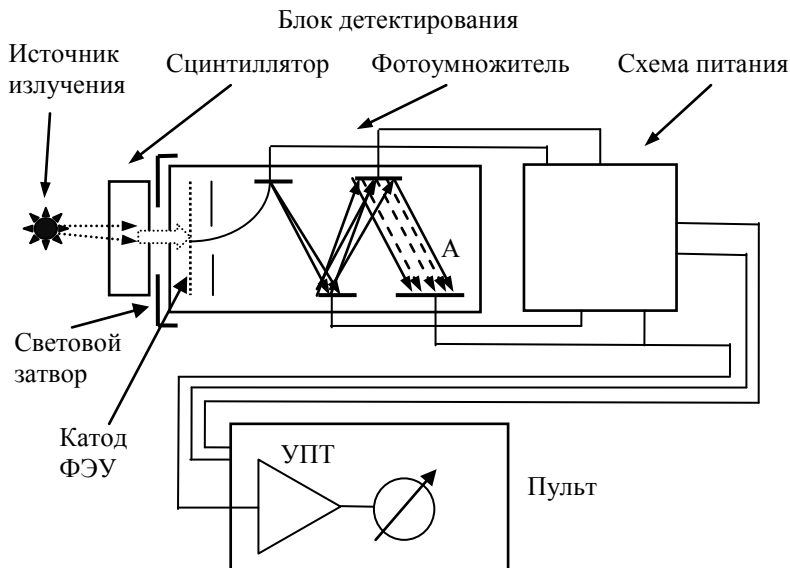


Рис.28.4. Устройство дозиметра ДРГЗ-02

сталликов сернистого цинка в полистироле. Энергия рассеянных и поглощённых в сцинтилляторе  $\gamma$ -квантов передается электронам (рис.28.2), каждый из которых возбуждает большое число атомов. Возвращаясь в исходное состояние, атомы испускают фотоны. Возникают *сцинтилляции* (слабые вспышки света).

Между сцинтиллятором и катодом фотоумножителя расположен световой затвор, перекрывающий световой поток от сцинтиллятора. Он открывается или закрывается поворотом стакана относительно корпуса блока детектирования.

Фотоны в результате *фотоэффекта* вырывают из фотокатода электроны. Эти фотоэлектроны ускоряются в электрическом поле между катодом и первым динодом. При ударе о динод каждый электрон выбивает из металла динода от 3 до 10 вторичных электронов. Поток электронов с первого динода ускоряется электрическим полем и попадает на второй динод и т. д. С последнего динода поток электронов приходит на анод, создавая импульс электрического тока.

Блок детектирования соединён электрическим кабелем с пультом дозиметра (рис.28.4). В корпусе пульта находятся усилитель постоянного тока (УПТ) и источник питания. На передней панели (рис.28.5) расположены измерительный прибор (микроамперметр), переключатель режимов работы, переключатель поддиапазонов измерения и регулятор «Уст. нуля».

Импульсы анодного тока ФЭУ усиливаются в УПТ. С помощью переключателя поддиапазонов устанавливается нужный коэффициент

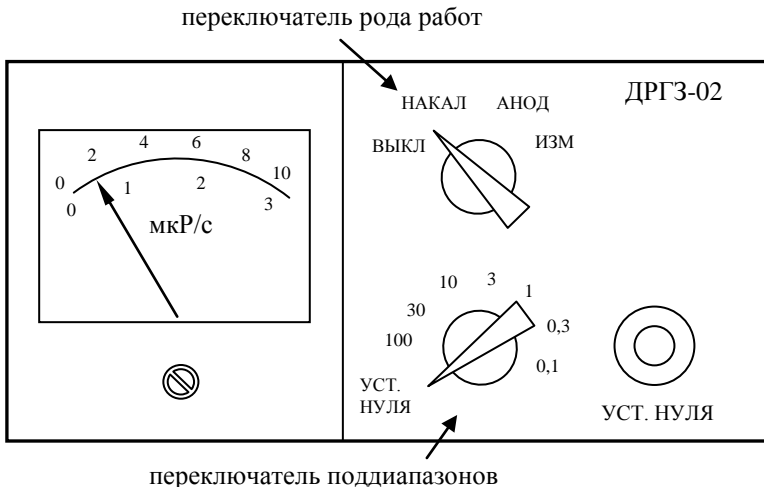


Рис.28.5. Пульт дозиметра ДРГ3-02

усиления. Сила тока, измеряемая микроамперметром, пропорциональна средней интенсивности сцинтилляций, которая пропорциональна измеряемой мощности дозы.

**Внимание!** В блоке детектирования сцинтиллятор закрыт стаканом из тонкой пластмассы, который при небрежном обращении может быть повреждён. Попадание света на катод ФЭУ сделает дозиметр неработоспособным.

### **28.8.3. Подготовка дозиметра к работе**

Поставьте переключатель рода работ в положение «**Выкл.**», а переключатель поддиапазонов – в положение «**Уст.нуля**». После этого подключите дозиметр к электрической сети.

Поставьте переключатель рода работ в положение «**Накал**». Стрелка измерительного прибора должна установиться в пределах выделенного сектора.

Поставьте переключатель рода работ в положение «**Анод**». Стрелка измерительного прибора должна показывать по нижней шкале напряжение  $7\div 9,5$  В (предел измерения 30 В).

Поставьте переключатель рода работ в положение «**Измерение**», переключатель поддиапазонов находится в положении «**Уст.нуля**», с помощью ручки «**Уст.нуля**» установите стрелку измерительного прибора на нулевую отметку шкалы.

### **28.8.4. Порядок работы с дозиметром**

Поместите блок детектирования в контролируемую зону.

Установите переключатель поддиапазонов на необходимый для измерения поддиапазон.

Закрыв световой затвор на блоке детектирования, ручкой «**Уст.нуля**» произведите корректировку «нуля» по шкале измерительного прибора.

Открыв световой затвор, дождитесь установления стабильных показаний (см. п. 28.8.1) и произведите отсчёт показаний дозиметра.

Для уменьшения влияния флуктуаций стрелки на наиболее чувствительных поддиапазонах, вызванных статистическим характером излучения, рекомендуется сделать  $3\div 5$  отсчётов с интервалом  $5\div 10$  с. Показание дозиметра в этом случае определяется как среднее арифметическое произведенных отсчётов.

В случае, если отклонение стрелки составляет менее  $1/3$  шкалы прибора, необходимо повторить измерение на более чувствительном поддиапазоне.

В случае, если стрелка прибора отклоняется за пределы шкалы, необходимо повторить измерение на менее чувствительном поддиапазоне.

**Примечание:** корректировка «нуля» производится перед каждым измерением.

## 28.9. Порядок выполнения работы

### 28.9.1. Измерение естественного радиационного фона

Измерить мощность дозы облучения  $P_{\text{экс}}$  (в мкР/с), создаваемого естественным радиационным фоном в помещении лаборатории. Используя полученное значение  $P_{\text{экс}}$ , рассчитать величину экспозиционной дозы, получаемой жителем Перми за год:

$$D_{\text{экс}} = P_{\text{экс}} \cdot t,$$

где  $t$  – число секунд в году.

Учитывая, что при  $D_{\text{экс}} = 1 \text{ Р}$  поглощённая доза приблизительно  $D_{\text{погл}} = 1 \text{ рад}$ , рассчитать величину поглощённой дозы за год при фоновом облучении.

Затем рассчитать по формуле (28.9) величину эквивалентной (биологической)  $D_{\text{эkv}}$  дозы. Коэффициент относительной биологической эффективности  $k$  взять из табл.28.2.

Сравнить с ПДД для населения (категория В). Сделать выводы.

### 28.9.2. Измерение мощности дозы излучения $P_{\text{экс}}$ (в мкР/с), создаваемого источником ионизирующего излучения, и оценка условий безопасной работы с ним

Измерить мощность дозы облучения  $P_{\text{экс}}$  (в мкР/с), создаваемого фосфоресцирующей краской на шкале старого авиационного прибора, на расстоянии от неё от 4 до 10 см через 1 см и от 10 до 50 см через 10 см. Результаты измерений занести в табл.28.5.

Таблица 28.5

Результаты измерения и расчёта мощности экспозиционной дозы

Расстояние $R$ , см	Измеренная мощность дозы облучения $P_{\text{эксп}}$ , мкР/с	Рассчитанная мощность дозы облучения $P_{\text{эксп}}$ , мкР/с
4		
5		
6		

Построить график зависимости мощности дозы от расстояния до источника. Учитывая, что интенсивность излучения должна спадать обратно пропорционально квадрату расстояния до источника (28.5)

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{R_2^2}{R_1^2}, \quad (28.11)$$

рассчитать мощность дозы излучения на расстоянии  $R_2$  от 4 до 50 см от источника, используя результат измерения  $P_{\text{эксп}}$  на расстоянии 10 см. Построить кривую рассчитанной зависимости  $P_{\text{эксп}}(R)$ . На этот же график нанести точки измеренных значений  $P_{\text{эксп}}$ .

Сравнить результат расчёта с результатом измерения  $P_{\text{эксп}}$  на расстоянии 50 см от источника. Полученные значения неизбежно будут отличаться друг от друга, поскольку источник не является точечным, но по порядку величины должны совпадать. Для дальнейших расчетов возьмите среднее значение  $P_{\text{эксп}}$ .

### 28.9.3. Оценка величин поглощённой и эквивалентной доз

Оценить величину поглощённой  $D_{\text{полг}}$  и эквивалентной (биологической)  $D_{\text{экв}}$  доз облучения за год, которую получил бы человек (пилот), находясь по 4 ч в день в кабине на расстоянии 50 см от источника излучения. Сравнить с ПДД для лиц категории Б и В.

Рассчитать величину поглощённой  $D_{\text{полг}}$  и эквивалентной (биологической)  $D_{\text{экв}}$  доз облучения за год, которую получал бы пилот, если в его кабине находилось 10 приборов со светящимися шкалами. Сравнить с ПДД для лиц категории Б и В.

### 28.9.4. Оценка величины активности источника излучения

Источником излучения является фосфоресцирующая краска на шкале прибора. В состав краски входит сульфид цинка (люминофор) с добавкой очень небольшого количества солей радия. Содержание радия составляет до 100 микрограмм на грамм краски. При распаде ядра радия испускают  $\alpha$ -частицы с большой энергией и  $\gamma$ -кванты (см. пример в разд. 28.2). За свечение люминофора отвечают  $\alpha$ -частицы. Альфа-излучение полностью задерживается стеклом, закрывающим шкалу прибора. Поднесённый дозиметр регистрирует  $\gamma$ -излучение, которое корпусом прибора практически не задерживается.

Светящийся состав с течением времени разрушается и его свечение ослабевает. Его срок службы обычно не превышает 10 лет. В то же время период полураспада радия-226 составляет 1602 года. (Чтобы приборы были безопасны по истечении срока службы, в настоящее время в люминофорах вместо радия используют тритий и прометий-147 с периодами полураспада соответственно 12 лет и 3 года).

Используя результаты измерения мощности дозы  $\gamma$ -излучения  $P_{\text{эксп}}$ , создаваемой источником на расстоянии  $R = 10$  см, рассчитать по формуле (28.10) активность источника излучения.

### 28.10. Контрольные вопросы

1. Дайте определение экспозиционной дозы.
2. Назовите единицы измерения экспозиционной дозы ионизирующего излучения.
3. Дайте определение поглощённой дозы.
4. Назовите единицы измерения поглощённой дозы ионизирующего излучения.
5. Дайте определение эквивалентной дозы.
6. Назовите единицы измерения эквивалентной дозы.
7. Сформулируйте основные принципы защиты от ионизирующего излучения.
8. Назовите категории лиц, для которых установлены предельно допустимые дозы облучения.
9. Какие органы человеческого организма наиболее чувствительны к ионизирующему излучению?

### Список литературы

1. *Сивухин Д. В.* Общий курс физики: учеб. пособие для вузов. Т.5. Атомная и ядерная физика. М.: Физматлит, 2006. 784 с.
2. *Широков Ю.М., Юдин Н.П.* Ядерная физика. М.: Наука, 1980. 727 с.
3. *Кирко Г.Е., Попова И.В.* Радиация и здоровье/ Перм. гос.мед. акад. Пермь, 1996. 42 с.
4. *Санитарные правила СанПиН 2.6.1.2523-09 «Нормы радиационной безопасности (НРБ-99/2009)».* 64 с.
5. *Герасимов С.И., Хорошайло Е.С., Герасимова Р.В.* Радиационная безопасность/ СарФТИ НИЯУ МИФИ. Саров, 2014. 69 с.

## Оглавление

ВВЕДЕНИЕ	3
21. ОПЫТ РЕЗЕРФОРДА	4
21.1. Модели строения атома	4
21.1.1. Модель атома Томсона	4
21.1.2. Ядерная модель атома (модель Резерфорда)	5
21.1.3. Теория рассеяния $\alpha$ -частиц	7
21.1.4. Планетарная модель атома Резерфорда	11
21.2. Проведение эксперимента по рассеянию $\alpha$ -частиц	12
21.2.1. Описание экспериментальной установки	12
21.2.2. Порядок выполнения эксперимента	13
21.3. Контрольные вопросы	15
Список литературы	16
22. ИЗУЧЕНИЕ СЧЁТНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ СЧЁТЧИКА ГЕЙГЕРА–МЮЛЛЕРА	17
22.1. Газовые ионизационные детекторы излучений	17
22.2. Ионизационная камера	18
22.3. Газовые счётчики	20
22.3.1. Пропорциональные счётчики	23
22.3.2. Самогасящиеся счётчики Гейгера–Мюллера	25
22.3.3. Счётчики Гейгера с внешним гашением	27
22.3.4. Временная разрешающая способность счётчика Гейгера	28
22.3.5. Счётная характеристика счётчика Гейгера–Мюллера	29
22.3.6. Конструкции газоразрядных счётчиков	30
22.3.7. Область применения газовых ионизационных детекторов	31
22.4. Порядок проведения эксперимента	31
22.4.1. Описание установки для исследования счётчика Гейгера	31
22.4.2. Измерение счётной характеристики счётчика Гейгера	32
22.4.3. Определение активности неизвестного препарата относительным методом	34
22.5. Контрольные вопросы	35
Список литературы	36
23. ИССЛЕДОВАНИЕ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО СЧЁТЧИКА	37
23.1. Устройство и принцип действия сцинтилляционного счётчика ионизирующих частиц	37
23.1.1. Устройство сцинтилляционного счётчика	37
23.1.2. Сцинтилляторы	38
23.1.3. Фотоэлектронные умножители	40
23.2. Установка для изучения сцинтилляционного счётчика ФПК-12	42
23.2.1. Конструкция установки ФПК-12	42



23.2.2. Принцип действия установки ФПК-12	43
23.3. Исследование энергетического спектра фонового гамма-излучения	44
23.3.1. Подготовка радиометра к работе	45
23.3.2. Проведение измерений	45
23.3. Контрольные вопросы	46
Список литературы	46
24. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ ПРОБЕГА АЛЬФА-ЧАСТИЦ В ВОЗДУХЕ И ИХ ЭНЕРГИИ С ПОМОЩЬЮ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО СЧЁТЧИКА	47
24.1. Распад атомных ядер с испусканием альфа-частиц	47
24.1.1. Основные характеристики процесса $\alpha$ -распада	47
24.1.2. Теория $\alpha$ -распада	49
24.2. Взаимодействие альфа-частиц с веществом	50
24.2.1. Упругое рассеяние альфа-частиц в веществе	50
24.2.2. Ионизация среды альфа-частицами	50
24.2.3. Характер проникновения альфа-частиц в вещество	51
24.3. Определение энергии альфа-частиц	53
24.3.1. Описание лабораторного комплекта аппаратуры	53
24.3.2. Подготовка радиометра к работе	54
24.3.3. Порядок выполнения работы	55
24.4. Контрольные вопросы	58
Список литературы	58
25. ИЗМЕРЕНИЕ АКТИВНОСТИ БЕТА-ИСТОЧНИКА АБСОЛЮТНЫМ МЕТОДОМ	59
25.1. Основные характеристики радиоактивного распада	59
25.2. Методы измерения активности препарата	60
25.3. Описание экспериментальной установки	62
25.4. Измерение $\beta$ -активности препарата стронция	65
25.4.1. Обработка результатов измерений	67
25.5. Контрольные вопросы	68
Список литературы	68
26. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕРХНЕЙ ГРАНИЦЫ БЕТА-СПЕКТРА	69
26.1. Явление бета-распада атомных ядер	69
26.2. Экспериментальное определение верхней границы $\beta$ -спектра	71
26.2.1. Определение верхней границы $\beta$ -спектра методом полного поглощения	72
26.2.2. Определение верхней границы $\beta$ -спектра методом частичного поглощения	73
26.2.3. Определение верхней границы бета-спектра по массовому коэффициенту ослабления	74

26.3. Описание экспериментальной установки	75
26.4. Измерение верхней границы бета-спектра препарата стронций-90	76
26.4.1. Задание 1. Измерение скорости счёта бета-частиц при различной толщине поглотителя	76
26.4.2. Задание 2. Определение верхней границы $\beta$ -спектра методом полного поглощения	78
26.4.3. Задание 3. Определение верхней границы $\beta$ -спектра методом частичного поглощения	78
26.4.4. Задание 4. Определение верхней границы $\beta$ -спектра по массовому коэффициенту ослабления	79
26.5. Контрольные вопросы	79
Список литературы	80
<b>27. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ МЕТОДОМ ПОГЛОЩЕНИЯ</b>	81
27.1. Гамма-излучение и его свойства	81
27.2. Ослабление потока гамма-излучения при прохождении через вещество	82
27.3. Виды взаимодействия гамма-квантов с веществом	83
27.3.1. Фотоэлектрическое поглощение	84
27.3.2. Некогерентное рассеяние гамма-квантов на электронах (комптоновское рассеяние)	84
27.3.3. Процесс образования пар электрон и позитрон	86
27.3.4. Проникающая способность $\gamma$ -излучения с различной энергией	87
27.4. Порядок выполнения работы	89
27.4.1. Структурная схема экспериментальной установки	89
27.4.2. Проведение измерений	89
27.4.3. Обработка результатов и определение энергии квантов гамма-излучения	91
27.5. Контрольные вопросы	95
Список литературы	95
<b>28. ИЗМЕРЕНИЕ МОЩНОСТИ ДОЗЫ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ ИСТОЧНИКА ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ОЦЕНКА УСЛОВИЙ БЕЗОПАСНОЙ РАБОТЫ С НИМ</b>	96
28.1. Источники ионизирующих излучений	96
28.2. Явление радиоактивного распада ядер	97
28.3. Химическое и биологическое действие ионизирующего излучения	99
28.4. Проникающая способность ионизирующего излучения и защита от него	100

	115
28.5. Дозиметрия	101
28.6. Мощность дозы и активность препарата	103
28.7. Нормы радиационной безопасности	104
28.8. Дозиметр ДРГЗ-02. Устройство и инструкция по эксплуатации	105
28.8.1. Основные технические данные	105
28.8.2. Устройство и принцип действия дозиметра	106
28.8.3. Подготовка дозиметра к работе	108
28.8.4. Порядок работы с дозиметром	108
28.9. Порядок выполнения работы	109
28.9.1. Измерение естественного радиационного фона	109
28.9.2. Измерение мощности дозы излучения $P_{\text{экс}}$ (в мкР/с), создаваемого источником ионизирующего излучения, и оценка условий безопасной работы с ним	109
28.9.3. Оценка величин поглощённой и эквивалентной доз	110
28.9.4. Оценка величины активности источника излучения	110
28.10. Контрольные вопросы	111
Список литературы	111

*Учебное издание*

Составители:

**Ажеганов Александр Сергеевич**

**Вольхин Игорь Львович**

**Изместьев Игорь Васильевич**

**Лунегов Игорь Владимирович**

**Атомная и ядерная физика:  
общий физический практикум.  
Ч. 2. Ядерная физика**

Учебное пособие

Редактор *Л. Г. Подорова*

Корректор *Л. И. Иванова*

Компьютерная вёрстка: *И. Л. Вольхин*

---

Подписано в печать 31.08.2020. Формат 60×84/16.  
Усл. печ. л. 6,74. Тираж 100 экз.

---

Издательский центр  
Пермского государственного  
национального исследовательского университета.  
614990 г. Пермь, ул. Букирева, 15

Отпечатано на кафедре  
радиоэлектроники и защиты информации ПГНИУ  
614990, г. Пермь, ул. Букирева, 15