

# Определение энергии $\alpha$ -частиц по величине их пробега в воздухе (5.4.1)

Манро Эйден Б01-3036

**Цель работы:** Определить энергию  $\alpha$ -частиц по величине их пробега в воздухе, изучив взаимодействие  $\alpha$ -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  $\alpha$ -излучения и определяется энергия  $\alpha$ -частиц по величине их пробега в воздухе.  $\alpha$ -частицы представляют собой ядра гелия  ${}^4\text{He}^{2+}$ , возникающие при  $\alpha$ -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  $\alpha$ -распада.** При  $\alpha$ -распаде ядро испускает  $\alpha$ -частицу и превращается в дочернее ядро с уменьшенными на две единицы массовым и зарядовым числами. Энергии испускаемых  $\alpha$ -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  $\alpha$ -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  $\alpha$ -частицы через кулоновский барьер ядра (Гамов, Гёрни, Кондон).

**Основные механизмы потерь энергии.** В области энергий, характерных для  $\alpha$ -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  $\alpha$ -частиц значительно меньше кулоновских барьеров тяжёлых ядер.

Классический анализ потерь энергии был дан Бором. Рассматривая взаимодействие  $\alpha$ -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  $\alpha$ -частиц, испускаемых ядрами  $^{210}\text{Po}$  и  $^{214}\text{Po}$ . Видно, что по мере движения частицы по среде потери энергии возрастают и достигают максимума непосредственно перед полной остановкой.

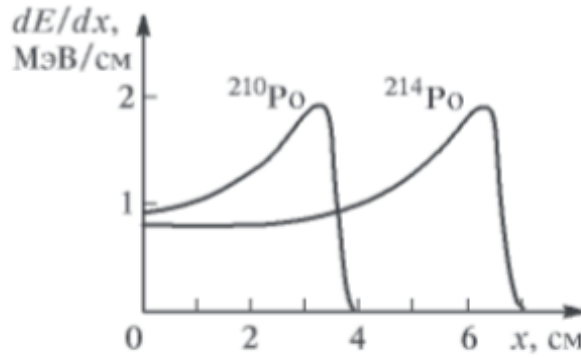


Рис. 1: Типичная зависимость удельных потерь энергии  $\alpha$ -частиц от глубины их проникновения в воздух (пик Брэгга) для изотопов  $^{210}\text{Po}$  и  $^{214}\text{Po}$ .

**Пробег  $\alpha$ -частиц.** Полный пробег  $\alpha$ -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  $R_{\text{э}}$ , 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  $R_{\text{э}}$  получают продолжением касательной к крутому участку кривой  $N(x)$  до пересечения с осью  $x$ .

Для  $\alpha$ -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

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

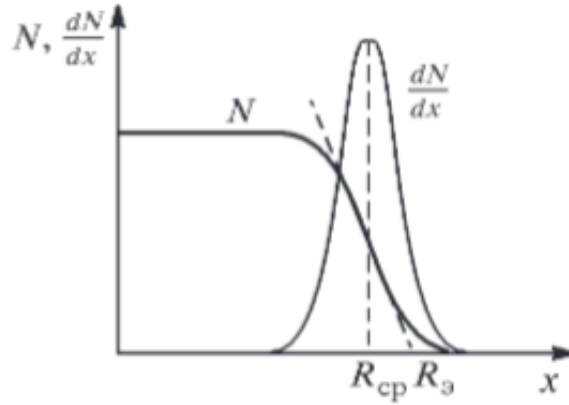


Рис. 2: Зависимость числа прошедших частиц  $N(x)$  и распределения остановок  $dN/dx$  от пути  $x$ . Показаны средний пробег  $R_{cp}$  и экстраполированный пробег  $R_{э}$ .

Таким образом, рис. 1 иллюстрирует сам механизм торможения  $\alpha$ -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  $\rho$  — плотность среды. Эта величина позволяет сравнивать результаты в средах разной плотности.

**Приведение пробега к нормальным условиям.** Пробег  $\alpha$ -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  $\alpha$ -частиц.** В работе используется изотоп  $^{239}\text{Pu}$ , испускающий три очень близкие по энергии группы  $\alpha$ -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  $\alpha$ -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  $\alpha$ -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  $\alpha$ -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  $\alpha$ -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  $\alpha$ -частиц при изменении давления воздуха в рабочей камере.

### 3. Установка с ионизационной камерой

Третий метод использует ионизационную камеру — газонаполненный сосуд с двумя электродами. Источник  $^{239}\text{Pu}$  размещён на внутреннем электроде.  $\alpha$ -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  $\alpha$ -частиц.

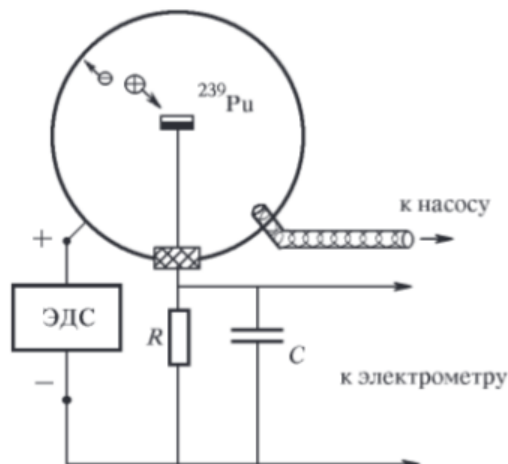


Рис. 5: Ионизационная камера, используемая для определения пробега  $\alpha$ -частиц по зависимости тока насыщения от давления.

# Ход работы

## Сцинтиляционный счетчик

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

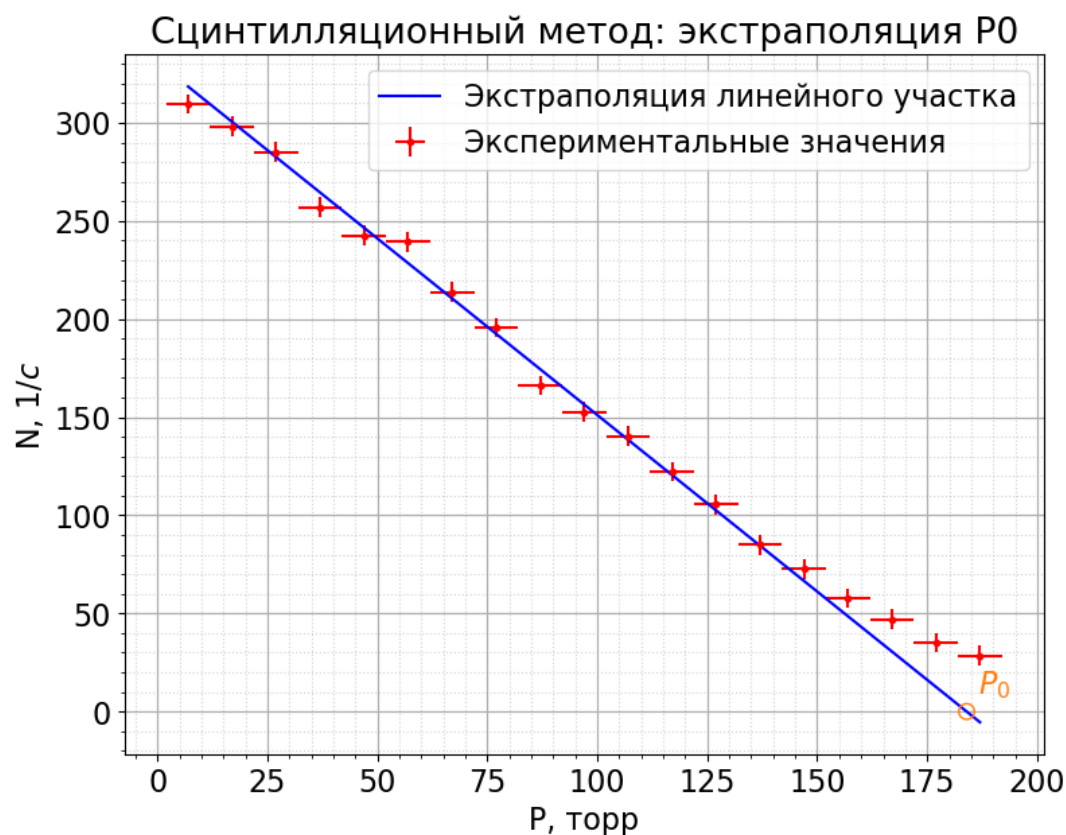


Рис. 6:  $N = N(P)$ .

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

$P_{\text{экстр}}$ , торр
$183 \pm 8$

Т.к.  $\alpha$ -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°:

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

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

## Оценка количества вещества в препарате

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

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

телесный угол детектора  $\Omega = 0.04 \text{ ср}$ .

### 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 $^{239}\text{Pu}$

Период полураспада  $^{239}\text{Pu}$ :

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

Число ядер:

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

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

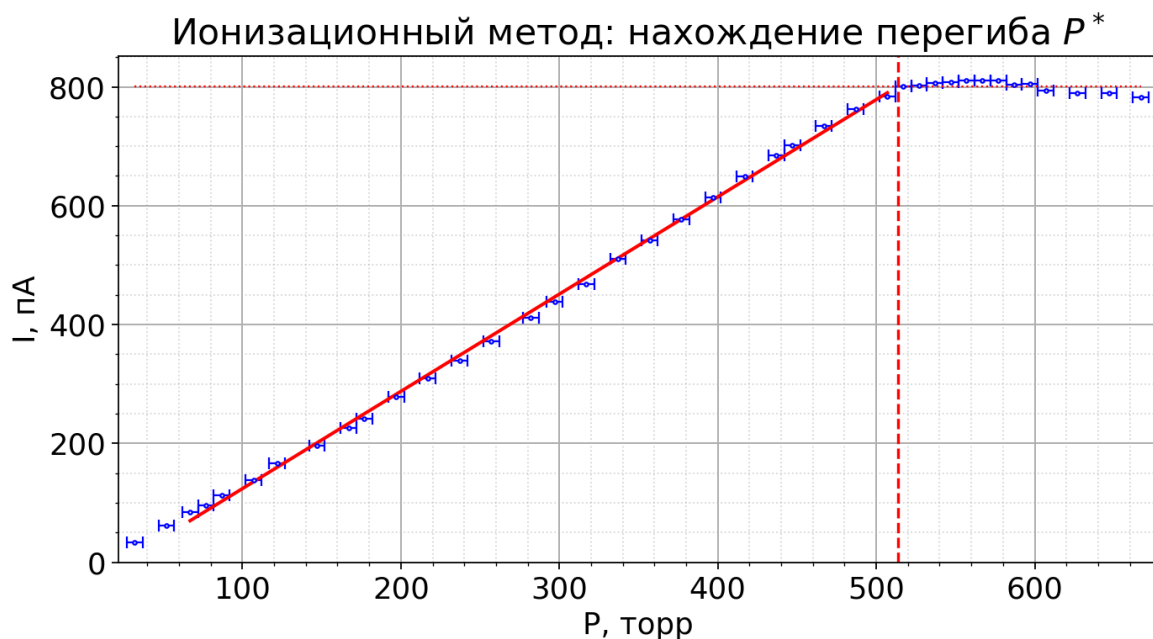


Рис. 7:  $I = I(P)$ .

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

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

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

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

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

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

### Определение толщины бумажного листа, задерживающего $\alpha$ -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  $\alpha$ -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  $^{239}\text{Pu}$  с помощью торцевого сцинтиляционного счетчика и ионизационной камеры. По полученным данным была определена энергия  $\alpha$  - частиц.