

Московский Государственный Технический университет им. Н.Э.Баумана

С.П.Бабенко, И.Н.Алиев

РАДИОАКТИВНОСТЬ ЯДЕР. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ α - И β -ИЗЛУЧЕНИЙ С ВЕЩЕСТВОМ.

Методические указания
к лабораторной работе Я-3 по курсу "Общая физика"
МГТУ, 1991

Рассмотрены свойства α - и β -распадов, свойства образующихся при этом излучений, законы прохождения их через вещество. Изложена методика измерения некоторых параметров, характеризующих α - и β -излучения. Для студентов 2-го курса всех специальностей МГТУ им.Н.Э.Баумана.

Цель работы – знакомство со свойствами радиоактивного распада ядер, взаимодействием излучения с веществом.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

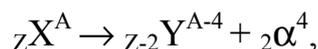
Явление радиоактивности заключается в самопроизвольном распаде ядер с испусканием или поглощением (К-захватом) нескольких частиц. Распад характеризуется временем его протекания, сортом испускаемых частиц, их энергией, а при вылете нескольких частиц ещё относительными углами между направлениями вылета. Процесс распада протекает с выделением энергии W_p , определяемой соотношением [1]

$$m_x c^2 = m_y c^2 + \sum_i m_i \cdot c^2 + W_p,$$

где m_x , m_y , m_i – соответственно массы покоя исходного материнского ядра, конечного дочернего и вылетающих частиц. Энергия выделяется в форме кинетической энергии продуктов распада. Условие $W_p > 0$ необходимо, но недостаточно для того, чтобы ядро было радиоактивным. Энергетически выгодный распад может не состояться, если не соблюдены законы сохранения момента количества движения, электрического заряда, барионного заряда и др. Наблюдаются три типа радиоактивности: α -, β - (β^- с выделением электронов и β^+ с выделением позитронов) и γ -распад. В данной работе изучаются свойства первых двух.

Свойства α - и β -распадов.

При α -распаде из исходного ядра выбрасывается α -частица с зарядовым числом 2 и массовым числом 4, являющаяся ядром атома гелия. В данной работе наблюдается чистый α -распад, при котором рождение нового ядра сопровождается излучением только α -частиц. При этом массовое число A ядра уменьшится на 4 единицы, а зарядовое на две. Схемы такого распада:



α -распад характерен только для тяжёлых ядер.

Так как масса α -частицы обычно существенно меньше массы дочернего ядра, практически вся энергия распада передаётся α -частице, т.е. $W_\alpha \approx (m_x - m_y - m_\alpha) c^2$. Поэтому, если дочерние ядра образуются невозбуждёнными, все α -частицы, испускаемые ядрами одного типа, имеют одинаковую энергию.

При распаде нейтрон в ядре самопроизвольно превращается в протон с испусканием электрона и электрически нейтральной частицы со спином 1/2, которая называется электронным антинейтрино и обозначается символом $\tilde{\nu}_e$. Массовое число A ядра при этом сохраняется, а зарядовое число Z увеличивается на единицу. Схема такого распада:



Испускаемый радиоактивным препаратом поток электронов может регистрироваться с помощью стандартных счётчиков заряженных частиц. Антинейтрино очень слабо взаимодействуют с другими частицами, и обнаружение их требует специальных, сложных экспериментальных установок.

Характерная особенность β -излучения – непрерывный спектр энергий испускаемых электронов в некотором конечном интервале $\Delta W=0 \div W_{max}$. Такой вид энергетического спектра β -частиц объясняется вылетом из ядра одновременно двух частиц. Энергия распада, равная $W_p = (m_x - m_y - m_e) \cdot c^2$, в каждом акте распада распределяется между электроном и антинейтрино случайным образом. Вследствие этого при одновременном большом числе распадов одинаковых ядер в результате статистического усреднения наблюдается характерное распределение вылетающих из препарата электронов по энергиям. В таком распределении имеет место резкая правая граница энергетического спектра β -частиц. При этом максимальная кинетическая энергия W_{max} , которую может иметь электрон, равна энергии распада. Среднее значение энергии электронов составляет $\langle W \rangle = \frac{1}{3} \cdot W_{max}$.

Взаимодействие α - и β -излучений с веществом.

При прохождении любых заряженных частиц через вещество могут протекать следующие процессы:

I. Упругие взаимодействия с ядрами атомов. При этом часть кинетической энергии E падающей частицы передаётся атомам отдачи. Суммарная кинетическая энергия сталкивающихся частиц остаётся постоянной.

II. Упругие столкновения с атомными электронами.

III. Неупругие столкновения со связанными электронами. Теряемая частицей энергия расходуется на ионизацию атомов и молекул (ионизационные потери).

IV. Неупругие столкновения с ядрами атомов. Они приводят к образованию квантов тормозного излучения, возбуждению ядерных уровней или ядерным реакциям. Кинетическая энергия взаимодействующих частиц уменьшается на значение энергии, потраченной на указанные возбуждения.

V. Испускание частицей излучения при её скорости v , превышающей фазовую скорость света в среде (эффект Вавилова-Черенкова).

Преобладание того или иного процесса во взаимодействии частицы с данным веществом определяется такими параметрами частицы, как масса m , заряд q , энергия E .

Расчёты показывают, что при самых малых скоростях заряженных частиц в процессах взаимодействия преобладают упругие соударения. Для этого вида взаимодействия нужно отметить следующее:

1. Интенсивность взаимодействия налетающей частицы с ядрами атомов в Z (зарядовое число) раз больше, чем с электронами.

2. Рассеяние электронов на ядрах протекает гораздо интенсивнее, чем рассеяние α -частиц.

3. Для электронов интенсивнее протекает и процесс обратного рассеяния. Однако нужно отметить, что обратное рассеяние заметно и для α -частиц. Именно по этому эффекту Резерфорд сделал вывод о существовании атомного ядра.

В области энергии E от нескольких килоэлектрон-вольт (кэВ) до десяти мегаэлектрон-вольт (МэВ), представляющей наибольший практический интерес, у заряженных частиц преобладают ионизационные потери. При этом потери энергии на единицу длины пройденного пути таковы:

$$\frac{dE}{dx} = B \cdot \frac{Z^2 e^4 n}{m v^2}, \quad (1)$$

где Z – зарядовое число налетающей частицы, m – масса мишени, v – скорость частицы, n –

число электронов в единице объёма вещества, B – сомножитель, слабо зависящий от значения кинетической энергии частицы.

По ионизационному взаимодействию нужно отметить следующее.

Для нерелятивистских частиц ($E < mc^2$):

1. При $v = const$ потери примерно одинаковы для однократно заряженных частиц любых масс.

2. При $E = \frac{Mv^2}{2} = const$ величина $\frac{dE}{dx}$ пропорциональна массе частицы M . Такая зависимость очень важна на практике, особенно для метода регистрации заряженных частиц. Например, в ядерных фотоэмульсиях протон с энергией $E = 5$ МэВ оставляет отчётливый след, а электрон такой же энергии практически незаметен.

Для релятивистских частиц ($E \gg mc^2$) в выражении (1) скорость частицы стремится к скорости света $c = const$ и потому величина $\frac{dE}{dx}$ практически перестаёт зависеть от кинетической энергии частицы. Это означает, что треки всех заряженных релятивистских частиц имеют практически одинаковую толщину. Поэтому релятивистские частицы по трекам различить практически невозможно.

Строго говоря, рассеяние заряженных частиц на ядрах – процесс неупругий. Действительно, он сопровождается отклонением от первоначального направления движения и, следовательно, потерями энергии на излучение (радиационные потери). Известно, что интенсивность излучения пропорциональна квадрату ускорения a , т.е. $I_p \sim a^2$. Так как

$$a = \frac{F}{m} \sim \frac{z_1 z_2}{m_1}, \text{ то}$$

$$I_p \sim \frac{z_1^2 \cdot z_2^2}{m_1^2} \quad (2)$$

Согласно выражению (2), при $E = const$ и прочих равных условиях потери электронов на излучение в 10^7 раз больше, чем потери α -частиц.

Расчёты показывают следующее:

- а) для нерелятивистских частиц радиационные потери почти не зависят от энергии, а для релятивистских – быстро увеличиваются с ростом E ;
- б) для α -частиц радиационные потери пренебрежимо малы по сравнению с ионизационными;
- в) для электронов при больших энергиях ($E > mc^2$) преобладают радиационные потери.

Неупругое взаимодействие α -частицы с ядром может быть сильным и приводить к каким-либо ядерным реакциям. Такие взаимодействия осуществляются в 10^{12} раз реже, чем упругие взаимодействия с ядрами.

При больших же энергиях, когда скорость частицы удовлетворяет условию $v \geq 0,667 \cdot c$ (в среде с показателем преломления $n = 1,5$), энергия частиц теряется и на излучение Черенкова. Скорость $v = 0,667 \cdot c$ соответствует пороговой энергии электрона ($E = 200$ кэВ) и α -частицы ($E = 1.2$ ГэВ). При $v \rightarrow c$ потери энергии за счет излучения Вавилова-Черенкова составляют $\frac{dE}{dx} \approx 1 \frac{\text{кэВ}}{\text{см}}$, что существенно меньше, чем для других видов потерь.

Пробеги заряженных частиц. Закон прохождения частиц через слои среды.

Пробегом частиц в веществе называется путь, пройденный этой частицей до остановки. В области ионизационных потерь, которой мы будем в дальнейшем интересоваться, заряженные частицы отдают свою энергию малыми порциями, и траектория представляет собой ломаную линию (рис.1).

Пробег R_L вдоль траектории частицы называется линейным. Длина вектора, соединяющего точку входа частицы в мишень с точкой, в которой она остановилась, называют векторным пробегом R_b . Длина проекции векторного пробега на направление первоначального

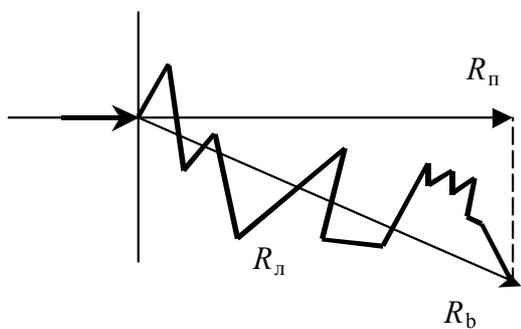


Рис. 1

движения частицы называется проективным пробегом $R_{Л}$. Обычно при описании проникновения частицы в глубь среды пользуются последним понятием.

Электроны при столкновении отклоняются значительно сильнее, чем α -частицы, поэтому значения $R_{Л}$ и $R_{П}$ электронов сильно (в 1.5 ... 4 раза) отличаются, а для α -частиц они практически равны.

По этой причине статистический разброс значений R ($R_{Л}$, $R_{б}$ и $R_{П}$) при заданной энергии для α -частиц должно быть гораздо меньше, чем для β -частиц. Это подтверждается экспериментальными зависимостями (рис. 2) относительного числа частиц N/N_0 из

параллельного пучка, проходящих через слой вещества, от толщины этого слоя.

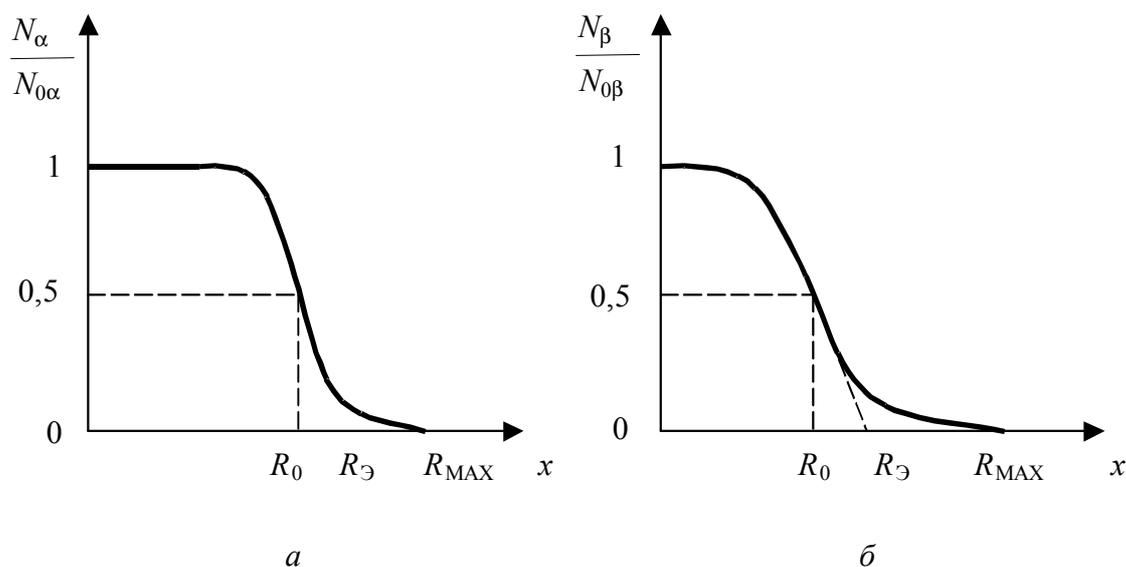


Рис. 2

В связи со статистическим разбросом значений R вводится понятие среднего пробега R_0 , экстраполяционного $R_{Э}$ и максимального $R_{МАХ}$ (см. рис. 2). Средним пробегом R_0 обладает половина всех падающих частиц. Экстраполяционный пробег $R_{Э}$ - это величина, которую отсекает касательная к кривой $N/N_0=f(x)$, проведенная через точку перегиба. Максимальный пробег $R_{МАХ}$ - максимальное расстояние, проходимое частицей в веществе.

Разность $\delta=R_{Э}-R_0$ называется разбросом пробегов. На практике обычно пользуются понятием экстраполяционного пробега.

Приведенные кривые описывают проникновение в вещество монохроматических по энергии частиц, движущихся в параллельном потоке.

В данной лабораторной работе исследуются частицы от плоского источника, примыкающего к слою среды. В этом случае для тяжелых монохроматических по энергии частиц справедливо соотношение [3]

$$N(x) = N(0) \left(1 - \frac{x}{R_{Э}} \right),$$

где $N(0)$ и $N(x)$ - число частиц падающих на поглощающий слой и проходящих через него за время Δt , $R_{Э}$ - экстраполяционный пробег. Видно, что N уменьшается с ростом толщины слоя x по линейному закону.

Опыт показывает [4], что непрерывность спектра энергии β -частиц радиоактивного распада в случае такого же плоского источника приводит к зависимости

$$N(x) = N(0) \cdot e^{-\mu x}$$

где μ – коэффициент поглощения.

Видно, что число электронов N уменьшается по экспоненциальному закону.

Наличие таких характерных зависимостей $N(x)$ позволяет использовать их для проверки энергетической монохроматичности тяжелых частиц и непрерывности энергетического спектра легких частиц.

Методика проверки энергетического спектра излучений исследуемых источников.

Индикаторный прибор фиксирует не только излучение источника, но и фоновое излучение. Поэтому экспериментально должны получиться зависимости

$$N_{\alpha}(x) = N_{\alpha}(0) \left(1 - \frac{x}{R}\right) + N_{\alpha\Phi},$$

$$N_{\beta}(x) = N_{\beta}(0) e^{-\mu x} + N_{\beta\Phi},$$

где $N_{\alpha\Phi}$ и $N_{\beta\Phi}$ – числа частиц, регистрируемых счетчиком в отсутствии источника за то же время, за которое измеряются $N_{\alpha}(x)$ и $N_{\beta}(x)$. На рис. 3 и 4 графически изображены зависимости $(N_{\alpha} - N_{\alpha\Phi}) = f(x)$ и $\ln N_{\beta} = f(x)$.

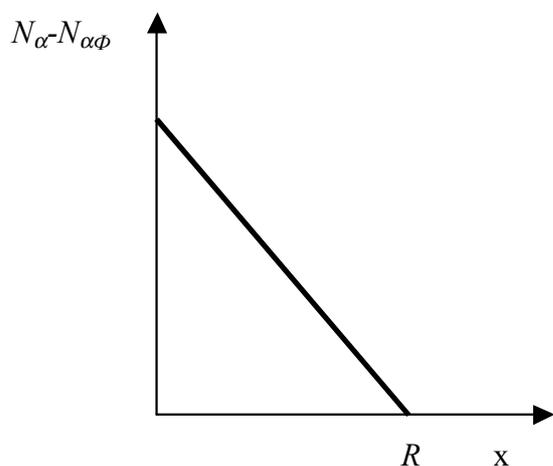


Рис. 3

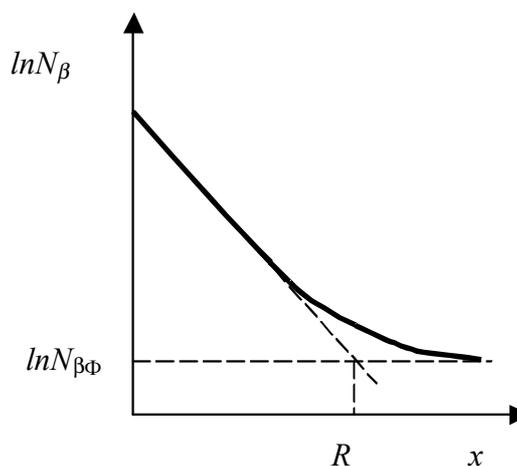


Рис. 4

Если экспериментальные точки $(N_{\alpha} - N_{\alpha\Phi})$, снятые для α -источника, хорошо ложатся на прямую линию в зависимости от x (см. рис. 3), то с хорошей степенью точности можно считать, что источник α -частиц монохроматичен по энергии. Пробег α -частиц R_{α} в этом случае может быть найден как точка пересечения линии $(N_{\alpha} - N_{\alpha\Phi})$ с осью x .

Энергию α -частиц W_{α} можно определить по найденному пробегу R_{α} , пользуясь экспериментальной зависимостью R_{α} от W_{α} (табл. 1) для применяемого в работе материала (терилена).

Таблица 1

R_{α}	5	5.5	6	6.5	7	7.5	8	8.5	9
W_{α}	23	26	30	34	38	43	48	53	58

Для определения максимальной энергии $W_{\beta\max}$ в спектре β -частиц и пробега $R_{\beta\max}$ β -частиц с такой же энергией применяется аналогичная методика. Разница в том, что в этом случае при толщинах слоя, близких к длине пробега, фон вносит большие искажения в экспоненциальный закон. Анализ показывает, что в этом случае о мере выполнимости экспоненциальной зависимости N_{β} от x можно судить по степени линейности экспериментальной кривой $\ln N_{\beta} = f(x)$ для малых x . За пробег нужно принять значение x , соответствующее точке пересечения двух асимптот начального и конечного участков

экспериментальной зависимости $\ln N_{\beta}(x)$ (см. рис. 4). Максимальная энергия спектра β -частиц определяется по найденному значению пробега R_{β} и известной экспериментальной зависимости R_{β} от W_{β} (табл. 2) для алюминия используемого в работе в качестве поглотителя.

Таблица 2

R_{β}	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.25	1.75	2.0
W_{β}	0.155	0.281	0.426	0.593	0.780	0.960	1.150	1.300	1.520	2.020	3.010	3.510

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Источники α - и β -излучений, используемые в работе.

Источником β -излучения выбрано химическое соединение KCl . Радиоактивным в этом соединении является присутствующий в природных образцах KCl изотоп элемента K^{40} . Распад K^{40} сопровождается β - и γ -излучением. Однако число γ -распадов составляет лишь 10%, а β -распадов – около 89% от их общего числа. Кроме того, из-за выбора рабочего вещества счетчика и его геометрии регистрация проходящих через него γ -квантов происходит в сто раз реже, чем β -частиц. Поэтому можно считать, что в опыте регистрируются только β -частицы источника.

Источник α -излучения в работе получают продуванием атмосферного воздуха через специальный фильтр.

В окружающей нас среде присутствуют радиоактивные изотопы, имеющие либо космическое, либо земное происхождение.

Гораздо большую роль играют изотопы земного происхождения, среди которых преобладают радон и его продукты распада [2,3]. Радон – один из дочерних продуктов радиоактивного семейства урана, входящего в состав Земли и геосферы. Появление его в воздухе обусловлено тем, что в нормальных условиях радон - это газ. Продукты распада радона, связанные в цепь распада (рис. 5), - твердые вещества, которые находятся в воздухе в основном в виде атомов, осевших на аэрозольные частицы. Эти частицы легко концентрируются на специальных тонких фильтрах, которые можно использовать как источник излучения.

Хотя в каждом звене этой цепи, взятом изолированно, убывание вещества происходит экспоненциально, и время жизни определяется периодом полураспада каждого продукта, изменение во времени промежуточных веществ в цепи подчинено довольно сложному закону. Вещества с малым периодом сохраняются в тех случаях, когда непрерывно возникают вновь из промежуточных членов семейства. Родоначальником изучаемых радиоактивных элементов RaA , RaB , RaC , RaC' в воздухе является радон. Он не сорбируется на используемых фильтрах. Поэтому на них быстро исчезает первый в ряду (см. рис. 5) α -активный RaA , имеющий период полураспада $T_{1/2}=3.05$ мин. После этого на источнике из всех короткоживущих продуктов распада остается единственный α -активный элемент RaC' .

Поскольку α -частицы изотопа RaA не фиксируются, то энергетический спектр наблюдаемых α -частиц изотопа RaC' должен быть монохроматичным.

Поэтому α -частицы RaC' могут быть использованы для снятия кривой поглощения в среде, определения пробега и доказательства монохроматичности по энергии α -частиц определенного радиоактивного изотопа.

Описание экспериментальной установки.

Внешний вид экспериментальной установки показан на рис. 6. Часть установки, используемая для наблюдения α -излучения, состоит из сцинтилляционного счетчика α -частиц 1

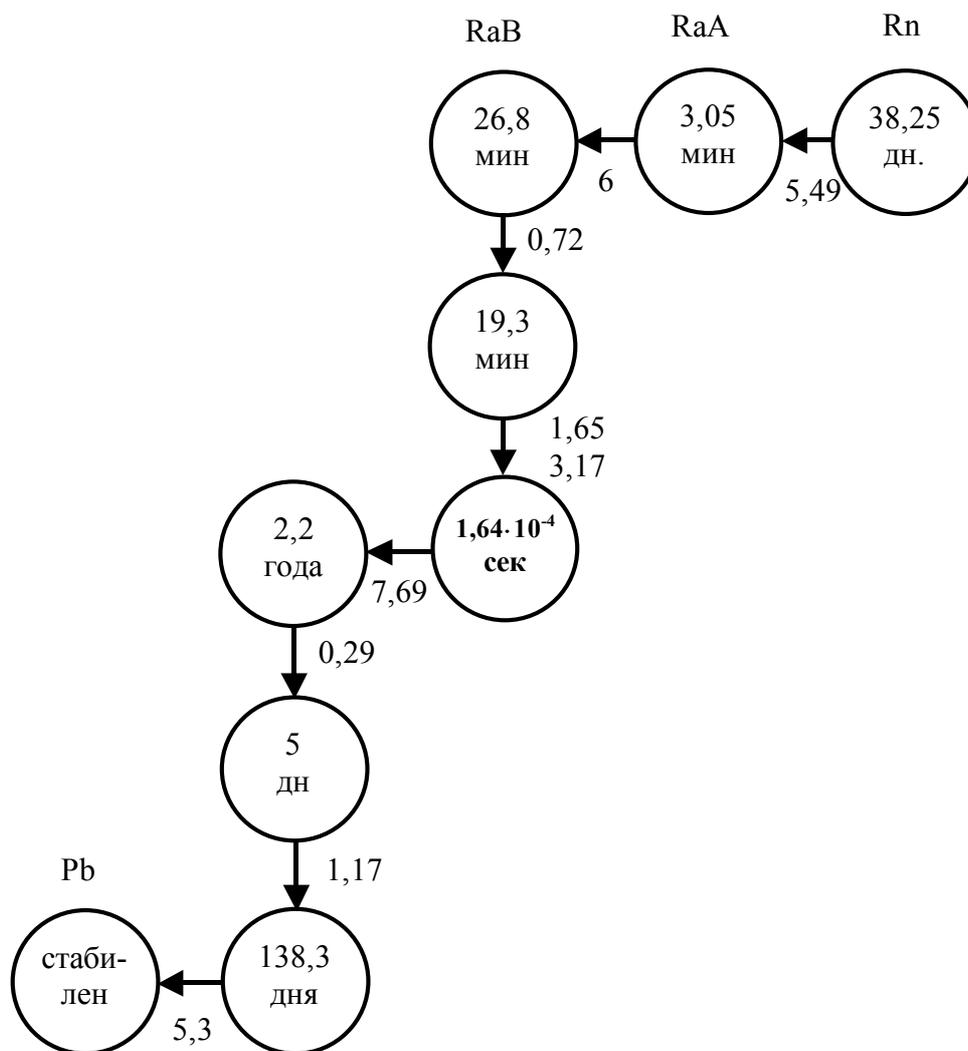


Рис. 5

(рис. 6 а), индикатора 2, конструкции 3 и 7, в которые вставляются кассеты с исследуемым источником (рис. 7 а) и поглощающим материалом (рис. 7 б). Источник вставляется в нижний паз 4 (см. рис. 6 а), а поглощающие пластины в верхний паз 5.

Источником служит фильтр, через который пропущен некоторый объем атмосферного воздуха.

Для счета частиц используется блок детектирования БДЗА2-011(1) (поз. 6 на рис. 6 а), а для индикации – измеритель скорости счета с автоматическим переключением диапазонов УИМ2-2(2). Основной частью счетчика является слой люминофора, нанесенный на прозрачную подложку. Под действием регистрируемых α -частиц атомы люминофора возбуждаются и испускают фотоны. Фотоны попадают на катод фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) и выбивают из него электроны, умножающиеся далее с коэффициентом $K=10^6$. Поэтому одна α -частица вызывает электронную лавину, регистрируемую во внешней цепи фотоумножителя как импульс тока. Эти импульсы считаются прибором УИМ2-2(2), передняя панель которого показана на рис. 8.

Прибор включается в сеть тумблером 1. Индикатор – стрелочный прибор 3, который показывает число частиц n регистрируемых за одну секунду. Прибор имеет две измерительных шкалы – красную и зеленую. Они позволяют измерить n в широком диапазоне его значений, так как могут быть использованы с различными сомножителями 2. Переход на другой сомножитель осуществляется автоматически. Работающий в данный момент сомножитель светится. Цвет используемой шкалы определяется цветом светящегося квадрата 4 или 5. Кнопка «РАЗРЯД»

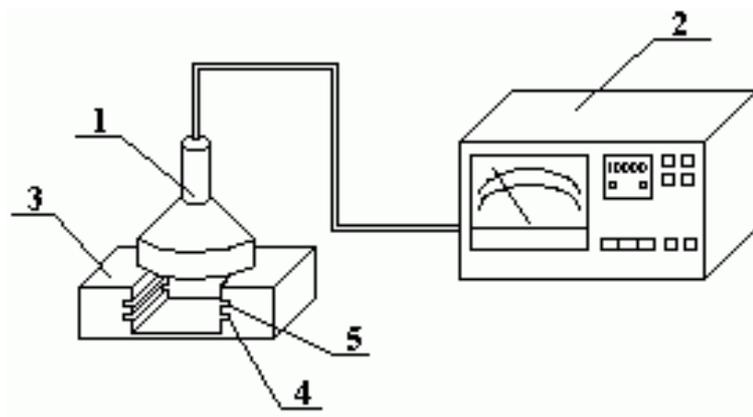


Рис.6 а

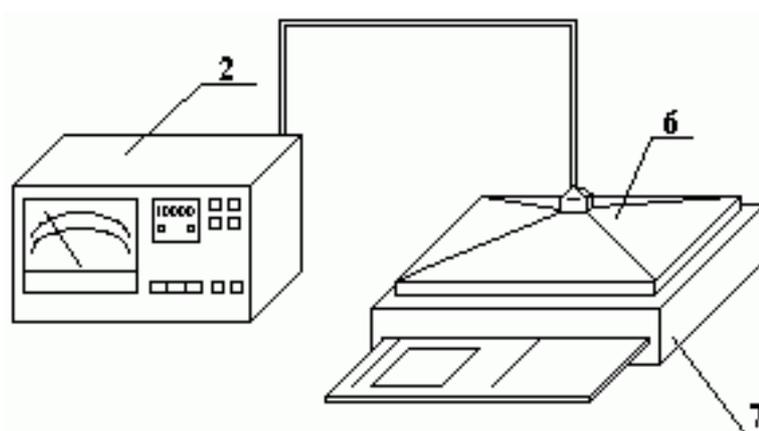


Рис. 6 б

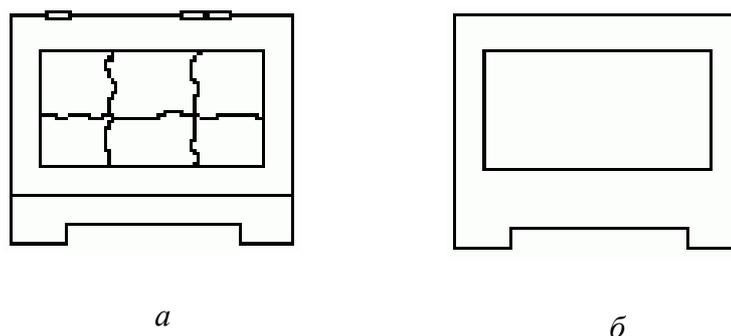


Рис.7

8 позволяет (при необходимости) сбросить показания прибора. К прибору УИМ2-2(2) могут быть подключены одновременно два датчика. Подключение стрелочного прибора к тому или иному датчику осуществляется кнопками I или II «ИЗМЕРЕНИЕ» (на рис. 8 это поз. 6 и 7).

На рис. 9 показано пробоотборное устройство, обеспечивающее источник α -частиц. Воздуходувка 1 прокачивает воздух атмосферы через фильтр 2, т.е. через специализированную ткань, которая крепится в держателе 3, плотно посаженном на воздуходувку. Установка для наблюдения β -излучения (см. рис. 6 б) состоит из индикатора счета 2, блока детектирования БДБ2-0М (счетчика Гейгера) β -частиц 6, конструкции 7, крепящей под β -счетчиком источник и поглощающие пластины. Источник помещается на плате 8, вставленной в паз 9. Поглощающие

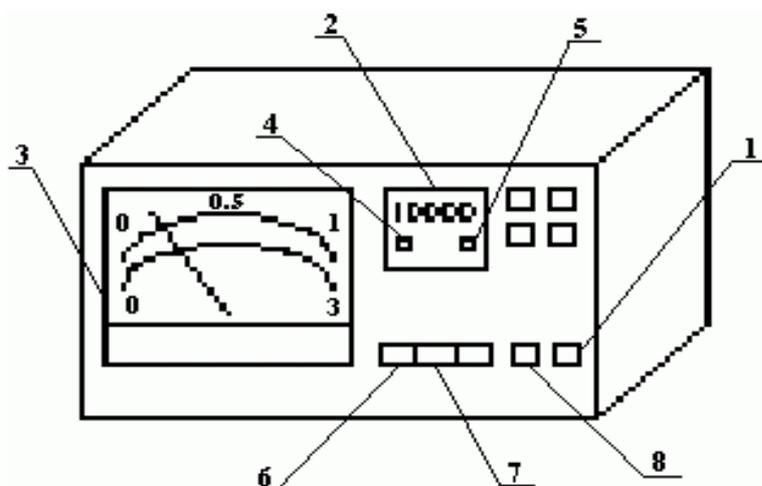


Рис. 8

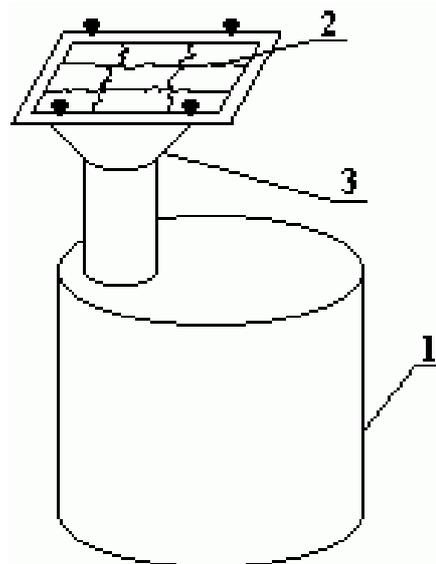


Рис. 9

пластины вкладываются между источником и β -датчиком.

При необходимости счётчики α - и β -частиц могут быть присоединены к одному индикатору одновременно. Переключение на тот или иной счётчик осуществляется клеммами «ИЗМЕРЕНИЕ» I, II.

Меры безопасности при выполнении работы

Удельная активность используемого в работе источника, т.е. активность 1 г вещества $a=1 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1} \cdot \text{кг}^{-1}$. Согласно санитарным правилам работы с радиоактивными веществами [5] это значение существенно меньше того ($74 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1} \cdot \text{кг}^{-1}$), выше которого источник требует специального обращения с ним. Тем не менее рекомендуется :

1. Фильтр и пластину с *KCl* брать пинцетом или в резиновых перчатках.
2. Мыть руки после окончания работы.

Выполнение эксперимента по исследованию α -излучения

Перед началом измерения следует:

1. Проверить заземление прибора УИМ2-2(2).
2. Нажать на переключателе «ИЗМЕРЕНИЕ» УИМ2-2(2) кнопку I (измерение ведется по первому каналу).
3. Взять у лаборанта поглощающие пластины, фильтр и кассету, в которую он вкладывается.
4. Провести тренировочное вкладывание фильтра в кассету и установку кассеты в рабочее положение в паз 4 конструкции 3 (см. рис. 6 а) под α -датчиком.
5. Вынуть фильтр из кассеты и приготовить его для продувки воздуха.

Порядок проведения эксперимента

ВНИМАНИЕ! Перед проведением измерений помните, что активность изучаемого источника уменьшается со временем. Поэтому отвлечение от эксперимента после готовности источника недопустимо!

1. Включить прибор УИМ2-2(2) в сеть. Индикатор включения – подсветка шкалы.
2. Снять после одной минуты прогрева фоновое показание прибора УИМ2-2(2) и занести его в табл. 3.
3. Закрепить фильтр в фильтродержателе марлей вверх.
4. Подсоединить фильтродержатель к выходу воздуходувки.

5. Включить воздуходувку и пропускать воздух через фильтр в течение 10 мин.

Таблица 3

x_1 , мкм	0	6	12	18	24	30
$x=(x_1+x_2)$, мкм, где $x_2=9$ мкм	9	15	21	27	33	39
n_α , 1/с						
$(n_\alpha - n_{\alpha\Phi})$, 1/с						
$n_{\alpha\Phi}$, 1/с						

6. Выключить воздуходувку через $\Delta t=10$ мин после ее включения, вынуть фильтр из фильтродержателя и вставить его в кассету.

7. Положить кассету с фильтром под α -датчик. Ее нужно вставить в паз 4 (см. рис. 6 а) таким образом, чтобы фильтровальная сторона ткани была обращена к окну α -датчика. Через время установления (0.5 мин) снять показания прибора УИМ2-2(2) и занести в табл. 3 в графу $x_1=0$ мкм. В табл. 3 введена еще полная толщина поглощающего вещества x , складывающаяся из толщины используемой поглощающей пластины x_1 и толщины защитной териленовой пленки $x_2=9$ мкм.

8. Вставить в паз 5 конструкции 3 (см. рис. 6 а) кассету с териленовой пленкой толщиной $x=6$ мкм. Через $\Delta t=0.5$ мин снять показание индикатора УИМ2-2(2) и занести его в табл. 3.

9. Вынуть из-под α -датчика кассету с пленкой толщиной $x=6$ мкм и заменять ее последовательно кассетами с пленками $x=12, 18, 24, 30$ мкм.

10. Снять показания прибора n_α для каждого значения x . Полученные значения n_α занести в табл. 3.

11. Вынуть кассеты с поглощающей пластинкой и фильтром из-под α -датчика.

12. Вынуть фильтр из кассеты и поместить его в специальную упаковку.

Далее, не выключая установки, проводить эксперимент по исследованию β -излучения.

Выполнение эксперимента по исследованию β -излучения.

1. Нажать кнопку II переключателя «ИЗМЕРЕНИЕ» прибора, т.е. подключить прибор к β -датчику.

2. Снять через время установления прибора $\Delta t=0.5$ мин фоновое показание прибора $n_{\beta\Phi}$ и занести его в табл. 4.

Таблица 4

x , мм	0	0,04	0,06	0,10	0,20	0,50	0,60	1,00	1,50	2,00
n_β , 1/с										
$\ln(n_\beta)$, 1/с										
$n_{\beta\Phi}$, 1/с										

3. Вынуть пластину 8 из конструкции 7 (см. рис. 6, б), положить на нее β -активный источник (пластинка с наклеенным на нее тонким слоем KCl) в исходное положение. Через $\Delta t=0.5$ мин снять показание прибора n_β и занести его в табл. 4 в графу $x=0$ мм..

4. Положить на источник поглощающую пластину толщиной $x=0,04$ мм. Через $\Delta t=0.5$ мин снять показание прибора n_β и занести его в табл. 4.

5. Убрать с источника поглощающую пластину толщиной $x=0,04$ мм и заменять ее последовательно пластинами толщиной $x=0.06, 0.10, 0.20, 0.50, 0.60, 1.00, 1.50, 2.00$ мм. Для каждого значения x снять показания прибора $n_\beta(x)$. Полученные значения $n_\beta(x)$ занести в табл. 4

6. Убрать поглощающие пластины в специальную упаковку.

7. Выключить прибор УИМ2-2(2) из сети.

8. Сдать фильтр и все поглощающие пластины лаборанту.

9. Вычислить и занести в табл. 4 натуральные логарифмы всех измеренных величин.

Обработка экспериментальных данных по исследованию α -излучения

1. Построить зависимость $(n_\alpha - n_{\alpha\Phi}) = f(x)$ по зарегистрированным счетчиком за $\Delta t = 1$ с значениям числа α -частиц n_α для разных толщин поглощающего слоя x . По характеру этой зависимости сделать заключение относительно энергетического спектра α -частиц.
2. Продолжить прямую линию экспериментальной зависимости $(n_\alpha - n_{\alpha\Phi}) = f(x)$ до пересечения с осью x . Координату точки пересечения принять за длину пробега R_α α -частиц.
3. Определить энергию α -частиц W_α по найденному значению R_α (в соответствии с табл. 1).
4. Привести найденные значения длины пробега R_α и энергии W_α α -частиц как окончательный результат проделанной работы.

Обработка экспериментальных данных по исследованию β -излучения.

- 1) Построить график экспериментальной зависимости $\ln(n_\beta)$ от x . Убедиться что при малых x эта зависимость близка к линейной. На этом основании сделать вывод о характере спектра энергии β -частиц.
- 2) Продолжить линейный участок зависимости $\ln(n_\beta)$ от x при малых x до пересечения с горизонтальной прямой, проведенной через точку на оси ординат $\ln(n_\Phi)$. Абсциссу точки пересечения этих двух прямых принять за максимальную длину пробега $R_{\beta max}$ β -частиц.
- 3) Определить максимальную энергию $W_{\beta max}$ β -частиц, вылетающих из радиоактивных ядер K^{40} , по найденному значению $R_{\beta max}$, используя табл. 1.
- 4) Привести вычисленные значения максимальной длины пробега $R_{\beta max}$ и максимальной энергии $W_{\beta max}$ как окончательный результат работы.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что такое радиоактивный распад? Запишите схему α - и электронного β -распадов.
2. Из какого источника черпается энергия α - и β -излучений?
3. Охарактеризуйте спектр энергий α - и β -частиц при распаде ядер одного химического элемента.
4. Запишите закон прохождения α - и β -излучений точечного источника через поглощающую среду.
5. Как в данной работе определяется энергия α -частиц и максимальная энергия β -частиц?

ЛИТЕРАТУРА

1. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. М.: Наука, 1972. 671с.
2. Гусев Н.Г. Справочник по радиоактивным излучениям и защите. М.: Медгиз, 1966. 127с.
3. Проблема радона в урановых рудах / Холэйди Д.А., Раминг Д.Е., Коулман Р.Д. и др.; Пер. с англ. М.: Госатомиздат, 1961. 99с.
4. Таблицы физических величин: Справочник / Аверин В.Г., Аронзон Б.А., Бабаев Н.С. и др.; Под ред. Кикоина И.К. М.: Атомиздат, 197_. 957 с.
5. Санитарные правила обращения с радиоактивными отходами (СН-оро-85) Сан ПиН 42-129-11-3038-85. Издание официальное. М.: 1986, 54 с.
6. Еркович С.П. Методические указания по применению регрессионного и корреляционного анализа для обработки результатов измерения в физическом практикуме. М.: МВТУ, 1984. 9 с.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Провести количественную оценку меры совпадения теоретической и экспериментальной зависимости $n(x)=n_{\beta}(x) - n_{\beta\Phi}$. С этой целью сделать следующее.

Для всех значений x определить $n=n_{\beta} - n_{\beta\Phi}$ и занести их значения в таблицу.

№ п/п	x, мм	ln(n _β -n _{βΦ})	x̄ - x _i	ȳ - y _i	(x̄ - x _i) · (ȳ - y _i)	(x̄ - x _i) ²	(ȳ - y _i) ²
1							
2							
3							
4							
5							
6							
7							
8							
9							
	x̄ = ...	ȳ = ...			∑(x̄ - x _i)(ȳ - y _i) = ...	∑(x̄ - x _i) ²	∑(ȳ - y _i) ²

$$S_x = \dots, S_y = \dots, K_{xy} = \dots, r = \dots$$

По полученным данным вычислить статистические показатели измеряемых величин:

а) среднеквадратические отклонения

$$S_x = \sqrt{\frac{1}{q-1} \cdot \sum_{i=1}^q (\bar{x} - x_i)^2}, \quad S_y = \sqrt{\frac{1}{q-1} \cdot \sum_{i=1}^q (\bar{y} - y_i)^2},$$

где q – число измерений, для которых $\frac{n_{\beta} - n_{\beta\Phi}}{n_{\beta\Phi}} \geq 1,5$;

\bar{x} - среднее арифметическое всех используемых в эксперименте значений x ;

\bar{y} - среднее арифметическое всех величин $y = \ln(n_{\beta} - n_{\beta\Phi})$, соответствующих различным x в опыте с номером i ;

б) коэффициент ковариации $K_{xy} = \frac{1}{q-1} \cdot \sum_{i=1}^q (\bar{x} - x_i) \cdot (\bar{y} - y_i)$;

в) коэффициент корреляции $r = \frac{K_{xy}}{S_x \cdot S_y}$.

Вычисления следует проводить на "Искре-124" по приложенной к ней программе. При необходимости вычисления можно провести на калькуляторе. В этом случае рекомендуется воспользоваться предложенной выше таблицей.

Учитывая, что величины x и y измеряются с точностью до одной значащей цифры, S_x , S_y и K_{xy} следует вычислять с такой же точностью.

Согласно указанной методике, найденную экспериментально зависимость $\ln(n_{\beta} - n_{\beta\Phi}) = f(x)$ можно с вероятностью P считать линейной, если коэффициент корреляции удовлетворяет неравенству

$$|r| \cdot \frac{\sqrt{q-2}}{\sqrt{1-r^2}} > t_P(f),$$

где $t_P(f)$ - квантили распределения Стьюдента. Их значения для числа степеней свободы $f=q-2$ и различных величин P приведены в таблице, имеющейся в лаборатории. Проверить совпадение эксперимента с теорией при $P=0,99$. Полученный результат записать в отчёт.