

Определение энергии α -частиц по величине их пробега в воздухе (5.4.1)

Манро Эйден Б01-3036

Цель работы: Определить энергию α -частиц по величине их пробега в воздухе, изучив взаимодействие α -частиц с веществом и проанализировав зависимость пробега от давления, расстояния и параметров детекторов. Исследовать работу трёх различных установок: торцевого счётчика Гейгера, сцинтилляционного счётчика и ионизационной камеры.

Теоретические сведения

В данной лабораторной работе изучаются свойства α -излучения и определяется энергия α -частиц по величине их пробега в воздухе. α -частицы представляют собой ядра гелия ${}^4\text{He}^{2+}$, возникающие при α -распаде тяжёлых ядер. Несмотря на большие массы и энергии порядка нескольких МэВ, их пробег в воздухе составляет лишь несколько сантиметров вследствие интенсивных потерь энергии на ионизацию и возбуждение атомов среды.

Теория α -распада. При α -распаде ядро испускает α -частицу и превращается в дочернее ядро с уменьшенными на две единицы массовым и зарядовым числами. Энергии испускаемых α -частиц лежат в сравнительно узком диапазоне 4–9 МэВ, а периоды полураспада соответствующих ядер — в чрезвычайно широком, от 10^{-7} с до 10^{17} лет. Между энергией α -частицы E и периодом полураспада $T_{1/2}$ выполняется закон Гейгера–Нэттолла:

$$\lg T_{1/2} = \frac{a}{\sqrt{E}} + b. \quad (1)$$

Теоретически данный закон объясняется туннелирующим выходом α -частицы через кулоновский барьер ядра (Гамов, Герни, Кондон).

Основные механизмы потерь энергии. В области энергий, характерных для α -частиц ($E \leq 10$ МэВ), потери энергии при прохождении через вещество определяются почти исключительно неупругими кулоновскими столкновениями с атомами: ионизацией и возбуждением. Потери на упругие столкновения с ядрами чрезвычайно малы (менее 0.1% от общих потерь), а вероятность ядерных реакций пренебрежимо мала, так как энергии α -частиц значительно меньше кулоновских барьёров тяжёлых ядер.

Классический анализ потерь энергии был дан Бором. Рассматривая взаимодействие α -частицы с почти свободным электроном, можно показать, что энергия, передаваемая электрону на расстоянии y от траектории частицы, равна:

$$E_e = \frac{2e^4 Z^2}{mv^2 y^2}. \quad (2)$$

Интегрирование по всем y приводит к зависимости

$$-\frac{dE}{dx} = f(E), \quad (3)$$

где функция $f(E)$ медленно растёт с уменьшением энергии частицы. В результате скорость потерь энергии увеличивается к концу пути, что приводит к характерному пику Брэгга.

Эта картина качественно показана на рис. 1, где приведены зависимости удельных потерь энергии dE/dx от пути x в воздухе для α -частиц, испускаемых ядрами ^{210}Po и ^{214}Po . Видно, что по мере движения частицы по среде потери энергии возрастают и достигают максимума непосредственно перед полной остановкой.

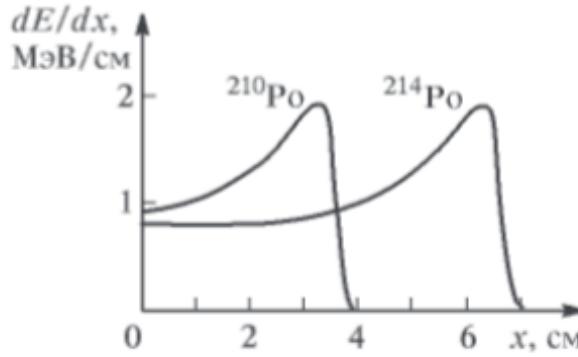


Рис. 1: Типичная зависимость удельных потерь энергии α -частиц от глубины их проникновения в воздух (пик Брэгга) для изотопов ^{210}Po и ^{214}Po .

Пробег α -частиц. Полный пробег α -частицы определяется интегралом:

$$R = \int_0^{E_0} \frac{dE}{|dE/dx|}. \quad (4)$$

Из-за статистического характера ионизационных потерь пробеги отдельных частиц различаются. Кривая зависимости числа частиц $N(x)$ от проходимой толщины имеет плавный спад и не обрывается резко. Обычно вводят средний пробег $R_{\text{ср}}$ и экстраполированный пробег R_s , определяемый пересечением касательной к кривой $N(x)$ с осью абсцисс.

Графическое определение этих величин показано на рис. 2, где изображены зависимость $N(x)$ и соответствующее распределение остановок dN/dx . Максимум кривой dN/dx соответствует наиболее вероятной точке остановки и определяет средний пробег $R_{\text{ср}}$, а экстраполированный пробег R_s получают продолжением касательной к крутому участку кривой $N(x)$ до пересечения с осью x .

Для α -частиц в воздухе при нормальных условиях установлена следующая эмпирическая зависимость:

$$R = 0.32 E^{3/2}, \quad (5)$$

где R выражено в сантиметрах, E — в МэВ. Отсюда энергия выражается как

$$E = \left(\frac{R}{0.32} \right)^{2/3}. \quad (6)$$

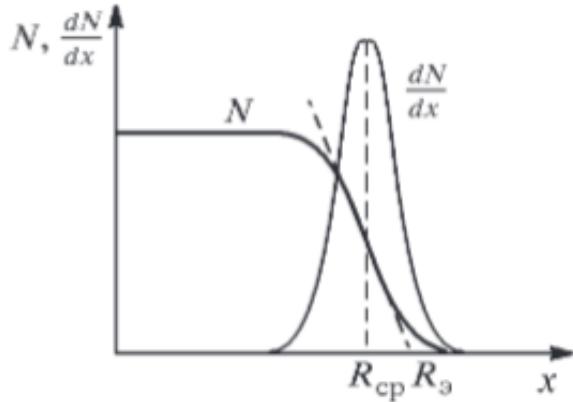


Рис. 2: Зависимость числа прошедших частиц $N(x)$ и распределения остановок dN/dx от пути x . Показаны средний пробег R_{cp} и экстраполированный пробег R_3 .

Таким образом, рис. 1 иллюстрирует сам механизм торможения α -частиц и возникновение пика Брэгга, а рис. 2 показывает, как из экспериментальной зависимости $N(x)$ практически выделяется величина пробега, используемая затем для восстановления энергии по приведённой формуле.

Массовый пробег. Вводится массовый пробег:

$$R' = \rho R, \quad (7)$$

где ρ — плотность среды. Эта величина позволяет сравнивать результаты в средах разной плотности.

Приведение пробега к нормальным условиям. Пробег α -частиц зависит от плотности газа, поэтому измеренный пробег приводится к нормальным условиям:

$$R_0 = R \cdot \frac{p}{760} \cdot \frac{273}{T}. \quad (8)$$

Источник α -частиц. В работе используется изотоп ^{239}Pu , испускающий три очень близкие по энергии группы α -частиц. Их энергии отличаются менее чем на 50 кэВ, поэтому можно считать, что источник испускает моноэнергетические частицы с энергией 5.15 МэВ. Источник покрыт тонкой защитной плёнкой, уменьшающей эффективный измеряемый пробег.

Экспериментальные установки

1. Установка с торцевым счётчиком Гейгера

Для определения пробега α -частиц используется торцевой счётчик Гейгера–Мюллера. Источник закреплён на дне цилиндрической камеры, внутри которой по оси перемещается счётчик. Его чувствительная область закрыта тонким слюдяным окном.

Между источником и счётчиком расположен металлический коллиматор, пропускающий только α -частицы, вылетающие почти перпендикулярно поверхности источника. Расстояние регулируется винтовым механизмом; по зависимости $N(x)$ находится пробег R .



Рис. 3: Экспериментальная установка с торцевым счётчиком Гейгера–Мюллера для измерения пробега α -частиц путём изменения расстояния между источником и детектором.

2. Установка со сцинтилляционным счётчиком

Во второй установке используется сцинтилляционный метод регистрации. Источник расположен на дне цилиндрической камеры, сверху расположено стекло с нанесённым люминофором. К стеклу снаружи плотно прижат фотокатод ФЭУ.

Расстояние между источником и люминофором фиксировано (около 9 см). Регистрация α -частиц становится возможной при снижении давления в камере, что увеличивает их пробег. По зависимости $N(P)$ определяется пробег при нормальных условиях.



Рис. 4: Сцинтилляционная установка для регистрации α -частиц при изменении давления воздуха в рабочей камере.

3. Установка с ионизационной камерой

Третий метод использует ионизационную камеру — газонаполненный сосуд с двумя электродами. Источник ^{239}Pu размещён на внутреннем электроде. α -частицы ионизуют газ, создавая пары ионов. При напряжении выше некоторого V_0 ток через камеру достигает насыщения:

$$I_0 = n_0 e, \quad (9)$$

где n_0 — число пар ионов, образуемых в секунду.

По зависимости ионизационного тока от давления определяется пробег α -частиц.

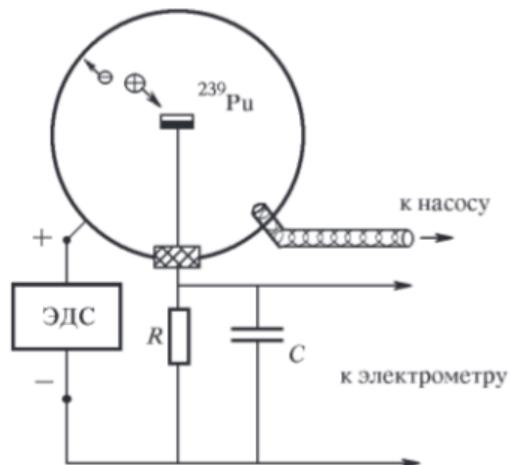


Рис. 5: Ионизационная камера, используемая для определения пробега α -частиц по зависимости тока насыщения от давления.

Ход работы

Сцинтиляционный счетчик

Представим результаты измерений зависимости $N = N(P)$ в виде графика:

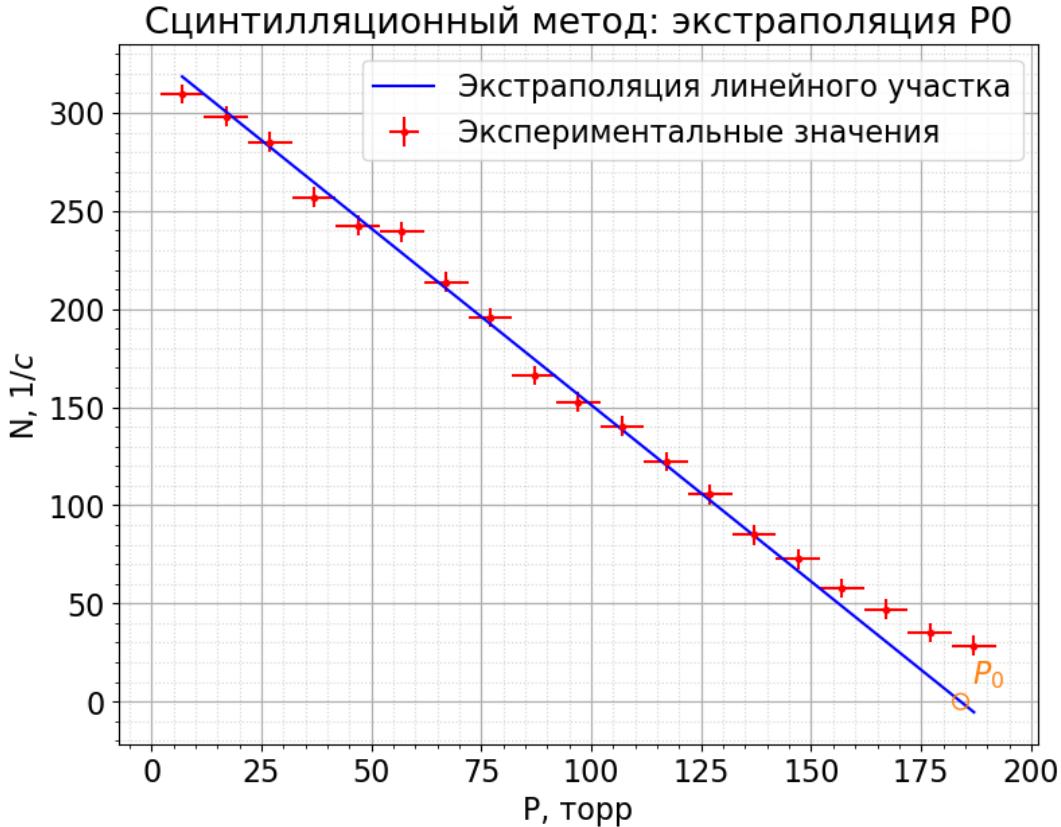


Рис. 6: $N = N(P)$.

Давление $P_{\text{ср}}$ в данном случае найти не получается, т.к. верхнее плато не было достигнуто. $P_{\text{экстр}}$ спокойно находим:

$P_{\text{экстр}}, \text{торр}$
183 ± 8

Т.к. α -частицы не могут достигнуть люминофора при обычном давлении, то свободный пробег будет равен расстоянию между препаратом и люминофором — 9 см. Следовательно, мы можем пересчитать средний и экстраполированные свободные пробеги частиц к давлению 760 торр и температуре 15° :

$$R = \frac{288 \text{ K}}{T} \frac{P}{760 \text{ торр}} 9 \text{ см.}$$

$R_{\text{экстр}}, \text{см}$	$R'_{\text{экстр}}, \frac{\text{г}}{\text{см}^2}$	$E_{\text{экстр}}$
2.1 ± 0.1	2.5 ± 0.1	3.5 ± 0.1

Оценка количества вещества в препарате

Предполагая изотропное излучение и эффективность регистрации $\varepsilon = 100\%$, используем измерение с наибольшей скоростью счёта:

$$N = 3095 \text{ имп}/10 \text{ с}, \quad R_{\text{det}} = \frac{N}{t} = 309.5 \text{ с}^{-1},$$

телесный угол детектора $\Omega = 0.04$ ср.

Активность источника

Доля попадающих в детектор частиц равна $\Omega/4\pi$. Тогда

$$A = \frac{4\pi}{\Omega} R_{\text{det}} = \frac{4\pi}{0.04} (309.5) = 10^5 \text{ Бк.}$$

Число ядер и масса для ^{239}Pu

Период полураспада ^{239}Pu :

$$T_{1/2} = 2.4 \times 10^4 \text{ лет} = 10^{12} \text{ с}, \quad \lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}.$$

Число ядер:

$$N = \frac{A}{\lambda} = 1 \times 10^{17}.$$

Молярная масса $M = 239$ г/моль, $N_A = 6 \cdot 10^{23}$ моль $^{-1}$. Масса активного вещества:

$$m = \frac{NM}{N_A} = 10^{-5} \text{ г} = 10 \text{ мкг.}$$

Ионизационная камера

Представим результаты измерений зависимости $I = I(P)$ в виде графика:



Рис. 7: $I = I(P)$.

По графику определим $P_{\text{экстр}}$:

$P_{\text{экстр}}, \text{ торр}$
513 ± 5

Аналогично предыдущему пункту найдём экстраполированный пробег $R_{\text{экстр}}$ и соответствующую энергию.

$$R = \frac{288 \text{ K}}{T} \frac{P}{760 \text{ торр}} \frac{10 - 0.5}{2} \text{ см},$$

где 0.5 см и 10 см – диаметры первого и второго электродов соответственно.

$R_{\text{экстр}}, \text{ см}$	$R'_{\text{экстр}}, \frac{\text{г}}{\text{см}^2}$	$E_{\text{экстр}}$
3.13 ± 0.03	3.76 ± 0.04	4.58 ± 0.03

Определение толщины бумажного листа, задерживающего α -частицы

Для расчёта используется пробег в массовой толщине:

$$R'_0 = \rho_{\text{возд}} R_0, \quad \rho_{\text{возд}} = 1.3 \times 10^{-3} \text{ г/см}^3.$$

Следовательно,

$$R'_0 = 1.3 \times 10^{-3} \cdot 4.6 = 6 \times 10^{-3} \text{ г/см}^2.$$

Бумага задерживает α -частицы, если её массовая толщина $\rho_{\text{бумаги}} t$ превышает R'_0 . Примем

$$\rho_{\text{бумаги}} \approx 0.8 \text{ г/см}^3.$$

Тогда необходимая толщина:

$$t = \frac{R'_0}{\rho_{\text{бумаги}}} = \frac{6 \times 10^{-3}}{0.8} = 7.5 \times 10^{-3} \text{ см} = 75 \text{ мкм.}$$

Вывод

В работе был измерен пробег альфа-частиц от ^{239}Pu с помощью торцевого сцинтиляционного счетчика и ионизационной камеры. По полученным данным была определена энергия α - частиц.