

Лабораторная работа №4

Взаимодействие заряженных частиц с веществом.

Определение пробега электронов β -распада методом поглощения

Целью работы является изучение механизма взаимодействия заряженных частиц с веществом. Рассматриваются особенности прохождения лёгких и тяжёлых заряженных частиц в различных средах. С помощью метода поглощения определяется максимальный пробег электронов, образующихся при β -распаде.

1. Введение
2. Порядок выполнения работы
3. Взаимодействие заряженных частиц с веществом
4. Взаимодействие электронов и позитронов с веществом
5. β -распад
6. Газонаполненные детекторы
7. Ошибки измерений
8. Контрольные вопросы и задачи

1. Введение

При прохождении через вещество любая заряженная частица взаимодействует с атомами этого вещества. Регистрация частиц также происходит в результате их взаимодействия с веществом детектора. Взаимодействие частиц с веществом зависит от их типа, заряда, массы и энергии. Заряженные частицы ионизируют атомы вещества, взаимодействуя с электронами в атомах. Взаимодействие частиц зависит от таких характеристик вещества, как плотность, атомный номер и средний ионизационный потенциал вещества.

Каждое взаимодействие приводит к потере энергии частицы и изменению траектории её движения. В случае пучка заряженных частиц с кинетической энергией E , проходящих слой вещества, их энергия уменьшается по мере прохождения вещества, разброс энергий увеличивается, пучок расширяется за счёт многократного рассеяния. Между проходящей в среде частицей и частицами вещества (электронами, атомными ядрами) могут происходить различные реакции. Как правило, их вероятность заметно меньше, чем вероятность ионизации. Однако, реакции необходимо учитывать в тех случаях, когда взаимодействующая с веществом частица является нейтральной. Например, нейтрино можно зарегистрировать только по их взаимодействию с электронами атомов или нуклонами ядер вещества детектора. Нейтроны регистрируются по протонам отдачи или по ядерным реакциям, которые они вызывают.

Атомные ядра могут самопроизвольно испускать лептоны (электроны, позитроны, нейтрино и антинейтрино). Эти процессы называются β -распадом. При β -распаде массовое число ядра (число нуклонов A) не изменяется, а его заряд (Z) изменяется на 1. Существуют три типа β -распада: β^- -распад, β^+ -распад и e -захват, т. е. захват электрона ядром с одной из ближайших к ядру оболочек атома:



Здесь e^- и e^+ — электрон и позитрон, ν_e и $\tilde{\nu}_e$ — электронное нейтрино и электронное антинейтрино.

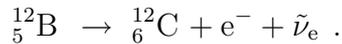
При β -распаде происходит изменение внутреннего состояния нуклонов ядра. Совершаются следующие превращения нуклонов внутри ядра. Нейтрон распадается выше-приведенным способом также и в свободном состоянии с периодом полураспада $T_{1/2} = 11,7$ мин. Вторая из написанных реакций может идти лишь для связанного в атомном ядре протона. Свободный протон не может распадаться на нейтрон, позитрон и электронное нейтрино, т.к. масса протона меньше массы нейтрона. Однако, для связанного в атомном ядре протона β^+ -распад становится возможным.

β -распад происходит в результате слабого взаимодействия. Периоды полураспада β -активных ядер заключены в интервале $0,1 \text{ с} \div 10^{17}$ лет. То, что β -распад может происходить за времена значительно большие, чем α -распад, объясняется большой разницей в интенсивности слабых и ядерных взаимодействий. На малую интенсивность слабых взаимодействий указывает также большое время жизни нейтрона. γ -переходы в ядрах со сравнимой энергией, обусловленные электромагнитным взаимодействием, происходят в среднем за 10^{-12} с.

Энергии, выделяющиеся при β -распаде, заключены в интервале от 18,61 кэВ для трития



до 13,4 МэВ для тяжелого изотопа бора ${}^{12}_5\text{B}$



2. Порядок выполнения работы

Для определения экстраполированного пробега электронов β -распада методом поглощения измеряют кривую поглощения β -излучения в веществе, т.е. измеряют, пользуясь набором тонких фольг, зависимость интенсивности I электронов, прошедших через фольгу, от толщины поглотителя.

Установка. Работу начинают с ознакомления с установкой. Установка состоит из радиоактивного источника, счётчика Гейгера, регистрирующего электроны, предусилителя, блока питания и пересчётного устройства. Размещение радиоактивного источника, поглотителей и счётчика в блоке счётчика показано на рис. 1.

Счётчик Гейгера 5 помещен в свинцовый блок 6. В специальный паз вставлен держатель 2, на конце которого в углублении нанесён тонким слоем исследуемый β -источник 1 активностью в несколько сотен микрокюри. Для того чтобы β -источник не осыпался, его сверху покрывают тонким защитным слоем. Пучок электронов от радиоактивного источника к счётчику перекрывается поглотителем из фольг 3 различной толщины. Фольги размещаются в держателе 4, который вставляют в свинцовый блок через специальный паз сбоку.

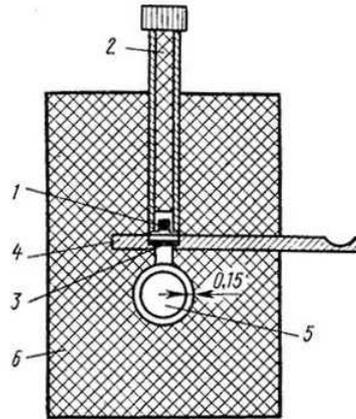


Рис. 1: Схема блока счётчика Гейгера и радиоактивного β -источника. 1 — радиоактивный источник, 2 — держатель радиоактивного источника, 3 — поглотители, 4 — держатели для поглотителей, 5 — счётчик Гейгера, 6 — блок свинцовой защиты.

Измерения. После ознакомления с установкой приступают к измерению кривой поглощения электронов β -распада в алюминии и меди. Помимо электронов радиоактивного источника, счётчик регистрирует фон, образованный γ -квантами от источника и от космических лучей (в основном, μ -мезоны), которые проходят через свинцовую защиту. Интенсивность электронов I_β уменьшается с увеличением толщины поглотителя x за счёт поглощения и рассеяния приблизительно по экспоненциальному закону. Интенсивность фона I_ϕ практически не зависит от толщины поглотителя. Поэтому на полулогарифмической зависимости полной интенсивности $I = I_\beta + I_\phi$ от толщины поглотителя — $(\ln I)(x)$ в области $I_\beta \gg I_\phi$ наблюдается прямолинейный участок. При увеличении толщины поглотителя регистрируемая интенсивность I стремится к I_ϕ .

Упражнение 1. *Определение экстраполированного пробега.*

Для определения экстраполированного пробега строится график зависимости логарифма интенсивности регистрируемых электронов от толщины поглотителя — $\ln I(x)$. Значения $\ln I$ откладываются с ошибками измерений. Таким образом на графике имеется область, в пределах которой с выбранной вероятностью проходит кривая поглощения.

Экстраполированный пробег R_β находится путём аппроксимации линейного участка графика $\ln I(x)$ прямой и экстраполяцией её к линии фона. Неоднозначность аппроксимации, связанная с ошибками измерения (рис. 2), приводит к ошибке в определении экстраполированного пробега ΔR_β . Толщина поглотителя также определяется с некоторой ошибкой, которую необходимо учесть. При определении пробега к полученной из экстраполяции величине следует прибавить толщину стенки счётчика, а также среднюю толщину слоя плёнки, предохраняющей препарат от осыпания.

Измерения проводят для поглотителей из двух различных материалов — алюминия и меди. Величины пробега, полученные из анализа кривых поглощения сравнивают между собой и со значениями пробега, полученными расчётным путём с помощью формул (1) и из графика на рис. 3, исходя из известной максимальной энергии электронов E_{max} .

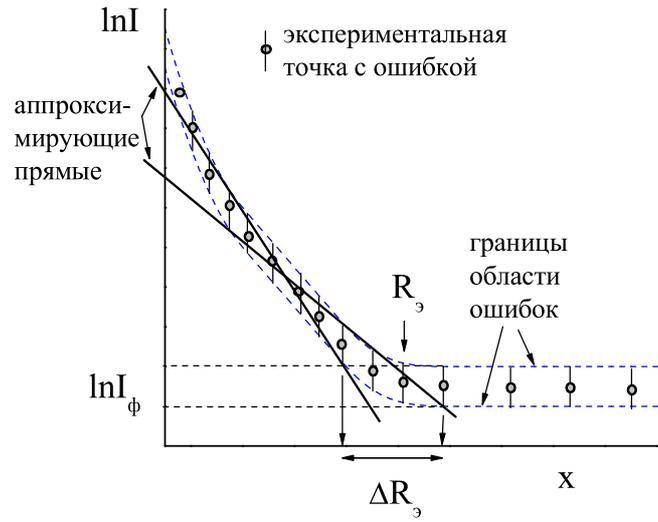


Рис. 2: Схематическое определение ошибки экстраполированного пробега $R_э$ из экспериментальных данных.

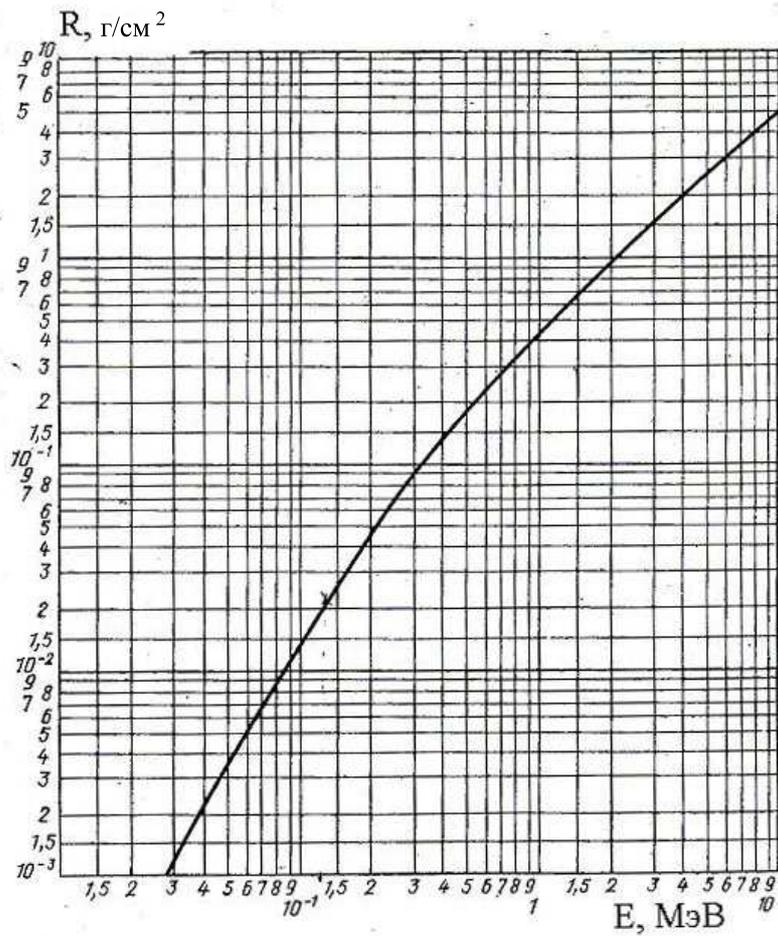


Рис. 3: Зависимость экстраполированного пробега электронов в алюминии R от их энергии E .

3. Взаимодействие тяжелых заряженных частиц с веществом

Удельные потери энергии заряженной частицей. Тяжёлые заряженные частицы взаимодействуют главным образом с электронами атомных оболочек, вызывая ионизацию атомов. Проходя через вещество, заряженная частица совершает десятки тысяч соударений, постепенно теряя энергию. Тормозная способность вещества может быть охарактеризована величиной удельных потерь энергии dE/dx . Удельные ионизационные потери представляют собой отношение энергии E заряженной частицы, теряемой на ионизацию среды при прохождении отрезка x , к длине этого отрезка. Удельные потери энергии возрастают с уменьшением энергии частицы (рис. 4) и особенно резко перед остановкой в веществе (*пик Брэгга*). Этот эффект используется в терапии рака, где очень важно обеспечить максимальное выделение энергии в глубоко расположенной опухоли, причиняя при этом минимальный вред окружающей здоровой ткани.

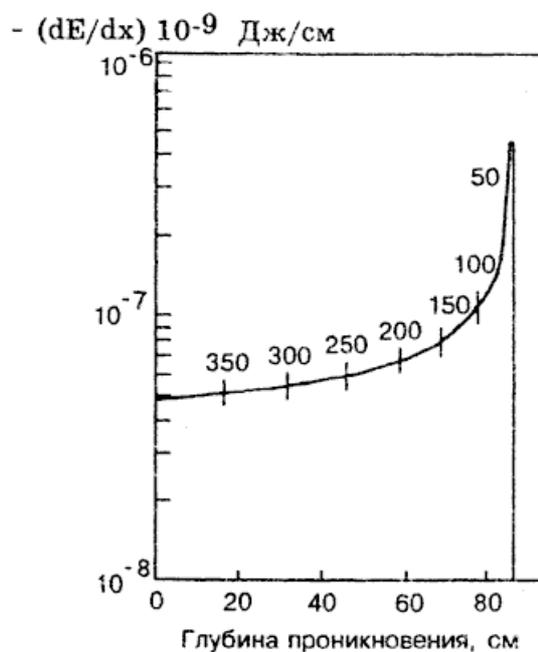


Рис. 4: Зависимость удельных потерь протонов с начальной энергией 400 МэВ от глубины проникновения протонов в биологическую ткань. Численные значения над кривой — энергия протона (в МэВ) на различной глубине проникновения. В конце пробега — пик Брэгга.

Элементарные оценки потерь энергии заряженной частицей. Рассмотрим тяжёлую нерелятивистскую заряженную частицу с зарядом Ze и скоростью v , пролетающую вдоль оси x на расстоянии ρ от электрона (рис. 5).

Максимальная сила взаимодействия в момент наибольшего сближения частиц равна $F = Ze^2/\rho^2$. Если время взаимодействия взять приближённо равным $\Delta t \approx 2\rho/v$, то переданный электрону импульс равен $\Delta p \approx F\Delta t = 2Ze^2/\rho v$, а переданная ему энергия равна $\Delta E \approx (\Delta p)^2/2m_e = 2Z^2e^4/m_e v^2 \rho^2$ (m_e — масса электрона). Число электронов с плотностью n_e в элементе объёма $\Delta V = 2\pi\rho d\rho dx$ равно $dN = n_e dV$, так что суммарная

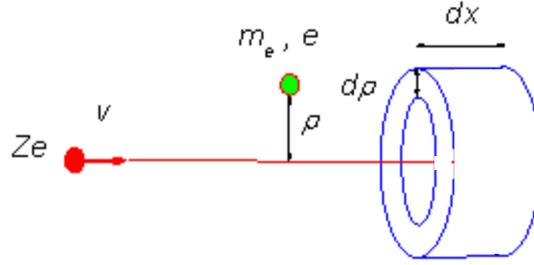


Рис. 5: Тяжёлая нерелятивистская заряженная частица с зарядом Ze и скоростью v пролетает вдоль оси x на расстоянии ρ от электрона.

энергия, переданная этим электронам, составляет

$$dE = \Delta E \Delta N = \frac{4\pi n_e Z^2 e^4}{m_e v^2} \frac{d\rho}{\rho} dx .$$

Интегрируя по ρ от $\rho_{\text{мин}}$ до $\rho_{\text{макс}}$, получим величину удельных ионизационных потерь

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n_e Z^2 e^4}{m_e v^2} \ln \frac{\rho_{\text{макс}}}{\rho_{\text{мин}}} .$$

При $\rho_{\text{макс}} \rightarrow \infty$ и $\rho_{\text{мин}} \rightarrow 0$ интеграл расходится. Реально величина $\rho_{\text{макс}}$ ограничена тем, что при больших ρ и малых E атомный электрон уже не может рассматриваться как свободный, так как энергия взаимодействия будет сравнима с потенциалом ионизации. Ограничение на нижний предел интегрирования $\rho_{\text{мин}}$, в свою очередь, связано с тем, что максимальная энергия ΔE , которая может быть передана электрону тяжёлой нерелятивистской заряженной частицей, равна $\Delta E = 2m_e v^2$.

Удельные ионизационные потери энергии для тяжёлых заряженных частиц при энергиях $E \ll (M/m_e)Mc^2$.

Точный расчёт даёт при $E \ll M^2 c^2 / m_e$ (E и M — энергия и масса частицы):

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{иониз.}} = -\frac{4\pi Z^2}{\beta^2} n_e r_0^2 m_e c^2 \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{\bar{I}} \right) \ln (1 - \beta^2) - \beta^2 \right] ,$$

где

m_e — масса электрона ($m_e c^2 = 511$ кэВ — энергия покоя электрона);

c — скорость света; v — скорость частицы; $\beta = v/c$;

Z — заряд частицы в единицах заряда позитрона;

n_e — плотность электронов вещества;

\bar{I} — средний ионизационный потенциал атомов вещества среды, через которую проходит частица: $\bar{I} = 13.5 \cdot Z'$ эВ, где Z' — заряд ядер вещества среды в единицах заряда позитрона;

$r_0 = e^2 / m_e c^2 = 2.8 \cdot 10^{-13}$ см — классический радиус электрона.

Пробег заряженной частицы. Для определённой среды и частицы с данным зарядом Z величина dE/dx является функцией только её кинетической энергии E :

$$dE/dx = \varphi(E).$$

Проинтегрировав это выражение по всем значениям E от 0 до начальной энергии частицы E_0 , можно получить полный путь R , который заряженная частица проходит до остановки:

$$R = \int_0^{E_0} \frac{dE}{\varphi(E)}.$$

Тяжёлые заряженные частицы взаимодействуют в основном с атомными электронами и поэтому мало отклоняются от направления своего первоначального движения.

Вследствие этого пробег тяжёлой частицы измеряют расстоянием по прямой от источника частиц до точки их остановки. Обычно пробег измеряется в единицах длины (м, см, мкм) или длины, умноженной на плотность вещества, (г/см²). Зависимость числа частиц — I , проходящих через единицу площади в единицу времени, первоначально моноэнергетичного параллельного пучка α -частиц от пройденного расстояния x , показана на рис. 6. Пробеги α -частиц имеют разброс значений пробега, описываемый функцией Гаусса. Он обусловлен, в частности, статистическими флуктуациями ионизационных потерь. α -частица, проходя через среду может испытывать перезарядку, превращаясь в однозарядный ион гелия ${}^4\text{He}^+$ или атом гелия ${}^4\text{He}$. Поэтому пробег тяжёлой частицы определяется как расстояние, на котором интенсивность частиц составляет половину от начальной интенсивности. Кроме того вводится понятие экстраполированного пробега, который определяется расстояние, на котором прямая, аппроксимирующая средний участок спада кривой интенсивности, пересекает ось x (рис. 6).

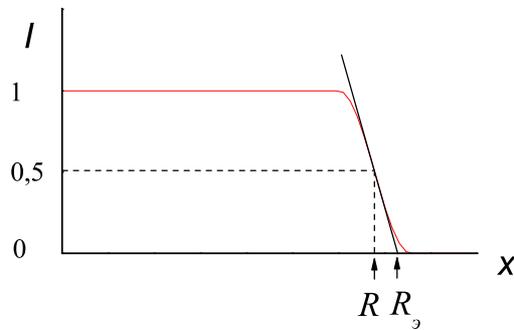


Рис. 6: Зависимость изменения интенсивности I первоначально моноэнергетичных альфа-частиц от пути x , пройденного ими в веществе. R — пробег частиц, определяемый как расстояние, на котором интенсивность частиц составляет половину начальной, $R_э$ — экстраполированный пробег, определяемый как расстояние, на котором прямая, аппроксимирующая средний участок спада кривой интенсивности, пересекает ось x .

Пробеги α -частиц и протонов в некоторых средах приведены в таблице 1 и таблице 2.

Таблица 1

Пробег α -частиц в различных веществах в зависимости от энергии E_α

E_α , МэВ	4.0	5.0	6.0	7.0	8.0	9.0	10.0
Воздух, см	2.5	3.5	4.6	5.9	7.4	8.9	10.6
Al, мкм	16	23	30	38	48	58	69
Биологическая ткань, мкм	31	43	56	72	91	110	130

Таблица 2

Пробег протонов в алюминии в зависимости от их энергии E_p

E_p , МэВ	1	3	5	10
Пробег, см	$1.3 \cdot 10^{-3}$	$7.8 \cdot 10^{-3}$	$1.8 \cdot 10^{-2}$	$6.2 \cdot 10^{-2}$
Пробег, мг/см ²	3.45	21	50	170

E_p , МэВ	20	40	100	1000
Пробег, см	$2.7 \cdot 10^{-1}$	$7.0 \cdot 10^{-1}$	3.6	148
Пробег, мг/см ²	560	$1.9 \cdot 10^3$	$9.8 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^5$

Многократное рассеяние. Заряженная частица, движущаяся в веществе, испытывает большое число столкновений, приводящих к изменению направления её движения. Этот процесс называется многократным кулоновским рассеянием.

В рамках рассмотренной выше элементарной модели рассеяния можно оценить угол рассеяния θ частицы с импульсом p , скоростью v и зарядом Ze на неподвижном ядре с зарядом ze

$$\operatorname{tg} \theta \approx \frac{\Delta p}{p} = \frac{2Zze^2}{pv} \frac{1}{\rho}.$$

Отсюда для среднего квадрата угла многократного рассеяния на пути x в веществе с плотностью ядер n можно получить выражение

$$\langle \theta^2 \rangle = \frac{8\pi Z^2 z^2 e^4 n x}{(pv)^2} \ln \frac{\rho_{\max}}{\rho_{\min}}.$$

Если выбрать для оценки в качестве ρ_{\max} и ρ_{\min} размеры атома и ядра, то эта формула приобретает вид

$$\langle \theta^2 \rangle = 0,157 \frac{Z(Z+1)}{A} \frac{z^2 x}{(pv)^2} \ln \left[1,13 \cdot 10^4 \frac{Z^{4/3}}{A} \frac{z^2 x}{\beta^2} \right],$$

где A — атомная масса вещества в а.е.м., pv — в МэВ, x — в см. Логарифм является слабоменяющейся функцией, так что основную роль играет множитель, стоящий перед ним.

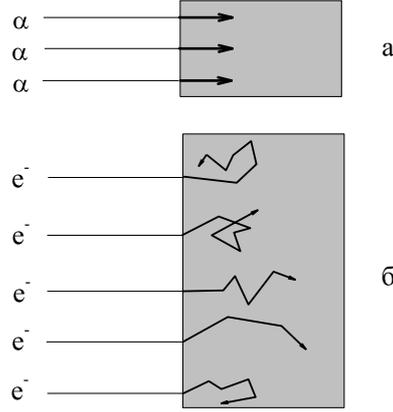


Рис. 7: Схематическое представление поведения траекторий первоначально параллельного пучка нерелятивистских частиц в веществе. а — α-частицы, б — электроны.

Для тяжёлой нерелятивистской заряженной частицы $p = mv$ и, ввиду большой величины её массы m и малости пробега x , средний угол рассеяния невелик и траектория практически прямолинейна (рис. 7а).

Для α-частиц с энергией 2 и 5 МэВ среднеквадратичный угол многократного рассеяние $\sqrt{\langle\theta^2\rangle}$ составляет 0.054 радиан и 0.040 радиан соответственно.

4. Взаимодействие электронов и позитронов с веществом

Удельные потери энергии электронами. Прохождение электронов через вещество отличается от прохождения тяжёлых заряженных частиц. Главная причина — малая масса электрона. Это приводит к относительно большому изменению импульса при каждом столкновении, что вызывает заметное изменение направления движения электрона или позитрона и как результат — электромагнитное радиационное излучение.

Удельные потери электронов с кинетической энергией E

$$E = m_e c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right)$$

складываются из суммы ионизационных и радиационных потерь:

Ионизационные потери энергии электронами.

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ион}} = -\frac{2\pi}{\beta^2} n_e r_0^2 m_e c^2 \left[\ln \left(\frac{m_e c^2 E}{\bar{I}^2} \frac{\beta^2}{2(1 - \beta^2)} \right) - (2\sqrt{1 - \beta^2} - 1 + \beta^2) \ln 2 + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8} (1 - \sqrt{1 - \beta^2})^2 \right]$$

В области типичных для β-распада энергий электронов (0,02 ÷ 12 МэВ) определяющий вклад в потери энергии дают неупругие ионизационные процессы взаимодействия

с атомными электронами, включающие ионизацию атомов и молекул. Передаваемая в одном столкновении энергия в среднем очень мала и при движении в веществе потери складываются из очень большого числа таких малых потерь. Статистические флуктуации в ионизационных процессах ведут к разбросу потерь и величин пробегов.

В нерелятивистской области ионизационные потери быстро уменьшаются при увеличении энергии и достигают минимума при энергии $E \approx 1,5$ МэВ. Далее потери очень медленно (логарифмически) растут с энергией, выходя на плато. Причиной такой зависимости является поляризация среды пролетающим электроном (эффект плотности). В результате ослабляется кулоновское поле релятивистского электрона и в плотных средах (твёрдые тела, жидкости) потери не растут. В газах рост потерь может достигать нескольких десятков процентов.

При расчётах зависимости потерь учитывается, что приведённая масса взаимодействующих электронов равна $m_e/2$, и движение обоих электронов после взаимодействия. Принимаются в расчёт также квантовомеханические эффекты тождественности электронов. Относительная величина этих поправок составляет несколько процентов.

Радиационные потери энергии электронами.

$$\begin{aligned} \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад.}} &= -\frac{16}{3}n_e E \frac{Zr_0^2}{137} & E \ll m_e c^2 = 511 \text{ кэВ} , \\ \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад.}} &= -n_e E \frac{Zr_0^2}{137} \left(4 \ln \frac{2E}{mc^2} - \frac{4}{3}\right) & 1 \ll E/m_e c^2 \ll \frac{137}{Z^{1/3}} , \\ \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад.}} &= -n_e E \frac{Zr_0^2}{137} \left(4 \ln \frac{183}{Z^{1/3}} + \frac{2}{9}\right) & E/m_e c^2 \gg \frac{137}{Z^{1/3}} . \end{aligned}$$

Ионизационные потери электронов преобладают в области относительно небольших энергий. С ростом энергии электрона E растут радиационные потери. Согласно классической электродинамике, заряд, испытывающий ускорение a , излучает энергию. Мощность излучения W определяется соотношением

$$W = \frac{2}{3} \frac{e^2 a^2}{c^3} .$$

Ускорение заряженной частицы в поле атомного ядра можно оценить как

$$a \approx \frac{1}{m} \frac{Zze^2}{\rho^2} .$$

Оно пропорционально произведению заряда ядра на заряд частицы и обратно пропорционально массе частицы. Поэтому энергия, излучаемая при торможении протона, меньше энергии, излученной электроном в том же поле, в $\sim 3,5 \cdot 10^6$ раз. По этой причине радиационные потери, играющие важную роль в торможении электронов высокой энергии, практически не возникают при прохождении через вещество тяжёлых заряженных частиц. Основные диаграммы Фейнмана тормозного излучения показаны на рис. 8.

Критическая энергия. Отношение удельных радиационных и ионизационных потерь энергии K определяется зависимостью:

$$K = \frac{(dE/dx)_{\text{рад.}}}{(dE/dx)_{\text{иониз}}} = 1.25 \cdot 10^{-3} Z E ,$$

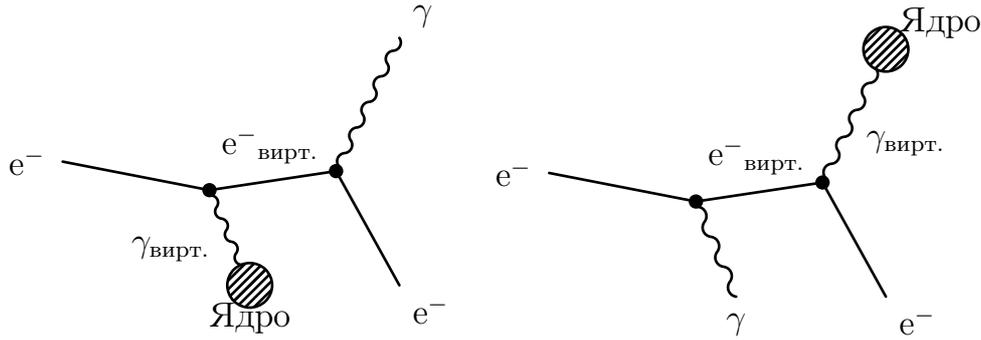


Рис. 8: Основные диаграммы Фейнмана тормозного излучения электрона в поле ядра.

где E выражается в МэВ, Z — средний заряд ядер атомов среды.

Энергия электронов $E_{\text{крит}}$, при которой величина удельных радиационных потерь равна величине удельных ионизационных потерь — называется критической. Критические энергии электронов для различных веществ приведены в таблице 3.

Таблица 3

Критические энергии электронов $E_{\text{крит}}$ и радиационные длины L_r для различных веществ

Вещество	Критическая энергия $E_{\text{крит}}$, МэВ	Радиационная длина L_r	
		г/см ²	см
Н	340	63.1	$7 \cdot 10^5$
С	103	42.7	19.4
воздух	83	36.2	$3 \cdot 10^4$
Al	47	24	8.9
Fe	24	13.8	1.77
Cu	21.5	12.9	1.4
Pb	6.9	6.4	0.5

При энергиях электрона выше критической радиационные потери преобладают над ионизационными. Так для электронов с энергией 100 МэВ радиационные потери в железе и свинце превышают ионизационные соответственно в 3 и 10 раз. В области энергий, в которой преобладают радиационные потери, энергия электронов экспоненциально убывает при прохождении через вещество:

$$E = E_0 e^{-x/L_r},$$

где E_0 — начальная энергия электрона, E — энергия электрона после прохождения длины x , L_r — радиационная длина.

Экстраполированный пробег электронов. Масса электронов значительно меньше массы тяжёлых частиц, что сказывается на характере их движения в веществе. При

столкновении с атомными электронами и ядрами электроны значительно отклоняются от первоначального направления движения и двигаются по извилистой траектории. Для электронов вводится пробег, определяемый минимальной толщиной вещества, измеряемой в направлении исходной скорости пучка и соответствующей полному поглощению электронов.

Экстраполированные пробеги в г/см^2 электронов с энергией E (МэВ) в алюминии можно определить по формулам:

$$\begin{aligned} R(\text{Al}) &= 0,407E^{1,38}, & 0,15 < E < 0,8 \text{ МэВ}, \\ R(\text{Al}) &= 0,542E - 0,133, & 0,8 < E < 3 \text{ МэВ}, \\ R(\text{Al}) &= 0,530E - 0,106, & 2,5 < E < 20 \text{ МэВ}. \end{aligned} \quad (1)$$

Экстраполированный пробег электронов в веществе с зарядом Z и массовым числом A связан с пробегом в алюминии следующим образом:

$$R(A, Z) = R(\text{Al}) \frac{(Z/A)_{\text{Al}}}{(Z/A)}.$$

Экстраполированные пробеги электронов в различных веществах приведены в таблице 4.

Таблица 4

Экстраполированные пробеги электронов в различных веществах в зависимости от их энергии, см

Вещество	Энергия электронов, МэВ				
	0.05	0.5	5	50	500
Воздух	4.1	160	$2 \cdot 10^3$	$1.7 \cdot 10^4$	$6.3 \cdot 10^4$
Вода	$4.7 \cdot 10^{-3}$	0.19	2.6	19	78
Алюминий	$2 \cdot 10^{-3}$	0.056	0.95	4.3	8.6
Свинец	$5 \cdot 10^{-4}$	0.026	0.30	1.25	2.5

Рассеяние электронов. Электроны при движении испытывают рассеяние на атомах вещества. Как показано выше при многократном рассеянии зависимость среднего квадрата угла отклонения $\sqrt{\langle \theta^2 \rangle}$ электрона от его импульса p , скорости v и пройденного в веществе расстояния x имеет вид

$$\langle \theta^2 \rangle \sim \frac{x}{(pv)^2},$$

Поскольку масса электронов мала, то углы их рассеяния, особенно при небольших энергиях, значительно больше, чем у тяжёлых частиц. Так для электронов с энергией 2 и 5 МэВ среднеквадратичный угол многократного рассеяния составляет $\sqrt{\langle \theta^2 \rangle} \approx 1.27$ и 1.00 соответственно, т.е. примерно в 25 раз больше угла рассеяния α -частиц с такой же энергией. Увеличению среднего угла способствует и большая величина пробега x . В результате

многократного рассеяния направление движения электрона значительно отклоняется от исходного и полная длина пути электрона может в $1.5 \div 4$ раза превосходить пробег, понимаемый как расстояние, проходимое электроном в направлении первоначального движения.

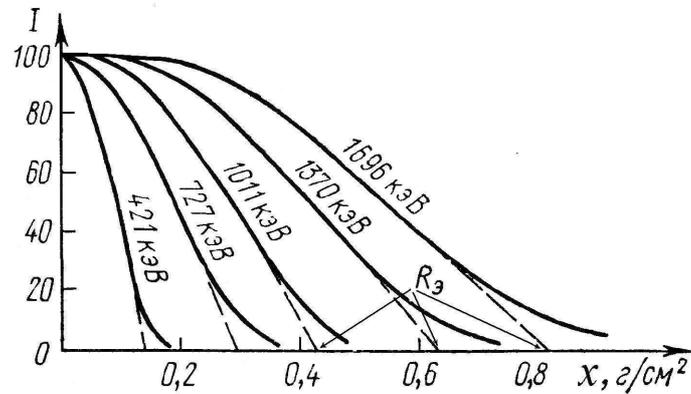


Рис. 9: Зависимость изменения интенсивности I первоначально моноэнергетического пучка электронов от толщины алюминиевого поглотителя для разных энергий пучка. R_3 — экстраполированный пробег для моноэнергетических электронов.

На рис. 9 показано, как меняется интенсивность пучка I первоначально моноэнергетичных электронов от пути x , пройденного ими в алюминии в направлении первоначального движения, для разных начальных энергий электронов. При больших энергиях ($E \gg m_e c^2 = 511$ кэВ) рассеяние невелико, основная часть электронов движется в первоначальном направлении, их интенсивность практически не меняется, что соответствует участкам плато на кривых поглощения и похоже на поведение слаборассеивающихся α -частиц (рис. 6). По мере увеличения пройденного расстояния и уменьшения энергии угол рассеяния электронов растёт и их интенсивность в первоначальном направлении уменьшается. При малых энергиях направления движений электронов приобретают хаотический характер, а распространение пучка — характер диффузии (рис. 7б).

Процессы рассеяния электронов и потери ими энергии, ведущие к уменьшению интенсивности, носят вероятностный характер, что приводит к разбросу величин пробегов отдельных частиц. Однако, всегда можно определить некоторую среднюю величину пробегов — экстраполированный пробег. Критерии определения выбираются из соображений практического удобства и физических особенностей ослабления интенсивности пучка с заданным энергетическим спектром. В случае моноэнергетического пучка на кривой поглощения можно выделить три характерных участка — плато, сравнительно длинный линейный участок и «хвост» при малой интенсивности. Удобно определить экстраполированный пробег R_3 , как толщину поглотителя, при которой продолжение линейного участка пересекает уровень нулевой интенсивности (рис. 9).

Электроны высоких энергий. Электроны высоких энергий ($E > 100$ Мэв.) образуют в результате последовательных актов испускания γ -квантов (которые рождают затем электрон-позитронные пары) каскадные ливни (рис. 10). Каскадный ливень может быть инициирован и γ -квантом высокой энергии. В зависимости от толщины слоя вещества число электронов в ливне вначале быстро возрастает. Однако по мере разви-

тия каскада средняя энергия, приходящаяся на электрон, уменьшается. После того как она уменьшится настолько, что фотоны не смогут рожать электрон-позитронные пары, ливень прекращается. Число частиц в ливне для высокоэнергетичных электронов может достигать 10^6 .

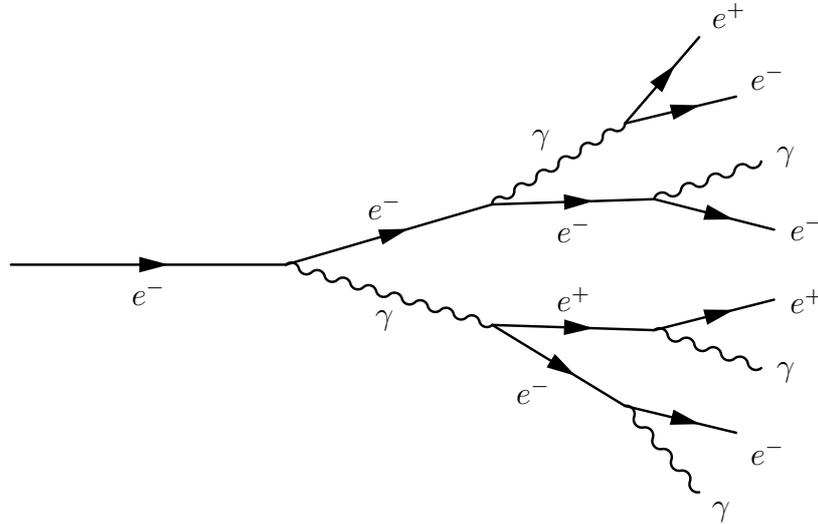


Рис. 10: Каскадный ливень.

Ионизация атомов среды является только одним из результатов взаимодействия с ними электронов. При энергиях электронов $10^4 \text{ МэВ} < E < 10^6 \text{ МэВ}$ вероятности различных процессов составляют соответственно:

- упругие столкновения — 5 %;
- ионизация — 35 %;
- возбуждение атомов — 60 %.

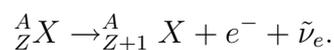
Взаимодействие позитронов с веществом. Взаимодействие позитронов в веществе описывается теми же соотношениями, что и для электронов. Необходимо дополнительно учесть эффекты аннигиляции налетающего позитрона с электроном вещества и исключить из расчётов эффект обмена. Сечение аннигиляции $\sigma_{\text{анниг}} \sim 1/v$, поэтому позитроны аннигилируют, практически потеряв всю свою энергию.

5. β -распад

За β -распад ответственно слабое взаимодействие. Принимающие в нём участие лептоны (электроны, позитроны, (анти)нейтрино) не участвуют в сильных взаимодействиях, а (анти)нейтрино участвуют только в слабых взаимодействиях.

Существуют три вида β -распада.

β^- -распад. Реакция β^- -распада имеет вид



В силу сохранения лептонного заряда электрон e^- рождается вместе с электронным антинейтрино $\bar{\nu}_e$. Необходимым условием распада является положительность энергии распада E_β

$$E_\beta = M(A, Z) - M(A, Z + 1) - m_e > 0,$$

где m_e — масса электрона. Энергия распада выделяется в форме кинетических энергий продуктов распада — дочернего ядра, электрона и антинейтрино. Однако, поскольку масса электрона много меньше массы дочернего ядра, а антинейтрино не имеет массы, то энергия распада практически полностью распределяется между электроном и антинейтрино.

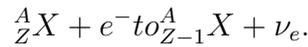
β^+ -распад. Аналогичный вид имеют реакция β^+ -распада



и его условие

$$E_\beta = M(A, Z) - M(A, Z - 1) - m_e > 0.$$

e -захват. В случае e -захвата ядро захватывает электрон с одной из ближайших к нему атомных оболочек, вероятнее всего с K -оболочки:



Реакция возможна при условии

$$E_\beta = M(A, Z) + m_e - M(A, Z - 1) > 0.$$

Для отдельных ядер могут одновременно выполняться два или все три условия β -распада. Примером служит β -распад изотопа ${}^{64}_{29}\text{Cu}$ (рис. 11).

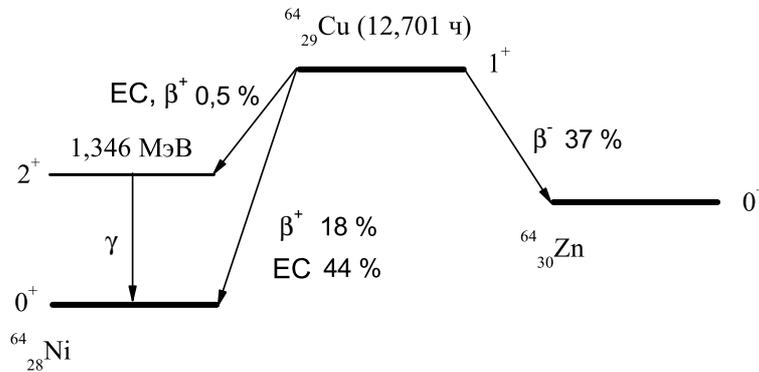


Рис. 11: Схема распада ${}^{64}_{29}\text{Cu}$.

При распаде ${}^{64}_{29}\text{Cu}$

- 37% ядер распадается по β^- -каналу с образованием стабильного изотопа ${}^{64}_{30}\text{Zn}$;
- 44% ядер претерпевает E -захват;
- 18% ядер испытывает β^+ -распад с образованием изотопа ${}^{64}_{28}\text{Ni}$ в основном состоянии;
- 0.5% ядер участвует в e -захвате и β^+ -распаде с образованием ядра ${}^{64}_{28}\text{Ni}$ в возбуждённом состоянии с последующим испусканием γ -кванта и образованием основного состояния стабильного изотопа ${}^{64}_{28}\text{Ni}$.

Период полураспада. Периоды полураспадов β -активных ядер лежат в диапазоне

$$10^{-2} \text{ с} < T_{1/2} < 10^{16} \text{ лет.}$$

Вероятность распада в сильной степени зависит от разности спинов материнского и дочернего ядер и тем меньше, чем больше эта разность.

Энергии частиц, образующихся при β -распаде. Энергии E электронов и позитронов, вылетающих из ядра при β^\pm -распадах, лежат в диапазоне

$$2.64 \text{ кэВ } ({}^{187}_{75}\text{Re}) \leq E \leq 16.6 \text{ МэВ } ({}^{12}_7\text{N}) .$$

Ввиду того, что продуктами β^\pm -распадов являются три частицы — дочернее ядро, позитрон (электрон) и (анти)нейтрино, спектр β -частиц непрерывен (рис. 12). Средняя энергия электронов \bar{E} составляет примерно $\bar{E} \approx E_{\text{макс}}/3$. Для тяжёлых ядер $\bar{E} \approx 0.25 \div 0.45$ МэВ. В случае e -захвата спектр вылетающих из ядра нейтрино моноэнергетичен.

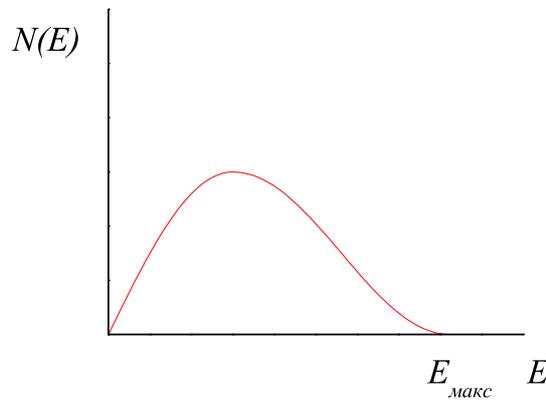


Рис. 12: Спектр электронов при β^- -распаде — зависимость числа частиц $N(E)$ от энергии E .

Сложные распады. Относительно простой пример β -спектра, показанный на рис. 12, соответствует тому случаю, когда β -распад происходит на одно состояние конечного ядра. В этом случае закон радиоактивного распада имеет простой вид

$$dN = -\lambda N dt , \quad N(t) = N(0)e^{-\lambda t} , \quad T = \frac{\ln 2}{\lambda} ,$$

где $N(t)$ — число ядер данного радиоактивного вещества в момент времени t , а λ — постоянная распада.

Распады могут происходить на разные возбуждённые уровни конечного ядра, что приводит к усложнению формы β -спектра. В этом случае обычно приводят вероятности (в %) распада на различные возбуждённые состояния конечного ядра.

Если дочернее ядро нестабильно по отношению к β -распаду, то происходит ещё большее усложнение спектра регистрируемых частиц. Уравнения, описывающие динамику распада, в этом случае отражают баланс между увеличением числа дочерних ядер в результате распада материнских ядер и уменьшением их числа в результате β -распада

$$dN_1 = -N_1\lambda_1 dt , \quad dN_2 = N_1\lambda_1 dt - N_2\lambda_2 dt .$$

Индексами 1 и 2 обозначены величины, относящиеся к материнскому и дочернему ядрам соответственно. Интегральные соотношения имеют вид

$$N_1(t) = N_1(0)e^{-\lambda_1 t}, \quad N_2(t) = \frac{N_1(0)\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) + N_2(0)e^{-\lambda_2 t}.$$

Если $\lambda_1 \ll \lambda_2$, как, например, это имеет место в случае распада ^{90}Sr (рис. 13), то соотношение между числами ядер во время $t \gg T_2$ равно

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2.$$

Так как число распадов в единицу времени (активность) равно λN , то полученное соотношение векового равновесия означает равенство активностей материнского и дочернего веществ.

Для приведённого примера это означает, что спектр вылетающих электронов является суммой β -спектров стронция-90 и иттрия-90, имеющих одинаковую интегральную интенсивность. Спектр иттрия-90 в свою очередь образуется двумя β -распадами, идущими на основной и возбуждённый уровни ядра циркония-90. Основной вклад (99 %) вносят переходы на основной уровень. Переход с возбуждённого уровня ^{90}Zr на основной осуществляется путём испускания γ -квантов.

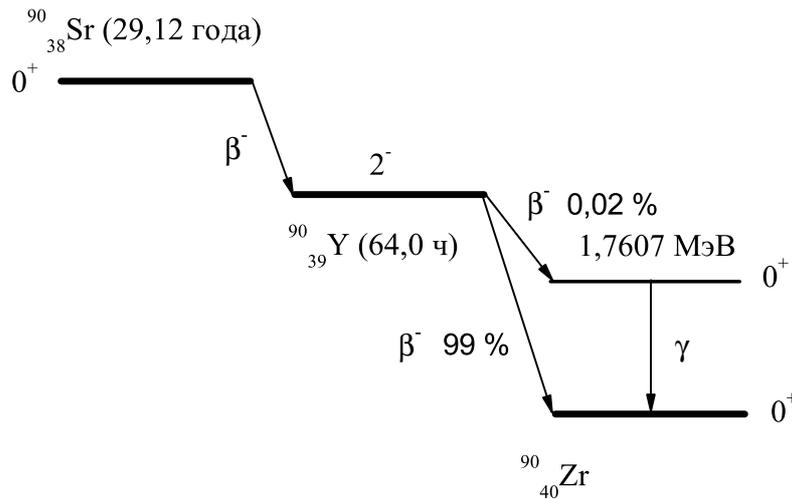


Рис. 13: Схема распада ^{90}Sr .

Экстраполированный пробег электронов β -распада. В случае пучка электронов радиоактивного β -источника, для которого характерен непрерывный спектр (рис. 12), уменьшение интенсивности пучка электронов происходит как за счёт рассеяния электронов, так и из-за последовательного выбывания из пучка электронов с меньшими начальными энергиями. Кривая поглощения пучка в этом случае (рис. 14) представляет собой сумму моноэнергетических кривых, аналогичных кривым на рис. 9, причём относительный вклад кривой с данной энергией E определяется видом β -спектра и пропорционален $N(E)$ (см. рис. 12).

На кривой поглощения в этом случае отсутствует линейный участок, что не позволяет определить экстраполированный пробег электронов β -источника так же, как в случае моноэнергетического пучка (рис. 9). Однако, распределение электронов, испускаемых

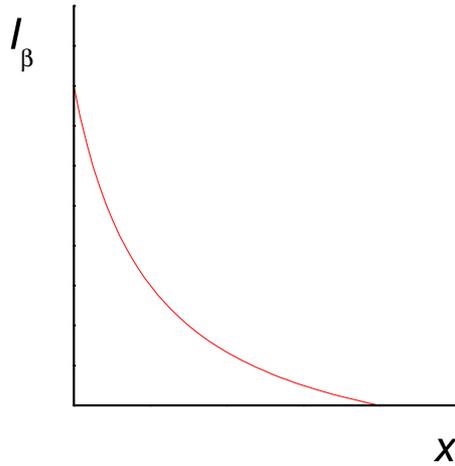


Рис. 14: Зависимость изменения числа I_β электронов, испускаемых β -источником, от пути x , пройденного ими в веществе.

β -источником, по энергии таково, что линейный участок можно выделить на кривой поглощения, построенной в полулогарифмическом масштабе. Экстраполированный пробег определяется в этом случае, как толщина поглотителя, при которой продолжение линейного участка зависимости логарифма полной интенсивности $I = I_\beta + I_\phi$ от толщины поглотителя $x - (\ln I)(x)$ пересекает уровень фона $-\ln I_\phi$ (рис. 15). Здесь удобно брать именно полную интенсивность, чтобы не усложнять практическое определение пробега из-за расходимости значения $\ln I_\beta$ при малых I_β .

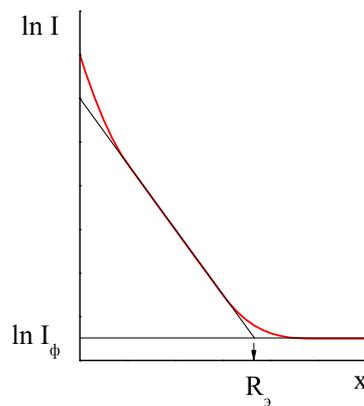


Рис. 15: Зависимость изменения логарифма интенсивности $\ln I$ пучка электронов от β -источника от толщины поглотителя x . R_0 — экстраполированный пробег.

6. Газонаполненные детекторы

Газонаполненные детекторы (счетчики) благодаря хорошей чувствительности к излучениям разных видов, относительной простоте и дешевизне являются широко распространенными приборами регистрации излучений. Такой детектор представляет собой наполненную газом оболочку, в объем которой введены два электрода (рис. 16).

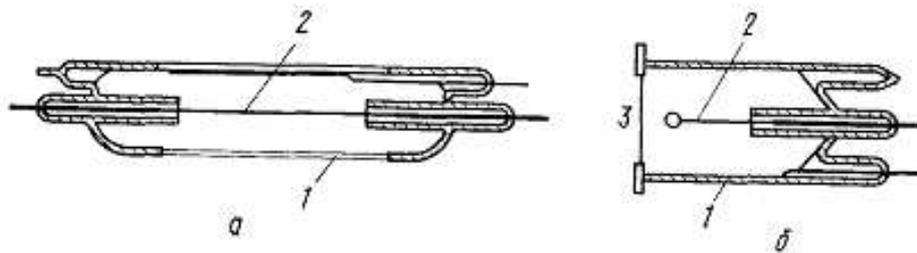


Рис. 16: Различные типы счетчиков Гейгера: а) цилиндрический; б) торцевой

Геометрическая форма детектора выбирается из условий его работы. Цилиндрический счетчик состоит из металлической или металлизированной изнутри стеклянной трубки 1 и тонкой металлической нити 2, натянутой по оси цилиндра. Нить служит анодом, трубка — катодом. Торцовый счетчик имеет входное окошко 3 в торце корпуса. Обычно счетчики используют для регистрации частиц с коротким пробегом, поэтому окно счетчика изготавливают из тонкой пленки.

В качестве наполняющих газов в большинстве случаев используют благородные газы — аргон и неон, иногда азот и водород с различными примесями.

Детектор включается в электрическую цепь, схема которой показана на рис. 17. Здесь C_i — общая емкость счетчика и входа усилителя; R_i — сопротивление нагрузки. На счетчик подают высокое напряжение V , создающее в газовом объеме счетчика электрическое поле E .

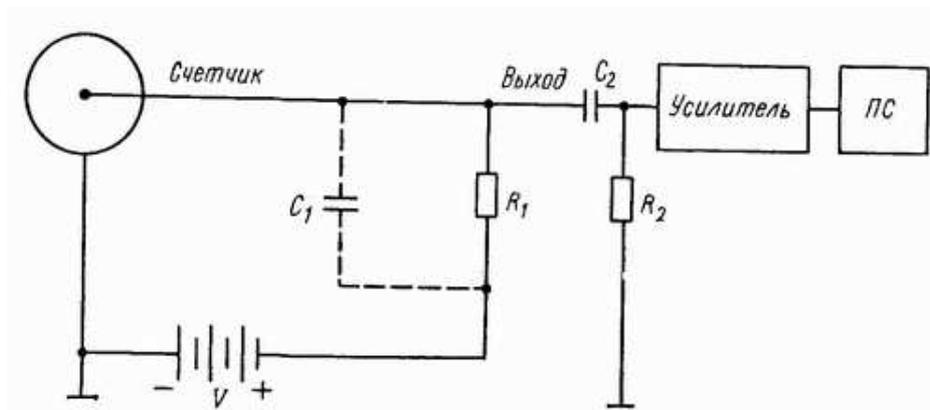


Рис. 17: Схема включения счетчика Гейгера.

Рабочее напряжение, подаваемое на электроды счетчика, зависит от давления газа, которое для различных режимов работы детектора может меняться в широких пределах.

Регистрация частиц происходит следующим образом. Частица ядерного излучения, попадая внутрь счетчика, вызывает ионизацию газа. Импульс напряжения на сопротивление R_i усиливается и подается на регистрирующую аппаратуру.

Электроны, тяжелые положительные и отрицательные ионы, образованные ионизирующей частицей, начинают двигаться в электрическом поле, испытывая многократные столкновения, упругие и неупругие, с молекулами газа. Средняя скорость направленного движения пропорциональна напряженности ε электрического поля и обратно пропорциональна давлению газа. Возникающий ток обусловлен в основном электронами, так как их подвижность на три порядка выше, чем подвижность тяжелых ионов.

На рис. 18 показана зависимость амплитуды импульса напряжения на выходе газонаполненного детектора от напряжения на его электродах (предполагается, что постоянная времени $\tau = R_1 C_1$ много больше времени собирания заряда в детекторе). Кривые 1 и 2 относятся к случаям различной начальной ионизации, большей для кривой 2 (часто такого рода кривые называют вольт-амперной характеристикой). Каждую кривую можно разделить на характерные участки.

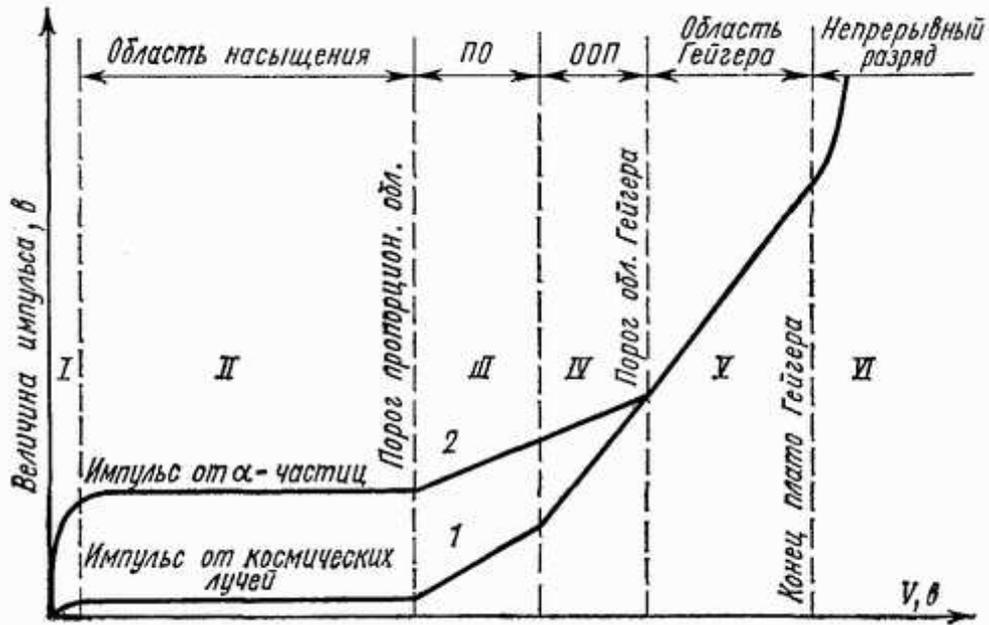


Рис. 18: Вольт-амперная характеристика счетчика в различных областях напряжений

На участке I происходят два конкурирующих процесса: собирание зарядов на электродах и рекомбинация ионов в газовом объеме. При увеличении поля скорость ионов увеличивается, что уменьшает вероятность рекомбинации.

На участке II практически все заряды, образованные в детекторе, собираются на электродах. Этот участок кривой называют областью насыщения. Именно в этой области работают *ионизационные камеры*.

При дальнейшем увеличении напряжения электроны, созданные в результате первичной ионизации, ускоряются полем настолько, что становятся способными при столкновении с нейтральными атомами газа ионизировать их, т.е. создавать некоторое число вторичных ионов. Происходит газовое усиление. При этом амплитуда импульса сначала растет пропорционально первичной ионизации – это пропорциональная область (ПО). В этой области III работают так называемые пропорциональные счетчики.

Область работы пропорциональных счетчиков затем сменяется областью IV ограниченной пропорциональности (ООП).

Наконец, на участке V газовое усиление возрастает настолько, что собираемый заряд не зависит от первичной ионизации. Это так называемая область Гейгера. Однако разряд, как и в предыдущих областях, остается вынужденным, т.е. начинается после прохождения ионизирующей частицы.

Дальнейшее увеличение напряжения приводит к непрерывному самостоятельному разряду (область VI), поэтому эта область для регистрации частиц не используется.

Ионизационные камеры, пропорциональные счетчики, счетчики Гейгера представляют наиболее характерные типы газонаполненных детекторов. Каждый из этих приборов имеет свои специфические особенности.

Ионизационные камеры позволяют производить весьма разнообразные измерения. В силу того, что ток в камере однозначно связан с первичной ионизацией в газовом объеме, ионизационные камеры используют для обнаружения и измерения радиоактивности, при исследовании интенсивности космических лучей, пучков в ускорителях и при идентификации частиц (плотность ионизации зависит от сорта частиц). Средняя энергия, необходимая для образования иона, мало зависит от природы и энергии частиц (для газов примерно 30–40 эВ). Поэтому с помощью ионизационных камер можно измерять энергии частиц. Для увеличения плотности ионизации и тока камеры наполняются газом под большим давлением вплоть до десятка атмосфер. Временное разрешение достигает 10^{-6} с.

Измеряемый ток в этом режиме работы обычно весьма мал. Это значительно усложняет работу с ионизационными камерами, так как требует особой стабильности электронной аппаратуры, необходимости предотвращения токов утечки и т. д.

Пропорциональные счетчики обладают более высокой чувствительностью, так как коэффициент газового усиления может достигать значений 10^2 – 10^3 . Давление газа зависит от решаемой задачи и меняется от сотен миллиметров ртутного столба до нескольких атмосфер; рабочее напряжение — от сотен до нескольких тысяч вольт. Временное разрешение — 10^{-7} с. Однако сильная зависимость коэффициента газового усиления от величины напряжения предъявляет особые требования к его стабильности.

В **счетчике Гейгера** газовое усиление настолько велико, что в нем вспыхивает самостоятельный разряд. Вблизи порога этой области условия, необходимые для ударной ионизации, возникают только около нити (например, в цилиндрических счетчиках при $V = 1000$ В напряженность поля E у катода равна сотням В/см, а вблизи нити — 20000–40000 В/см). С увеличением напряжения область ударной ионизации увеличивается, а ионизация вследствие вторичных процессов (электронных и фотонных) быстро нарастает. В результате возникает электронная лавина.

Таким образом, в счетчике происходит пробой, разряд переходит в самостоятельный и охватывает всю газовую область счетчика. Возникают большие импульсы напряжения на аноде, величина которых не зависит от первичной ионизации. Достаточно образования хотя бы одной пары ионов, чтобы развился разряд, охватывающий весь объем счетчика. В области Гейгера коэффициент газового усиления достигает 10^{10} , а величина импульса напряжения — нескольких вольт или даже десятков вольт.

Счетчики Гейгера обладают высокой чувствительностью к ионизирующему излучению. Однако они не способны дифференцировать различные виды излучений, различать их энергии, поэтому они используются как детекторы интенсивности излучения. Этому способствует следующая важная особенность работы прибора. При достижении порога области Гейгера начинается плато счетной характеристики, где число зарегистрированных импульсов практически не зависит от напряжения (каждая ионизирующая частица, попадающая в объем счета, образует лавину, см. рис. 19). При дальнейшем увеличении напряжения счетчик переходит в режим спонтанного разряда.

Рабочее напряжение счетчика выбирают на середине плато. Пороговое напряжение, положение и протяженность плато являются индивидуальными характеристиками счетчика и должны определяться экспериментально. Обычно рабочее напряжение составляет от нескольких сотен до тысячи вольт.

Счетчики Гейгера отличаются относительной простотой и надежностью, высокой эф-

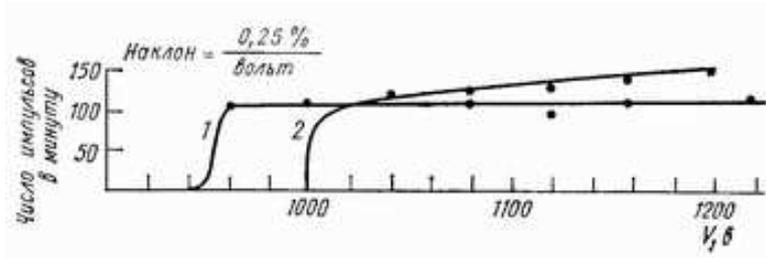


Рис. 19: Счетная характеристика счетчика Гейгера: 1 — наполненного аргоном с добавлением 10% паров спирта; 2 — тот же счетчик с добавлением 2% воздуха.

фективностью. Чувствительность счетчика к падающему излучению зависит также от проникающей способности частиц. Естественно, что будут зарегистрированы только те частицы, которые попадут в рабочий объем счетчика (следовательно, толщина стенки или окошка счетчика не должна превышать свободного пробега частицы в материале стенки счетчика). Если частицы, проникающие в рабочий объем, образуют хотя бы пару ионов, они будут зарегистрированы практически со 100%-ной вероятностью. Мертвое время счетчиков Гейгера относительно велико — 10^{-4} – 10^{-3} с. Это связано с тем обстоятельством, что для восстановления чувствительности прибора после каждого акта регистрации необходимо очистить газовый объем от тяжелых ионов, подвижность которых невелика. Кроме того, эти счетчики малочувствительны к γ -излучению. Регистрация γ -квантов происходит только в результате образования вторичных заряженных частиц, которые вследствие малой эффективности взаимодействия γ -излучения с веществом выбиваются лишь в стенках газонаполненного детектора, которые изготавливаются из материала с большим атомным номером (стенки γ -счетчика нецелесообразно изготавливать толще длины пробега вторичных электронов и позитронов в материале стенки). Обычно эффективность γ -счетчиков составляет всего 1–2%.

Для регистрации медленных нейтронов часто используются детекторы, наполненные трехфтористым бором. В этом случае ионизирующим агентом являются α -частицы, образующиеся с большой вероятностью в реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha)$. Быстрые нейтроны регистрируются с помощью детекторов, наполненных водородом, или со стенками из водородсодержащего материала. В этом случае возникновение разряда обусловлено протонами отдачи, попадающими в газовый объем детектора.

7. Ошибки измерений

По своей природе радиоактивный распад носит вероятностный характер. Нельзя точно предсказать какое число ядер распадётся в течение данного временного промежутка t . Вероятность распада N ядер $P(N)$ описывается распределением Пуассона

$$P(N) = \frac{\bar{N}^N}{N!} e^{-\bar{N}},$$

где \bar{N} — наиболее вероятное значение N . При $\bar{N} > 20$ распределение приобретает форму распределения Гаусса (рис. 20).

$$P(N) = \frac{1}{\sqrt{2\pi D}} \exp \left[-\frac{(N - \bar{N})^2}{2D} \right].$$

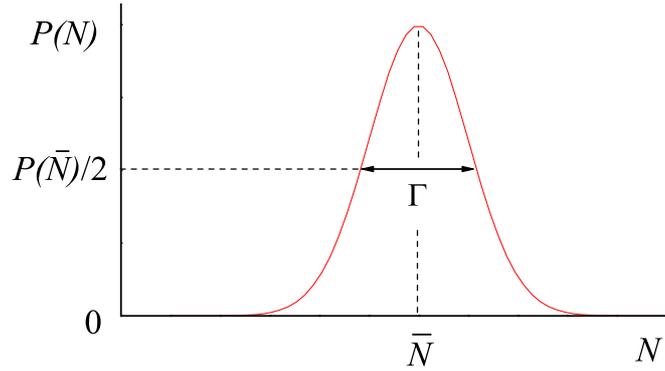


Рис. 20: Распределение Пуассона зависимости плотности вероятности $P(N)$ от числа частиц N .

Среднее значение \bar{N} и дисперсия $D = \sigma^2 = \sqrt{(N - \bar{N})^2}$, которые в произвольном распределении Гаусса являются независимыми параметрами, в данном случае равны $D = \sigma^2 = \bar{N}$. Для практических оценок удобно пользоваться шириной на полувысоте $P(\bar{N})$, равной $\Gamma = 2,35\sigma$.

Вероятность W того, что величина N лежит в пределах $N_1 < N < N_2$, равна

$$W(N_1 < N < N_2) = \int_{N_1}^{N_2} P(N) dN ,$$

в частности

$$W(|N - \bar{N}| < \sqrt{\bar{N}}) = 0,683 ,$$

$$W(|N - \bar{N}| < 2\sqrt{\bar{N}}) = 0,954 ,$$

$$W(|N - \bar{N}| < 3\sqrt{\bar{N}}) = 0,995 .$$

При измерениях числа распадающихся ядер величину $\sqrt{\bar{N}}$ обычно выбирают в качестве стандартной абсолютной ошибки. Относительная ошибка измерения δ равна

$$\delta = \frac{\sqrt{\bar{N}}}{\bar{N}} = \frac{1}{\sqrt{\bar{N}}} .$$

Таким образом, чтобы получить, например, относительную точность лучше 3 %, необходимо зарегистрировать

$$N \approx \bar{N} = \left(\frac{1}{0,03} \right)^2 \approx 1100 \text{ распадов} .$$

Поскольку при увеличении толщины поглотителя интенсивность регистрируемых электронов $I = N/t$ падает, то для сохранения точности измерений требуется увеличивать время измерения t . Максимальное время измеряется фон. Ошибка определения интенсивности равна $\Delta I = \Delta N/t$, а логарифм интенсивности $-\Delta(\ln I) = (\Delta I)/I = (\Delta N)/N = \delta$, так что постоянство относительной ошибки в измерении числа электронов приводит к одинаковой величине абсолютной ошибки для $\ln I$.

8. Контрольные вопросы и задачи

1. Описать механизм передачи энергии тяжёлой заряженной частицы веществу.
2. Рассчитать отношение удельных ионизационных потерь протонов и α -частиц с одинаковой кинетической энергией а) 1 МэВ, б) 1 ГэВ.
3. Как зависят удельные ионизационные потери энергии тяжёлых заряженных частиц от свойств среды, в которой они движутся?
4. Рассчитать отношение удельных ионизационных потерь для протонов с энергией 10 МэВ в углероде и свинце.
5. Определить удельные ионизационные потери и среднее число ионов на 1 см пробега в воздухе для α -частицы с энергией 10 МэВ. На образование одного иона в воздухе необходимо 35 эВ.
6. Энергия протонов в ускорителе 100 МэВ. Подсчитать толщину поглотителя из углерода, необходимую для снижения энергии пучка протонов до 20 МэВ.
7. Протон с энергией 10 МэВ сталкивается с покоящимся электроном. Рассчитать максимальную энергию, которую может потерять протон в этом столкновении.
8. Определить максимальный угол отклонения α -частицы при соударении со свободным покоящимся электроном.
9. Рассчитать удельные ионизационные потери в алюминии электронов с энергией а) 1 МэВ, б) 100 МэВ, в) 1 ГэВ.
10. Определить энергию электронов на входе в свинцовую пластину толщиной 0,1 см, если на её выходе энергия электронов равна 3 МэВ.
11. Электроны и протоны с энергией 100 МэВ падают на алюминиевую пластинку толщиной 5 мм. Определить энергии электронов и протонов на выходе пластинки.
12. Рассчитать: а) пробег в см в алюминии электронов с энергиями 2 МэВ и 10 МэВ; б) толщину алюминиевой мишени, полностью поглощающей электроны с энергией 1 МэВ.
13. Определить удельные ионизационные потери при прохождении электронов с энергией 50 МэВ через алюминиевую мишень и сравнить их с удельными потерями на ионизацию.
14. Оценить полные удельные потери энергии электронов с энергией 150 МэВ в алюминии и свинце.
15. Чему равна энергия отдачи ядер $^{137}_{55}\text{Cs}$ и $^{207}_{83}\text{Bi}$ при испускании конверсионного электрона с K -оболочки?
16. Рассчитать максимальную энергию электронов β -распада ^{32}P .
17. Найти максимальную энергию, уносимую электроном при распаде нейтрона. Оценить, какую энергию отдачи получает при этом протон.

18. Считая известной форму β -спектра электронов β -распада, построить спектр антинейтрино, излучённых в β -распаде.
19. Исследовать устойчивость ядра ${}_{17}^{36}\text{Cl}$ к β -распаду.
20. По массам соседних изобар $A = 40$ определить возможные типы распадов и найти энергии переходов в МэВ.
21. Определить максимальную энергию позитронов распада ${}_{14}^{27}\text{Si}$.
22. Определить энергию отдачи ядра лития, образующегося в основном состоянии в результате e -захвата из ядра ${}_{4}^{7}\text{Be}$.
23. Определить энергию отдачи ядра ${}_{10}^{22}\text{Ne}$, образующегося в основном состоянии из ядра ${}_{11}^{22}\text{Na}$ в результате e -захвата.
24. Вычислить верхнюю границу β -спектра распада ${}_{55}^{137}\text{Cs}$, учитывая, что дочернее ядро ${}_{56}^{137}\text{Ba}$ образуется в возбужденном состоянии и энергия излучаемых им γ -квантов равна 0,67 МэВ.
25. По массам изобар $A = 13$ найти верхнюю границу β -спектра позитронов.
26. Оценить среднюю энергию, уносимую антинейтрино при β -распаде ${}_{81}^{204}\text{Tl}$. Среднюю энергию электронов β -распада считать равной $1/3E_{\text{max}}$.
27. Объяснить, пользуясь схемой распада ядра ${}_{27}^{60}\text{Co}$, почему в результате β -распада ядро-продукт образуется не в основном, а в возбужденном состоянии.
28. Электрон с энергией 1 МэВ имеет в алюминии пробег 1,5 мм. Оценить его пробеги в воздухе, воде и свинце.