

МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ (НАЦИОНАЛЬНЫЙ
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)

Физтех-школа биологической и медицинской физики

Лабораторная работа по общей физике

5.4.1 Определение энергии α —частиц по величине их пробега в воздухе

Выполнили студенты группы Б06-103:

Фитэль Алена

Флоренская Лидия

Долгопрудный, 2023 г.

Цель работы: измерить пробег α -частиц в воздухе двумя способами: с помощью торцевого счетчика Гейгера и сцинтиляционного счетчика, – по полученным данным определить энергию частиц.

1 Теоретическое введение

При α -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 α -частицы E и периодом полураспада радиоактивного ядра $T_{1/2}$:

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

Для описания связи между энергией α -частицы и ее пробегом пользуются эмпирическими соотношениями. В диапазоне энергий α -частиц от 4 до 9 МэВ эта связь хорошо описывается выражением:

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

2 Экспериментальная установка

В данной работе в качестве источника α -частиц используется ^{239}Pu с периодом полураспада $T_{1/2} = 2,44 \cdot 10^4$ лет. Альфа-частицы, испускаемые ^{239}Pu состоят их трех моноэнергетических групп, различие между которыми лежит в пределах 50 кэВ. При той точности, которая достигается в наших опытах, их можно считать совпадающими по энергии, равной 5,15 МэВ.

Пробег α -частиц в воздухе будем определять тремя способами:

1. С помощью счетчика Гейгера – рис. 1а;
2. С помощью сцинтиляционного счетчика – рис. 1б;
3. С помощью ионизационной камеры – рис. 1с.

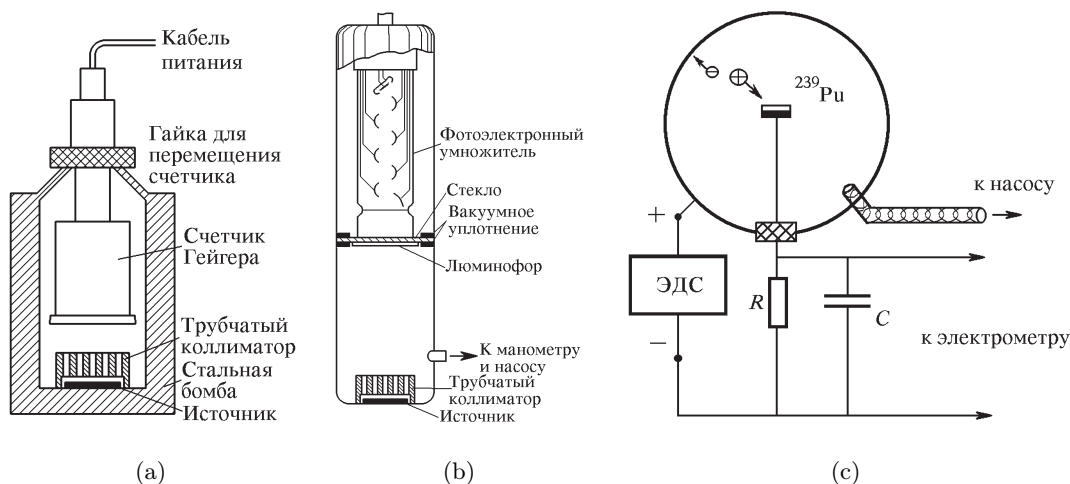


Рисунок 1: Экспериментальные установки: (а) - счетчик Гейгера, (б) - сцинтиляционный счетчик, (с) - ионизационная камера.

2.1 Счётчик Гейгера

Для определения пробега α -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 α -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.

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 α -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 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 α -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 °C.

3 Ход работы

3.1 Исследование пробега α -частиц с помощью счетчика Гейгера

Проведем измерение зависимости скорости счета N от расстояния x между источником и счетчиком (Таблица 1).

Построим график $N(x)$ и $\frac{dN}{dx}(x)$ (Рисунок 2). Найдем значения R_α и R_{cp} :

1. Аппроксимируем нормальным распределением зависимость $\frac{dN}{dx}(x)$ и определим по ней пик:

$$x_0 = 8.56 \pm 0.5 \text{ мм}$$

2. Проведем аппроксимацию центральной части графика $N(x)$ линейной прямой:

$$N = ax + b$$
$$a = -2.1 \pm 0.4 \frac{1}{\text{мм}} \quad b = 26.7 \pm 2.4$$

3. Из графиков получаем:

- $R_{cp} = x_0 = (8.6 \pm 0.5) \text{ мм}$ - из аппроксимации Гауссом производной;
- $R_\alpha = (12.5 \pm 2.3) \text{ мм}$ - из линейной аппроксимации (точка пересечения с осью абсцисс).

При плотности воздуха $\rho = 1,17 \cdot 10^{-3} \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$ ($P = 99,3 \text{ кПа}$, $t = 22 \text{ °C}$):

- $R'_{cp} = (1,01 \pm 0,06) \cdot 10^{-3} \frac{\text{г}}{\text{см}^2}$;

- $R'_\alpha = (1,5 \pm 0,2) \cdot 10^{-3} \frac{\Gamma}{\text{см}^2}$.

Соответствующая энергия:

- $E_{\text{ср}} = (1.93 \pm 0.24) \text{ МэВ};$
- $E_\alpha = (2.48 \pm 0.21) \text{ МэВ}.$

Как видим, результаты совпадают по порядку с истинным значением $E = 5,15 \text{ МэВ}$. Расхождение объясняется тем, что часть энергии α -частиц тратится на преодоление слюдяной пластинки.

$x, \text{ мм}$	$\sigma_x, \text{ мм}$	N_0	$t, \text{ с}$	$N, \text{ с}^{-1}$	$\sigma_N, \text{ с}^{-1}$	$\epsilon(N), \%$
40.00	0.25	19	107	0.18	0.04	21
35.00		38	213	0.18	0.03	16
30.00		26	185	0.14	0.03	19
25.00		36	219	0.16	0.03	17
20.00		30	121	0.25	0.04	17
15.00		24	156	0.15	0.03	21
10.00		30	78	0.38	0.06	17
5.00		202	13	15.5	1.1	7
0.00		201	14	14.4	1.0	7
2.00		639	45	14.2	0.6	4
1.25		327	20	16.4	0.9	6
3.75		322	21	15.3	0.9	6
6.25		549	39	14.1	0.6	4
7.00		340	27	12.6	0.7	5
8.00		189	21	9.0	0.7	7
9.00		126	47	2.7	0.2	9
8.50		183	26	7.0	0.5	8
7.50		140	12	11.7	1.0	9

Таблица 1: Зависимость скорости счет N от расстояния x .

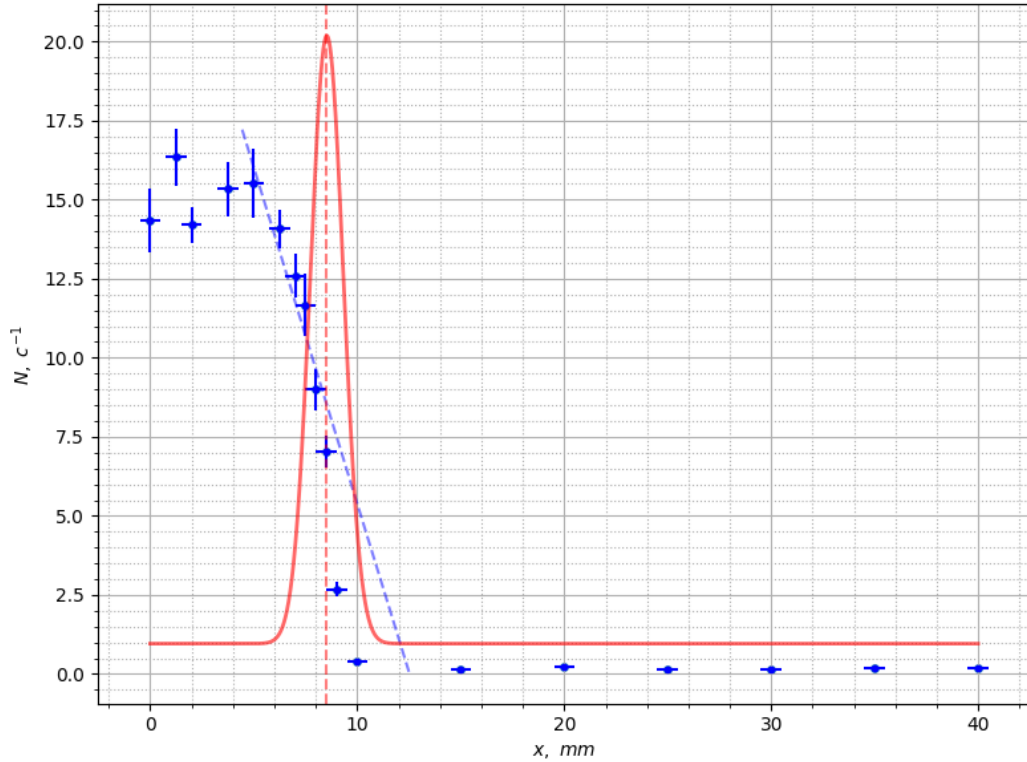


Рисунок 2: График зависимости $N(x)$

3.2 Определение пробега α -частиц с помощью сцинтилляционного счетчика

Проведем измерение зависимости скорости счета N от давления p в камере (Таблица 2).

Построим график $N(p)$ (Рисунок 3). Найдем значения p_{Σ} и $p_{\text{ср}}$:

1. Аппроксимируем нормальным распределением зависимость $\frac{dN}{dp}(p)$ и определим по ней пик:

$$p_0 = 174 \pm 5 \text{ торр}$$

2. Проведем аппроксимацию центральной части графика $N(p)$ линейной прямой:

$$N = ap + b$$

$$a = -2.12 \pm 0.06 \frac{1}{\text{торр}} \quad b = (57.9 \pm 1.2) \cdot 10$$

3. Из графиков получаем:

- $p_{\text{ср}} = p_0 = 174 \pm 5 \text{ торр}$ - из аппроксимации графика производной $\frac{dN}{dp}(p)$ Гауссом;
-
- $p_{\Sigma} = 270 \pm 10 \text{ торр}$ - из линейной аппроксимации (точка пересечения с осью абсцисс).

Это давления, при которых длина свободного пробега равна расстоянию от источника для люминофора $L = 9 \text{ см}$.

Пересчитаем длину свободного пробега для нормальных условий ($P = 760 \text{ торр}$, $t = 15 \text{ }^{\circ}\text{C}$):

$$R_{\Sigma} = L \frac{P_{\Sigma}}{P_0},$$

где $P_0 = 760 \text{ торр}$. Тогда:

- $R_{\text{ср}} = (2.06 \pm 0.06) \text{ см}$;
- $R_{\Sigma} = (3.20 \pm 0.11) \text{ см}$.

При плотности воздуха $\rho = 1,17 \cdot 10^{-3} \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$ ($P = 99,3 \text{ кПа}$, $t = 22 \text{ }^{\circ}\text{C}$):

- $R'_{\text{ср}} = (2.41 \pm 0.07) \cdot 10^{-3} \frac{\text{г}}{\text{см}^2}$;
- $R'_{\Sigma} = (3.74 \pm 0.14) \cdot 10^{-3} \frac{\text{г}}{\text{см}^2}$.

Соответствующая энергия:

- $E_{\text{ср}} = (3.46 \pm 0.02) \text{ МэВ}$;
- $E_{\Sigma} = (4.64 \pm 0.04) \text{ МэВ}$.

Результаты совпадают по порядку с истинным значением.

$P_{\text{изм}}, \text{ торр}$	$\sigma_p, \text{ торр}$	N_0	$P = P_0 - P_{\text{изм}}, \text{ торр}$	$t, \text{ с}$	$N, \text{ с}^{-1}$	$\sigma_N, \text{ с}^{-1}$	$\epsilon(N)\%$
0	5	52	737	157	0.33	0.05	15
720		8111	17	21	386	4	1.04
700		9030	37	25	361	4	1.1
680		6594	57	20	330	4	1.2
660		5990	77	20	300	4	1.3
640		5419	97	20	271	4	1.5
620		4574	117	20	229	3	1.3
600		5442	137	30	181	2	1.1
580		2809	157	21	134	3	2
560		1931	177	20	97	2	2
540		1265	197	21	60.2	1.7	3
520		692	217	21	33	1.3	4
500		349	237	22	15.9	0.8	5
480		384	257	25	15.4	0.8	5
460		203	277	28	7.3	0.5	7
440		205	297	78	2.63	0.18	7
400		57	337	189	0.30	0.04	13
350		52	387	143	0.36	0.05	14
300		38	437	105	0.36	0.06	17
200		28	537	85	0.33	0.06	18

Таблица 2: Зависимость скорости счет N от давления p .

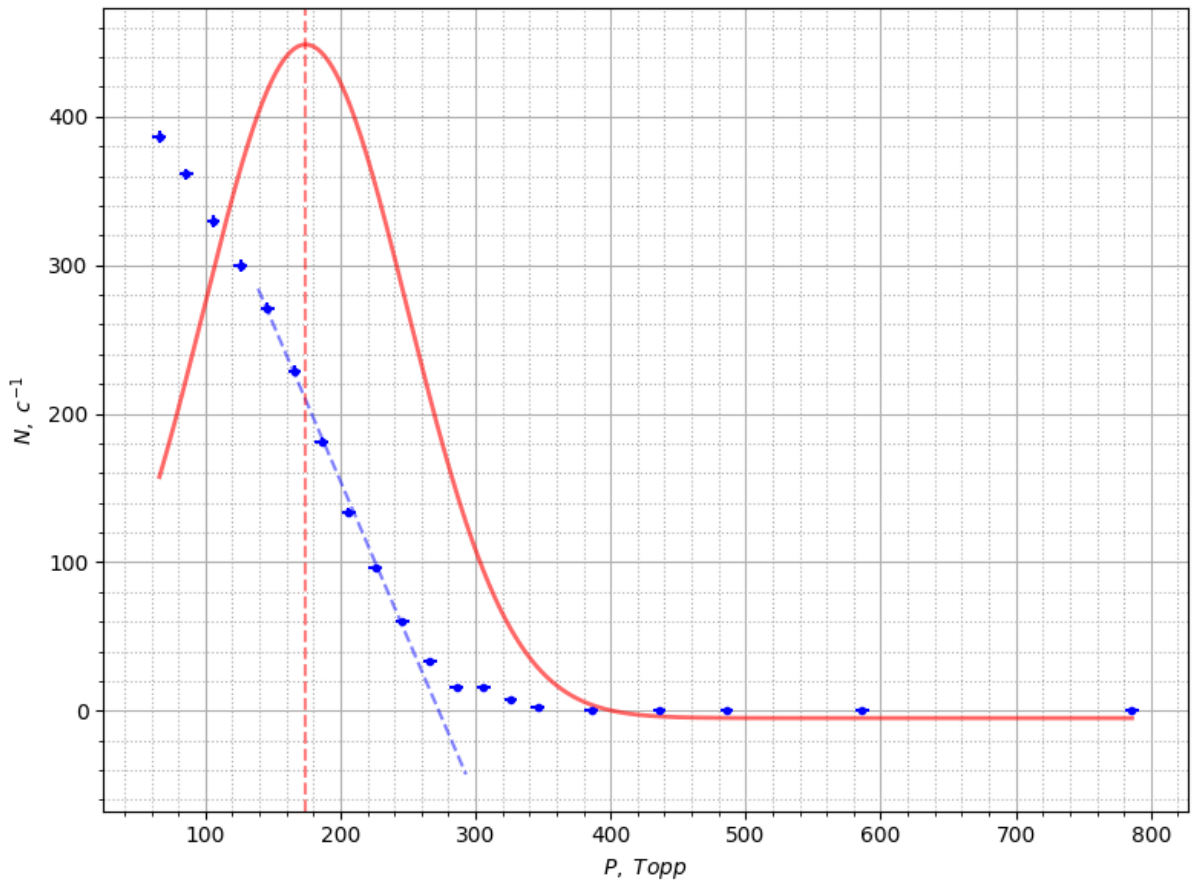


Рисунок 3: График зависимости $N(p)$

3.3 Определение пробега α -частиц с помощью ионизационной камеры

1. Проведем измерения зависимости тока от давления (Таблица 1).

Построим график зависимости $I(P)$ (Рисунок 4), по которому определим P_{\circ} как пересечение двух прямых,

продолженных на прямолинейных участках графика:

$$P_{\text{э}} = (614 \pm 8) \text{ торр.}$$

При найденном давлении длина свободного пробега равна расстоянию между внутренним и внешним электродами:

$$L = \frac{10 - 0,5}{2} \text{ см} = 4,75 \text{ см.}$$

Пересчитаем длину свободного пробега для нормальных условий:

$$R_{\text{э}} = L \frac{P_{\text{э}}}{P_0}, \text{ где } P_0 = 760 \text{ торр.}$$

Тогда:

$$R_{\text{э}} = (3,84 \pm 0,05) \text{ см.}$$

$$R'_{\text{э}} = (4,49 \pm 0,06) \cdot 10^{-3} \frac{\text{г}}{\text{см}^2}.$$

$P_{\text{изм}}, \text{ тор}$	$\sigma_p, \text{ бар}$	$P = P_0 - P_{\text{изм}}, \text{ тор}$	$I, \text{ пА}$	$\sigma_I, \text{ пА}$
725	5	12	11	3
710		27	37	
700		37	55	
680		57	86	
660		77	117	
640		97	147	
620		117	180	
600		137	216	
580		157	245	
560		177	278	
540		197	314	
520		217	347	
500		237	385	
480		257	413	
460		277	452	
440		297	485	
420		317	527	
400		337	563	
380		357	605	
360		377	647	
340		397	684	
320		417	727	
300		437	766	
280		457	815	
260		477	854	
240		497	901	
220		517	936	
200		537	975	
180		557	1003	
160		577	1015	
140		597	1024	
120		617	1020	
100		637	1015	
80		657	1013	
60		677	1005	
40		697	1000	
10		727	997	
0		737	990	

Таблица 3: Зависимость тока I от давления p .

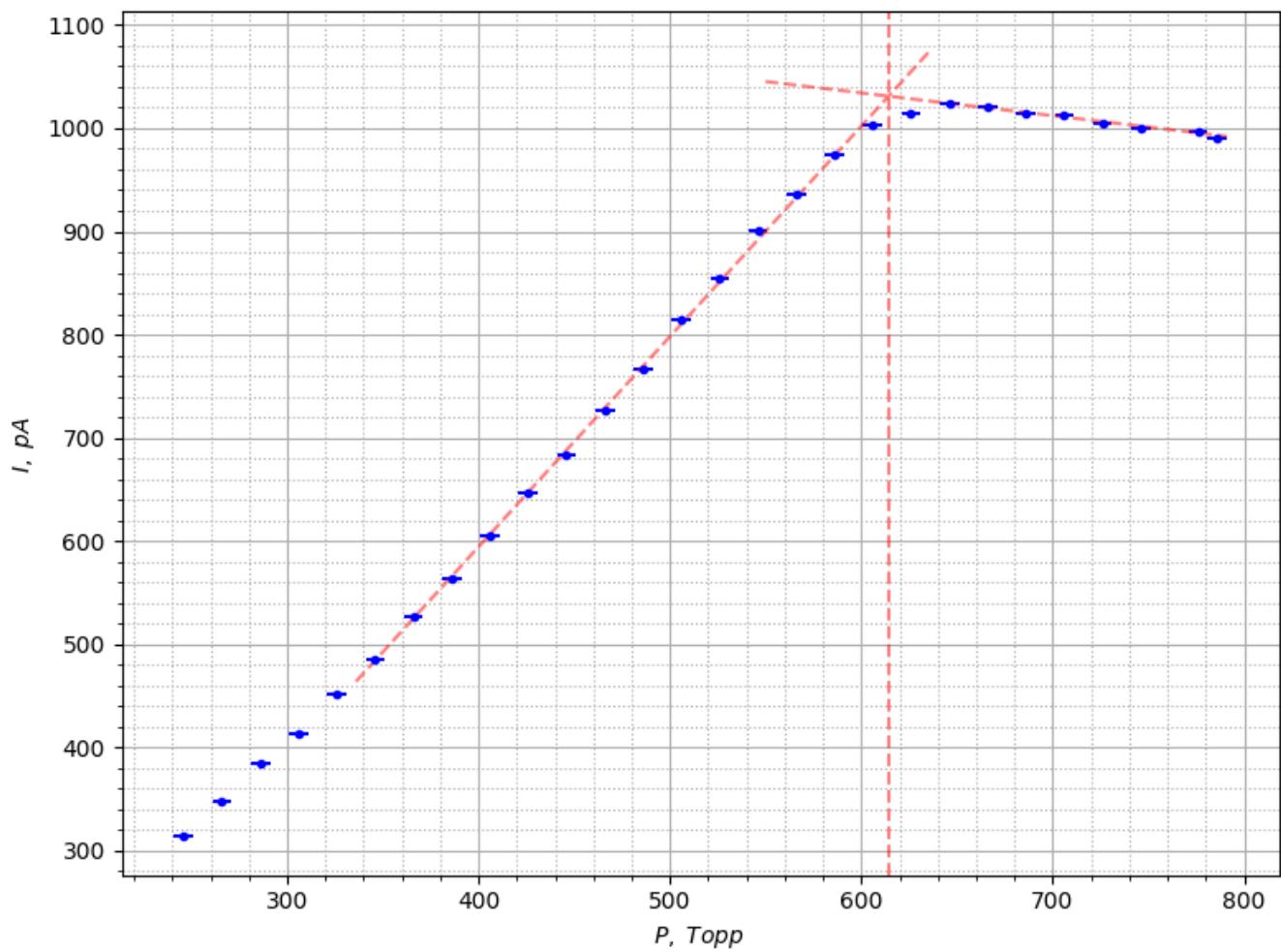


Рисунок 4: График зависимости $I(P)$

Посчитаем энергию α -частиц:

$$E = (5,239 \pm 0,013) \text{ МэВ}$$

В этот раз значение чрезвычайно близко к истинному $E = 5,15$ МэВ.

4 Обсуждение результатов и выводы.

	Счетчик Гейгера	Сцинтилляционный счетчик	Ионизационная камера
R_{α} , см	1.25 ± 0.23	3.20 ± 0.06	3.84 ± 0.05
$R_{\text{ср}}$, см	0.86 ± 0.05	2.06 ± 0.06	—
R'_{α} , 10^{-3} г/см ²	1.5 ± 0.2	3.74 ± 0.14	4.49 ± 0.06
$R'_{\text{ср}}$, 10^{-3} г/см ²	1.01 ± 0.06	2.41 ± 0.07	—
E_{α} , МэВ	2.48 ± 0.21	4.64 ± 0.04	5.239 ± 0.013
$E_{\text{ср}}$, МэВ	1.93 ± 0.24	3.46 ± 0.02	—

В данной работе мы измерили пробег α -частиц в воздухе. Получили достаточно много разных значений, неслабо отличающихся друг от друга. Однако они все оказываются одного порядка и даже того же порядка, что и истинное значение. Это же верно и для найденных энергий α -частиц. Значения, найденные с помощью счетчика Гейгера и сцинтилляционного счетчика, занижены по сравнению с реальным значением. Лучшее всего к действительности подобрался способ с ионизационной камерой: $E = 5.239 \pm 0.013$ МэВ; в то время как настоящее значение $E = 5,15$ МэВ. Заниженные значения в первых двух методах объясняется несовершенством методики: α -частицы тратят свою энергию на преодоление дополнительных препятствий.