

Лабораторная работа 10

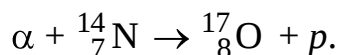
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ α -ЧАСТИЦ С ВЕЩЕСТВОМ

Цель работы: изучить взаимодействие α -частиц с веществом; измерить кривую поглощения α -частиц в воздухе и определить длину пробега.

α -ИЗЛУЧЕНИЕ

Альфа-частицы представляют собой дважды ионизированные атомы гелия ${}^4_2\text{He}$, имеют заряд $+2e$, состоят из четырех нуклонов – 2 протонов и 2 нейтронов.

α -частицы возникают в результате распада радиоактивных ядер и в различных ядерных реакциях, их можно получить также при ионизации атомов гелия. Они часто используются в качестве бомбардирующих частиц в различных опытах. Именно изучение рассеяния α -частиц на тонких металлических фольгах позволило Э. Резерфорду в 1911 г. сделать вывод, что масса атома почти вся сосредоточена в положительно заряженном ядре размером $\sim 10^{-13}$ см. С использованием α -частиц была осуществлена также первая ядерная реакция (1919 г.):



ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ α -ЧАСТИЦ С ВЕЩЕСТВОМ

Основным видом взаимодействия, определяющим прохождение α -частиц в каком-либо веществе, является электромагнитное взаимодействие, а основными процессами взаимодействия для α -частиц с кинетической энергией $\sim 3 \div 10$ МэВ являются процессы упругого рассеяния и ионизационного торможения. Потерями энергии на тормозное излучение для α -частиц, состоящих из 4 нуклонов, можно пренебречь, так как эти потери обратно пропорциональны квадрату массы покоя α -частицы.

Упругое рассеяние

Упругим рассеянием называется такой процесс взаимодействия двух частиц, при котором суммарная кинетическая энергия обеих частиц сохраняется и только перераспределяется между частицами, а сами частицы изменяют направление своего движения.

Проходя через вещество, α -частицы почти не рассеиваются на электронах среды из-за своей большой массы ($M_\alpha = 7350 m_e$). Столкновения с ядрами, наоборот, приводят к значительному рассеянию. Упругое рассеяние заряженной частицы на тяжелом ядре описывается формулой Резерфорда:

$$N(\varphi) = N n d / 4 \left(q e^2 / m v^2 \right)^2 \sin^4 \varphi / 2, \quad (1)$$

где $N(\varphi)$ – число частиц, рассеянных в единице телесного угла под углом φ ; N – число частиц, падающих на мишень; n – число ядер в 1 см^3 мишени; d – толщина мишени; Z – заряд ядра-рассеивателя; q – заряд падающей частицы; m и v – масса и начальная скорость падающей на мишень частицы соответственно.

Формула Резерфорда хорошо согласуется с экспериментальными данными для широкого диапазона рассеивающих ядер, углов рассеяния и скоростей α -частиц. Однако при выводе формулы (1) не учитывается то обстоятельство, что помимо кулоновских сил между α -частицей и ядром при малых прицельных параметрах $\rho \leq R_y$ (большие углы рассеяния) могут действовать ядерные силы. Не учитывается также экранирование ядра атомными электронами, которое сказывается для малых углов рассеяния, когда частица пролетает на больших расстояниях от ядра.

Для случая кулоновского рассеяния α -частицы на ядре гелия необходимы также поправки, которые учитывают квантовомеханический эффект обмена. Суть его заключается в том, что волны, которые описывают движение рассеянной частицы и ядра отдачи, интерферируют между собой (если частицы одинаковы). Результат интерференции зависит от спина частиц. Например, при рассеянии α -частиц в гелии (спин равен 0) учет квантовомеханического эффекта приводит к увеличению сечения, а для рассеяния протонов на водороде (спин равен $1/2$) – к уменьшению.

Формулы, которые учитывают перечисленные эффекты, выведены Н. Моттом. Они хорошо согласуются с опытными данными.

Ионизационное торможение

Ионизационное торможение является основным механизмом потерь энергии при движении тяжелой заряженной частицы, какой и является α -частица, в каком-либо веществе. При этом кинетическая энергия движущейся частицы тратится на возбуждение и ионизацию атомов среды.

В каждом акте взаимодействия α -частица теряет незначительную долю энергии, ее энергия уменьшается практически непрерывно. Это уменьшение энергии называется ионизационными потерями. Средняя энергия, теряемая частицей на единице пути в веществе, называется удельной потерей энергии на ионизацию.

В случае тяжелых нерелятивистских заряженных частиц удельные ионизационные потери описываются формулой Бете–Блоха:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n_e e^4 z^2}{m_e v^2} \ln \frac{2m_e v^2}{I}, \quad (2)$$

где z и v – заряд и скорость движущейся частицы; m_e и e – масса и заряд электрона; n_e – число электронов в 1 см^3 вещества; I – средний ионизационный потенциал атомов поглощающего вещества, причем $I = (13,5 Z) 1,6 \cdot 10^{-12}$ эрг, где Z – заряд ядер вещества.

Таким образом, удельная потеря энергии заряженной частицей на ионизацию пропорциональна квадрату заряда частицы, концентрации электронов в среде и является некоторой функцией от скорости частицы, но не зависит от массы заряженной частицы:

$$-dE/dx \sim z^2 n_e f(v). \quad (3)$$

Удельные потери энергии на ионизацию не остаются постоянными вдоль пробега частиц. Если построить зависимость удельных потерь dE/dx от пробега частицы R , то получим так называемую кривую Брэга для удельной ионизации α -частиц (рис. 1)

В отличие от теоретической зависимости (2), исходя из которой удельная ионизация dE/dx должна монотонно расти с уменьшением энергии частицы, удельная ионизация достигает максимума на расстоянии ~ 4 мм от конца пути, а затем быстро падает. Быстрый спад удельной ионизации объясняется неучтенными в теории Бете–Блоха процессами захвата и потери электронов заряженной частицей. При атомных столкновениях α -частица может захватить электрон и часть своего пути совершить в виде однозарядного ядра гелия, для которого удельная ионизация в 4 раза меньше (см. формулу (3)), и даже, захватив

еще один электрон, может превратиться в нейтральный атом. Этот эффект заметно возрастает с уменьшением скорости (энергии) частицы и называется эффектом перезарядки.

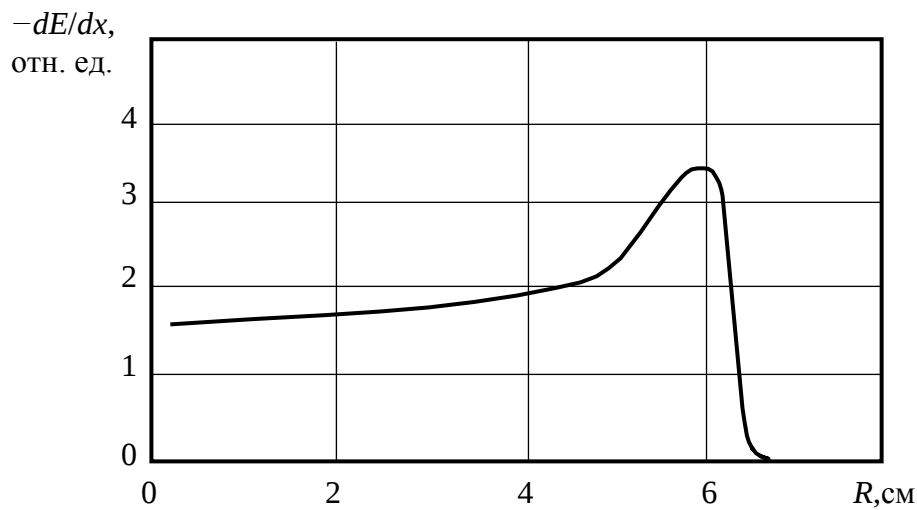


Рис. 1. Кривая Брэгга

Если заряженные частицы двигаются в веществе со скоростями, близкими к скорости света, то в формуле (2) появляются добавочные слагаемые:

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

где $\beta = v/c$ (c – скорость света).

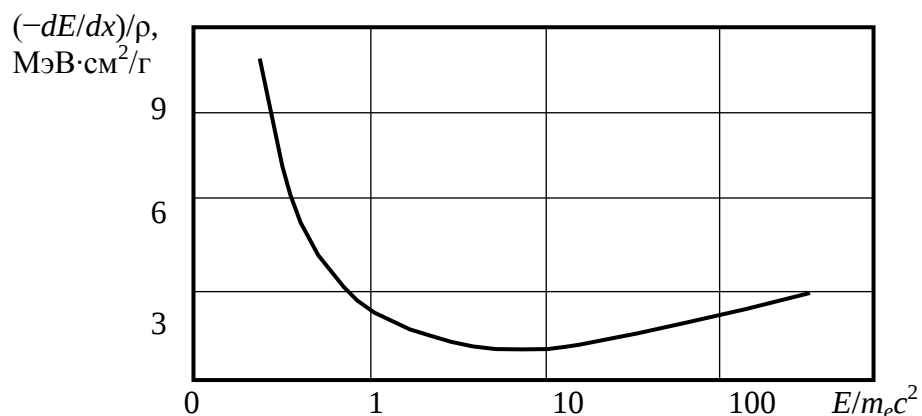


Рис. 2. Потери энергии на ионизацию в зависимости от энергии α -частицы

Появление слагаемого $\ln(1-\beta^2)$ связано с тем, что при релятивистских энергиях возрастает величина максимальной энергии, передаваемой электрону, а появление слагаемого β^2 связано с лоренцевским изменением кулоновского поля, приводящим к передаче энергии более удаленным от траектории α -частицы электронам.

Из формулы (4) видно, что с ростом энергии α -частицы удельные потери на ионизацию сначала падают очень быстро (обратно пропорционально энергии), но по мере приближения скорости α -частицы к скорости света уменьшение удельных потерь происходит медленнее, а, начиная с некоторой достаточно большой энергии частицы, dE/dx могут даже расти (рис. 2)

Связь пробега с энергией

Пробег частицы R можно определить как расстояние, которое она проходит до потери способности эффективно ионизировать вещество. Характерной особенностью α -частиц является существование у них определенного пробега: треки частиц одной энергии в камере Вильсона представляют собой прямые линии одной и той же длины с небольшим разбросом в одну и другую сторону.

Для определенной среды величина dE/dx для α -частиц является функцией только скорости (см. уравнение (4)), т. е. только кинетической энергии:

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

Проинтегрировав это выражение по всем значениям E от 0 до E_0 (E_0 – начальная энергия частицы), можно получить средний пробег α -частицы в веществе R :

$$\bar{R}(E) = \int_0^{E_0} |dE/dx|^{-1} dE.$$

Торможение α -частиц в среде происходит в результате большого числа упругих и неупругих столкновений с атомами среды, в каждом из которых теряется некоторая флуктуирующая от столкновения к столкновению доля энергии. Поэтому длины пробегов R_i отдельных моноэнергетических частиц будут флуктуировать относительно среднего значения пробега $\bar{R}$.

На практике для определения среднего пробега чаще всего используют эмпирические выражения. Так, для α -частиц, испускаемых

при естественном α -распаде, т. е. имеющих энергию $E_\alpha \sim 4 \div 7$ МэВ, пробег в воздухе при нормальных атмосферных условиях может быть найден из соотношения, полученного эмпирическим путем:

$$\bar{R} = 0,318 E^{3/2}, \quad (5)$$

где $\bar{R}$ – средний пробег α -частиц, см; E – энергия α -частиц, МэВ.

Для других сред, отличных от воздуха, пробег α -частиц

$$\bar{R}_x = 1,78 \cdot 10^{-4} \sqrt[3]{A_x} E^{3/2} / \rho_x,$$

где E выражена в мегаэлектронвольтах, а ρ_x – в граммах, деленных на сантиметр кубический.

При экспериментальном определении пробега исследуют зависимость числа α -частиц $N_\alpha(R)$ от расстояния между источником и детектором R . Зависимость $B(R) = N_\alpha(R)/N_\alpha(0)$ ($N(0)$ – число α -частиц, регистрируемое при минимальном расстоянии между источником и детектором) называется кривой поглощения α -частиц в воздухе и для параллельного пучка имеет форму, показанную на рис. 3. Форма кривой поглощения зависит от геометрии эксперимента.

Очевидно, что используя эмпирическое выражение (5), можно оценить энергию α -частиц, подставляя длину пробега, найденную экспериментальным путем.

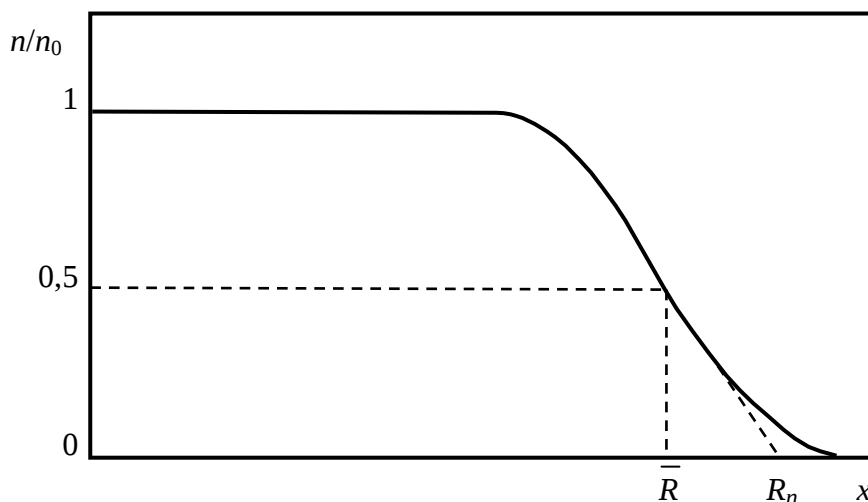


Рис. 3. Зависимость числа частиц N_α от расстояния

Различают средний, экстраполированный и максимальный пробеги.

Максимальный пробег ($R_{\text{макс}}$) – это минимальная толщина поглотителя, при которой поглощаются практически все падающие на него α -частицы.

Средний пробег ($\bar{R}$) – это толщина поглотителя, при прохождении которой число α -частиц уменьшится вдвое.

Экстраполированный пробег (R_n) получается при экстраполяции наклонной части кривой поглощения.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

При экспериментальном измерении длины пробега и потерь энергии α -частиц различаются два случая: «широкой» и «узкой» геометрий. При проведении эксперимента в условиях «широкой» геометрии не используется коллиматор и измеряется полное число α -частиц, падающих на детектор. «Узкая» геометрия эксперимента предполагает использование коллиматора перед детектором. В результате детектор регистрирует только α -частицы, сохранившие первоначальное направление. α -частицы, испытавшие рассеяние, не попадут на детектор и не будут регистрироваться. Проведение эксперимента по измерению длины пробега α -частиц предполагает использование параллельного пучка частиц. К сожалению, при использовании ОСАИ (образцовых спектрометрических альфа-источников) на эксперименте реализуется промежуточный случай между параллельным и точечным источником.

На рис. 4 приведена схема распада изотопа Pu-239.

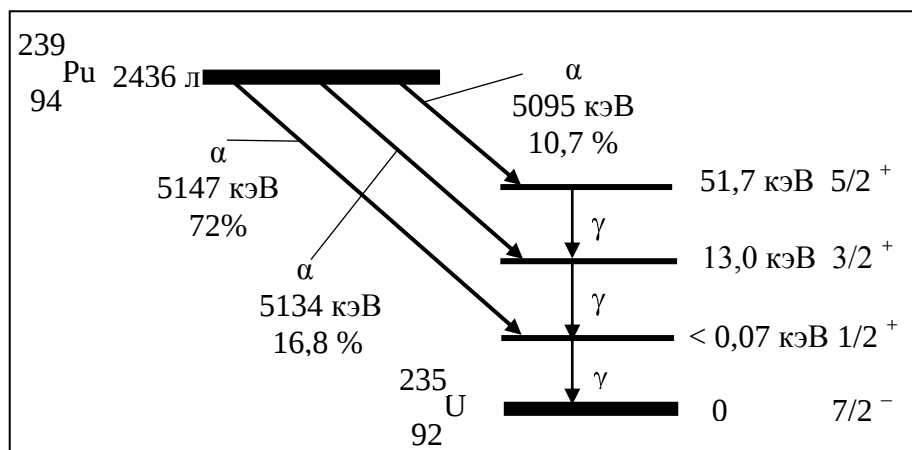


Рис. 4. Схема распада изотопа Pu-239

Очевидно, что с увеличением расстояния между источником и детектором уменьшается телесный угол, выделяемый детектором, что, в свою очередь приводит к уменьшению числа зарегистрированных частиц.

Как следствие, экспериментальная кривая поглощения будет существенно отличаться от теоретической кривой, показанной на рис. 3 и рассчитанной для параллельного пучка. Точный расчет телесного угла детектирования затруднителен, так как в данном эксперименте размер источника и детектора, а также расстояние между ними – величины одного порядка.

Порядок проведения эксперимента

Внимание! Перед началом работы убедитесь в заземлении блока детектора.

1. Включить компьютер, а затем электронный блок. Зайти в программу «Спектр». После регистрации войти в программу «Спектр» и задать режимы работы спектрометра: рабочее напряжение $U = 25\text{В}$, коэффициент усиления $K=32$, значение нижнего уровня дискриминации ДНУ=50 и значение верхнего уровня дискриминации ДВУ; установить время набора спектра $t=3$ минуты.

2. Спектр снимается при установке операции «Спектр» в палитре операций.

3. Провести измерения и запись в файлы α -спектров для различных расстояний между источником и детектором ($R = R_{\min}$, 5 мм, 10 мм, 15 мм, 20 мм, 22,5 мм, 25 мм, 27,5 мм, 28,5 мм, 30 мм). Подобрать напряжение питания и коэффициент усиления таким образом, чтобы при $R_{\min}$ α -спектр занимал положение у правого края шкалы спектрометра.

Результаты измерений автоматически записываются на диск D. Путь, по которому можно найти записанные данные, следующий: **Диск D**⇒**папка «Зкурс»**⇒**папка «Данные»**⇒**папка «Студенты»**⇒**папка с фамилией студента**⇒**номер лабораторной работы**⇒**номер задания**⇒**номер спектра**.

Обработка результатов

Задание 1. Ввести в Mathcad файл с данными α -спектров при различных расстояниях между источником и детектором. Номера каналов ввести ранжированной переменной, изменяющейся от 0 до максимального значения.

Задание 2. Используя операцию «Трассе», определить центр тяжести спектрального пика, ширину пика на полувысоте и интегральное число

импульсов в спектре, если эти величины не были определены непосредственно в программе «Спектр». Аппроксимировать экспериментальные спектры нормальным распределением.

Задание 3. Построить кривую поглощения α -частиц в воздухе, сформировав два вектора, представляющие площади аппроксимированных спектров и соответствующие им расстояния между источником и детектором (см. задание 2). Учесть, что при нулевом показании шкалы перемещения источника реальное расстояние между источником и детектором составляет 5 мм, вследствие наличия коллиматора.

Задание 4. Определить $\bar{R}$. Используя выражение (5), определить энергию α -частиц и сравнить ее с энергией из схемы распада.

Задание 5. Построить экспериментальную кривую Брэгга, т. е. величину

$$f_j = \frac{E_j - E_{j-1}}{R_j - R_{j-1}} = A \frac{K_{j-1} - K_j}{R_j - R_{j-1}},$$

как функцию $\bar{R}_j = \sqrt{2} (R_j + R_{j-1})$. Здесь K_j – положения центра спектральных пиков, найденные в задании 2; A – коэффициент пропорциональности между каналом и энергией.

При построении экспериментальной кривой Брэгга можно положить $A = 1$. Ранжированная переменная j обозначает номер элемента в определенных выше векторах и вводится обычным путем $j = 1 \dots \text{last}(V)$, где V – вектор.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Перечислить процессы, происходящие при прохождении α -частиц через вещество?
2. Чем отличается первичная и вторичная ионизация?
3. Как определяется средний пробег частиц?
4. Как распределяется максимальный пробег α -частиц в веществе?
5. Как объясняется резкое падение удельных ионизационных потерь на конечном участке траектории?
6. Нарисовать и объяснить кривую поглощения α -частиц в веществе.