

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ
ПЕРИОДА ПОЛУРАСПАДА
РАДИОАКТИВНОГО ИЗОТОПА
ПО ДЛИНЕ ПРОБЕГА α -ЧАСТИЦ**

**Методические указания
для проведения лабораторных работ**

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЕРИОДА ПОЛУРАСПАДА
РАДИОАКТИВНОГО ИЗОТОПА
ПО ДЛИНЕ ПРОБЕГА α -ЧАСТИЦ**

**Методические указания
для проведения лабораторных работ**

Томск
Издательский Дом Томского государственного университета
2016

РАССМОТРЕНО И УТВЕРЖДЕНО методической комиссией
физического факультета

Протокол № ____ от « ____ » _____ 2016 г.

Председатель комиссии Н.Г. Брянцева

В методических указаниях рассмотрен α -распад тяжелых ядер. Приводится теория этого явления. Рассматривается способ экспериментального определения длины пробега α -частиц и нахождения периода полураспада ядер и энергии α -частиц.

Методические указания разработаны для студентов физического, радиофизического и физико-технического факультетов.

СОСТАВИТЕЛЬ: доцент **И.И. Клыков**

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЕРИОДА ПОЛУРАСПАДА РАДИОАКТИВНОГО ИЗОТОПА ПО ДЛИНЕ ПРОБЕГА α -ЧАСТИЦ

Цель работы: Определение периода полураспада радиоактивного изотопа по длине пробега α -частиц.

Теория

Тремя наиболее распространёнными видами радиоактивного распада являются α -распад, β^\pm -распад и изомерный переход. В результате альфа-распада массовое число ядер всегда уменьшается на четыре, тогда как в результате бета-распадов и изомерных переходов массовое число ядра не меняется. Это приводит к тому, что все нуклиды делятся на четыре группы (ряда) в зависимости от остатка целочисленного деления массового числа нуклида на четыре (то есть родительский нуклид и его дочерний нуклид, образовавшийся в результате альфа-распада, будут принадлежать к одной группе). Во всех рядах происходит образование гелия (из альфа-частиц).

Масса α -частицы $m_\alpha = 3,727 \text{ ГэВ} = 6,645 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 4,002 \text{ а.е.м.}$
Энергия связи 28,11 МэВ. α -частица стабильна.

Атомы радиоактивного элемента распадаются самопроизвольно, без внешнего воздействия. Это случайный процесс, поэтому он описывается законами статистики. Этот спонтанный распад атомных ядер следует закону

$$N = N_0 \exp(-\lambda t), \quad (1)$$

где N_0 – количество ядер в данном объеме вещества в момент времени $t = 0$, N – количество ядер в том же объеме к моменту времени t , λ – постоянная распада. Постоянная λ имеет смысл вероятности распада ядра за 1 секунду: она равна доле ядер, распадающихся за 1 с. Величину $1/\lambda$ называют средним временем жизни радиоактивного изотопа. Для характеристики устойчивости ядер относительно распада пользуются понятием о периоде

полураспада $T_{1/2}$, равном времени, в течение которого исходное количество ядер данного вещества распадается наполовину.

Время полураспада связано с λ и является довольно удобной характеристикой радиоактивного элемента:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (2)$$

α - частицы, испускаемые одним элементом, имеют одинаковую энергию. Разброс в энергиях очень мал – $\Delta E / E \approx 10^{-4}$. Путь α -частицы в воздухе прямолинеен. При движении α - частица ионизирует атомы.

Длина пути, на котором энергия α - частицы расходуется на ионизацию полностью, носит название пробега α - частицы и обозначается буквой R . Пробег является хорошей характеристикой α - радиоактивного элемента, поскольку пробег всех α - частиц данного элемента также одинаков, как одинаковы и их энергии.

Пробег α - частиц различных естественных радиоактивных элементов в воздухе при нормальном давлении заключается в пределах 3–7 см. Экспериментально была найдена в 1911 г зависимость между пробегом α – частиц и величиной λ для прочих элементов одного радиоактивного семейства:

$$\lg T_{1/2} = A_1 \lg R + B_1, \quad (3)$$

где A_1 и B_1 – некоторые константы.

Эта зависимость (3) носит название закона Гейгера – Неттола (Geiger–Nuttall). Фактически эта зависимость только близка к линейной, но ею не является. Более строгое рассмотрение, вывод которого приведен ниже, дает более точное выражение

$$\lg T_{1/2} = \frac{A}{\sqrt{E}} + B, \quad (4)$$

где A и B – константы, E – полная кинетическая энергия α – распада (α – частицы и дочернего ядра). Из последнего соотношения (4) видно, что малому изменению кинетической энергии соответствует очень сильное изменение периода полураспада.

Анализ показывает, что для тех значений энергий, которые встречаются у α -частиц естественных радиоактивных элементов, соотношение (4) сходно с законом Гейгера — Неттолла в формулировке (3).

Закон Гейгера – Неттолла в современной формулировке лучше работает для ядер с четным атомным номером и четной атомной массой (четно-четное ядро). Тренд соблюдается для чет-нечет, нечет-чет, и нечет-нечетных ядер, но не столь выражен.

В координатах $(\lg T_{1/2}, \sqrt{E})$ уравнение (4) представляет прямую линию. Для нахождения энергии используют зависимость между длиной пробега R и энергией α -частиц.

Закон Гейгера-Неттолла дает возможность по длине пробега определить период полураспада и энергию α -частицы. Это и является задачей данной лабораторной работы.

Основные свойства альфа- распада

1. Альфа-распад наблюдается в основном у тяжелых ядер. Известно около 300 α -радиоактивных ядер. Большинство из них получены искусственно. Почти все ядра имеют $Z > 82$. Существует небольшая группа α -активных ядер с атомной массой $A=140 \div 160$. Легчайшим является изотоп церия ${}^{142}_{58}\text{Ce}$.

2. Период полураспада α -активных ядер лежит в громадном интервале от

$$10^{17} \text{ лет} \left({}^{204}_{82}\text{Pb} \right) \geq T_{1/2} \geq 3 \cdot 10^{-7} \text{ с} \left({}^{212}_{84}\text{Po} \right)$$

и определяется *законом Гейгера-Неттолла* (4)

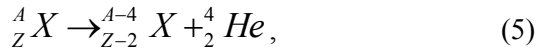
Изменению энергии в 2 раза соответствует изменение периода полураспада примерно на 24 порядка

3. Энергии α -частиц радиоактивных ядер в основном заключены в пределах

$$4 \leq T_{\alpha} \leq 9 \text{ (Мэв)},$$

4. Наблюдается тонкая структура α -спектров радиоактивных ядер. Эти спектры *дискретные*. Спектр α -частиц состоит из ряда моноэнергетических линий, соответствующих переходам на различные уровни дочернего ядра.

5. Общая схема реакции α -распада



где ${}^A_Z X$ – материнское ядро, ${}^{A-4}_{Z-2} X$ – дочернее ядро.

Энергия связи α -частицы в ядре должна быть меньше нуля, чтобы α -распад состоялся.

$$E_{св} = c^2 [-M(A, Z) + M(A-4, Z-2) + M_{\alpha}(4, 2)] < 0. \quad (6)$$

Энергия выделившейся при α -распаде E (энергия α -распада) состоит из кинетической энергии α -частицы E_{α} и кинетической энергии дочернего ядра E_n

$$E = |E_{св}| = E_{\alpha} + E_n. \quad (7)$$

Считаем материнское ядро неподвижным, тогда согласно закону сохранения, квадрат импульса α -частицы равен квадрату импульса дочернего ядра.

$$p_{\alpha}^2 = p_n^2.$$

В нерелятивистском приближении $E_\alpha = p_\alpha^2/2m_\alpha$, тогда $E_\alpha m_\alpha = E_n m_n$ и, подставляя E_n в (7), окончательно получаем ($m \approx 200$ – масса материнского ядра)

$$E_\alpha = E \frac{m(A-4, Z-2)}{m(A, Z)} \quad (8)$$

Как видно из (8) кинетическая энергия α -частицы составляет около 98% всей энергии α -распада.

Элементы квантовой теории альфа-распада

Основным фактором, определяющим вероятность α -распада, является кулоновский барьер материнского ядра. Простейшая теория альфа-распада построена Г. Гамовым в 1927 г. α -частица движется внутри энергетической потенциальной ямы, атакуя кулоновский барьер ядра изнутри. Энергия α -частицы составляет 5 – 10 МэВ, а высота кулоновского барьера для тяжелых ядер 25 – 30 МэВ (см. рис 1.). Поэтому вылет α -частицы может происходить только за счет туннельного эффекта. Вероятность α -распада определяется коэффициентом прозрачности потенциального барьера

$$D = \exp \left\{ - \frac{2}{\hbar} \int_{R}^{r_t} dr \sqrt{2m_\alpha \left(\frac{Ze^2 z}{r} - E_\alpha \right)} \right\},$$

где $z=2$ – зарядовое число α -частиц, zZe^2/r – энергия кулоновского взаимодействия, R_n – радиус ядра, r_t – расстояние от центра ядра, удаляясь на которое α -частица покидает ядро, определяется из условия

$$\frac{Ze^2 z}{r_t} = E_\alpha, \quad r_t = \frac{zZe^2}{E_\alpha} = \frac{zZe^2}{R} \cdot \frac{R}{E_\alpha} = \frac{BR}{E_\alpha}.$$

Высота кулоновского барьера

$$B = \frac{zZe^2}{R_n}. \quad (9)$$

Полагая $Z=90$ и принимая $R_n=10^{-12}$ см, получим $B \approx 26$ МэВ.

Если α -частица вылетает из ядра с орбитальным моментом $l \neq 0$, что указывает на орбитальное движение нуклонов внутри α -частицы, тогда к кулоновскому барьеру добавляется центробежный барьер с высотой

$$B_y = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2m_\alpha r^2} \approx 1,5 \text{ МэВ}. \quad (10)$$

Приближенно (при $E_\alpha/B \ll 1$) коэффициент прозрачности барьера равен

$$D \approx \exp \left\{ \frac{4R_n \sqrt{m_\alpha E_\alpha}}{\hbar} - \frac{\pi R_n B \sqrt{m_\alpha}}{\hbar \sqrt{E_\alpha}} \right\} \quad (11)$$

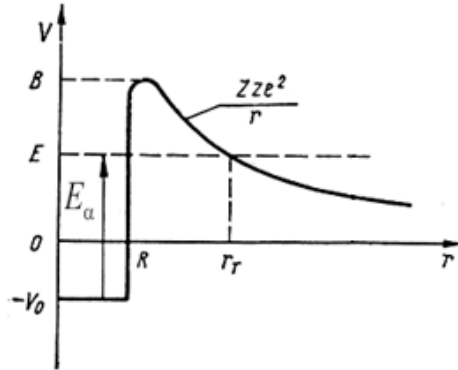


Рис. 1. Альфа-частица находится внутри прямоугольной потенциальной ямы защищенной кулоновским барьером

Рассмотрим обоснование экспериментального закона Гейгера-Неттола. В ядре нуклоны движутся свободно. Существует вероятность того, что два протона и два нейтрона образуют α -частицу внутри ядра, затем эта α -частица многократно атакует границу ядра, и после, туннелируя через потенциальный барьер, удаляется от ядра на расстояние, где её отбрасывает кулоновская сила оставшихся протонов дочернего ядра. Эти процессы независимы, следовательно, постоянная распада

$$\lambda = P \cdot \nu \cdot D, \quad (12)$$

где P – вероятность формирования α -частицы, $P \sim 1$, ν – частота соударений α -частицы о границу ядра равна обратному времени для пересечения ею диаметра ядра $\nu = 1/\tau = \nu/2R_n$, среднюю скорость α -частицы в ядре можно приближенно оценить из соотношения неопределенностей $m_\alpha \nu R \sim \hbar$.

Из формулы (11) и (12) с учетом соотношения $\tau = 1/\lambda$ получается

$$\ln \tau = \left[\ln \frac{m_\alpha R^2}{\hbar} - 4 \frac{R_n \sqrt{m_\alpha B}}{\hbar} \right] + \frac{\pi R_n B \sqrt{m_\alpha}}{\hbar \sqrt{E_\alpha}}.$$

Выражая натуральный логарифм через десятичный и преобразуя постоянные, можно получить закон Гейгера – Неттола в современной форме:

$$\lg T_{1/2} = A \frac{1}{\sqrt{E_\alpha}} + B.$$

где A и B - константы слабо зависящие от Z . С учетом заряда дочернего ядра Z связь между периодом полураспада $T_{1/2}$ и энергией альфа-распада E может быть представлено в виде (В.А. Brown, Phys. Rev. C, 46, 811 (1992))

$$\lg T_{1/2} = 9.54Z^{0.6}/(E)^{1/2} - 51.37, \quad (13)$$

где $T_{1/2}$ в секундах, E в МэВ. Очевидно, что (13) одна из форм записи закона Гейгера-Неттола. На рис. 2 показаны экспериментальные значения периодов полураспада для 119 альфа-радиоактивных четно-четных ядер (Z от 74 до 106) и их описание с помощью соотношения (13).

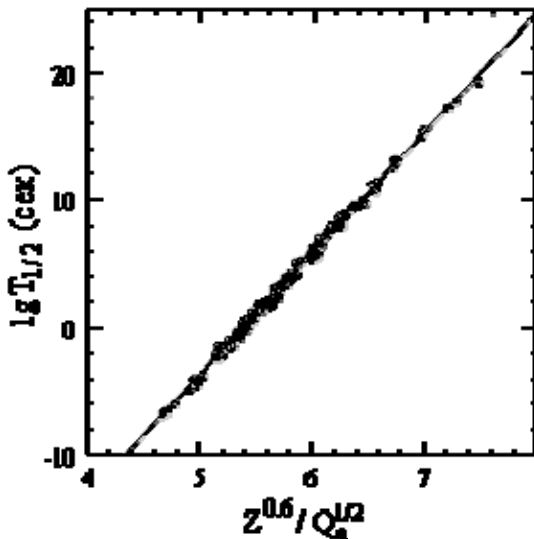


Рис. 2. Логарифм периода полураспада в зависимости от энергии распада для четно-четных ядер

Выражение (13) одно из многих полуэмпирических формул. Существуют и более сложные выражения такого типа. Расчет по этим формулам дает довольно большую ошибку из-за логарифмической зависимости энергии распада и времени полураспада.

Взаимодействие альфа-частиц с веществом

Основными силами взаимодействия α -частиц с веществом являются кулоновские силы, основными процессами взаимодействия – процессы упругого рассеяния и ионизационного торможения.

Упругое рассеяние – это такой процесс взаимодействия двух частиц, при котором суммарная кинетическая энергия обеих частиц сохраняется и происходит лишь перераспределение ее между частицами. При этом сами частицы изменяют направление своего движения, т. е. происходит процесс рассеяния.

Проходя через вещество, α -частицы почти не рассеиваются на электронах среды из-за своей большой массы, а рассеиваются на ядрах атома. При торможении заряженной частицы энергия расходуется на ионизацию и возбуждение атомов среды, через которую она проходит. Пробег частицы R можно определить, как расстояние, которое она проходит до момента полной потери энергии. Характерной особенностью α -частиц является существование у них определенного пробега: треки α -частиц одинаковой энергии в камере Вильсона представляют собой прямые линии одной и той же длины с небольшим разбросом в ту или другую сторону. Величина пробега частиц определяется теми потерями энергии, которые происходят при их движении. На опыте можно убедиться, что α -частицы, вылетевшие из источника с одинаковыми скоростями, имеют несколько различные пробеги.

Разброс пробегов

Если мы возьмем достаточно тонкий источник монохроматических α -частиц, то все частицы выходят из него с одинаковой скоростью. Между тем, как можно убедиться на опыте, их пробег оказывается не одинаковым.

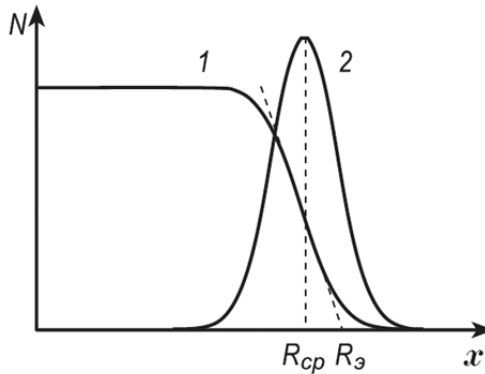


Рис. 3. Зависимость числа α -частиц, прошедших слой вещества, от толщины этого слоя

Если исследовать параллельный пучок монохроматических α -частиц, например, при помощи флуоресцирующего экрана, и подсчитать число сцинтилляций, увеличивая постепенно расстояние между источником и экраном, т. е. заставляя α -частицы проходить все больший слой воздуха, то оказывается, что число частиц N в пучке остается приблизительно постоянным вплоть до определенного расстояния, а затем падает, но падает не сразу до нуля, а с некоторым наклоном (рис. 3, кривая 1). Если эту кривую продифференцировать и построить величину $-dN/dx$ в зависимости от толщины слоя, то получится кривая 2. Эта кривая имеет резкий максимум при $x=R_{cp}$, показывающий, что подавляющее большинство α -частиц имеет определенный пробег с некоторым разбросом в ту и другую сторону. Величина R_{cp} называется средним пробегом. Разброс пробега называется страгглингом. Основные причины страгглинга заключаются в следующем.

Во-первых, дело во флуктуациях числа атомов на пути частицы. Число ионов, созданных частицей, т. е. потеря ею энергии, будет зависеть от этого числа. Если среднее число ионов, образуемых α -частицей на длине ее пробега N , то возможное отклонение от этого

числа, согласно статистическому закону, равно \sqrt{N} . Среднее число пар ионов, образуемых частицей, движущейся со скоростью $2 \cdot 10^9$ см/с, равно $2,8 \cdot 10^5$. Флуктуация этого числа $\sqrt{N} = 5,3 \cdot 10^2$, т. е. составляет 0,2%. Однако, как показывает опыт, флуктуации в пробеге частиц составляют не 0,2%, а значительно больше (около 2%).

Второй причиной, вызывающей страгглинг, является перезарядка частиц при их движении через среду. Если направить пучок α -частиц через камеру Вильсона с малой скоростью (пропустив их предварительно через фильтры перед камерой), то в треках α -частиц можно видеть разрывы – это участки пути, на которых они являются нейтральными. При прохождении α -частиц через вещество к ним может примкнуть один или два электрона. Таким образом, на всем пути частица имеет разный заряд. Опытами было установлено, что быстрая α -частица движется, в основном, как двухзарядный ион, при уменьшении скорости она будет терять заряд, двигаясь как однозарядный ион или даже как нейтральная частица. Естественно, что перезарядка вызовет дополнительные флуктуации в ионизации, и, значит, флуктуации в пробеге. Эта причина дает $1,5 \div 1,7\%$ разброса пробегов.

Помимо среднего значения пробега α -частиц, существует понятие экстраполированного пробега, который получается путем продолжения почти прямой линии спада до пересечения ее с осью r (рис. 3). Величина, соответствующая точке пересечения, принимается за величину экстраполированного пробега R_s . Этот пробег всегда больше, чем средний R_{cp} . Величина пробега частиц определяется потерями энергии, которые происходят при их движении.

Альфа-частицы могут эффективно задерживаться несколькими сантиметрами воздуха или десятками микрометров плотного вещества — например, листом бумаги и даже роговым омертвевшим слоем эпидермиса, не достигая живых клеток. Опасность для человека при внешнем облучении могут

представлять α -частицы с энергиями 10 МэВ и выше, достаточными для преодоления омертвевшего рогового слоя кожного покрова. Гораздо бóльшую опасность для человека представляют α -частицы, возникающие при альфа-распаде радионуклидов, попавших внутрь организма (в частности, через дыхательные пути или пищеварительный тракт).

Схема установки



Рис. 4. Общий вид установки

Объект исследования

Используется препарат плутоний-238, суммарная интенсивность которого не превышает минимально значимый по нормам радиационной безопасности (НРБ-99/2009). Уравнение альфа-распада ядра плутония-238: ${}^{238}_{94}\text{Pu} \rightarrow {}^{234}_{92}\text{U} + {}^4_2\text{He}$. Поток α -частиц с рабочей поверхности источника с радионуклидом плутоний-238 порядка 150 частиц в секунду.

Радиоактивный препарат находится в алюминиевом цилиндре на подъемном столике. Регистрация α -частиц осуществляется с помощью сцинтилляционного счетчика. Счетчик состоит из люминесцирующего кристалла и фотоэлектронного умножителя. Регистрация происходит в два этапа, α -частица попадает в кристалл и вызывает кратковременную вспышку – сцинтилляцию.

Возникшие фотоны попадают на фотокатод и создают фототок в фотоэлектронном умножителе. Возникающий импульс тока регистрируется пересчетным устройством.

Радиоактивный препарат с помощью подъемного столика можно помешать на разных расстояниях от счетчика. Миллиметровая шкала на стойке подъемного столика дает возможность измерить это расстояние.

Определение пробега

Для определения пробега α -частиц необходимо получить зависимость числа зарегистрированных α -частиц от расстояния h между счетчиком и препаратом.

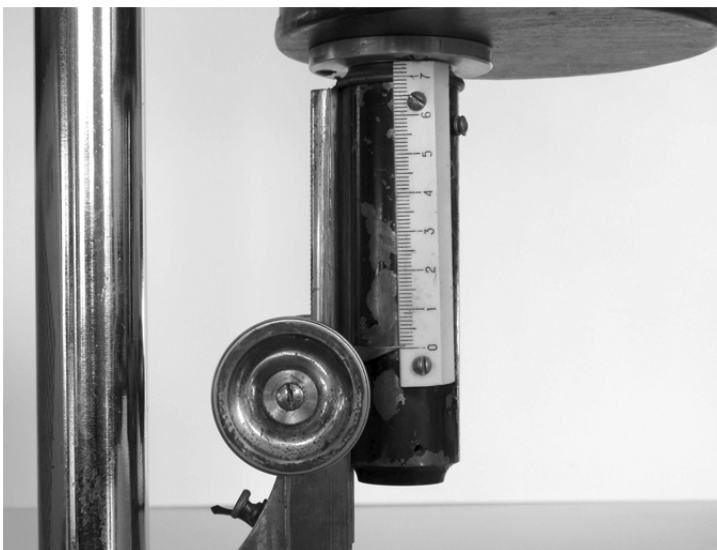


Рис. 5. Шкала отсчетного устройства

Для этого нужно подъемный столик поднять до соприкосновения со счетчиком. Это будет начальное положение. Заметить положение стрелки на миллиметровой шкале и измерить в начальном положении число импульсов. Затем производить измерение числа импульсов, увеличивая расстояние ступенями по одному миллиметру. При построении графика этой зависимости нужно иметь в виду, что окно фотоэлемента закрыто слоем алюминиевой фольги. Пробег α -частицы в этом слое эквивалентен пробегу частицы в воздухе, равном 2,1 см. Поэтому начальный отсчет $h=0$ соответствует эффективному расстоянию $l=2,1$ см, то есть $l=(h+2,1)$ см. Во время измерения числа импульсов счетчик и радиоактивный препарат должны быть тщательно закрыты от действия света. Заполнить таблицу 1:

Таблица 1

$N \backslash l, \text{ см}$	2,1	2,2	2,3
1				
2				
3				
.....				
10				
$N_{\text{ср}}$				

Каждое измерение при данном l должно состоять из 10 отсчетов десяти- или двадцатисекундной выдержки.

Учет геометрии установки

Потери излучения, обусловленные взаимным расположением препарата и счетчика, учитываются поправкой, называемой геометрическим коэффициентом. Геометрический коэффициент μ равен отношению телесного угла, под которым детектор облучается источником излучения, к полному телесному углу 4π . Эта поправка, зависящая от формы и размеров препарата, радиуса окна счетчика, расстояния h между препаратом и счетчиком, учитывается делением экспериментальных данных скорости счета, записанной в Таблице 1, на μ . Величина этой поправки находится из таблицы 3. Где необходимо воспользуйтесь экстраполяцией, если значения $r_{np}/r_{сч}$ и $h/r_{сч}$ не совпадают с сеткой таблицы 1.

Порядок работы

1. Включить прибор в сетевую розетку.
2. Включить источник питания.

3. Включить тумблер "сеть".
4. Установить номинальное напряжение по вольтметру 1300 В.
5. Нажать кнопку "сброс". При этом показания декастронов счетчика импульсов и счетчика времени установятся на нуль.
6. Нажать кнопку "проверка" и проверить правильность работы счетчика. При проверке на вход прибора подается напряжение с частотой 50 герц. В этом положении нет автоматической остановки счета.
7. Установить клавишу на определенное время. В этом случае счет заканчивается автоматически через определенное время.
8. Приступить к измерениям в порядке, предложенном в предыдущем параграфе, то есть увеличивая расстояние h между препаратом и счетчиком, перемещая столик на 1 мм.
9. После снятия измерений ввести поправку на геометрию установки. Входные данные – радиусы препарата и счетчика – написаны на установке.
10. После определения экстраполированного значения пробега определить по графику рис. 6 определить энергию α – частицы. Также можно использовать полуэмпирическую формулу, связывающую длину пробега в воздухе при нормальных условиях и периодом полураспада элемента
$$R \text{ (см)} = 0,318 E_{\alpha}^{3/2} \text{ МэВ} \quad (14)$$
- упрощённый вариант Феникса и Хаймана (1969) для наиболее часто встречающихся энергий 4-7 МэВ альфа-частиц, испущенных естественными радиоактивными изотопами.
11. По таблице периодов полураспада определить соответствие полученных в работе данных с табличными – таблица 2.

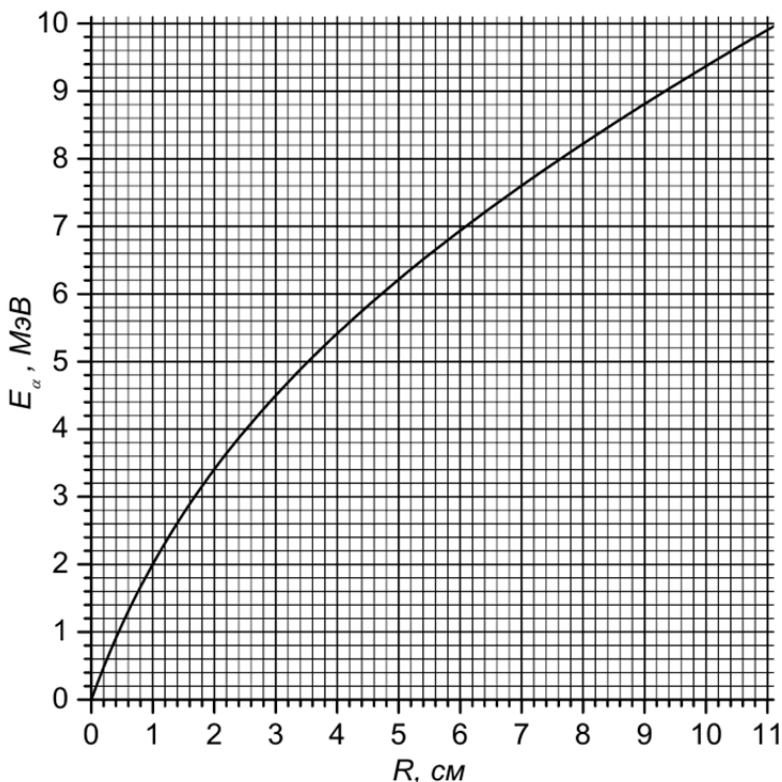


Рис. 6 Связь между энергией E_α и средним пробегом R для α -частиц в воздухе при атмосферном давлении 760 мм рт. ст. и температуре 15°C

Вопросы

1. Из каких элементарных частиц состоят ядра атомов? Характеристика их основных свойств и сил взаимодействия между частицами в ядре.

2. Что называется энергией связи ядер?

3. Что такое радиоактивность? Что называется, периодом полураспада? Постоянной распада λ ? Активностью образца?

4. Что такое альфа-частицы, каков их состав, в каких процессах они возникают и где они используются?

5. Каковы условия существования α -распада? Описать это явление.

6. Какова энергия альфа-частиц, испускаемых естественно-радиоактивными элементами?

7. Каково соотношение кинетических энергий между α -частицей и дочерним ядром?

8. Каковы основные процессы взаимодействия альфа-частиц с веществом?

9. Что называется длиной пробега α -частицы R ?

10. Зависит ли пробег от начальной энергии альфа-частиц?

11. Зависит ли пробег α -частиц от температуры в помещении?

12. Что будет, если в установке создать вакуум?

13. Что такое «страглинг»?

14. Каково время жизни α – частицы?

15. Что такое ионизационное торможение альфа-частиц? Какова зависимость потерь энергии альфа-частиц от их начальной энергии.

16. Какие характеристики материнского ядра и испущенной им α -частицы можно определить по её пробегу?

17. Чем обусловлено нахождение α -радиоактивных изотопов в периодической системе в области тяжелых ядер ($Z > 83$).

18. Какая связь существует между периодом полураспада $T_{1/2}$ и энергией α -распада E ?

19. В чем состоит закон Гейгера – Неттола?

20. В чем заключается туннельный эффект?

21. С помощью модели α -распада Гамова провести оценку зависимости периодов полураспада от энергии α -распада?

22. Какие факторы, приводящие к различию экспериментальных данных периодов полураспада от расчетных не учтены в модели Гамова?

23. При каких энергиях альфа-частиц можно пользоваться нерелятивистским приближением?

24. Как в данной работе оценивается энергия α -частиц?

25. Какие виды потерь энергии возможны при прохождении α -частиц через вещество?

26. На каком принципе основана регистрация α -частиц?

27. К чему стремиться коэффициент прозрачности барьера D в классическом случае, когда постоянная Планка стремится к нулю?

28. Как будет меняться энергетический спектр α -частиц при изменении расстояния между детектором и источником?

29. В чем заключается принцип работы фотоумножителя?

30. Как связаны между собой период полураспада $T_{1/2}$ и постоянная распада λ ?

Литература

1. Широков Ю.М., Юдин Н.П., Ядерная физика, М., 1980 г., 728 с.
2. Мухин К. Н., Экспериментальная ядерная физика: Учеб. для вузов. В 2 кн. Кн. 1. Физика атомного ядра. Ч. I. Свойства нуклонов, ядер и радиоактивных излучений. – 5-е изд., перераб. и доп.– М.: Энергоатомиздат, 1993.– 376 с.
3. Кабардин О.Ф., Практикум по ядерной физике, М, Просвещение, 1965., 215 с.

Таблица 2

Характеристики некоторых α -активных ядер

Ядро	Энергия α -частиц, МэВ	Доля данной ветви распада	Период полураспада
^{238}U	4.15	23%	$4.468 \cdot 10^9$ л
^{238}U	4.2	77%	$4.468 \cdot 10^9$ л
^{226}Ra	4.6	5.4%	1600 л
^{226}Ra	4.78	94.6%	1600 л
^{233}U	4.78	14.6%	$1.592 \cdot 10^5$ л
^{233}U	4.82	83%	$1.592 \cdot 10^5$ л
^{239}Pu	5.1	73%	24119 л
^{239}Pu	5.14	15.1%	24119 л
^{239}Pu	5.16	11.5%	24119 л
^{210}Po	5.3	~100%	138.376 д
^{238}Pu	5.46	28%	87.74 л
^{238}Pu	5.5	72%	87.74 л
^{236}Pu	5.72	30,6%	2,858 л
^{236}Pu	5.77	69,3%	2,858 л
^{252}Cf	6.08	15,7%	2,645 л
^{252}Cf	6.12	84,2%	2,645 л
^{214}Po	7.62	>99%	164.3 мкс

Таблица 3

Поправка μ на телесный угол при определении активности с помощью торцового счетчика (r_{cu} – радиус окошка счетчика, r_{np} – радиус препарата, h – расстояние от окошка счетчика до препарата)

r_{np}/r_{cu} h/r_{cu}	0,0	0,25	0,50	0,75	1,0	1,25	1,5
0,0	0,500	0,500	0,500	0,500	0,500	0,320	0,227
0,1	0,450	0,449	0,445	0,428	0,419	0,286	0,213
0,2	0,402	0,400	0,392	0,364	0,345	0,253	0,187
0,4	0,314	0,312	0,300	0,264	0,240	0,197	0,159
0,5	0,276	0,273	0,262	0,230	0,206	0,175	0,145
0,6	0,243	0,242	0,229	0,190	0,181	0,158	0,133
0,8	0,188	0,185	0,176	0,155	0,143	0,127	0,112
1,0	0,146	0,145	0,138	0,122	0,115	0,102	0,0870
1,25	0,110	0,109	0,0985	0,0960	0,0874	0,0800	0,0635
1,5	0,0840	0,0809	0,0778	0,0750	0,0700	0,0647	0,0584
1,75	0,0659	0,0644	0,0627	0,0610	0,0568	0,0536	0,0492
2,0	0,0528	0,0525	0,0511	0,0501	0,0466	0,0448	0,0424
2,5	0,0358	0,0353	0,0348	0,0332	0,0326	0,0320	0,0302
3,0	0,0257	0,0255	0,0250	0,0242	0,0240	0,0238	0,0230
3,5	0,0192	0,0196	0,0190	0,0188	0,0186	0,0180	0,0174
4,0	0,0149	0,0149	0,0146	0,0145	0,0143	0,0142	0,0140
5,0	0,0097	0,0097	0,0097	0,0095	0,0095	0,0094	0,0092

Издание подготовлено в авторской редакции

Отпечатано на участке цифровой печати
Издательского Дома Томского государственного университета

Заказ № 1889 от «6» мая 2016 г. Тираж 100 экз.

