



САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
НАУЧНЫЙ ПАРК

Образовательный ресурсный центр по направлению физика

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГРАНИЧНОЙ ЭНЕРГИИ БЕТА-СПЕКТРА МЕТОДОМ ПОГЛОЩЕНИЯ

**Учебно-методическое пособие
(описание лабораторной работы)**

№ 3

Санкт-Петербург

2018

Учебно-методическое пособие предназначено для студентов СПбГУ естественно-научных направлений обучения.

Лабораторная работа выполняется на оборудовании Образовательного ресурсного центра по направлению физика Научного парка СПбГУ (<http://researchpark.spbu.ru>).

5. Взаимодействие бета-частиц с веществом

ВВЕДЕНИЕ

Во многих физических экспериментах применяются пучки электронов, причем энергия электронов может быть самой разной — от долей электронвольта до миллионов электронвольт. В ядерной физике используются как пучки электронов, полученные на ускорителе, так и пучки электронов, возникающих при бета-распаде радиоактивных ядер — „бета-частицы“. В обоих случаях могут быть получены сведения о свойствах атомных ядер и строении вещества. Знание энергии бета-излучения необходимо для многих научных и практических целей.

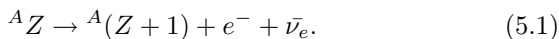
В отличие от альфа-частиц бета-частицы, испускаемые каким-либо радиоактивным веществом, имеют непрерывный энергетический спектр, в котором представлены бета-частицы, имеющие все значения кинетической энергии от нуля до некоторого максимального значения.

§ 1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

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

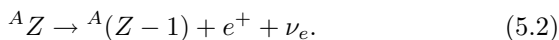
Различают три вида бета-распада:

1. β^- -распад, при котором в ядре происходит превращение нейтрона в протон и из ядра испускаются электрон (e^-) и антинейтрино ($\bar{\nu}_e$):



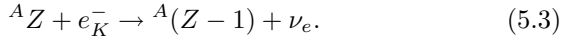
При β^- -распаде $\Delta Z = +1$.

2. β^+ -распад, при котором в ядре происходит превращение протона в нейтрон и из ядра испускаются позитрон (e^+) и нейтрино (ν_e):



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

3. Электронный захват, при котором один из электронов атомной оболочки захватывается ядром и при этом испускается нейтрино (ν_e):



Если энергия распада больше энергии связи K -электронов (самых близких к ядру), то в большинстве случаев происходит преимущественно K -захват (вероятность захвата электронов с L , M , N оболочек существенно меньше). При e^- -захвате $\Delta Z = -1$.

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

При β^+ - и β^- -распаде из ядра испускаются две частицы. В каждом единичном акте распада энергия перехода делится между бета-частицей и нейтрино (энергией отдачи ядра можно пренебречь), так что кинетическая энергия электрона (или позитрона) может принимать любые значения от нуля до максимально возможной величины $E_{\text{гр}}$. При электронном захвате энергия делится только между нейтрино и ядром отдачи, при этом нейтрино уносит практически всю энергию распада. Для большого количества одинаковых ядер в результате статистического усреднения получается вполне определенное распределение электронов (позитронов) по энергиям. Это распределение называется бета-спектром, а величина $E_{\text{гр}}$ — граничной энергией бета-спектра. Значения $E_{\text{гр}}$ для бета-распада для различных радиоактивных веществ могут сильно различаться. Например, радиоактивный нуклид ${}^3\text{H}$ (триций) испускает бета-частицы с $E_{\text{гр}} = 18,60$ кэВ, в случае же ${}^{12}\text{N}$ граничная энергия спектра равна 16,6 МэВ. Большая часть значений $E_{\text{гр}}$ лежит в интервале 10—5000 кэВ. Максимальная энергия бета-частиц определяет энергию распада и является важной физической величиной.

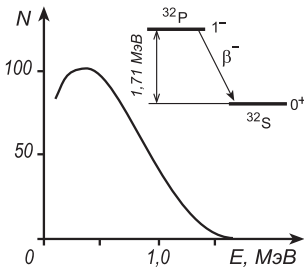


Рис. 27. Бета-спектр и схема распада ^{32}P

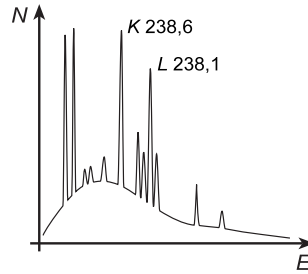


Рис. 28. Бета-спектр ^{212}Pb с линиями электронов внутренней конверсии

Типичный бета-спектр показан на рис. 27. Бета-распад ^{32}P происходит на основное состояние ^{32}S и не сопровождается γ -излучением (см. схему распада). Во многих случаях бета-распад происходит на возбужденные уровни ядра-продукта. В этих случаях бета-излучение сопровождается γ -излучением. При этом возбужденное ядро может передать энергию электронам атомных оболочек, в результате чего образуются моноэнергетические группы электронов с энергией $E_e = h\nu - E_{\text{св}}$, где $h\nu$ — энергия γ -излучения, $E_{\text{св}}$ — энергия связи на одной из атомных оболочек. Это явление называется эффектом внутренней конверсии γ -излучения. Электроны внутренней конверсии могут затруднять измерения бета-спектров. Бета-спектр с линиями электронов внутренней конверсии при распаде ^{212}Pb показан на рис. 28.

§ 2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ

Электроны, движущиеся в веществе, взаимодействуют с его атомами, в результате чего теряют свою энергию и отклоняются от первоначального направления, т. е. рассеиваются. Рассеяние называется упругим, если сохраняется сумма кинетических энергий взаимодействующих частиц. Всякое иное рассеяние называется неупругим. Следует различать взаимодействие электронов с атомными электронами и атомными ядрами.

Взаимодействие β^- -частиц с атомными электронами приводит к передаче атомному электрону некоторой энергии,

следствием чего является либо ионизация, либо возбуждение атома. Оба вида передачи энергии имеют примерно равную вероятность и объединяются под общим названием "ионизационные потери энергии". Теория ионизационных потерь электронов была разработана Бором, а также Бете и Блохом, которые получили формулу для потери энергии на ионизацию на единице пути

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} = \frac{4\pi e^4}{m_0 v^2} nZ \left[\ln \frac{m_0 v^2 E}{2\bar{I}^2(1-\beta^2)} - (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) \ln 2 + (1-\beta^2) + \frac{1}{8}(1-\sqrt{1-\beta^2})^2 - \Delta \right]. \quad (5.4)$$

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

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

$$\Delta E (\text{МэВ}) = 0,6\rho(Z/A)\Delta x/\beta^2, \quad (5.5)$$

где ρ — плотность вещества, $\text{г}/\text{см}^3$, Δx — толщина слоя вещества, см .

Так как отношение Z/A для разных веществ приблизительно постоянно, то величина (dE/dx) в формуле (5.5) практически зависит лишь от плотности вещества ρ . Очень слабая зависимость от Z проявляется только в средней энергии возбуждения \bar{I} , которая стоит под знаком логарифма. Следовательно, пробег электронов с данной первоначальной энергией E в различных веществах с одинаковой плотностью будет приблизительно одинаковым. Поэтому за меру толщины вещества, взаимодействующего с электронами, берут произведение линейной толщины и плотности вещества ρ и выражают пробег в единицах $\text{г}/\text{см}^2$ или $\text{мг}/\text{см}^2$.

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

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

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

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}} = \frac{Z^2}{137} \left(\frac{e^2}{m_0 c^2}\right)^2 n(E + m_0 c^2) \left[4 \ln \frac{2(E + m_0 c^2)}{m_0 c^2} - \frac{4}{3}\right]. \quad (5.6)$$

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

Сравнение формул для потерь энергии на излучение и на ионизацию показывает, что потери энергии имеет разный характер. Так, потери энергии на излучение пропорциональны Z^2

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

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

§ 3. МЕТОДЫ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ И СПЕКТРОМЕТРИИ БЕТА-ЧАСТИЦ

Детектирование бета-частиц. Основным принципом детектирования бета-частиц (электронов) является регистрация ионов, образующихся в результате взаимодействия электронов с веществом детектора. К таким детекторам относятся газонаполненные и твердотельные детекторы. Так как число пар ионов, создаваемых при движении электронов в веществе детектора, сравнительно невелико, то наиболее эффективными газонаполненными детекторами являются счетчики с газовым усилением (счетчики Гейгера–Мюллера и пропорциональные счетчики). Большой эффективностью регистрации обладают и твердотельные детекторы — сцинтилляционные кристаллы и полупроводниковые детекторы. Например, при толщине детектирующего слоя ≈ 10 мм полупроводниковые детекторы регистрируют почти со стопроцентной вероятностью электроны с энергией до 3 МэВ. Из других методов детектирования электронов отметим счетчики, регистрирующие черенковское свечение, возникающее при прохождении быстрых электронов через вещество, однако эти счетчики наиболее эффективны при больших энергиях электронов.

Спектрометрия бета-частиц. Достоинством пропорциональных счетчиков, сцинтилляционных и полупроводниковых детекторов является возможность получить от этих детекторов электрические импульсы, амплитуда которых пропорциональна энергии бета-частиц. Это обстоятельство позволяет измерять спектры бета-частиц, т.е. распределения числа частиц по энергии. Из перечисленных выше приборов наилучшими спектральными характеристиками обладают полупроводниковые детекторы. Измеренные на спектрометрах с полупроводниковыми детекторами линии электронов внутренней конверсии имеют полуширину ≈ 3 кэВ при энергии 1 МэВ. Для более детальных исследований спектров бета-частиц и электронов внутренней конверсии используют магнитные и электростатические спектрометры. В лучших спектрометрах при небольшой энергии электронов полуширина линии составляет ≈ 10 эВ. При энергии 1 МэВ получают ширину линий заметно меньше 1 кэВ. Однако эти приборы, как правило, обладают малой светосилой (т.е. регистрируют лишь незначительную часть электронов, испущенных источником), сложны и дороги. Во многих случаях, когда разрешающая способность не является необходимой, для измерения спектров бета-частиц используются спектрометры со сцинтилляционными кристаллами или с полупроводниковыми детекторами.

§ 4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГРАНИЧНОЙ ЭНЕРГИИ БЕТА-СПЕКТРА МЕТОДОМ ПОГЛОЩЕНИЯ

Знание максимальной энергии бета-излучения необходимо для решения многих научных и практических задач. Во многих важных случаях периоды полураспада оказываются очень короткими и составляют всего несколько минут или даже секунд. При этом часто приходится иметь дело с препаратами малой интенсивности. Поэтому необходимы простые и быстрые способы определения максимальной энергии бета-излучения, не требующие к тому же больших активностей. Одним из таких способов является метод поглощения, которым можно определить максимальную энергию бета-спектра с погрешностью порядка 5—10%. Такая точность часто бывает достаточной при решении прикладных задач. Точнее определить энергию бета-частиц можно с помощью пропорционального счетчика или спектрометра.

Принцип метода поглощения заключается в определении пробега электронов в каком-либо веществе.

Рассмотрим пучок электронов, падающий нормально на поверхность фильтра (рис. 29). Первоначально быстрые электроны проходят в поглотителе некоторое расстояние приблизительно по прямой линии, теряя небольшие количества энергии и испытывая лишь малые отклонения.

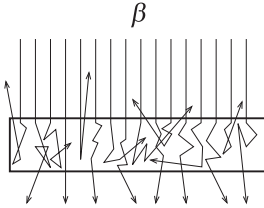


Рис. 29. Схематическое представление рассеяния параллельного пучка электронов в веществе

По мере уменьшения энергий электронов их рассеяние становится более сильным. Угловое распределение электронов в пучке начинает приближаться к гауссову, характерному для многократного рассеяния. В этой области наиболее вероятный угол рассеяния увеличивается пропорционально

квадратному корню из пройденной толщины фольги. При дальнейшем рассеянии угловое распределение становится настолько размытым, что нельзя говорить о каком-либо преимущественном направлении движения электронов, и их распространение можно рассматривать как диффузию.

Число электронов, прошедших через фольгу, есть монотонно убывающая функция толщины фольги. Для умеренных толщин уменьшение числа электронов является следствием, главным образом, обратной диффузии электронов, которые отклоняются на углы, превышающие 90° , в результате сложения большого числа отклонений на малые углы. При дальнейшем увеличении толщины фольги уменьшение числа электронов происходит как вследствие рассеяния, так и по причине того, что часть из них тормозится практически до нулевой энергии и, таким образом, выбывает из пучка. Предельная толщина фольги, практически полностью задерживающая первоначально падающие электроны, называется *эффективным пробегом электронов*. Этот пробег определяется по кривым поглощения.

Так как теоретические расчеты эффективного пробега моноэнергетических электронов в конденсированной среде трудны, приходится обращаться к установлению *эмпирического соотно-*

шения „пробег — энергия“ путем измерения пробега моноэнергетических электронов известной энергии.

Однако при этом возникает трудность экспериментального определения пробега по измеренной кривой поглощения. Экспериментально пробег не может быть определен как предельная толщина поглотителя, которую уже не могут пройти первоначально падающие электроны, так как различные электроны данного пучка рассеиваются или тормозятся по-разному и такая толщина практически не существует.

На рис. 30 приведены типичные кривые поглощения в алюминии для моноэнергетических электронов различных энергий. По оси абсцисс отложена толщина d алюминиевого фильтра,

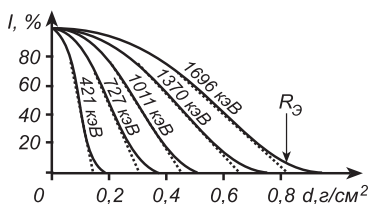


Рис. 30. Кривые поглощения моноэнергетических электронов разных энергий в алюминии

по оси ординат — интенсивность I пучка электронов, прошедших через фильтр. Каждая кривая имеет после начальной выпуклой части довольно длинную прямолинейную часть, заканчивающуюся некоторым „хвостом“. Наиболее воспроизводимой чертой кривых поглощения, снятых при различных условиях эксперимента является точка пересечения линейной части кривой поглощения с осью абсцисс (*экстраполированный пробег* R_3).

Экстраполированный пробег используется для практических целей. Выше 0,8 МэВ связь между пробегом R_3 и энергией электронов может быть выражена линейным соотношением $R_3 = A + BE$, где A и B — константы.

Кривые поглощения в случае бета-излучения, имеющего непрерывный энергетический спектр, отличаются от кривых поглощения для моноэнергетических электронов более резким, почти экспоненциальным спадом. Такой спад объясняется тем, что в пучке бета-частиц имеются электроны всевозможных энергий, в том числе и очень малых, медленные же электроны поглощаются весьма сильно. Типичная кривая поглощения бета-излучения приведена на рис. 31а. Как видно, конец кривой поглощения подходит к линии фона асимптотически. Такой ход кривой объясняется постепенно уменьшающимся в бета-спектре числом быстрых

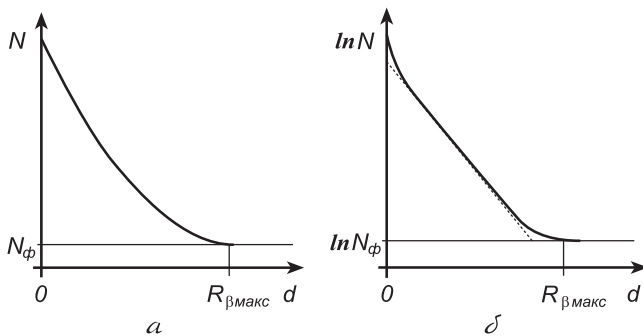


Рис. 31. Кривая поглощения для случая простого непрерывного бета-спектра (а), (б)— та же кривая в полулогарифмическом масштабе

электронов и относительно слабым поглощением электронов максимальной энергии. По такой кривой поглощения нельзя произвести непосредственное определение пробега.

Для определения пробега целесообразно построить рассматриваемую кривую в полулогарифмическом масштабе (рис. 31б). В этом случае пробег бета-частиц, соответствующий их максимальной энергии, определяется по точке пересечения конца кривой поглощения с линией фона.

Для определения максимальной энергии бета-излучения необходимо иметь кривую „пробег—энергия“, такую же, как в случае моноэнергетических электронов. Многие исследователи занимались установлением зависимости между $E_{\text{макс}}$ максимальным пробегом $R_{\beta\text{макс}}$.

Некоторые простые эмпирические соотношения между энергией и максимальным пробегом бета-частиц в алюминии даются уравнениями

$$E = 1,39 R^{0,6}, \text{ при } E < 0,15 \text{ МэВ}, \quad (5.7)$$

$$E = 1,92 R^{0,725}, \text{ при } 0,15 \text{ МэВ} < E < 0,8 \text{ МэВ}, \quad (5.8)$$

$$E = 1,85 R + 0,245, \text{ при } E > 0,8 \text{ МэВ}. \quad (5.9)$$

В формулах (5.7)—(5.9) максимальный пробег R дан в граммах на квадратный сантиметр ($\text{г}/\text{см}^2$) алюминиевого фильтра, способного практически полностью поглотить бета-частицы с данной граничной энергией.

На рис. 42 приведена кривая, связывающая пробег бета-частиц с их максимальной энергией.

Непрерывное энергетическое распределение бета-частиц, испускаемых радиоактивными веществами, и рассеяние электронов при прохождении через вещество приводит к тому, что ослабление пучка бета-частиц, идущих от источника к детектору, носит характер, близкий к экспоненциальному закону

$$N \approx N_0 e^{-\mu d}, \quad (5.10)$$

где d — толщина фильтра; μ — коэффициент ослабления.

Экспоненциальный закон хорошо совпадает с экспериментальной кривой в области средних значений толщины поглотителя. В области малых и больших значений наблюдается заметное отступление от экспоненциального закона (см. рис. 31 б). При измерениях удобно пользоваться толщиной слоя половинного поглощения $d_{1/2}$, необходимого для уменьшения вдвое начальной интенсивности бета-излучения. Так как $N(d) \approx N_0 e^{-\mu d}$ и $N(d_{1/2}) \approx N_0/2$, то

$$d_{1/2} \approx \frac{\ln 2}{\mu} \approx \frac{0,693}{\mu}. \quad (5.11)$$

Коэффициент ослабления μ находят по наклону прямолинейного участка кривой поглощения ($\mu = \operatorname{tg} \varphi$, где φ — угол наклона прямой).

Связь между толщиной слоя алюминия, ослабляющего излучение в 2^n раз, и верхней границей бета-спектра была тщательно исследована. На рис. 43 приводится номограмма, связывающая толщину слоя половинного поглощения с граничной энергией β -спектра.

§ 5. ОБРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ

При попадании потока электронов на поверхность какого-либо материала часть частиц может отклониться от своего первоначального направления на угол, превышающий 90° . Этот эффект называется обратным рассеянием электронов. Обратное рассеяние электронов используется для решения ряда прикладных задач, например для определения толщины покрытий. Этот же эффект может быть и источником методических погрешностей. Его

следует учитывать при проведении физических экспериментов с электронными пучками. Например, при вылете бета-частиц из радиоактивного источника распределение бета-частиц искажается из-за их рассеяния в материале подложки, в результате чего увеличивается число частиц, вылетающих в сторону счетчика и, следовательно, увеличивается скорость счета. Другой пример: при измерении бета-спектров полупроводниковыми или сцинтилляционными детекторами из-за эффекта обратного рассеяния на поверхности детектора происходит обогащение низкоэнергетической части спектра.

§ 6. КОЭФФИЦИЕНТ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

Введем величину, характеризующую явление обратного рассеяния — коэффициент обратного рассеяния

$$q_{\text{обр}} = N_{\text{обр}}/N_0, \quad (5.12)$$

где N_0 — число частиц, падающих нормально на поверхность материала; $N_{\text{обр}}$ — число частиц, рассеянных материалом на угол $\theta > 90^\circ$. Коэффициент обратного рассеяния является функцией атомного номера Z отражателя, толщины отражателя d и энергии падающих электронов E (а в случае непрерывного спектра бета-частиц — функцией максимальной энергии $E_{\text{макс.}}$), т. е.

$$q_{\text{обр}} = F(Z, d, E). \quad (5.13)$$

На рис. 32 приведена типичная экспериментальная зависимость $q(Z)$ в случае отражения бета-частиц, испущенных радиоактивным препаратом ^{32}P . Толщины материалов взяты заведомо больше, чем толщины обратного насыщения (см. далее).

Экспериментальная кривая, показанная на рис. 32, удовлетворяет аналитической зависимости $q(Z) = BZ^{2/3}$, где B — коэффициент, зависящий от геометрических условий опыта, в частности от телесного угла окна счетчика. Здесь следует отметить, что обратно рассеянное излучение неизотропно — его максимальная интенсивность наблюдается в направлении, перпендикулярном плоскости отражателя. Максимальная энергия и максимальный пробег отраженных электронов также зависит от Z . Например, в случае излучателя ^{32}P

$$E_{\text{отр.макс}} = 0,247 Z^{1/3} \text{ МэВ}, \quad R_{\text{отр.макс}} = 48 Z^{1/2} \text{ мг/см}^2.$$

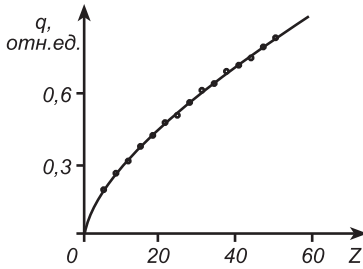


Рис. 32. Зависимость коэффициента обратного рассеяния q от атомного номера Z отражателя

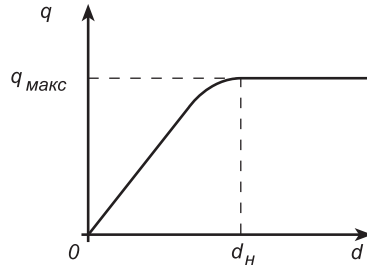


Рис. 33. Зависимость коэффициента обратного рассеяния от толщины отражателя

Если увеличивать толщину отражателя и измерять интенсивность потока обратно рассеянных электронов, то сначала q будет возрастать почти линейно (рис. 33), затем рост замедлится и далее достигнет некоторого предельного значения $q_{\text{макс}}$.

Толщина слоя вещества, начиная с которой q не зависит от толщины отражателя, называется *толщиной насыщения* обратного рассеяния d_n . Эта толщина равна примерно 1/5 от максимального пробега бета-частиц данной энергии в данном веществе.

Величина q зависит от атомного номера Z и слабо зависит от плотности электронов в веществе. Из рис. 34 видно, что $q_{\text{макс}}(\text{Pt}, Z=78)$ меньше $q_{\text{макс}}(\text{Pb}, Z=82)$, хотя плотность электронов в платине больше, чем в свинце. Это свидетельствует о том, что рассеяние происходит в основном на атомных ядрах, а не на электронах оболочек атомов.

На рис. 35 схематически изображено обратное рассеяние бета-частиц при разных толщинах рассеивателя. Следует отметить, что обратное рассеяние бета-частиц в отличие от оптического отражения происходит

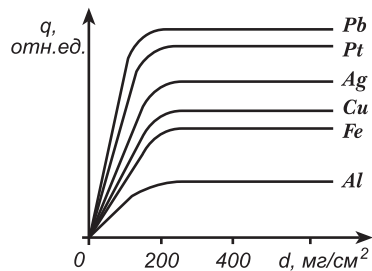


Рис. 34. Зависимость коэффициента обратного рассеяния от толщины отражателя из различных металлов. Излучатель ^{32}P , $E_{\text{тр}}=1,7$ МэВ

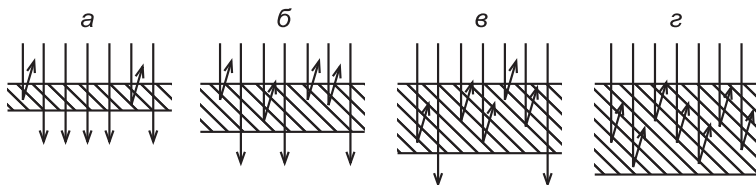


Рис. 35. Отражение бета-частиц в зависимости от толщины образца

не только на поверхности рассеивателя, но и в его глубине. На схеме действительная картина обратного рассеяния сильно упрощена: показано рассеяние на один и тот же угол и не учтено поглощение бета-частиц веществом. При небольшой толщине рассеивателя (а, $d < d_n$) большинство электронов проходит сквозь вещество и лишь небольшое их число рассеивается в обратном направлении. По мере увеличения толщины число обратно рассеянных электронов увеличивается (б, в). Наконец, при $d > d_n$ частицы, глубоко проникшие в рассеиватель, уже не выйдут наружу из-за поглощения в нем (г). При дальнейшем увеличении толщины рассеивателя число вышедших из него обратно рассеянных электронов остается постоянным.

Коэффициент обратного рассеяния растет с ростом граничной энергии бета-спектра до энергии 0,6 МэВ, а далее остается практически неизменным. Зависимость коэффициента обратного рассеяния q от максимальной энергии показана на рис. 36.

Явление обратного рассеяния электронов может быть использовано для решения многих прикладных задач:

а) Для определения толщины материалов. В этом случае выгоднее применять источники мягкого бета-излучения. Зависимость коэффициента обратного рассеяния от толщины алюминиевого отражателя для разных бета-источников показана на рис. 37.

б) Для определения толщины покрытий. Эффект обратного рассеяния позволяет измерять толщины покрытия без разрушения изделий и покрытий. Не разрушает изделие микрометрический метод, но он требует жесткого постоянства толщины основания, а также магнитный метод, но в этом случае покрытие должно обладать магнитными свойствами. Оптическими методами можно определить толщины только прозрачных покрытий.

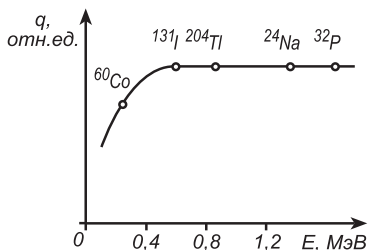


Рис. 36. Зависимость коэффициента обратного рассеяния от максимальной энергии бета-спектра

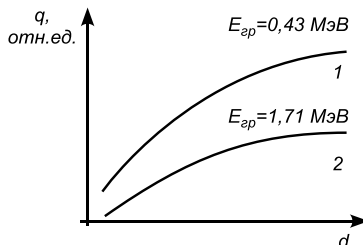


Рис. 37. Зависимость коэффициента обратного рассеяния от толщины алюминиевого отражателя для разных радиоактивных бета-источников:
1 — излучатель ^{185}W ; 2 — излучатель ^{32}P

Химический метод связан с разрушением изделия и его точность не превышает 15%. В случае применения эффекта обратного рассеяния атомные номера вещества покрытия и подложки должны различаться по крайней мере на две единицы.

Эффект обратного рассеяния позволяет измерять толщины никелевых и хромовых покрытий, покрытий на проволоке и бумаге, светочувствительных слоев и т. д., составов на пленке, лаковых покрытий на металлах, покрытий из драгоценных металлов. При этом все измерения делают бесконтактно, без разрушения изделий и непрерывно.

Обратно-рассеянное бета-излучение чувствительно к составу раствора ионов с высокими атомными номерами (рис. 39). Возможно измерение концентрации одного металла в сплаве с другим. Здесь также необходимо иметь набор эталонов с различной концентрацией компонентов. Поток обратно-рассеянных бета-частиц от смеси веществ Z_1 и Z_2 равен

$$N_{\text{обп}} = N_{\text{обп}}(Z_1)C_1 + N_{\text{обп}}(Z_2)C_2, \quad (5.14)$$

где C_1 и C_2 — весовые концентрации компонентов, $C_1 + C_2 = 1$.

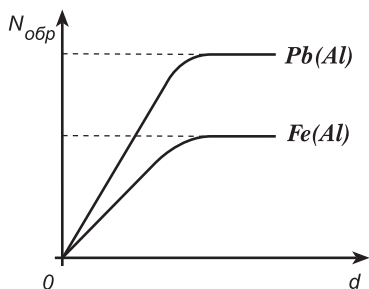


Рис. 38. Изменение интенсивности обратного рассеяния в зависимости от толщины различных отражателей, нанесенных на одну и ту же подложку

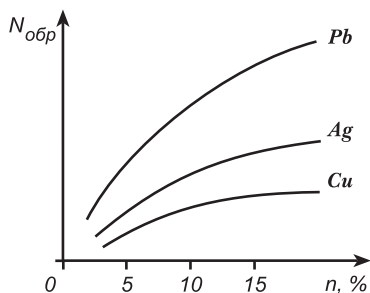


Рис. 39. Изменение интенсивности обратного рассеяния в зависимости от содержания в растворе ионов свинца, серебра и меди. Излучатель — ^{90}Sr

§ 7. УКАЗАНИЯ ПО ВЫПОЛНЕНИЮ РАБОТЫ

Часть 1. Определения максимальной энергии бета-спектра. Установка для определения максимальной энергии бета-спектра методом поглощения показана на рис. 40. Бета-частицы испускаются радиоактивным препаратом, который помещен в контейнер 1 и закрыт тонкой пленкой. Бета-частицы поглощаются фильтрами 2 и регистрируются детектором.

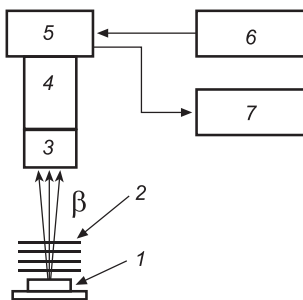


Рис. 40. Установка для изучения поглощения бета-частиц

Детектор состоит из пластического сцинтиллятора 3, фотоэлектрического умножителя (ФЭУ) 4 и формирователя 5. Для подачи высокого напряжения на ФЭУ используется блок высокого напряжения 6. С помощью пересчетного устройства 7 происходит счет числа импульсов от детектора.

В качестве фильтров использовать алюминиевые пластинки. Нужная толщина фильтра достигается путем последователь-

ного наложения пластинок друг на друга. Толщина пластинки указана на пластинке. Измерения с каждым фильтром производить 2—3 раза. Статистическая погрешность каждого измерения не должна превосходить 5%. Особенно тщательно следует измерить конец кривой поглощения и фон счетчика, наблюдаемый при толщинах фильтра, превосходящих пробег бета-частиц.

Данные измерений свести в таблицу, на основе которой построить кривые, дающие зависимость числа зарегистрированных частиц N и $\ln N$ от толщины алюминиевых фильтров. Толщину фильтров выражать в единицах $мг/см^2$. По полученным кривым определить слой половинного поглощения $d_{1/2}$ (см. формулу 5.11) и максимальный пробег бета-частиц (см. рис. 31).

При определении пробега необходимо учесть толщины пленок, закрывающих сцинтилляционный кристалл и источник, и слой воздуха между источником и счетчиком (плотность воздуха $\rho=1,29$ мг/см³).

Максимальную энергию бета-спектра следует определить по одной из формул (5.7)—(5.9) и по кривым, связывающим толщину слоя половинного поглощения и пробег с максимальной энергией бета-частиц (см. рис. 42 и 43 на с. 94);

Погрешность нахождения максимальной энергии бета-частиц определяется погрешностью измерения пробега R_{\max} , который устанавливается по графику с учетом статистического разброса на кривой поглощения и на линии фона.

По значению $E_{\text{гр}}$ из табл. 8 на с. 95 определить радиоактивный нуклид.

В отчете представить блок-схему установки, результаты опытов в виде таблиц и графиков, указать значения толщины слоя половинного поглощения и максимального пробега в алюминии, значения граничной энергии бета-спектра, полученные тремя способами.

Часть 2. Обратное рассеяние электронов. Работа проводится на установке, схематически изображенной на рис. 41. Радиоактивный препарат 2, испускающий бета-частицы, расположен таким образом, чтобы бета-частицы падали почти нормально к плоскости отражателя 1. Обратнорассеянные бета-частицы регистрируются детектором, состоящим из пластического сцинтиллятора 3, ФЭУ 4 и формирователя 5. Счет числа импульсов в заданном интервале времени осуществляется пересчетным устрой-

ством 7. Высокое напряжение на ФЭУ подается от источника высокого напряжения 6. Отражатель, радиоактивный источник и детектор помещены в металлический кожух, препятствующий выходу бета-частиц наружу.

При выполнении заданий каждое измерение надо производить 2—3 раза. Статистическая точность отдельного измерения должна быть не хуже 5%. Измерения фона установки (т. е. счет без отражателей) надо проводить до начала работы, в середине работы и после ее окончания. При обработке результатов за значение фона взять среднее трёх измерений.

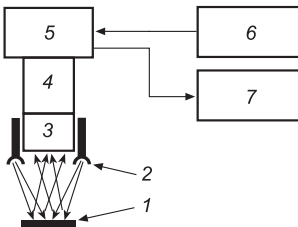


Рис. 41. Блок-схема установки для изучения обратного рассеяния электронов

Задание 1. Снять зависимость числа обратно рассеянных электронов от атомного номера Z . Для снятия функции $N_{\text{обр}}(Z)$ следует расположить на пути прямого пучка электронов пластины из различных химических элементов.

По известным значениям Z построить график зависимости $N_{\text{обр}}(Z)$ и определить величину Z_x неизвестного вещества. Проверить, что экспериментальная кривая соответствует зависимости $N(Z) = BZ^{2/3}$. В отчете привести значения величин B (используйте метод наименьших квадратов) и Z_x , их погрешности.

Задание 2. Снять зависимость $N_{\text{обр}}(d)$, используя отражатели известной толщины. Определить d_n для данного вещества. Определить толщину отражателя, взятого у лаборанта.

Задание 3. Снять зависимость $N_{\text{обр}}$ от толщины покрытия (по образцам с известной толщиной покрытия). Определить неизвестную толщину покрытия образца, полученного у лаборанта.

Задание 4. Снять зависимость $N_{\text{обр}}$ от процентного содержания одного металла Z_1 в другом Z_2 , пользуясь эталонными образцами. По полученной зависимости определить процентный состав сплава для образца с неизвестным процентным содержанием металлов в нём.

Кроме того, в отчете представить блок-схему установки, результаты измерений в виде таблиц и графиков, выводы.

§ 8. КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Бета-распад. Типы бета-распада. Вид бета-спектра.
2. Методы определения энергии бета-частиц.
3. Взаимодействие бета-частиц с атомными электронами.
4. Взаимодействие бета-частиц с атомными ядрами.
5. Прохождение электронов через толстые фольги.
6. Вид кривой поглощения моноэнергетических электронов и электронов, возникающих при бета-распаде.
7. Понятие пробега бета-частиц. Зависимость величины пробега от граничной энергии бета-частиц.
8. Блок-схема экспериментальной установки по определению граничной энергии бета-частиц методом поглощения. Методика проведения работы и обработки данных. Учет фона.
9. Обратное рассеяние электронов. Блок-схема установки и методика определения неизвестных элементов и толщины покрытия.
10. Зависимость вероятности обратного рассеяния электронов от величины порядкового номера Z мишени.
11. Зависимость вероятности обратного рассеяния электронов от толщины покрытия.

Литература

1. Г.Бете, Ю.Дж.Ашкин Прохождение β -частиц через вещество. — В кн.: Экспериментальная ядерная физика. Под ред. Э. Сегре. М., 1955.
2. Г.Кноп, В.Пауль Альфа-, бета-, гамма-спектроскопия. Под ред. К. Зигбана. Т. 1. М., 1969.
3. Н.Бор Прохождение атомных частиц через вещество. М., 1950.
4. Н.И.Штейнбок Измерение толщины покрытий методом рассеяния бета-излучения. — Применение радиоактивных излучателей в измерительной технике, 1960.
5. Ц.С.Ву, С.А.Мошковский Бета-распад. М., 1970.

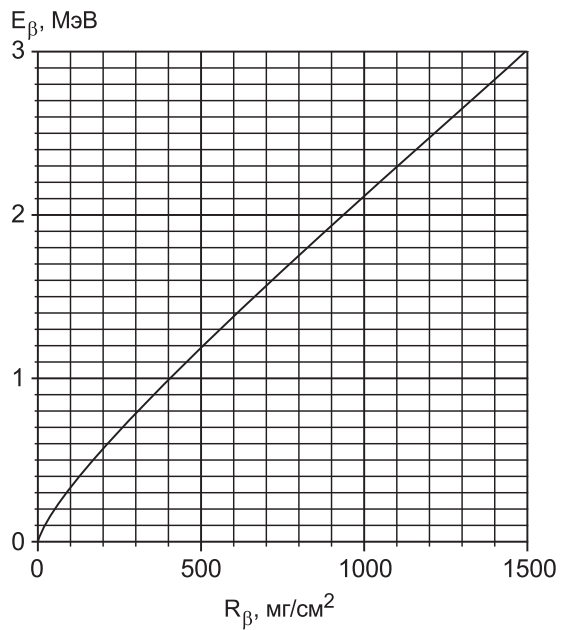


Рис. 42. Связь между максимальной энергией β -частиц и их пробегом в алюминии

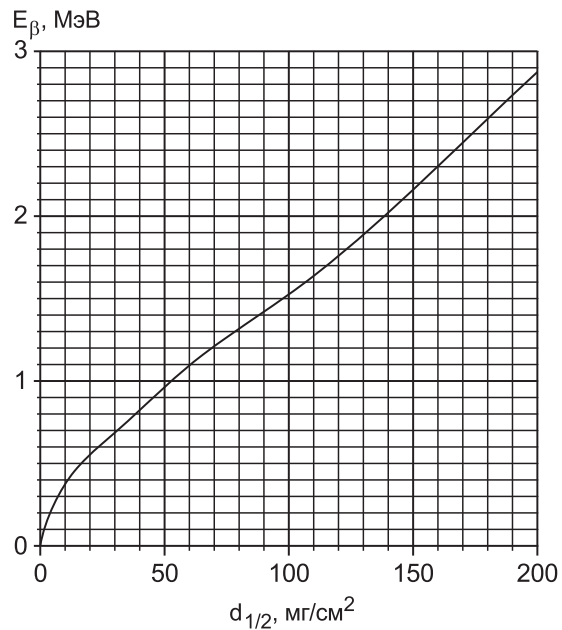


Рис. 43. Связь между максимальной энергией β -частиц и слоем половинного ослабления в алюминии

Таблица 8. Данные о β^- -распаде нуклидов, которые испускают преимущественно β^- -частицы.

Нуклид	Граничная энергия β^- -спектра, кэВ	Доля распадов с испусканием β^- -частиц	Период полураспада, $T_{1/2}$
^3_1H	18,591 (10)	100%	12,33 года
^{32}P	1710,66(21)	100%	14,262 дня
^{35}S	167,14 (8)	100%	87,51 дня
^{45}Ca	256,8 (9)	99,99%	162,61 дня
$^{90}\text{Sr} \rightarrow ^{90}\text{Y}$	546,0 (14)	100%	28,78 лет
$^{90}\text{Y} \rightarrow ^{90}\text{Zr}$	2280,1 (16)	99,99%	64,10 час.
^{127}Te	698 (4)	98,79%	9,35 час.
^{129}I	194 (3)	100%	$1,57 \cdot 10^7$ лет
^{147}Pm	224,1 (3)	99,99%	2,6234 года
^{204}Tl	763,72 (18)	97%	3,78 года
^{210}Bi	1162,1 (8)	100%	5,013 дня