

Московский физико-технический институт  
(государственный университет)

Лабораторная работа по общему курсу физики  
Квантовая физика

#### **5.4.1. Определение энергии $\alpha$ -частиц по величине их пробега в воздухе**

Глаз Роман Сергеевич  
Группа Б01-008а

Долгопрудный  
2022

# Содержание

<b>1</b>	<b>Теоретическое введение</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Экспериментальная установка</b>	<b>2</b>
2.1	Счётчик Гейгера . . . . .	2
2.2	Сцинтилляционный счётчик . . . . .	3
2.3	Иниоизационная камера . . . . .	3
<b>3</b>	<b>Ход работы</b>	<b>5</b>
3.1	Измерение длины пробега $\alpha$ -частиц с помощью счётчика Гейгера . . . . .	5
3.2	Измерение длины пробега $\alpha$ -частиц с помощью сцинтилляционного счётчика . . . . .	6
3.3	Измерение длины пробега $\alpha$ -частиц с помощью ионизационной камеры . . . . .	8
<b>4</b>	<b>Заключение</b>	<b>9</b>
<b>5</b>	<b>Список используемой литературы</b>	<b>10</b>

**Цель работы:** измерить пробег  $\alpha$ -частиц в воздухе двумя способами: с помощью торцевого счетчика Гейгера и синтиляционного счетчика, – по полученным данным определить энергию частиц.

## 1. Теоретическое введение

При  $\alpha$ -распаде исходное родительское ядро испускает ядро гелия и превращается в дочернее ядро, число протонов и число нейтронов уменьшается на две единицы. Функциональная связь между энергией  $\alpha$ -частицы  $E$  и периодом полураспада радиоактивного ядра  $T_{1/2}$  хорошо описывается формулой

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

Экспоненциальный характер этого процесса возникает вследствие экспоненциального затухания волновой функции в области под барьером, где потенциальная энергия больше энергии частицы.

Экспериментально энергию  $\alpha$ -частиц удобно определять по величине их пробега в веществе. Для описания связи между энергией  $\alpha$ -частицы и ее пробегом пользуются эмпирическими соотношениями. В диапазоне энергий  $\alpha$ -частиц от 4 до 9 МэВ эта связь хорошо описывается выражением

$$R = 0,32E^{3/2}, \quad (1)$$

где пробег  $\alpha$ -частиц в воздухе  $R$  (при 15 °C и атмосферном давлении) выражается в сантиметрах, а энергия частицы  $E$  в МэВ.

Рассеяние  $\alpha$ -частиц в веществе и статистический характер потерь энергии приводят к тому, что даже при одинаковой начальной энергии пробеги разных  $\alpha$ -частиц несколько отличаются друг от друга. Эти различия проявляются в форме кривой, выражающей зависимость числа частиц от расстояния, пройденного ими в поглотителе.

При малых глубинах число частиц не меняется с расстоянием. В конце пути это число не сразу обрывается до нуля, а приближается к нему постепенно. Как видно из кривой  $dN/dx$ , большая часть  $\alpha$ -частиц останавливается в узкой области, расположенной около некоторого значения  $x$ , которое называется средним пробегом  $R_{\text{ср}}$ . Иногда вместо  $R_{\text{ср}}$  измеряются экстраполированное значение  $R_0$ .

Несмотря на наличие коллиматора, в данной работе мы имеем дело не с узкими параллельными пучками частиц, а с пучками конечных размеров, обладающими заметной угловой расходимостью. Это приводит к тому, что экспериментально наблюдаемые зависимости числа  $\alpha$ -частиц

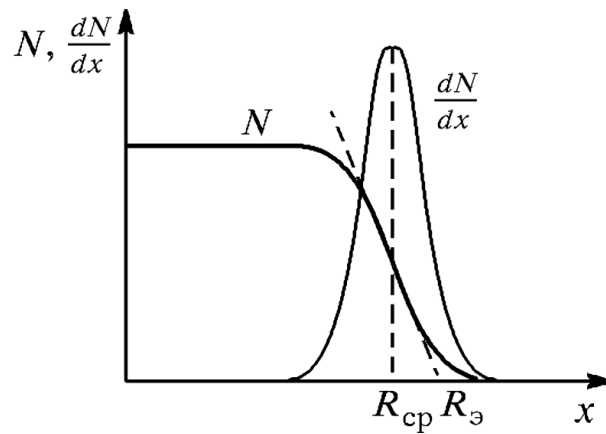


Рис. 1: Зависимость числа  $\alpha$ -частиц от глубины их проникновения в вещество

от глубины их проникновения качественно правильно передают появление брэгговского пика и, тем самым, относительную величину пробега частиц с разной энергией.

Однако в силу указанных причин брэгговский пик оказывается смещенным и сильно размытым. Поэтому лучшей оценкой пробега оказывается экстраполированный пробег.

## 2. Экспериментальная установка

### 2.1. Счётчик Гейгера

Для определения пробега  $\alpha$ -частиц с помощью счетчика радиоактивный источник помещается на дно стальной цилиндрической бомбы, в которой может перемещаться торцевой счетчик Гейгера. Его чувствительный объем отделен от наружной среды тонким слюдяным окошком, сквозь которое могут проходить  $\alpha$ -частицы.

Импульсы, возникающие в счетчике, усиливаются и регистрируются пересчетной схемой. Путь частиц в воздухе зависит от расстояния между источником и счетчиком. Перемещение счетчика производится путем вращения гайки, находящейся на крышке бомбы. Расстояние между счетчиком и препаратом измеряется по шкале, нанесенной на держатель счетчика.

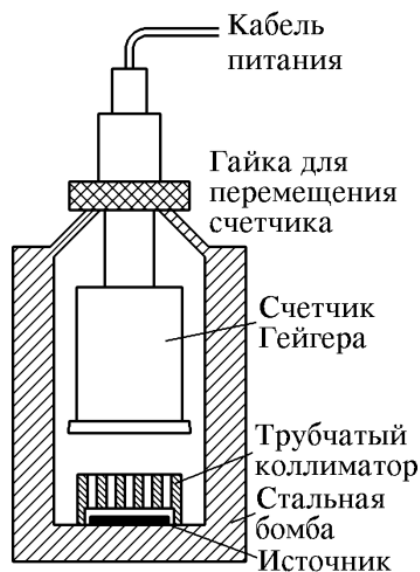


Рис. 2: Счётчик Гейгера

## 2.2. Сцинтилляционный счётчик

Установка состоит из цилиндрической камеры, на дне которой находится исследуемый препарат. Камера герметично закрыта стеклянной пластинкой, на которую с внутренней стороны нанесен слой люминофора. С наружной стороны к стеклу прижат фотокатод фотоумножителя. Оптический контакт ФЭУ-стекло обеспечивается тонким слоем вазелинового масла.

Сигналы с фотоумножителя через усилитель поступают на пересчетную установку. Расстояние между препаратом и люминофором составляет 9 см, так что  $\alpha$ -частицы не могут достигнуть люминофора при обычном давлении. Определение пробега сводится к измерению зависимости интенсивности счета от давления в камере.

## 2.3. Ионизационная камера

Ионизационная камера – прибор для количественного измерения ионизации, произведенной заряженными частицами при прохождении через газ. Камера представляет собой наполненный газом сосуд с двумя электродами. Сферическая стенка прибора служит одним из электродов, второй электрод вводится в газ через изолирующую пробку. К электродам подводится постоянное напряжение от источника ЭДС. Заполняющий

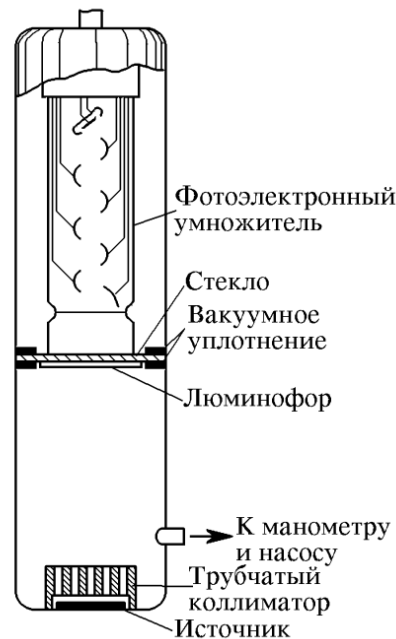


Рис. 3: Установка для измерения пробега  $\alpha$ -частиц с помощью сцинтилляционного счетчика

сосуд газ сам по себе не проводит электрический ток, возникает он только при прохождении быстрой заряженной частицы, которая рождает в газе на своем пути ионы.

Поместим на торец внутреннего электрода источник ионизирующего излучения, заполним объем камеры воздухом. Зависимость силы тока, протекающего через камеру, от приложенной разности потенциалов представлен на рисунке. Плато в зависимости объясняется отсутствием рекомбинации ионов на своём пути, то есть ионы доходят до противоположного электрода.

Прохождение тока через камеру регистрируется посредством измерения напряжения на включенном в цепь камеры сопротивлении  $R$ . При изменении давления в камере ионизационный ток меняется так, как это показано на рисунке. При небольших давлениях газа  $\alpha$ -частицы передают часть энергии стенкам камеры. По достижении давления  $P_0$  все они заканчивают свой пробег внутри газа, и дальнейшее возрастание тока прекращается. Для определения давления  $P_0$  чаще всего пользуются методом экстраполяции, продолжая наклонный и горизонтальный участки кривой до пересечения. Найденный таким образом пробег затем должен быть приведен к нормальному давлению и температуре  $15^\circ\text{C}$ .

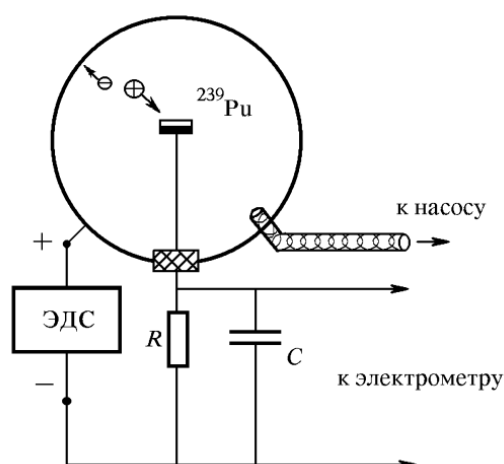


Рис. 4: Установка для измерения пробега  $\alpha$ -частиц с помощью ионизационной камеры

### 3. Ход работы

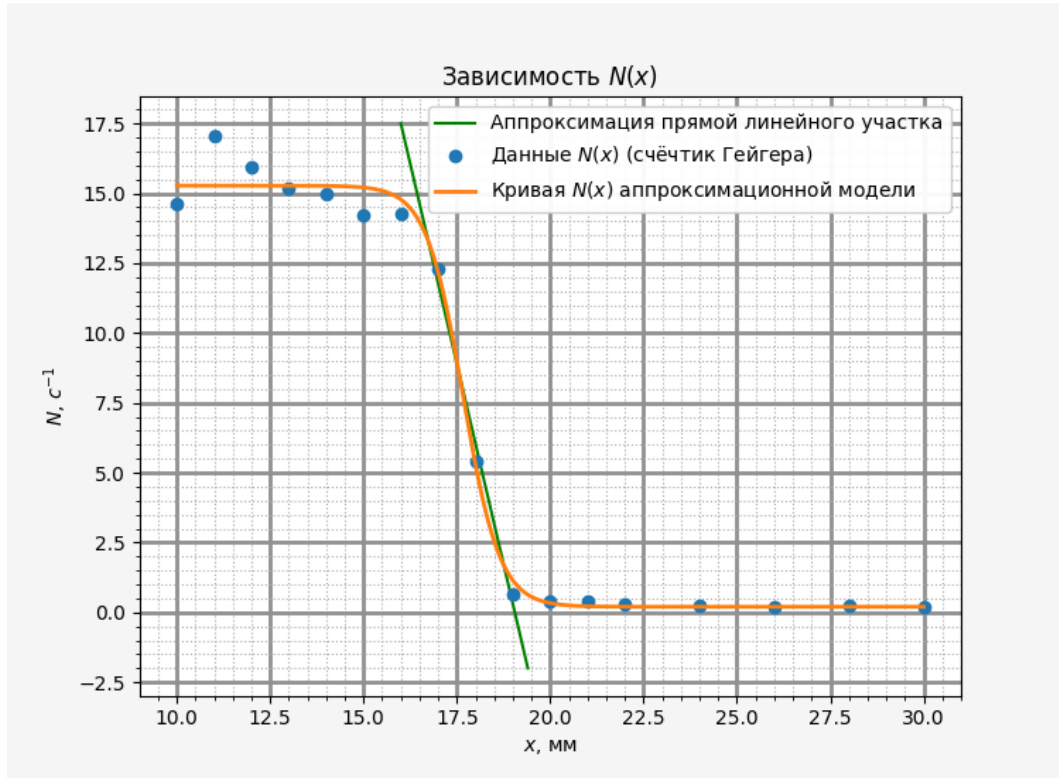
#### 3.1. Измерение длины пробега $\alpha$ -частиц с помощью счётчика Гейгера

Построим таблицу измеренных данных.

$x$ , мм	$N_0$	$t$ , с	$N$ , $\text{с}^{-1}$	$x$ , мм	$N_0$	$t$ , с	$N$ , $\text{с}^{-1}$
10.00	149	10.19	14.626	19.00	57	90.19	0.632
11.00	519	30.43	17.057	20.00	16	41.00	0.390
12.00	638	40.08	15.918	21.00	26	70.06	0.371
13.00	685	45.07	15.199	22.00	18	65.25	0.276
14.00	600	40.07	14.972	24.00	17	70.21	0.242
15.00	430	30.29	14.197	26.00	14	70.20	0.199
6.00	646	45.24	14.280	28.00	13	54.79	0.237
17.00	605	49.25	12.284	30.00	15	69.96	0.214
18.00	217	40.06	5.416	—	—	—	—

Таблица 1: Таблица измеренных значений для счётчика Гейгера

Полученный график совпадает с теоретическим. Для поиска экстраполированного значения  $R_s$  длины свободного пробега сперва построим модель зависимости, предполагая, что она функционально описывается следующим образом:

Рис. 5: График зависимости  $N(x)$ 

$$N(x) = \frac{A}{1 + e^{\frac{x-x_0}{B}}} + C \quad (2)$$

Для построенной аппроксимационной модели получены следующие значения с помощью МНК:  $A = 15.079$ ,  $x_0 = 17.665$  мм,  $B = 0.493$  мм,  $C = 0.200$ . Дисперсия для модели равна  $\sigma_N = 0.335$  с<sup>-1</sup>, что означает справедливость предположенной модели.

С помощью аппроксимированной аналитической кривой найдём экстраполированное значение длины свободного пробега:  $R_s = (19 \pm 0.5)$  мм. Этой длине свободного пробега соответствует значение энергии  $E = (3.27 \pm 0.13)$  МэВ. Отметим, что значение энергии занижено, так как в эксперименте используется плёнка на источнике  $\alpha$ -частиц.

### 3.2. Измерение длины пробега $\alpha$ -частиц с помощью сцинтилляционного счётчика

Построим таблицу измеренных данных.



$P$ , торр	$N_0$	$t$ , с	$N$ , $\text{с}^{-1}$	$P$ , торр	$N_0$	$t$ , с	$N$ , $\text{с}^{-1}$
30	3936	10.0	393.600	210	550	15.0	36.667
50	3471	10.0	347.100	230	269	15.0	17.933
70	3060	10.0	306.000	250	165	15.0	11.000
90	2730	10.0	273.000	270	203	25.0	8.120
110	2376	10.0	237.600	290	96	25.0	3.840
130	1973	10.0	197.300	310	3	25.0	0.120
150	1431	10.0	143.100	330	0	25.0	0.000
170	1004	10.0	100.400	350	0	25.0	0.000
190	697	10.0	69.700	370	0	25.0	0.000

Таблица 2: Таблица измеренных значений для сцинтиляционного счётчика

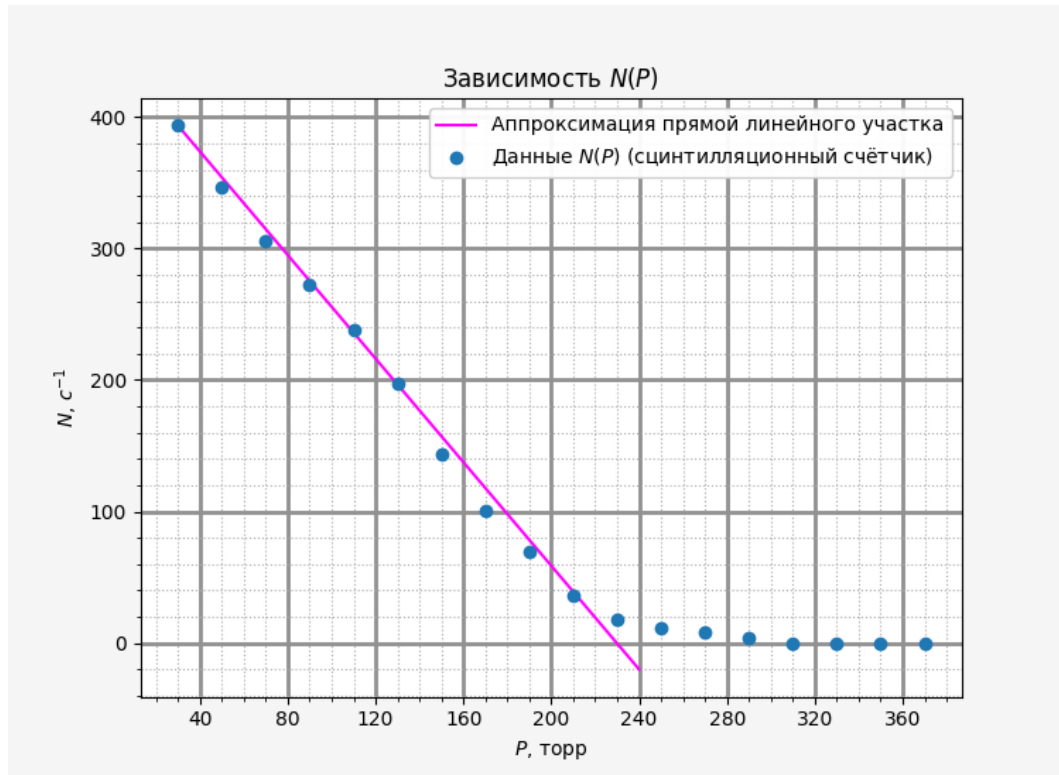


Рис. 6: График зависимости  $N(P)$

С помощью аппроксимационной прямой определим  $P_s = (230 \pm 5)$  торр — давление, при котором длина свободного пробега равна расстоянию от источника для люминофора  $L = 9$  см. Пересчитаем длину свободного

пробега для нормальных условий:

$$R_{\text{э}} = L \frac{P_{\text{э}}}{P_0}, P_0 = 760 \text{ торр} \Rightarrow R_{\text{э}} = (27.2 \pm 0.8) \text{ мм.} \quad (3)$$

Этой длине свободного пробега соответствует значение энергии  $E = (4.16 \pm 0.18) \text{ МэВ}$ .

### 3.3. Измерение длины пробега $\alpha$ -частиц с помощью ионизационной камеры

Построим таблицу измеренных данных.

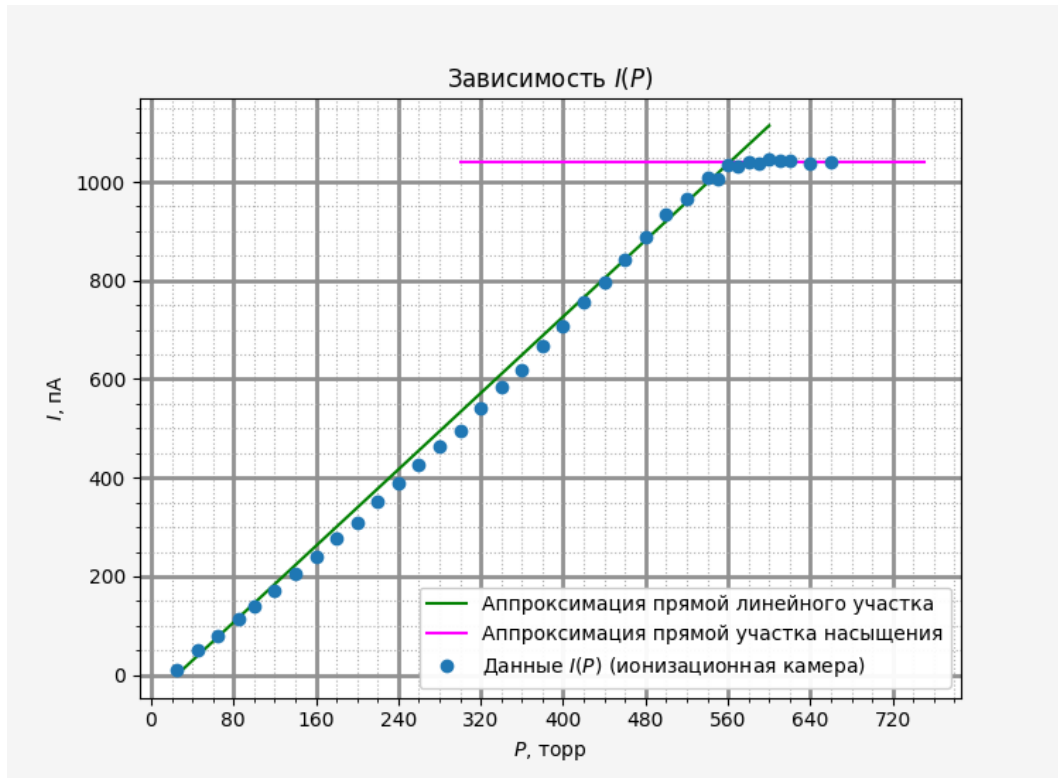
$P$ , торр	$I$ , пА	$P$ , торр	$I$ , пА	$P$ , торр	$I$ , пА
37	37	260	426	520	967
25	10	280	463	540	1010
45	50	300	496	560	1035
65	80	320	540	580	1041
85	115	340	583	600	1045
100	140	360	620	620	1043
120	170	380	666	640	1038
140	206	400	708	660	1039
160	239	420	755	550	1006
180	277	440	795	570	1032
200	308	460	841	590	1037
220	351	480	887	610	1043
240	388	500	935	—	—

Таблица 3: Таблица измеренных значений для ионизационной камеры

С помощью аппроксимационной прямой определим  $P_{\text{э}} = (560 \pm 5) \text{ торр}$  — давление, при котором длина свободного пробега равна расстоянию между внутренним и внешним электродами  $L = (10 - 0.5)/2 = 4.75 \text{ см}$  (10 см — диаметр внешнего диска, 0.5 см — внутреннего). Пересчитаем длину свободного пробега для нормальных условий:

$$R_{\text{э}} = L \frac{P_{\text{э}}}{P_0}, P_0 = 760 \text{ торр} \Rightarrow R_{\text{э}} = (28.8 \pm 0.3) \text{ мм.} \quad (4)$$

Этой длине свободного пробега соответствует значение энергии  $E = (4.33 \pm 0.07) \text{ МэВ}$ .

Рис. 7: График зависимости  $I(P)$ 

## 4. Заключение

Тремя различными способами был измерен свободный пробег в воздухе  $\alpha$ -частиц с энергией 5,15 МэВ. В качестве источника радиоактивных частиц был использован  $^{239}\text{Pu}$ .

В результате экспериментов были получены следующие значения энергии  $\alpha$ -частиц: с помощью счётчика Гейгера  $E = (3.27 \pm 0.13)$  МэВ, с помощью сцинтилляционного счётчика  $E = (4.16 \pm 0.18)$  МэВ, с помощью ионизационной камеры  $E = (4.33 \pm 0.07)$  МэВ.

Полученные значения являются заниженными по сравнению с теоретическим по следующим причинам: источник частиц покрыт слюдяной пленкой, что приводит к замедлению  $\alpha$ -частиц; пучки частиц обладают конечными размерами, что приводит к угловой расходимости и заметно искажает брэгговский пик, из-за чего зависимости являются более размытыми.

## 5. Список используемой литературы

- Лабораторный практикум по общей физике. Квантовая физика
- [Описание лабораторных работ на кафедре общей физики МФТИ](#)