

Министерство образования Московской области
Государственный университет «Дубна»

Филиал «Протвино»
Кафедра общеобразовательных дисциплин

А. А. Масликов

**Общий физический практикум:
физика атомного ядра
и элементарных частиц**

ПРАКТИКУМ

Рекомендовано учебно-методическим советом
университета «Дубна» в качестве практикума
для студентов, обучающихся по направлению
подготовки «Физика»
(бакалавриат)



Дубна
2021

УДК 539.1
ББК 22.381я73-5
М 315

Р е ц е н з е н т:

кандидат физико-математических наук, старший научный
сотрудник НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ
И. И. Дегтярёв

Масликов, А. А.

М 315 Общий физический практикум: физика атомного ядра и элементарных частиц : практикум / А.А. Масликов. — Дубна : Гос. ун-т «Дубна», 2021. — 87, [1] с.

ISBN 978-5-89847-640-3

В учебное издание включены теоретические описания и руководства по выполнению лабораторных работ по общефизическому практикуму (раздел «Физика атомного ядра и элементарных частиц»). Каждая работа содержит теоретическое введение, описание экспериментальной части, порядка проведения измерений и обработки их результатов. Студенты выполняют измерения на приборах и стендах лаборатории филиала, осуществляется активное использование компьютерных технологий. Часть работ предполагает компьютерную симуляцию физических явлений и процессов.

Предназначено для студентов 3-го курса (6-й семестр), обучающихся по направлению 03.03.02 «Физика».

УДК 539.1
ББК 22.381я73-5

ISBN 978-5-89847-640-3

© Государственный университет
«Дубна», 2021
© Масликов А.А., 2021

Лабораторная работа № 1.

Определение отношения заряда электрона к его массе методом магнетрона

1. Общее техническое описание учебного лабораторного стенда

Отличительной особенностью лабораторного стенда является использование современной элементной базы, технологии поверхностного монтажа, что позволило снизить длину проводных соединений и, как следствие, значительно уменьшить уровень паразитных наводок и помех.

Лабораторная установка формирует одно рабочее место для бригады из двух-трех студентов и обеспечивает проведение серии экспериментов по теме «Определение отношения заряда электрона к его массе методом магнетрона» учебного лабораторного практикума дисциплины «Физика».

Лабораторная установка конструктивно выполнена в виде двух отдельных моноблоков.

Моноблок содержит все необходимые для проведения экспериментов источники питания и измерительное оборудование. Источник питания содержит ряд стабилизированных источников постоянного тока с регулировкой выходного напряжения и защитой от короткого замыкания в нагрузке:

1. Регулируемый источник постоянного напряжения 2.5–4.5 В с ограничением тока нагрузки ($I_{н.мах.} = 2 \text{ А}$) для питания цепей соленоида.

2. Регулируемый источник постоянного напряжения 5–25 В с ограничением тока нагрузки ($I_{н.мах.} = 2,5 \text{ А}$) для питания цепей соленоида.

3. Регулируемый источник постоянного напряжения 12–120 В с ограничением тока нагрузки ($I_{н.мах.} = 0,04 \text{ А}$) для питания цепи анод-катод электронной вакуумной лампы.

4. Фиксированный источник переменного напряжения 6.3 В с ограничением тока нагрузки ($I_{н.мах.} = 1 \text{ А}$) для питания цепи накала катода электронной вакуумной лампы.

Контроль токов и напряжений осуществляется встроенными цифровыми измерительными приборами.

На лицевой панели источника питания размещен ЖК-дисплей для индикации основных параметров источника питания, а также органы управления и клеммы типа “Banana” для подключения соединительных проводов.

К органам управления относятся клавишный выключатель с подсветкой, держатель предохранителя, регуляторы источников питания.

Второй моноблок содержит объект исследования: отечественную электронную вакуумную лампу 6Ф6С, помещенную в магнитную систему в виде длинного соленоида, а также необходимые экспериментальные цепи.

На лицевой панели блока представлена электрическая схема и вынесены основные элементы, задействованные в эксперименте. Для подключения к элементам используются клеммы типа “Banana”.

Лабораторный стенд выполнен по открытой идеологии, для чего на переднюю панель стенда выведены контрольные контакты экспериментальной схемы, что позволяет (при необходимости) подключать к стенду внешние измерительные приборы и оборудование.

На задней боковой поверхности лабораторного стенда расположен разъем подключения кабеля электропитания.

Питание лабораторного стенда осуществляется от однофазной сети переменного тока напряжением 220 В частотой 50 Гц посредством подключения кабеля электропитания к стандартной розетке “EURO” с заземленным центральным электродом.

1.1. Краткое техническое описание учебного лабораторного стенда ЭЛБ-190.021.02

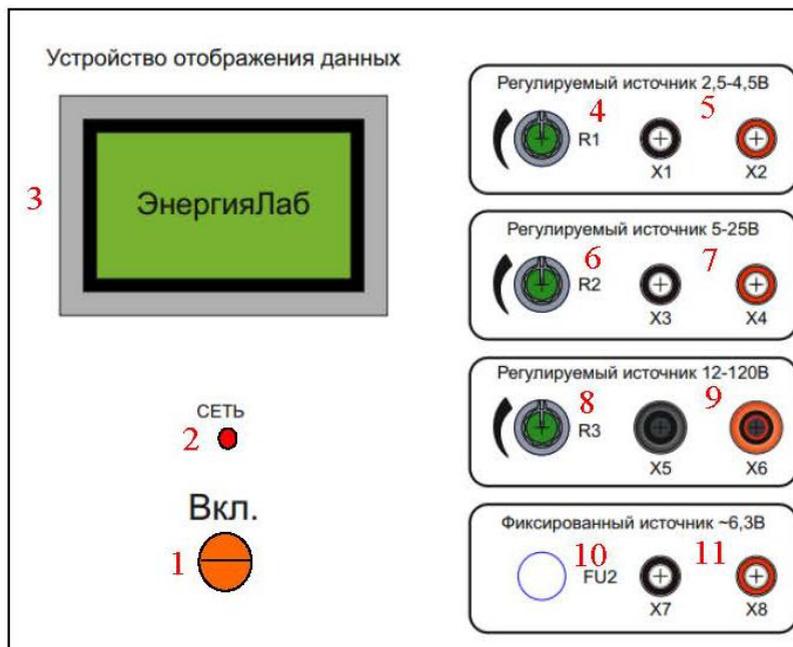


Рис. 1.1. Внешний вид моноблока источника питания учебного лабораторного стенда «Определение отношения заряда электрона к его массе методом магнетрона»

Здесь цифрами обозначены:

1. Переключатель электропитания лабораторного стенда. В верхнем положении переключателя сетевое электропитание стенда включено, в нижнем – выключено.

2. Контрольный индикатор «Сеть» наличия сетевого электропитания лабораторного стенда.

3. Многофункциональный индикатор информационно-измерительной системы лабораторного стенда. На экран выводится:

- «Источник 1» регулируемого источника 2,5–4,5 В;
«U ___ В» – напряжение источника питания;
«I ___ мА» – ток источника питания;

б) «Источник 2» регулируемого источника 5–25 В;

«U ___ В» – напряжение источника питания;

«I ___ мА» – ток источника питания;

в) «Источник 3» регулируемого источника 12–120 В;

«U ___ В» – напряжение источника питания;

«I ___ мА» – ток источника питания.

4. Регулятор R1 установки напряжения регулируемого источника 2.5–4.5 В.

5. Контакты X1 (–) и X2 (+) выхода регулируемого источника 2.5–4.5 В. Подключаются к цепи соленоида для проведения исследований при малой напряженности магнитного поля.

6. Регулятор R2 установки напряжения регулируемого источника 5–25 В.

7. Контакты X3 (–) и X4 (+) выхода регулируемого источника 5–25 В. Подключаются к цепи соленоида.

8. Регулятор R3 установки напряжения регулируемого источника 12–120 В.

9. Контакты X5 (–) и X6 (+) выхода регулируемого источника 12–120 В. Подключаются к цепи анод-катод электронной вакуумной лампы.

10. Патрон FU2 плавкого предохранителя источника переменного напряжения 6,3 В.

11. Контакты X7 и X8 выхода фиксированного источника переменного (50 Гц) напряжения 5–25 В. Подключаются к цепи накала катода электронной вакуумной лампы.

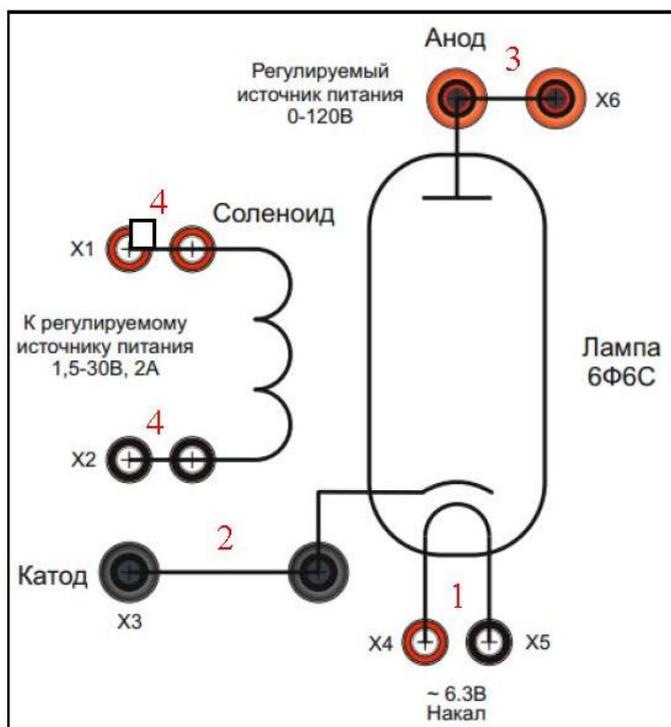


Рис. 1.2. Внешний вид моноблока с объектом исследования лабораторной установки «Определение отношения заряда электрона к его массе методом магнетрона»

Здесь цифрами обозначены:

1. Контакты X4 и X5 цепи накала катода электронной вакуумной лампы.

2. Контакты X3 цепи катода электронной вакуумной лампы.

3. Контакт X6 цепи анода электронной вакуумной лампы.

4. Контакты X1 и X2 цепи соленоида магнитной системы.

1.2. Необходимые теоретические сведения

Для определения отношения e/m используется метод магнетрона. Магнетрон – это электронная лампа, в которой катод и анод образуют коаксиальную систему, помещенную в продольное однородное магнитное поле, создаваемое соленоидом. Вылетающие

из катода термоэлектроны движутся в скрещенных электрическом и магнитном полях (напряженность E направлена по радиусу от анода к катоду; индукция B – вдоль оси магнетрона) под воздействием силы:

$$\vec{F} = e\vec{E} + e[\vec{v}\vec{B}], \quad (1.1)$$

где e – заряд электрона; v – скорость электрона.

Первое слагаемое в правой части уравнения (1.1) $F_e = eE$ – сила электростатического поля, направленная в сторону, противоположную вектору E (т.к. электрон обладает отрицательным зарядом). Второе слагаемое $F_m = evB$ – сила Лоренца, которая изменяет направление движения электрона.

Силы, действующие на электрон в магнетроне, лежат в плоскости, перпендикулярной оси системы. Движение электрона будет происходить тоже в этой плоскости, и для описания удобно использовать полярную систему координат r, φ с началом отсчета, совмещенным с осью симметрии системы. Тогда в любой точке пространства между катодом K и анодом A сила электростатического поля F_e имеет радиальное направление. Сила Лоренца F_m направлена перпендикулярно к касательной в данной точке траектории электрона.

Векторная диаграмма сил представлена на рис. 1.3а, соответствующая кинематическая диаграмма – на рис. 1.3б.

Рассмотрим движение электрона в данных условиях. Запишем уравнение динамики вращательного движения электрона относительно оси, совпадающей с центром выбранной системы координат:

$$\frac{dL}{dt} = M, \quad (1.2)$$

где $L = mvr \sin\alpha = mv_\varphi r$ – момент импульса электрона; $v_\varphi = v \sin\alpha$ – тангенциальная составляющая скорости v ; α – угол между векторами r и v ; $M = F_\varphi r$ – момент силы; составляющая силы Лоренца (см. рис. 1.1):

$$F_\varphi = ev_r B = e \frac{dr}{dt} B.$$

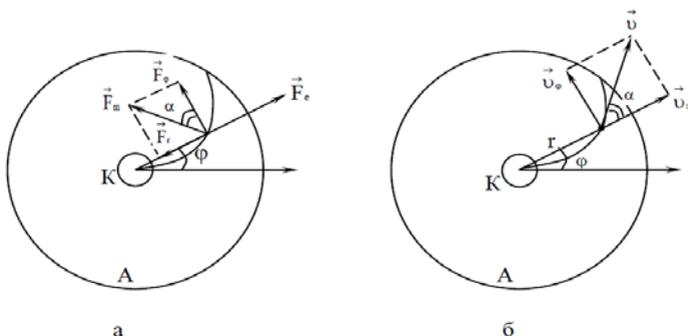


Рис. 1.3. Диаграммы сил в магнетроне: *а* – векторная; *б* – кинематическая

С учетом вышесказанного уравнение (1.2) можно переписать следующим образом:

$$\frac{d}{dt}(mv_{\phi}r) = ev_r B = er \frac{dr}{dt} B = \frac{1}{2} eB \frac{d}{dt}(r^2). \quad (1.3)$$

Интегрируя уравнение (1.3), имеем

$$mv_{\phi}r = \frac{1}{2} eBr^2 + \text{const}. \quad (1.4)$$

Значение постоянной интегрирования находим из условия $v = 0$ при $r = r_k$ (r_k – радиус катода), т. е.

$$\text{const} = -\frac{1}{2} eBr_k^2. \quad (1.5)$$

Тогда с учетом выражения (1.5) из (1.4) находим

$$v_{\phi} = \frac{1}{2} \frac{e}{m} \frac{B}{r} (r^2 - r_k^2). \quad (1.6)$$

По закону сохранения энергии кинетическая энергия электрона равна работе сил электрического поля:

$$\frac{m(v_{\phi}^2 + v_r^2)}{2} = eU, \quad (1.7)$$

где U – потенциал точки, в которой находится электрон относительно катода. Подставляя (1.6) в (1.7), имеем

$$eU = \frac{m}{2} \left\{ v_r^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{e}{m} \right)^2 \frac{B^2}{r^2} (r^2 - r_k^2) \right\}. \quad (1.8)$$

Когда индукция магнитного поля достигает значения $B_{\text{кр}}$, называемого критическим, радиальная составляющая скорости вблизи анода становится равной нулю.

Траектория движения электрона приобретает вид замкнутой окружности, и электрон не попадает на анод. Тогда уравнение (1.8) принимает вид

$$eU_a = \frac{m}{8} \left(\frac{e}{m} \right)^2 \frac{B_{\text{кр}}^2}{r_a^2} (r_a^2 - r_k^2)^2, \quad (1.9)$$

где U_a , r_a – потенциал анода относительно катода и радиус анода. Из выражения (1.9) определяем e/m , т. е.

$$\frac{e}{m} = \frac{8U_a}{B_{\text{кр}}^2 r_a^2 \left(1 - \frac{r_k^2}{r_a^2} \right)^2}. \quad (1.10)$$

В установке в качестве магнетрона используется вакуумная лампа, катод и анод которой представляют собой коаксиальные цилиндры.

Геометрические размеры:

- длина = 100 мм;
- число витков $N = 3800$;
- диаметр = 50 мм;
- радиус анода = 4,5 мм;
- радиус катода можно считать малым $r_k \ll r_a$, т.е. принять $r_k = 0$.

Упростим выражение (1.10):

$$\frac{e}{m} \approx \frac{8U_a}{B_{\text{кр}}^2 r_a^2}. \quad (1.11)$$

Величина индукции магнитного поля соленоида определяется выражением

$$B = \mu_0 I_c n \frac{l}{\sqrt{l^2 + d^2}}, \quad (1.12)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м; $n = N/l$ – число витков на единицу длины соленоида.

Величина критического магнитного поля соленоида $B_{кр}$ определяется по резкому уменьшению силы анодного тока I_a в лампе при некотором значении силы тока $I_{c,кр}$ соленоида. Характерная зависимость $I_a = f(I_c)$ (сбросовая характеристика) приведена на рис. 1.3.

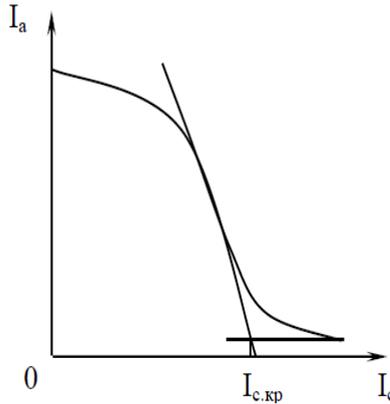


Рис. 1.4. Сбросовая характеристика анодного тока

1.3. Рекомендуемый порядок выполнения лабораторных заданий

Лабораторный стенд должен располагаться на ровной поверхности лабораторного стола. Размеры лабораторного стола должны обеспечивать свободный доступ обучающихся к передней панели лабораторного стенда.

Подключить кабель электропитания лабораторного стенда к стандартной сетевой электророзетке (220 В 50 Гц) стандарта EURO с заземленным центральным электродом.

Внимание! *Контакты экспериментальной цепи находятся под высоким напряжением (до 120 В)! Категорически запрещается осуществлять какие-либо коммутации, сборку и соеди-*

нения проводников схемы при включенном электропитании лабораторной установки!

Собрать экспериментальную схему, для чего необходимо выполнить следующее:

- соединить контакт X7 панели «Фиксированный источник 6.3 В» (10 рис. 1.1) с контактом X5 панели «6,3 В накал» (1 рис. 1.2);
- соединить контакт X8 панели «Фиксированный источник 6.3 В» (10 рис. 1.1) с контактом X4 панели «6,3 В накал» (1 рис. 1.2);
- соединить контакт X5 панели «Регулируемый источник 12–120 В» (8 рис. 1.1) с контактом X3 панели «Катод» (2 рис. 1.2);
- соединить контакт X6 панели «Регулируемый источник 12–120 В» (9 рис. 1.1) с контактом X6 панели «Анод» (3 рис. 1.2);
- соединить контакт X3 панели «Регулируемый источник 5–25 В» (7 рис. 1.1) с контактом X2 панели «Соленоид» (4 рис. 1.2);
- соединить контакт X4 панели «Регулируемый источник 5–25 В» (7 рис. 1.1) с контактом X1 панели «Соленоид» (4 рис. 1.2);
- установить в крайнее левое положение регуляторы R1, R2, R3 (соответствующее минимальному напряжению) регулируемых источников питания;
- установить в верхнее положение переключатель электропитания лабораторной установки (1 рис. 1.1), при этом должен начать светиться экран установки (4 рис. 1.1). После заставки приветствия на экран лабораторной установки в реальном масштабе времени будут выводиться экспериментальные данные. Дать прогреться установке около одной минуты.

Выполнение экспериментальных исследований.

Регулятором R3 (6 рис. 1.1) панели «Регулируемый источник 25–120 В», наблюдая за показаниями дисплея «Источник 3», установите напряжение анода, например, 60 В.

Плавно поворачивая по часовой стрелке регулятор R2 панели «Регулируемый источник 5–25 В», изменять ток соленоида от минимального до 400 мА с шагом 50 мА. Экспериментальные данные тока анода I_a (ток «Источник 3») и тока соленоида I_c (ток «Источник 2») занести в табл. 1.1.

По методике, описанной выше, провести аналогичные исследования для значения напряжения анода, равных 80 В и 100 В. Экспериментальные данные занести в таблицу.

Примечание: Так как по обмотке соленоида протекает значительный ток, то в процессе экспериментов он будет нагреваться. В случае нагрева обмоток свыше 70 °С автоматически включится аварийное защитное реле, отключающее питание соленоида. Для предотвращения излишнего нагрева соленоида рекомендуется проводить эксперименты быстро, планомерно и организованно.

Экспериментальные данные

Напряжение анода $U_a = 60$ В		Напряжение анода $U_a = 80$ В		Напряжение анода $U_a = 100$ В	
I_a , mA	I_c , A	I_a , mA	I_c , A	I_a , mA	I_c , A

По окончании экспериментов необходимо отключить питание стенда, разобрать схему электрических соединений, навести порядок на рабочем месте.

Используя полученные данные, постройте сбросовые характеристики и определите критические значения силы тока $I_{c, \text{кр}}$ в соленоиде (см. рис. 1.4).

Для каждого критического значения силы тока в соленоиде рассчитать **критическую индукцию магнитного поля**:

$$B = \mu_0 I_c n \frac{l}{\sqrt{l^2 + d^2}},$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м; $n = N/l$ – число витков на единицу длины соленоида (примечание: для экспериментальной многослойной катушки можно принять 38 витков на мм), l – длина катушки (примечание: около 100 мм), d – диаметр катушки (примечание: около 50 мм).

Вычислить величину e/m для каждого критического значения индукции магнитного поля в соленоиде. Определить среднее значение e/m .

$$\frac{e}{m} \approx \frac{8U_a}{B_{\text{кр}}^2 r_a^2}$$

(примечание: $r_a = 4.5$ мм).

Рассчитать теоретическое значение величины e/t и сравнить с экспериментальными значениями.

Сделать выводы о проделанной работе.

Лабораторная работа № 2.

Экспериментальная проверка закона Пуассона

2.1. Назначение ЭЛБ-190.015.03

Лабораторная установка «Экспериментальная проверка закона Пуассона» ЭЛБ-190.015.03 предназначена для проведения лабораторной работы по экспериментальной проверке закона Пуассона.



Рис. 2.1. Внешний вид установки

2.2. Технические характеристики

Потребляемая мощность, Вт, не более	150
Электропитание: от однофазной сети переменного тока с рабочим нулевым и защитным проводниками напряжением, В	220
частота, Гц	50
Длина, мм	450
Ширина (ортогонально фронту)	200
Высота	300
Общий вес оборудования, кг, не более	5

2.3. Комплектность

В комплект поставки входят:

- лабораторная установка «Экспериментальная проверка закона Пуассона»;
- эталонный образец содержит 12 г хлористого калия (KCl);
- образец 1 содержит 12 г хлористого калия (KCl);
- образец 2 содержит 6 г хлористого калия (KCl);
- образец 3 содержит 4 г хлористого калия (KCl);
- образец 4 содержит 8 г хлористого калия (KCl);
- мера активности 1 – активность меры по природному радионуклиду K-40, содержащемуся в хлористом калии (KCl) – 85 Бк;
- мера активности 2 – активность меры по природному радионуклиду K-40, содержащемуся в хлористом калии (KCl) – (85) Бк;
- паспорт;
- мультимедийная методика;
- руководство по выполнению базовых экспериментов.

2.4. Блок управления

На блоке управления расположены следующие элементы управления:

- индикатор «Сеть», индикатор красного цвета сигнализирует о подключении стенда к сети электропитания;
- переключатель «Вкл.» для включения и выключения блока;
- держатель плавкого предохранителя;
- ЖК-дисплей для отображения значений проведения эксперимента;
- энкодер «Режим» для установки количества измерений;
- кнопка «Пуск» для начала эксперимента;
- кнопка «Стоп» для остановки эксперимента;
- кнопка «Сброс» для сброса данных;
- кнопка «Время» для выбора времени эксперимента;
- порт блока счетчика для установки образцов;
- USB-разъем для подключения ПК.

2.5. Теоретические сведения и методические указания по проведению лабораторных работ

2.5.1. Экспериментальная проверка закона Пуассона

Цель работы: изучить статистический закон распределения Пуассона, ознакомиться с методами статистической обработки и представления результатов измерений на примере исследования интенсивности бета-излучения при радиоактивном распаде ядер естественного радионуклида ^{40}K .

2.5.1.1. Теоретическая часть

В экспериментальной ядерной физике чаще всего встречаются задачи, связанные с регистрацией явлений, происходящих в микромире. Это могут быть радиоактивные распады атомных ядер, распады нестабильных элементарных частиц, разнообразные ядерные реакции и т.д. Все это принципиально случайные процессы, и они должны изучаться статистическими методами, на основе теории вероятностей и математической статистики.

Изучение такого кажущегося хаоса микрособытий показывает, что он подчиняется вполне определенным стохастическим закономерностям, а измерительная аппаратура может давать на выходе отсчеты, сохраняющие эти закономерности. В большинстве случаев отсчеты представляют собой статистическую выборку из частиц (попаданий), зарегистрированных детектором.

В данной лабораторной работе исследуются статистические закономерности интенсивности бета-излучения изотопного источника β -частиц (измеряется количество β -частиц n испускаемых источником за ряд последовательных равных промежутков времени).

Величина n является случайной, т.к. бета-распад и испускание β -частицы происходит в результате спонтанного распада ядра нуклида ^{40}K с вероятностью λ в единицу времени. Случайная величина, в отличие от неслучайной, не имеет какого-то определенного детерминированного значения. Поэтому результаты повторных измерений такой величины могут значительно различаться, т.е. будет наблюдаться «разброс» измеренных данных. Причем любое из полученных значений будет правильным, в том смысле, что не будет обусловлено экспериментальной погрешностью: просто на момент одного измерения исследуемая величина имела одно случайное значение, а на момент другого измерения – другое. Ко-

нечно, одни значения n будут встречаться часто, другие – намного реже, но даже вероятность того, что в эксперименте будет получено огромное значение n , соответствующее одновременному распаду всех ядер ^{40}K , не равна нулю.

Обратим внимание на принципиально разные причины «разброса» экспериментальных данных в сериях измерений при исследовании случайных и неслучайных величин. В первом случае меняется, как сказано выше, сама измеряемая величина, во втором – случайным образом меняются отклонения измеренных значений от истинного детерминированного значения исследуемой величины. Вызываются эти отклонения множеством неконтролируемых малых внешних воздействий на прибор, меняющихся случайным образом, как по величине, так и по знаку. Например, если мы производим взвешивание какого-то образца, то из-за конечного трения в подвеске коромысла весов, присутствия пыли, воздействия конвективных потоков воздуха, вибраций самой различной природы и так далее результаты повторных взвешиваний не будут совпадать между собой, но сама измеряемая величина (масса) остается неизменной.

Интуитивно ясно, что при усреднении результатов измерений неслучайной величины происходит взаимная компенсация отклонений и среднее значение дает хорошее приближение к истинному значению. Результат любого единичного измерения также дает приближенное значение этой величины, хотя и менее надежное, чем среднее значение. Среднее значение, вычисленное по результатам измерений случайной величины, является очень важным параметром, но само по себе случайную величину не характеризуют (как и результат любого конкретного измерения). Исчерпывающей характеристикой случайной величины является функция, описывающая вероятность появления того или иного ее значения. Таким образом, если цель эксперимента состоит в определении истинного значения неслучайной величины, т.е. числа, то цель эксперимента со случайной величиной состоит в определении вида вероятностной функции, в расчете численных значений параметров этой функции и статистических оценок характеристик величины – среднего значения, дисперсии и др.

2.5.1.2. Вероятностные функции распределения

Из теории вероятности известно, что наиболее полным описанием случайной величины является отыскание ее интегральных и дифференциальных функций распределения. Интегральной функцией распределения $F(x)$ называют функцию, каждое значение которой для каждого x равно вероятности события, заключающегося в том, что случайная величина x в i -м опыте принимает значение меньше $F(x) = P(X < x)$.

График интегральной функции распределения показан на рис. 2.2. Она обладает следующими свойствами:

- неотрицательная, т. е. $F(x) \geq 0$;
- неубывающая, т. е. $F(x_2) \geq F(x_1)$, если $x_2 \geq x_1$;
- диапазон ее изменения простирается от 0 до 1, и $F(-\infty) = 0$,

а $F(+\infty) = 1$;

- вероятность нахождения случайной величины x в диапазоне от x_1 до x_2 $P\{x_1 < x < x_2\} = F(x_2) - F(x_1)$.

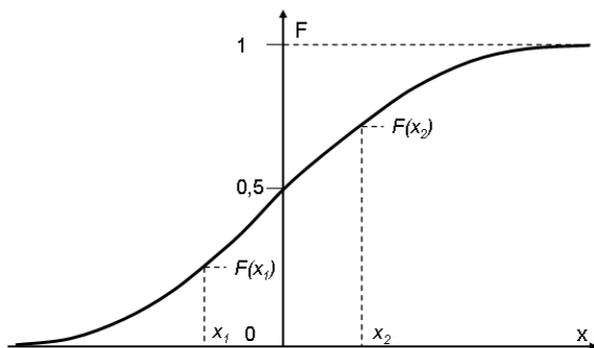


Рис. 2.2. Интегральная функция распределения случайной величины

Более наглядным является описание свойств результатов измерений и случайных погрешностей с помощью дифференциальной функции распределения, иначе называемой плотностью распределения вероятностей, $f(x) = \frac{dF}{dx}$ (рис. 2.3).

Она всегда неотрицательная и подчиняется условию нормирования в виде:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(x)dx = 1. \quad (2.1)$$

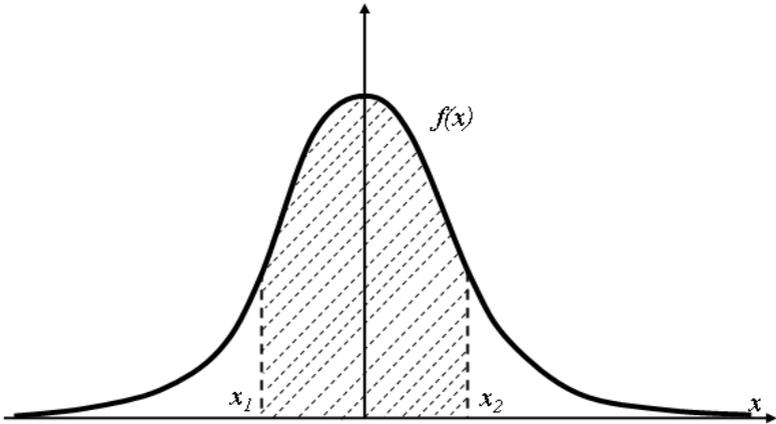


Рис. 2.3. Дифференциальная функция распределения случайной величины

Учитывая взаимосвязь между $F(x)$ и $f(x)$, ясно, что вероятность P попадания случайной величины x в заданный интервал (x_1, x_2) равна

$$P\{x_1 < x < x_2\} = \int_{x_1}^{x_2} f(x)dx. \quad (2.2)$$

2.5.1.3. Функция распределения Пуассона

Существует множество явлений, имеющих случайную природу и описывающихся той или иной вероятностной функцией. В практике физического эксперимента очень часто приходится иметь дело с дискретными случайными величинами, распределенными по закону Пуассона (дискретное распределение).

Сформулируем условия его возникновения:

1. Случайная величина (число отсчетов) может принимать, включая 0, только целые положительные значения.

2. Распределение Пуассона описывает редкие события – вероятность двух (и более) событий на достаточно малом временном или пространственном интервале бесконечно мала по сравнению с вероятностью одного события. Это свойство называется ординарностью.

3. События должны быть статистически независимыми (во времени или пространстве).

4. Время (или пространство) должно быть однородным для изучаемых событий. В этом случае поток событий можно считать стационарным, т.е. не зависящим от начала отсчета временной или пространственной координаты.

Если все эти условия выполняются, что встречается довольно часто, то распределение соответствующих вероятностей оказывается пуассоновским. Функция распределения вероятности Пуассона имеет вид

$$P(n, a) = \frac{a^n}{n!} e^{-a} \quad (2.3)$$

и определяет вероятность P того, что за фиксированный промежуток времени (на длине, площади, в объеме и т.п.) будет зарегистрировано n событий, в частности, вероятность зарегистрировать n β -частиц за фиксированное время t , если известен параметр распределения a , который равен среднему значению \bar{n} .

Распределение Пуассона является дискретным и определено на множестве натуральных чисел, включая ноль. Единственным параметром распределения Пуассона является величина a , равная математическому ожиданию случайной величины n . Параметр a не принадлежит в общем случае множеству натуральных чисел.

Поскольку функция распределения Пуассона дискретна, на графике она часто изображается отдельными точками, а не непрерывной кривой, как функция Гаусса. Пуассоновское распределение не симметрично, особенно при малых значениях параметра a . На рис. 2.4 приведено пуассоновское распределение вероятностей для параметра a равного 10, 30 и 60. При увеличении a распределение становится симметричным и стремится по форме к нормальному.

Любое статическое распределение вероятностей должно быть нормировано согласно требованию, чтобы вероятность достоверного события равнялась единице. В нашем случае условие нормировки

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{a^n}{n!} e^{-a} = 1 \quad (2.4)$$

выполняется в силу известного тождества:

$$\sum_{n=0}^{\infty} x^n / n! = e^x. \quad (2.5)$$

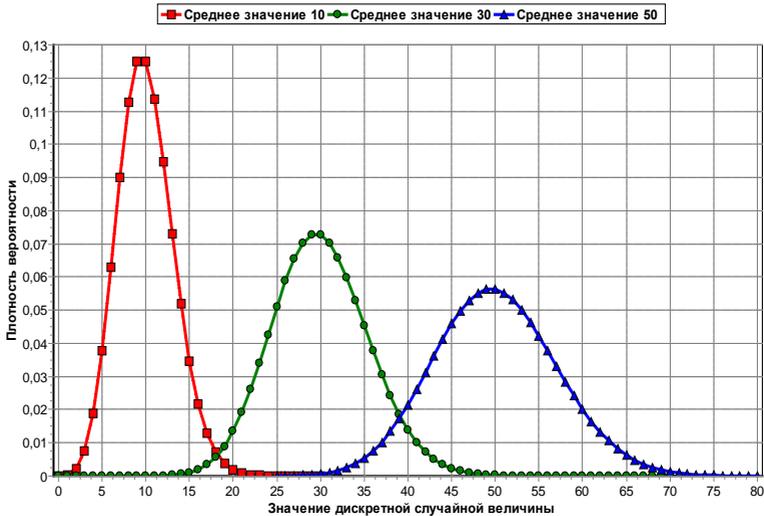


Рис. 2.4. Вид распределения Пуассона при различных значениях a

Графически условие (2.4) означает, что сумма длин всех ординат распределения на рис. 2.4 должна равняться единице.

Важнейшими характеристиками распределения являются среднее значение и дисперсия. Среднее значение \bar{n} определяет положение распределения на оси абсцисс, а дисперсия D – разброс случайных значений относительно этого среднего. Для дискретных законов распределения $P(n)$ среднее значение \bar{n} и дисперсия случайной величины D_n определяются соответственно:

$$\bar{n} = \sum n \cdot P(n), \quad (2.6)$$

$$D_n = \sum (n - \bar{n})^2 \cdot P(n). \quad (2.7)$$

Суммирование в выражениях (2.6) и (2.7) проводится по всем n ; $P(n)$ – вероятность соответствующего значения n .

Если использовать распределение Пуассона (2.3), то из (2.6) получается

$$D_n = \bar{n}. \quad (2.8)$$

Такая связь между дисперсией и средним значением случайной величины характерна только для пуассоновского распределения и является его отличительным признаком.

Введем также понятие среднеквадратической (стандартной) ошибки σ , связанной с дисперсией соотношением

$$\sigma_n = \sqrt{D_n}. \quad (2.9)$$

Из выражений (2.8) и (2.9) следует, что относительная статистическая ошибка измерения случайной величины n , распределенной по закону Пуассона,

$$\delta_n = 1/\sqrt{\bar{n}}. \quad (2.10)$$

Как правило, основной целью многих экспериментальных задач физики является определение, точнее оценка, среднего значения случайной величины \bar{n} и оценка погрешности этой оценки. Так, из выражения (2.10) следует, что погрешности в 1% соответствует $\bar{n} = 10\,000$. И если для получения такого количества событий затрачено время t , то никакое дробление во времени уже не увеличит эту ошибку.

Множество всех возможных значений случайной величины называется генеральной совокупностью. Среднее арифметическое по выборке из генеральной совокупности при бесконечном объеме дает точное не случайное значение математического ожидания, а средний квадрат отклонений от найденного среднего – дисперсию. Однако в результате экспериментальных измерений невозможно получить полный набор всех возможных значений случайной величины, т.к. для этого пришлось бы выполнить бесконечное количество измерений. В эксперименте возможно получить лишь ограниченное множество значений N исследуемой случайной величины – выборку из генеральной совокупности, или просто выборку. Среднее арифметическое по выборке \bar{n} не дает значения математического ожидания, но является наилучшей оценкой математического ожидания и, следовательно, параметра a :

$$\bar{n} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N n_i \approx a, \quad (2.11)$$

где N – количество измерений, а n_i – результат i -го измерения. Отметим, что \bar{n} является случайной величиной.

Наилучшей оценкой σ является точечная оценка средне квадратичного отклонения S_x от среднего арифметического по выборке

$$S_x = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (n_i - \bar{n})^2}. \quad (2.12)$$

2.5.1.4. Погрешность статистической оценки математического ожидания

Вероятность обнаружить случайную величину внутри конечного интервала (x_1, x_2) определяется суммированием выражения (2.3) в пределах от x_1 до x_2 . Прямым суммированием можно найти, что вероятность обнаружить полученное нами экспериментальное значение \bar{n} в интервале $(a - \sigma, a + \sigma)$ в первом приближении равна 0.68 (или 68%). В интервал $(a - 2\sigma, a + 2\sigma)$ значение \bar{n} попадет с вероятностью 95%, а в интервал $(a - 3\sigma, a + 3\sigma)$ – с вероятностью 99.7%. Последнее говорит о том, что отклонения больше чем в 3σ маловероятны.

Очевидно, что справедливо и обратное: с вероятностью $P = 68\%$ значение a будет обнаружено в интервале $(\bar{n} - \sigma, \bar{n} + \sigma)$ и т.д. Вероятность P называется доверительной вероятностью, а интервал $(\bar{n} - \sigma, \bar{n} + \sigma)$ – доверительным интервалом. Все точки доверительного интервала рассматриваются равноправными, т.е. позиция a внутри доверительного интервала никак не фиксирована: с одной и той же вероятностью a может оказаться в середине, на краю или в любой другой точке доверительного интервала. Шириной доверительного интервала и определяется численное значение погрешности (с заданной доверительной вероятностью). В предыдущих выражениях ширина доверительного интервала указана в стандартных отклонениях. Однако по результатам измерений мы можем рассчитать только величину S_x (по формуле (2.12)), которая не равна в точности σ , а является ее оценкой. Через S_x границы доверительного интервала $\pm \Delta n$ выражаются следующим образом:

$$\Delta n = S_x \cdot t_{N,P}, \quad (2.13)$$

где $t_{N,P}$ – коэффициент Стьюдента.

Коэффициенты Стьюдента являются двухпараметрическими величинами. Их значения зависят от количества измерений (объема выборки) и доверительной вероятности. Численные значения коэффициентов Стьюдента приведены в табл. 2.1.

Традиционно результат эксперимента записывается в виде

$$\bar{n} \pm \Delta n \equiv \bar{n} \pm S_x \cdot t_{N,P} \quad (2.14)$$

с обязательным указанием доверительной вероятности P . Несмотря на такую форму записи, смысл выражения остается прежним: лежит в интервале $\bar{n} \pm \Delta n$ и с вероятностью P накрывает значение a .

Таблица 2.1. Коэффициенты Стьюдента $t_{N,P}$

Длина вы- борки N	Доверительная вероятность, P			
	0,683	0,95	0,99	0,9973
3	1,32	4,70	9,9	19,2
4	1,20	3,18	5,8	9,2
5	1,15	2,78	4,6	6,6
7	1,09	2,45	3,7	4,9
10	1,06	2,26	3,2	4,1
20	1,03	2,09	2,8	3,4
50	1,01	2,01	2,7	3,2
100	1,0	2,0	2,6	3,1
200	1,0	2,0	2,6	3,0

Следствие из теории интервального оценивания погрешности. С позиций интервального метода оценивания погрешности результатом эксперимента является не число, измеренное с какой-то погрешностью, а интервал, который с заданной вероятностью накрывает истинное значение исследуемой величины. Поэтому результаты двух экспериментов $Z_1 = x \pm \Delta x$ и $Z_2 = y \pm \Delta y$ будут одинаковыми (совпадают в пределах погрешности), если отрезки $x \pm \Delta x$ и $y \pm \Delta y$ пересекаются.

Математическая статистика позволяет делать практическую проверку предположения (гипотезы) о пуассоновском характере полученного, эмпирического, распределения. Другими словами, можно ли полученную в опыте выборку считать взятой из гене-

ральной совокупности, принадлежащей распределению Пуассона с параметром a , значение которого допустимо взять равным полученному в опыте среднему арифметическому ($a = \bar{n}$).

Известно, что статистика S_x^2 / \bar{n} распределена приблизительно по нормальному (гауссовскому) закону. Это и позволяет использовать соотношение S_x^2 / \bar{n} для практической проверки гипотезы Пуассоновости с помощью выражения $\sqrt{N} \cdot \frac{(S_x^2 / \bar{n} - 1)}{a \cdot \sqrt{2}}$, в котором a следует заменить на его оценку \bar{n} , N – объем выборки:

$$\left| \sqrt{N} \cdot \frac{(S_x^2 / \bar{n} - 1)}{\bar{n} \cdot \sqrt{2}} \right|. \quad (2.15)$$

Эта случайная величина распределена также приблизительно по нормальному закону. Тогда, если неравенство

$$\left| \sqrt{N} \cdot \frac{(S_x^2 / \bar{n} - 1)}{\bar{n} \cdot \sqrt{2}} \right| < U_{P=0,995} = 2.58 \quad (2.16)$$

выполняется с доверительной вероятностью $P = 0.995$, то гипотезу о Пуассоновом характере распределения следует считать допустимой. В противном случае ее следует отвергнуть.

2.5.2. Порядок выполнения лабораторной работы

Блок-схема измерительной установки приведена на рис. 2.5.

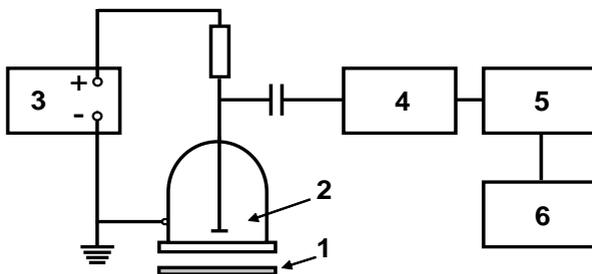


Рис. 2.5. Блок-схема измерительной установки: 1 – кювета с мерным образцом KCl; 2 – счетчик Гейгера–Мюллера; 3 – высоковольтный блок; 4 – формирователь импульсов; 5 – счетчик импульсов; 6 – таймер

1. Убедиться в исправности установки, целостности пломб, отсутствии механических повреждений, проверить комплектность.

2. Проверить, что соединительные провода и кабели не имеют повреждений изоляции и резких перегибов.

3. Убедиться, что блок регистрации импульсов соединен с блоком счетчика импульсов, разъем надежно подключен к ответной части и зафиксирован.

4. Убедиться, что блок счетчика импульсов подключен к сети электропитания.

5. Вставить кювету с образцом в порт счетчика.

6. Нажатием красного клавишного выключателя «Вкл.», расположенного на передней панели, включить питание установки.

7. Выполнить настройку прибора. Кнопкой «Время» установить время измерения, заданное преподавателем. Энкодером «Режим» установить количество измерений, также указанное преподавателем. Для примера: время измерений 5 секунд; количество измерений 100.

8. Нажать кнопку «Пуск», фиксировать результаты каждого измерения.

Полученный полигон частот записать в тетрадь в виде табл. 2.2. Пример заполнения табл. 2.2 выполнен для экспериментального полигона частот, полученного при 100 испытаниях и приведенного на рис. 2.6.

Таблица 2.2. **Образец заполнения отчета**

Число импульсов	Число появлений (частота) в эксперименте		
1	2	3	4
4	1		
5	3		
6	5		
7	6		
8	10		
.....
17	17		
		Сумма 1	Сумма 2

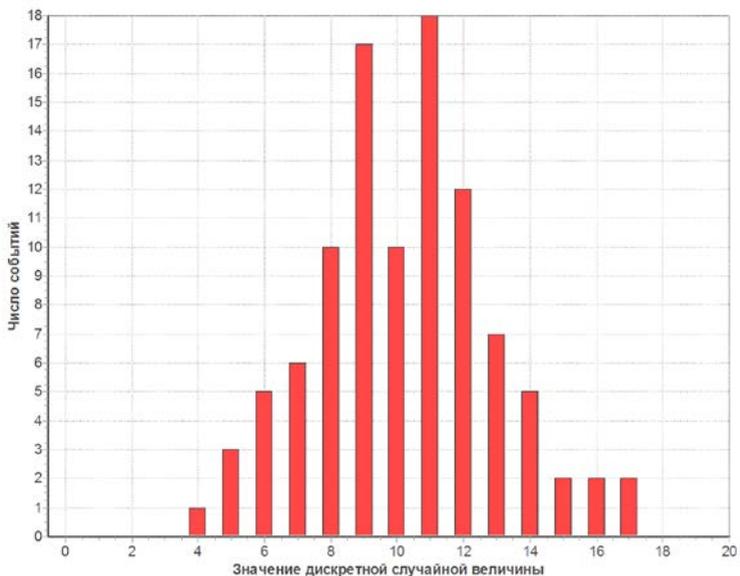


Рис. 2.6. Экспериментальный полигон частот при 100 испытаниях

9. По формулам (2.11) и (2.12) найти экспериментальные параметры полученного распределения \bar{n} и $\sigma_{\text{экс.}} = S_x$. Значения \bar{n} и S_x удобно находить, используя полученный полигон частот и табл. 2.2.

Для нахождения \bar{n} нужно заполнить 3-й столбец таблицы произведением значений соответствующих ячеек 1-го и 2-го столбцов, найти сумму этих ячеек и разделить на число испытаний (100), например,

$$\bar{n} = \frac{4 \cdot 1 + 5 \cdot 3 + 6 \cdot 5 + \dots + 17 \cdot 1}{100}.$$

Для нахождения S_x нужно заполнить 4-й столбец таблицы произведением значений соответствующих ячеек 2-го столбца и квадрата разности значения из 1-го столбца и \bar{n} , найти сумму этих ячеек и разделить на число испытаний минус единица и извлечь квадратный корень, например,

$$S_x = \sqrt{\frac{1 \cdot (4 - \bar{n})^2 + 3 \cdot (5 - \bar{n})^2 + 5 \cdot (6 - \bar{n})^2 + \dots + 1 \cdot (17 - \bar{n})^2}{99}}$$

10. Найти $\sigma_{\text{теор.}}^2 = \bar{n}$ и сравнить найденное значение с $\sigma_{\text{эсп.}}^2 = S_x^2$. Сделать выводы.

11. Заполнить табл. 2.3.

Таблица 2.3

Интервал	Границы интервала		Число событий в интервале	Вероятность попадания в интервал
	Левая граница	Правая граница		
$(\bar{n} - \sigma, \bar{n} + \sigma)$				
$(\bar{n} - 2\sigma, \bar{n} + 2\sigma)$				
$(\bar{n} - 3\sigma, \bar{n} + 3\sigma)$				

Сравнить полученные частоты с теоретическими значениями вероятности попадания в интервалы и сделать выводы.

12. Записать результаты эксперимента в виде (2.14)

$$a = \bar{n} \pm \Delta n \equiv \bar{n} \pm S_x \cdot t_{N,P}$$

для доверительной вероятности $P = 0.95$.

13. Проверить гипотезу о Пуассоновом характере распределения, используя соотношение (2.16).

14. Проверить гипотезу о Пуассоновом характере распределения, используя критерий согласия Пирсона хи-квадрат. Сравнить с результатом пункта 12.

15. Кнопкой «Сброс» сбросить результаты измерений, увеличить время измерения в 2 раза и проделать пункты 7–13. Сделать выводы о свойствах распределения Пуассона.

Контрольные вопросы

1. Объясните содержание закона распределения вероятности Пуассона и перечислите условия его возникновения, при которых он позволяет описывать случайную величину.

2. В чем различие распределений Гаусса и Пуассона.

3. Что характеризует дисперсия случайной величины?

4. Как связаны среднее значение и дисперсия для случайных величин, распределенных по закону Пуассона?
5. Каковы формулы для расчета среднего значения и дисперсии случайной величины?
6. Чем отличается математическое ожидание случайной величины от ее среднеарифметического значения?
7. Чем отличается эмпирическое распределение от теоретического?
8. Какой смысл в понятиях «доверительный интервал» и «доверительная вероятность»?

Лабораторная работа № 3.

Опыт Резерфорда

3.1. Модель опыта Резерфорда

Цель работы: знакомство с методикой экспериментального обоснования ядерной модели атома. Экспериментальное подтверждение модели атомного ядра как точечного заряда. Проверка модельных соотношений для сечения рассеяния, полученных Резерфордом.

3.1.1. Теоретическая часть

Зондирование вещества заряженными частицами является одним из методов исследования структуры объектов и свойств микромира.

Суть этого метода состоит в изучении закономерностей рассеяния (упругого и неупругого) частиц (или электромагнитных волн) мишенью. Полученные закономерности представляют собой макроскопические следствия процессов взаимодействия излучения с веществом на микроуровне. Правильная их интерпретация дает возможность воссоздавать картину микромира – определить структуру частиц и вещества, внутренние поля, свойства симметрии микромира и др.

Объекты исследования методом зондирования весьма разнообразны – это поверхности и поры твердых тел, наночастицы, кластеры и отдельные молекулы, атомы, атомные ядра, элементарные частицы.

Энергии связи частиц, входящих в состав этих объектов, существенно различны: от долей эВ до тысяч МэВ. Поскольку предметом исследования является выявление законов взаимодействия и структура частиц, то ясно, что энергия зондирующего пучка (излучения) должна охватывать диапазон возможных энергий связи частиц в исследуемых объектах. Это требование приводит к классификации физики столкновений по энергии падающих частиц, так, например, исследования атомных ядер лежат в области средних и высоких энергий зондирующего излучения от $\sim 10^6$ МэВ до $\sim 10^9$ ГэВ и выше, а исследования электронной структуры атомов – в области низких энергий от долей эВ до сотен кэВ. Экспериментальная техника существенно зависит от энергии пучка. Так, если

установка для исследования электронной структуры атомов помещается на лабораторном столе, то для исследования ядер и элементарных частиц строятся огромные ускорители заряженных частиц. Эти принципы определяют обязательное присутствие в установке как минимум трех элементов:

- источника зондирующих частиц или излучения (это может быть радиоактивный источник, электронная пушка, ускоритель);
- образца-мишени (металлической, газовой и т.д.);
- детектора рассеянных (выбитых) частиц или первичного излучения.

Исследования обычно сводятся к изучению угловых и энергетических закономерностей излучения, зарядовому и массовому составу выбитых частиц. Именно по этим результатам исследователь восстанавливает свойства вещества и поля.

3.1.2. Физические основы явления

Известно, что по крайней мере две модели претендовали на правильное описание структуры атома. Это капельная модель Томсона и планетарная или ядерная модель Резерфорда.

Атом Томсона – это положительно заряженная «капелька», в которую вкраплены электроны (рис. 3.1). Проникая в такую каплю, α -частицы рассеиваются как на положительном заряде капли, так и на электронах. Каждая «капля» имеет радиус $R \sim 10^{-8}$ см.

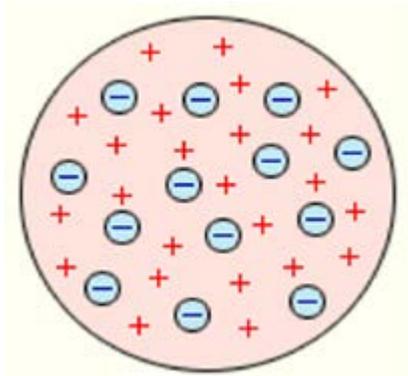


Рис. 3.1. Модель атома Томсона

Расчеты показывают, что средний угол рассеяния α -частицы с энергией ~ 5 МэВ на атоме Томсона составляет очень малую величину $\sim (0,02-0,03)^\circ$.

Если в мишень, состоящую, например, из 10^4 слоев атомов Томсона, направить поток α -частиц, то в каждом слое они будут испытывать столкновения в различных направлениях, и при вылете из мишени средний угол отклонений будет составлять $2-3^\circ$. Резерфорд вычислил вероятность обратного рассеяния α -частицы в такой среде, т.е. на угол 180° . Вероятность такого случая оказалась $\sim 10^{-3000}$, т.е. практически равной нулю. Это означает, что в мишени, состоящей из атомов Томсона, ожидать рассеяния на большие углы бессмысленно.

Атом Резерфорда представляет собой малый тяжелый керна (ядро), окруженный облаком электронов (рис. 3.2).

Если рассмотреть рассеяние α -частицы на атоме Резерфорда, то на электронах оно столь же мало, как и в модели атома Томсона, т.е. составляет $(0,02 \div 0,03)^\circ$ на отдельном атоме. Рассеяние же на ядре (если масса ядра много больше массы α -частицы) может привести к большим углам, в том числе $\sim 180^\circ$.

Проследим движение α -частицы в мишени, состоящей из атомов Резерфорда. Если принять, что размеры атома составляют величину $\sim 10^{-8}$ см, то площадь мишени, состоящей из 10^4 атомных слоев, полностью перекрывается атомами. Если α -частица пролетает через электронную оболочку, то она испытывает лишь еле заметные отклонения от первоначальной траектории движения. То есть, если α -частица случайно не натолкнулась на ядро, то она движется так же, как и в мишени Томсона (рис. 3.3a). Если, однако, α -частица столкнется с тяжелым ядром, то направление ее траектории изменится существенным образом (рис. 3.3b). Такое столкновение значительно менее вероятно, чем столкновение с электронной оболочкой потому, что размер ядра (как выяснилось позднее) на 4–5 порядков меньше размера атома.

Для проверки описанных теоретических моделей Резерфордом в 1911 г. был поставлен эксперимент, в котором по угловому распределению рассеянных α -частиц можно было судить о том, как распределены масса и заряд атома. С этой целью золотая фольга толщиной в 1 мкм обстреливалась пучком α -частиц с энергией в несколько МэВ. Результаты опыта можно свести к двум наиболее важным пунктам: 1) большая часть α -частиц отклонялась на малые углы, в среднем $2^\circ-3^\circ$, и распределение по углам этих частиц соот-

ответствовало нормальному закону, 2) некоторое число частиц отклонялось на большие углы, в том числе на углы, близкие к 180° .

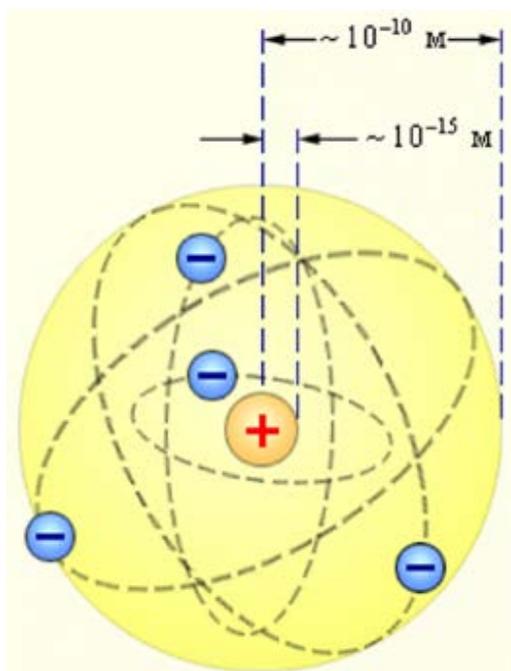


Рис. 3.2. Модель атома Резерфорда

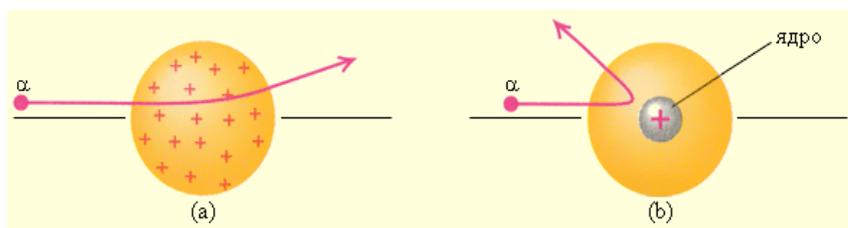


Рис. 3.3. Взаимодействие α -частицы с атомом мишени для случая (а) модель атома Томсона; (b) модель атома Резерфорда

Выводы, сделанные Резерфордом, сегодня общеизвестны: вся масса атома практически целиком сосредоточена в положительно заряженном малом объеме, называемом ядром. Размеры ядра на 4–5 порядков меньше размеров атома, который, по модели Резерфорда, представляет собой систему электронов, движущихся вокруг

ядра наподобие планет вокруг Солнца, поэтому такую модель иногда называют планетарной.

Вернемся к деталям задачи рассеяния α -частиц в опыте Резерфорда (схема опыта на рис. 3.4).

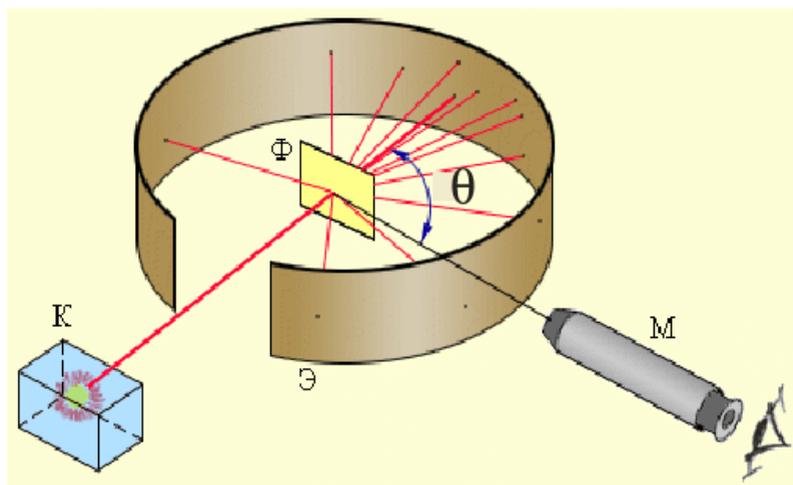


Рис. 3.4. Схема опыта Резерфорда

В установке Резерфорда пучок α -частиц вылетал из радиоактивного источника (К) со скоростью $\sim 10^9$ см/с и направлялся на мишень (Ф), представляющую собой тонкую золотую фольгу толщиной в 1 мкм, что составляет примерно 10^4 атомных слоев.

Флуоресцирующий экран (Э), поставленный за мишенью, вспышками показывал число α -частиц, прошедших через мишень и рассеявшихся на угол θ . Оптический индикатор (М) позволял отсчитывать число вспышек, т.е. число α -частиц, рассеянных на угол θ . Как уже отмечалось, подавляющее число α -частиц отклонялось на малые углы, в среднем 2° – 3° . Однако примерно одна α -частица из 10^4 , падающих на мишень, отклонялась на большие углы, в том числе и соответствующие рассеиванию назад. Было также замечено, что рассеяние на малые углы происходит в соответствии с законом нормального (гауссового) распределения случайных величин.

Теперь, следуя рассуждениям Резерфорда, ответим на вопрос о том, какая из моделей атома более соответствует действительности, Томсона или Резерфорда.

3.1.3. Основные параметры теории рассеяния

Рассеянием в силовом поле, обладающем центральной симметрией, называется отклонение частиц от направления первоначального движения в результате взаимодействия с рассеивающим центром. Таким центром может быть, например, атом или ион.

Число частиц, рассеянных в единицу времени под углом θ относительно направления их первоначального движения внутрь телесного угла $d\Omega$, равно

$$dN = \sigma(\theta)nd\Omega = nd\sigma(\theta), \quad (3.1)$$

где n – число частиц первоначального пучка, проходящих в единицу времени через единицу площади поперечного сечения их потока (интенсивность пучка).

Величина $\sigma(\theta)$, имеющая размерность площади, называется **дифференциальным эффективным сечением** $\sigma(\theta) = \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}$, ино-

гда обозначается как $I(\theta) = \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}$.

$$\text{Величина } \sigma = \int_0^{4\pi} \sigma(\theta) d\Omega = 2\pi \int_0^{\pi} \sigma(\theta) \sin\theta d\theta \quad (3.2)$$

называется **полным эффективным сечением** (или просто **полным сечением**) рассеяния.

3.1.4. Рассеяние частиц в опыте Резерфорда

Пусть под углом θ к оси падающего на мишень пучка α -частиц в элементе телесного угла $d\Omega$ расположен детектор (рис. 3.5). Мишень имеет толщину L и концентрацию рассеивающих атомов n_0 .

Мишень должна быть «тонкой». Это означает, что средняя длина свободного пробега λ α -частицы в мишени при рассеянии на ядрах, в отличие от рассеяния на электронах, должна удовлетворять требованию: $\lambda \gg L$.

При этом условии возможны лишь однократные столкновения α -частицы с ядрами мишени (если они значительно меньше размеров атома).

Важнейшим элементом в теории рассеяния является выбор потенциала рассеяния $U(r)$. Эта величина является характеристикой свойств вещества мишени и не зависит от условий эксперимента.

Резерфорд выбрал кулоновский потенциал, положив $U(r) = \frac{Ze}{4\pi\epsilon_0 r}$,

а в качестве рассеивающего центра – ядро атома золота, масса которого много больше массы α -частицы. Поэтому отдачей ядра можно было пренебречь. На рис. 3.6 изображены две близкие траектории α -частицы в поле ядра с зарядом $+Ze$, находящегося в начале координат. Траектории отличаются значениями **прицельного параметра** b – кратчайшего расстояния от траектории до ядра при отсутствии взаимодействия (слева на рисунке). θ – угол рассеяния. Задача имеет цилиндрическую симметрию с азимутальным углом ϕ .

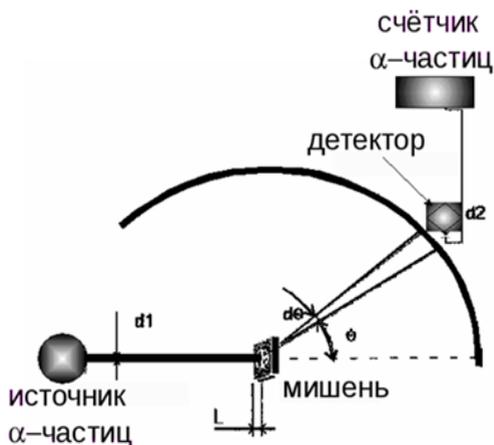


Рис. 3.5. Схема расположения детектора α -частиц в опыте Резерфорда

Расчет траектории движения α -частицы с энергией E в кулоновском поле показывает, что ее траектория – гипербола, при этом прицельный параметр b связан с углом рассеяния θ формулой

$$b = \frac{Ze^2}{2E} \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2}, \quad (3.3)$$

где Ze – заряд частицы-мишени; $2e$ – заряд α -частицы.

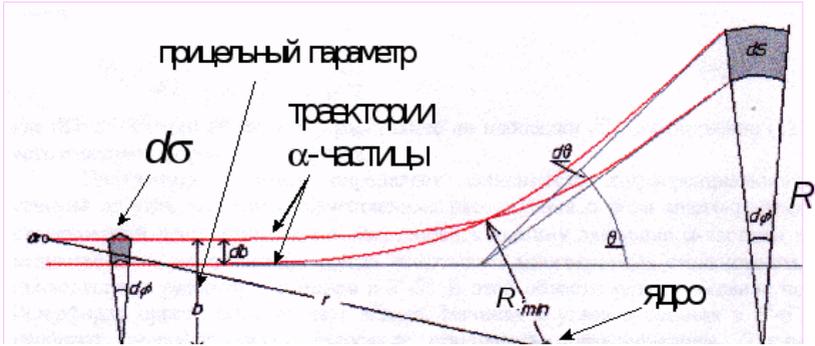


Рис. 3.6. Траектории движения α -частиц в поле ядра в зависимости от прицельного параметра

Минимальное расстояние, на которое α -частица может сблизиться с ядром с учетом кулоновского отталкивания, равно

$$R_{\min} = \frac{Ze^2}{2E} \left(1 + \frac{1}{\sin \frac{\theta}{2}} \right). \quad (3.4)$$

Нетрудно видеть, что частицы, попавшие в площадку dS (см. рис. 3.6), обязательно пройдут через элемент площади $b \cdot d\phi \cdot db$ кольца, расположенного на расстоянии b от оси, на которой находится рассеивающий центр. По сути этот элемент и является эффективным дифференциальным сечением рассеяния. Поэтому

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = I(\theta) = \frac{b \cdot db \cdot d\phi}{d\Omega}. \quad (3.5)$$

Если проинтегрировать (3.5) по ϕ , от 0 до 2π , то $d\sigma$ будет представлять собой площадь пояса, изображенного слева на рис. 3.6.

Поскольку b микроскопический, неизмеряемый параметр, воспользуемся формулой (3.3) и выразим $d\sigma$ через измеряемую величину – угол рассеяния θ . В результате будем иметь:

$$I(\theta) = \frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Ze^2}{2E} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}, \quad (3.6)$$

где $d\Omega = dS/R^2 = \sin\theta \cdot d\theta \cdot d\varphi$ (элемент телесного угла в сферических координатах), а R – расстояние от оси рассеяния до площадки dS (см. рис. 3.6). Соотношение (3.6) – это известная **формула Резерфорда**. Формула Резерфорда определяет зависимость дифференциального сечения от угла рассеяния.

3.2. Описание лабораторной установки

Лабораторная установка «Модель опыта Резерфорда» ЭЛБ-190.014.02 представляет собой моноблок, на лицевой панели которого размещены органы управления ходом эксперимента (рис. 3.7):

1. Кнопка «Выбор материала» для выбора материала мишени.
2. Кнопка «Энергия» для выбора источника частиц.
3. Жидкокристаллический дисплей, на который выводятся данные о параметрах и ходе эксперимента.
4. Кнопки «Пуск», «Стоп» и «Сброс».

Лабораторная установка не содержит источника альфа-частиц. Для обеспечения безопасности в установке применяется программная модель опыта Резерфорда.

Для выполнения работы лабораторную установку необходимо подключить к ноутбуку с помощью USB-кабеля.



Рис. 3.7. Внешний вид установки «Модель опыта Резерфорда»

3.3. Методика проведения эксперимента

Основные параметры эксперимента, принятые в программной модели опыта Резерфорда:

- 1) углы меняются от 15° до 159° с шагом 2° ,
- 2) расстояние между источником и мишенью 65 мм,
- 3) расстояние между детектором и мишенью 75 мм,
- 4) диаметр источника 6 мм,
- 5) диаметр детектора 6 мм,
- 6) диаметр мишени 8 мм,
- 7) толщина мишени 1 мкм,
- 8) материалы мишени (без мишени, золото, платина, железо, свинец),
- 9) энергия альфа-частиц: 4.49 и 5.48 МэВ,
- 10) Интенсивность излучения альфа-частиц $10^5 - 10^6$ имп/сек.

Порядок проведения эксперимента:

1. При помощи кабеля USB подключить ПК к лабораторному стенду.
2. Подключить стенд к сети электропитания 220 В. Индикатор красного цвета сигнализирует о наличии напряжения.
3. Кнопкой «Вкл.» включить стенд.

4. На персональном компьютере запустить программный комплекс E-LAB. Программное обеспечение для работы со стендом представляет собой рабочее окно. Для появления рабочей панели нажать на кнопку измерения, расположенную в верхнем левом углу.

5. Кнопкой «Выбор материала» выбрать материал (от 1 до 4), установленный преподавателем. Выбранный материал мишени отображается в программном обеспечении на панели «Материал мишени».

6. Кнопкой «Энергия» выбрать энергию альфа-частиц. Доступно 4.49 и 5.50 МэВ. Выбранная энергия также отображается в ПО.

7. Для запуска эксперимента нажать кнопку «Пуск» и наблюдать за построением графика в окне ПО. На графике отражается зависимость числа регистрируемых альфа-частиц от угла рассеивания. Угол меняется от 15° до 159° с шагом 2° .

8. Результаты измерений занести в таблицу.

9. После проведения эксперимента закрыть программный комплекс E-LAB при помощи кнопки «ВЫХОД», расположенной в левом нижнем углу.

10. Выключить стенд переключателем «Вкл.».

11. Отключить стенд от сети электропитания 220 В.

12. Отключить ПК от стенда.

13. Провести расчет результатов измерений.

Обработка результатов.

1. Рассчитать по теоретической формуле величину $I_T(\theta)$ для измеренных углов рассеивания и занести данные в таблицу.

2. Построить графики экспериментальной и теоретической кривых.

Лабораторная работа № 4.

Взаимодействие заряженных частиц с веществом. Определение пробега электронов бета-распада методом поглощения

4.1. Введение

Учебно-моделирующий стенд «Взаимодействие заряженных частиц с веществом. Определение пробега электронов бета-распада методом поглощения» ЭЛБ-190.012.02 (Стенд) предназначен для проведения лабораторных работ по курсу ядерной физики.



Рис. 4.1. Внешний вид стенда ЭЛБ-190.012.02

4.2. Описание лабораторного оборудования

Лабораторный стенд выполнен из АБС-пластика. На блоке управления расположены:

- Индикатор «Сеть». Индикатор красного цвета сигнализирует о подключении стенда к сети электропитания.
- Переключатель «Вкл.» для включения и выключения блока.
- Держатель плавкого предохранителя.
- ЖК-дисплей отображения значений проведения эксперимента.
- Рычаг с положениями «Ручной» и «Автоматический». В ручном режиме осуществляется выбор времени проведения эксперимента (30 сек.; 1 мин; 3 мин; 10 мин; 20 мин). В автоматическом режиме эксперимент проводится необходимое количество времени.
- Кнопка «Пуск» для начала эксперимента.
- Кнопка «Стоп» для остановки эксперимента.
- Кнопка «Сброс» для сброса данных.
- Кнопка «Время» для выбора времени проведения эксперимента.
- Блок счетчика для установки кювет с образцами.
- USB-разъем для подключения ПК.

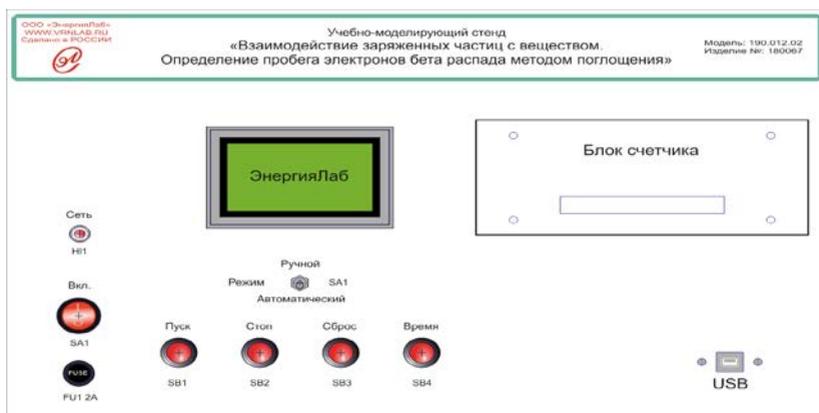


Рис. 4.2. Схема панели управления стенда ЭЛБ-190.012.02

4.3. Взаимодействие бета-излучения с веществом

Цели работы:

- изучение поглощения бета-излучения различными веществами;
- определение эффективного пробега бета-частиц К-40 в различных материалах;
- определение верхней границы бета-спектра радионуклида К-40.

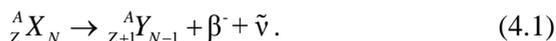
4.4. Теоретическая часть

4.4.1. Общие положения

Бета-распадом называется самопроизвольное превращение атомного ядра, при котором его заряд (Z) меняется на единицу, а массовое число (A) остается неизменным.

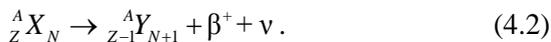
Существуют три вида бета-распада:

1. Бета-минус (β^-)-распад, при котором в ядре происходит превращение нейтрона в протон ($n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}$), в результате чего из ядра испускаются электрон e^- , называемый в данном случае бета-минус-частицей, и антинейтрино $\tilde{\nu}$:



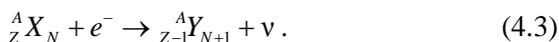
При бета-минус-распаде заряд конечного (дочернего) ядра увеличивается на единицу по сравнению с зарядом исходного (материнского) ядра: $\Delta Z = +1$.

2. Бета-плюс (β^+)-распад, при котором в ядре происходит превращение протона в нейтрон ($p \rightarrow n + e^+ + \nu$) и из ядра испускаются позитрон e^+ (бета-плюс-частица) и нейтрино ν :



При бета-плюс распаде $\Delta Z = -1$.

3. Электронный захват, при котором один из электронов атомной оболочки материнского атома захватывается ядром и при этом испускается нейтрино:



При электронном захвате происходит преимущественно захват К-электронов (наиболее близких к ядру). Вероятность захвата электронов с L , M , N оболочек существенно меньше. При электронном захвате $\Delta Z = -1$.

Бета-распад сопровождается выделением энергии распада E , которая носит название полной энергии бета-распада одного ядра. Эта энергия распределяется между частицами – продуктами бета-распада.

Из уравнения электронного захвата (4.3) следует, что вся энергия, выделяемая при электронном захвате, делится между нейтрино и дочерним ядром (ядром отдачи). Доля энергии, уносимой ядром отдачи, составляет величину, примерно равную $E_{\text{отд}} = E / Mc^2$, где M – масса ядра, c – скорость света. Таким образом, величина энергии отдачи ядра оказывается порядка 0.01% от величины полной энергии распада E для легких ядер. Для тяжелых ядер эта величина еще меньше. Отсюда следует, что в процессе электронного захвата практически вся выделяемая энергия бета-распада уносится одной частицей – нейтрино.

При бета-плюс и бета-минус-распаде из ядра испускаются две частицы. В каждом единичном акте распада выделяемая полная энергия случайным образом делится между двумя частицами – бета-частицей и нейтрино (поскольку энергией отдачи ядра можно пренебречь). Поэтому кинетическая энергия электрона (или позитрона) может принимать любые значения – почти от нуля до максимально возможной величины, приблизительно равной полной энергии распада.

При рассмотрении большого количества бета-распадов одинаковых ядер в результате статистического усреднения получается вполне определенное распределение электронов (позитронов) по энергиям (рис. 4.3). Это распределение называется энергетическим бета-спектром. При бета-распаде ядра максимальное значение энергии, принимаемое бета-частицей, называют *верхней границей бета-спектра* $E_{\text{гр}}$.

Значения $E_{\text{гр}}$ бета-распада для различных радиоактивных веществ могут сильно различаться. Например, радиоактивный нуклид ^3H (тритий) испускает бета-частицы с $E_{\text{гр}} = 18.60$ кэВ, в случае бета-распада радионуклида ^{12}N граничная энергия спектра равна

16.6 МэВ. Верхняя граница подавляющего числа бета-излучающих радионуклидов находится в диапазоне 100 кэВ – 3 МэВ.

Максимальная энергия бета-частиц является важной физической величиной при выполнении теоретических и прикладных работ в ядерной физике, и ее определение позволяет найти полную энергию распада ядер изучаемого радионуклида.

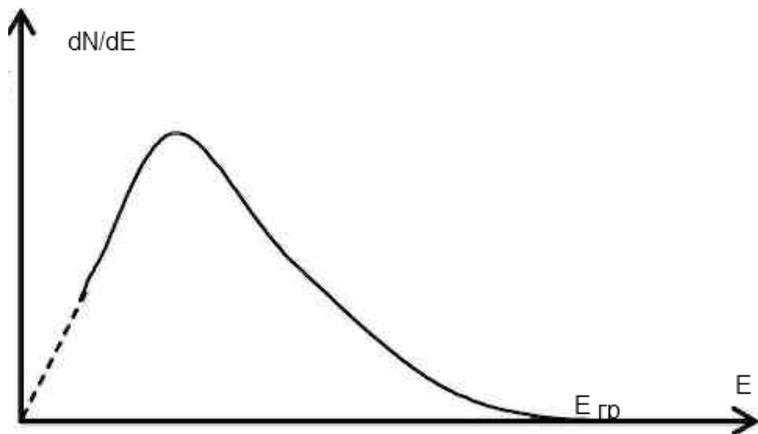


Рис. 4.3. Энергетический спектр β -частиц: $E_{гр}$ – верхняя граница β -спектра

4.4.2. Взаимодействие бета-частиц с веществом

Для получения практических результатов часто требуется определить верхнюю границу β -спектра радионуклида, поскольку ее величина практически равна полной энергии β -распада соответствующих ядер. Наиболее простыми методами определения верхней границы являются методы, основанные на ослаблении потока β -излучения веществом.

Бета-частицы, движущиеся в веществе, взаимодействуют с его атомами, в результате чего теряют свою энергию и отклоняются от первоначального направления, т.е. рассеиваются. Взаимодействие называется упругим, если сохраняется сумма кинетических энергий взаимодействующих частиц. Всякое иное рассеяние называется неупругим.

При упругих взаимодействиях бета-частиц с атомами среды происходит рассеяние электронов (позитронов), которое может быть приближенно разделено на четыре класса:

- а) однократное рассеяние;
- б) кратное рассеяние;

- в) многократное рассеяние;
- г) диффузия.

Неупругое взаимодействие бета-частиц происходит в основном с атомными электронами. Это взаимодействие заключается в передаче атомному электрону некоторой энергии, следствием чего является либо ионизация, либо возбуждение атома. Оба вида передачи энергии имеют примерно равную вероятность и объединяются под общим названием «ионизационные потери энергии». Теория ионизационных потерь энергии электронами была разработана Бором, затем Бете и Блохом и продолжена советским ученым Л.Д. Ландау, который показал, что средние потери энергии ΔE электронами при прохождении слоя вещества с атомным номером Z , зарядовым числом Z и толщиной Δx составляют

$$\frac{\Delta E}{\Delta x} = \frac{0.6}{\beta^2} \cdot \rho \cdot \frac{Z}{A}, \quad (4.4)$$

где $(\Delta E/\Delta x)$ – МэВ/см; $\beta = v/c$; v и c – скорость падающего электрона и скорость света соответственно; ρ – плотность среды поглотителя, г/см³.

Так как отношение Z/A для разных веществ приблизительно постоянно, то величина $(\Delta E/\Delta x)$ в формуле (4.4) практически зависит лишь от плотности вещества ρ . Следовательно, пробег электронов с данной первоначальной энергией E в различных веществах с одинаковой плотностью будет приблизительно одинаковым. Приблизительное отношение длины пробега электронов с данной первоначальной энергией E в двух различных веществах с разной плотностью будет обратно пропорционально отношению плотностей данных поглотителей – $\Delta x_1/\Delta x_2 \approx \rho_2/\rho_1$.

Поэтому за меру толщины вещества, взаимодействующего с электронами, часто берут так называемую **поверхностную плотность d** и выражают пробег в единицах г/см² или мг/см²:

$$d = \Delta x \cdot \rho. \quad (4.5)$$

Упругое взаимодействие β -частиц с атомными ядрами заключается в том, что электроны тормозятся кулоновским полем ядра поглотителя. При этом возникает излучение типа непрерывного рентгеновского излучения, которое называется тормозным. Потери энергии на тормозное излучение называют радиационными,

а удельные потери энергии (в нерелятивистском случае) описываются формулой Бете и Гайтлера:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{16}{3} \cdot n \cdot E \cdot Z^2 \cdot \frac{e^4}{137 \cdot (m_0 c^2)^2}, \quad (4.6)$$

где m_0 и e – масса покоя и заряд электрона; n – число атомов с атомным номером Z в единице объема среды (концентрация атомов).

Сравнение формул (4.4) и (4.6) показывает, что в области нерелятивистских энергий электронов ($\beta = v/c \ll 1$) удельные ионизационные и радиационные потери имеют разный характер. Так, потери энергии на излучение пропорциональны приблизительно Z^2 и увеличиваются с энергией линейно, а ионизационные потери пропорциональны Z и обратно пропорциональны квадрату скорости электрона, т.е. его энергии.

Энергия электрона, при которой потери на излучение и ионизацию становятся сравнимыми, называется критической – $E_{кр}$. В частности, для алюминия $E_{кр} = 47$ МэВ ($Z = 13$). Для тяжелых ядер $E_{кр}$ заметно меньше. Например, для свинца $E_{кр} = 6.9$ МэВ ($Z = 82$).

Итак, при относительно малых энергиях электронов в процессе неупругого рассеяния доминирует ионизационный механизм потерь, при больших – радиационный.

Для электронов (позитронов), испускаемых при радиоактивном распаде ядер, ввиду того, что значения энергии бета-распада обычно не превышают 3–5 МэВ, основную роль в общем балансе потерь играют ионизационные потери. Доля радиационных потерь в данном случае, как правило, пренебрежимо мала, особенно в веществах с малым атомным номером ($Z < 50$).

4.5. Методика эксперимента

Наиболее простым и наглядным способом определения верхней границы β -спектра является так называемый метод ослабления, которым можно определить максимальную энергию бета-спектра с погрешностью порядка 10–15%. Такая точность часто бывает достаточной при решении прикладных задач. Именно на методе ослабления основано выполнение данной лабораторной работы.

Поэтому рассмотрим кратко физические явления, связанные с этим методом.

Явление прохождения бета-частиц через толстые слои поглотителя можно представить на качественном уровне следующим образом. Основная доля бета-частиц высокоэнергетической части спектра (быстрые электроны) проходит первоначально некоторый отрезок пути приблизительно прямолинейно, испытывая лишь незначительные отклонения направления импульса за счет рассеяния, теряя энергию на ионизацию, и незначительно на тормозное излучение. По мере того как энергия быстрых бета-частиц уменьшается вследствие ионизационных потерь энергии, вероятность рассеяния возрастает и угловое распределение относительно первоначального направления уширяется, приобретая вид, близкий к распределению Гаусса, обусловленному многократным рассеянием бета-частиц. Наиболее вероятный угол рассеяния при этих условиях возрастает пропорционально корню квадратному из толщины поглотителя. При дальнейшем перемещении в поглотителе угловое распределение движения частиц приобретает диффузный характер. То есть распределение импульсов частиц по всем направлениям становится равновероятным, и исчезает преимущественное направление перемещения бета-частиц в пределах начального телесного угла.

Таким образом, при прохождении бета-частиц через слой вещества интенсивность потока бета-частиц монотонно уменьшается, энергетический спектр бета-частиц, прошедших через слой поглотителя, сдвигается в область малых энергий, уширяется угловое распределение потока.

Поскольку траектория бета-частицы в веществе в результате большого количества актов рассеяния не является прямолинейной, максимальная толщина слоя вещества, поглощающего практически все падающие на него частицы, определяет не истинный пробег бета-частиц в данном веществе, а так называемый **практический** или **эффективный пробег** $R_{\beta max}$ (см) или $d_{\beta max} = R_{\beta max} \cdot \rho$ (г/см²).

Теоретические расчеты эффективного пробега электронов (позитронов) в конденсированной среде весьма трудны, поэтому на практике приходится обращаться к установлению *эмпирического соотношения* «пробег – энергия» путем измерения пробега бета-частиц с известным энергетическим спектром в различных веществах-поглотителях.

Экспериментально установлено, что ослабление пучка β -частиц вследствие упругого и неупругого рассеяния при прохождении через небольшой слой поглотителя подчиняется закону, близкому к экспоненциальному:

$$N(x) = N_0 \cdot e^{-\mu \cdot x}, \quad (4.7)$$

где N_0 – число падающих на фильтр β -частиц;

$N(x)$ – число β -частиц, прошедших фильтр толщиной x см;

μ – линейный коэффициент ослабления бета-излучения данным материалом, 1 см.

Если толщину фильтра выражать не в мерах длины x , а в мерах поверхностной плотности d (см. формулу (4.5) и комментарии к ней), то закон ослабления пучка бета-частиц при прохождении через вещество примет следующий вид:

$$N(x) = N_0 \cdot e^{-\mu_m \cdot d}, \quad (4.8)$$

где

$$\mu_m = \mu / \rho - \quad (4.9)$$

массовый коэффициент ослабления бета-излучения данным материалом, см²/г.

Отметим, что величина μ_m есть однозначная функция, зависящая только от значения верхней границы бета-спектра $E_{\text{гр}}$ пучка проходящих через данный поглотитель бета-частиц.

Отсюда следует и обратное заключение. Если в результате проведенного эксперимента нам удастся определить значение коэффициента ослабления бета-излучения, то по этому значению мы сможем вычислить и значение $E_{\text{гр}}$ данного бета-спектра.

Зависимость $E_{\text{гр}}$ от величины μ_m изучалась множеством исследователей. В результате был выведен ряд эмпирических зависимостей, связывающих значение верхней границы бета-спектра проходящего через фильтр бета-излучения со значением коэффициента ослабления μ_m :

$$E_{\text{гр}}(\mu_m) \approx 7.0 \cdot \mu_m^{-0.71} \approx 7.3 \cdot \mu_m^{-0.70} \approx 10.2 \cdot \mu_m^{-0.75} \approx 6.47 \cdot \mu_m^{-0.661}. \quad (4.10)$$

В формулу (4.10) следует подставлять значения μ_m , выраженные в см²/г, значения $E_{\text{гр}}$ в этом случае выражаются в МэВ.

Типичная кривая поглощения пучка бета-частиц веществом изображена на рис. 4.4а.

Экспериментальная кривая поглощения бета-излучения в веществе (рис. 4.4а) совпадает с экспоненциальным законом только в средней части. В начале кривой наблюдается некоторое отклонение от экспоненты, с относительной погрешностью 10–15%. В конце кривой наблюдается более существенное отклонение от экспоненты. Это отчетливо видно на рис. 4.4б, где кривая поглощения построена в полулогарифмическом масштабе.

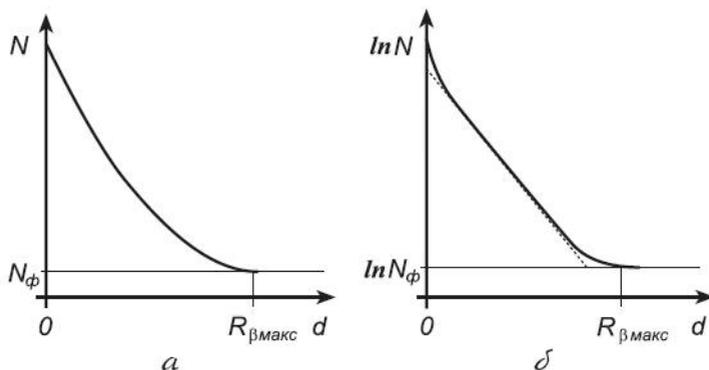


Рис. 4.4. Кривая поглощения для случая простого бета-спектра (а); та же кривая в полулогарифмическом масштабе (б)

Для определения верхней границы β -спектра $E_{\text{гр}}$ методом поглощения измеряют кривую поглощения β -излучения в веществе, т.е. находят, пользуясь набором тонких фольг, зависимость интенсивности электронного пучка, прошедшего через фольги, от толщины поглотителя (см. рис. 4.4а). По полученной кривой поглощения можно определить максимальную энергию $E_{\text{гр}}$ бета-частиц.

Различными исследователями разработан ряд методик экспериментального определения граничной энергии бета-спектра, основанных на методе ослабления потока бета-частиц в слоях поглотителей различной толщины.

Некоторые из них просто перечислим:

– **методика полного ослабления**, заключающаяся в определении минимального значения толщины слоя поглотителя d , пол-

ностью ослабляющего, т.е. поглощающего поток от источника бета-частиц изучаемого радионуклида (величина d есть однозначная функция $E_{\text{гр}}$);

– **методика кратного ослабления потока** бета-излучения и определения $E_{\text{гр}}$ по значениям толщин поглотителя $d_{1/2}$, $d_{1/4}$, $d_{1/8}$, ослабляющих поток в два, в четыре или в восемь раз соответственно.

Выполнение данной лабораторной работы основано на методике, называемой **методикой аппроксимации кривой ослабления потока бета-частиц экспоненциальной функцией толщины поглотителя и определения $E_{\text{гр}}$ по значению коэффициента ослабления μ или μ_m в показателе экспоненты.**

Данная методика является наиболее экспрессной, т.к. требует измерения не всей кривой поглощения бета-частиц в веществе, а лишь ее экспоненциального участка.

Кроме того, из-за приближенности модели описания реальной кривой ослабления потока бета-излучения экспоненциальной функцией не имеет смысла определять $N(d)$ – см. рис. 4.2 – при множестве значений d . Достаточно измерить эту зависимость в 5–6 точках.

Необходимо подчеркнуть следующее. Несмотря на то, что экспоненциальная модель ослабления бета-излучения является весьма грубым приближением, она позволяет получать результаты с погрешностью в 15–20%, что часто является вполне приемлемым для практического применения.

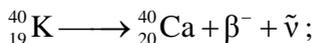
4.6. Измерение кривой поглощения бета-излучения радионуклида К-40

В качестве источника бета-излучения в данной работе применен радиоактивный изотоп калия – К-40.

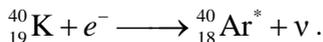
Известно, что природный химический элемент калий состоит из трех изотопов – К-39, К-40 и К-41. Один из этих изотопов, а именно радионуклид $^{40}_{19}\text{K}$, массовая доля которого в природном калии составляет 0.0119%, является нестабильным.

Ядра радионуклида К-40 могут испытывать два вида ядерных превращений:

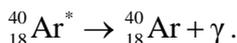
– с вероятностью $\nu_{\beta} = 0.89$ ядро К-40 превращается в ядро Са-40, испуская при этом β^- -частицу и антинейтрино (бета-распад):



– с вероятностью $v_{\gamma} = 0.11$ ядро захватывает электрон с ближайшей К-оболочки, превращаясь в ядро Аг-40 и испуская при этом нейтрино (электронный захват или К-захват):



Рожденное ядро аргона находится в возбужденном состоянии и практически мгновенно переходит в основное состояние, испуская при этом переходе γ -квант с энергией 1461 кэВ:



Вероятности выхода v_{β} и v_{γ} называются *относительным выходом β -частиц и γ -квантов на один распад ядра* соответственно. На рис. 4.5 приведена схема распада К-40, иллюстрирующая вышеизложенное.

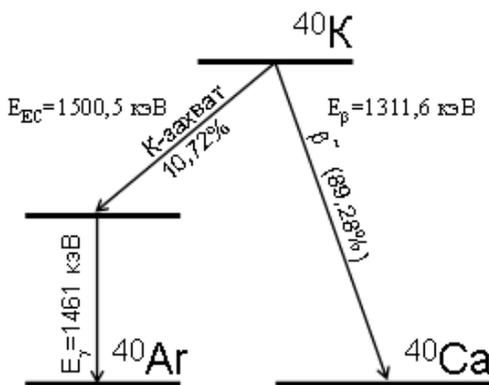


Рис. 4.5. Схема распада радионуклида К-40

Возникающие при радиоактивном распаде ядер ионизирующие частицы могут быть зарегистрированы специальной аппаратурой. В настоящей работе применяется измерительная установка, регистрирующая β -частицы, сопровождающие распад ядер радионуклида К-40, входящих в состав мерного образца.

Блок-схема измерительной установки приведена на рис. 4.6.

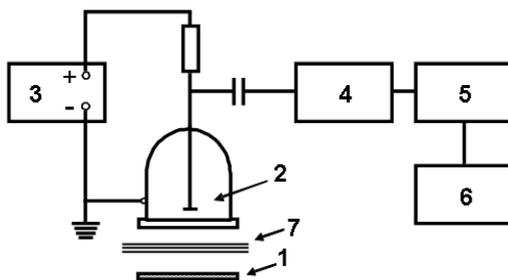


Рис. 4.6. Блок-схема измерительной установки: 1 – мерный образец; 2 – детектор Гейгера–Мюллера; 3 – высоковольтный блок; 4 – формирователь импульсов; 5 – счетчик импульсов; 6 – таймер; 7 – фильтр-поглотитель

Блок счетчика представляет собой пластиковую кювету, содержащую навеску хлористого калия KCl. Содержащийся в природном калии изотоп K-40 является источником бета-излучения. Бета-частицы, образующиеся при бета-распаде ядер K-40, попадают в измерительное окно детектора 2, вызывая его срабатывание. Высоковольтный импульс с выхода детектора приходит на формирователь импульсов 4, где принимает стандартную форму и регистрируется счетчиком импульсов 5. Время измерения установки задается таймером 6.

Если на пути бета-излучения поставить пластинку фильтра-поглотителя, то часть бета-частиц задержится (поглотится) фильтром. Это приведет к уменьшению числа импульсов, зарегистрированных счетчиком за заданное время.

Увеличение толщины фильтра будет приводить к монотонному уменьшению числа импульсов, регистрируемых счетчиком.

Данная монотонно уменьшающаяся зависимость числа зарегистрированных импульсов от толщины фильтра называется кривой поглощения бета-излучения в данном поглотителе (материале, из которого выполнены пластинки фильтра).

Отметим важный момент. Одновременно с бета-частицами, поступающими на детектор из источника излучения, измерительная установка регистрирует и определенное количество так называемых фоновых частиц, обусловленных естественной радиоактивностью окружающих строительных конструкций, конструкционных материалов, космического излучения и т.д. Фоновые частицы будут давать вклад в общее число импульсов, регистрируемых

счетчиком, и исказить «полезную» информацию. Поэтому при выполнении работы требуется выполнять процедуры измерения и учета фона измерительной установки.

4.7. Порядок выполнения лабораторной работы

1. Включить установку, установите время измерения 30 сек и дать ей «прогреться» в течение не менее 5 минут.

2. Вставить кювету с номером «0». Провести измерение фона не менее 5 раз. Результаты каждого (i -го) измерения – N_{Φ}^i – занести в рабочую тетрадь. Закончив измерение фона, сосчитать и записать его среднее значение \bar{N}_{Φ} .

3. Получить у преподавателя пластинки-фильтры (толщина отдельного фильтра из алюминия – 0.015 см; из пластика – 0.05 см). Узнать у преподавателя точные значения толщины и плотности фильтров.

4. Провести измерение интенсивности без фильтра два раза.

5. Последовательно установить под рабочее окно детектора образцы с одним, двум, тремя и четырьмя пластинками-фильтрами. Провести измерения для каждого образца. Результаты каждого измерения – $N(x)^i$ – занести в рабочую табл. 4.1.

6. Повторить выполнение пункта 5 с пластинками-поглотителями, выполненными из другого материала.

Результаты каждого измерения – $N(x)^i$ – занести в рабочую табл. 4.2.

7. По окончании измерений выполнить расчеты и заполнить ячейки рабочих табл. 4.1 и 4.2.

Пример рабочей таблицы 4.1 и 4.2

Толщина поглотителя X , см	$N1(x)$	$N2(x)$	$\bar{N}(x) = (N1 + N2) / 2$	$\bar{N}(x) - \bar{N}_{\Phi}$	$\ln(\bar{N}(x) - \bar{N}_{\Phi})$
0					
0.01					
0.02					
0.03					
0.04					

8. Изобразить на графике зависимость точек $\ln(\bar{N}(x) - \bar{N}_\phi)$ от X для одного из материалов фильтра-поглотителя. Аппроксимировать данную зависимость прямой линией – графически (рис. 4.7) и аналитически, используя, например, ресурсы Microsoft Office Excel. Значение коэффициента наклона данной прямой (тангенс угла ϕ) соответствует значению *линейного коэффициента ослабления бета-излучения радионуклида К-40 в данном материале* – μ (1/см).

Продлить прямую (рис. 4.5) до пересечения с осью абсцисс. Значение X в точке пересечения приблизительно соответствует *эффективному пробегу бета-излучения радионуклида К-40 в данном материале*– $R_{\beta\max}$ (см).

Используя данные о плотности материала фильтра по формуле (4.9), рассчитать значение *массового коэффициента ослабления бета-излучения радионуклида К-40 в данном материале* – μ_m (см²/г).

По эмпирическим формулам (4.10) провести расчет оценок $E_{гр}$ и указать полученный интервал значений энергии, соответствующий значению верхней границы бета-спектра радионуклида К-40 с учетом погрешности методики, примененной в данной работе.

9. Выполнить задания пункта 8 с экспериментальными данными, полученными для второго материала фильтров-поглотителей.

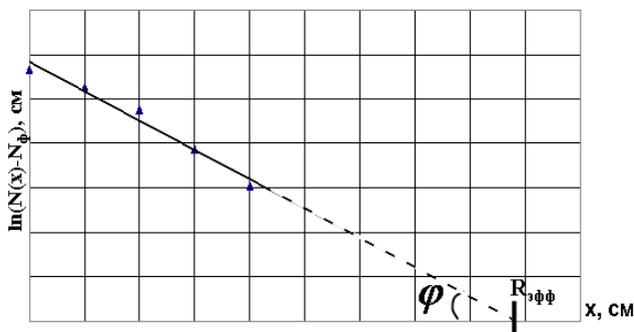


Рис. 4.7. Кривая поглощения бета-спектра радионуклида К-40 в полулогарифмическом масштабе

Полученные данные можно обрабатывать в программном обеспечении E-LAB. Рабочее окно содержит две области построения

ния. В верхней области отображаются данные каждого измерения, нижняя область построения предназначена для визуализации данных по ослаблению излучения фильтрами различных толщин.

Контрольные вопросы

1. Какой процесс называется бета-распадом ядра?
2. Перечислите виды бета-распада.
3. Что такое «полная энергия бета-распада ядра»?
4. Что такое «энергетический спектр бета-излучения»? Какой вид имеет бета-спектр?
5. Что такое «верхняя граница бета-спектра»?
6. Какой вид имеет спектр нейтрино при электронном захвате?
7. Виды взаимодействия бета-частиц с веществом.
8. Что такое «ионизационные потери энергии» бета-частицы?
9. Что такое «поверхностная плотность среды»? В каких единицах она измеряется?
10. С какой целью введено понятие «поверхностная плотность среды»?
11. Что такое «радиационные потери энергии»?
12. Каково соотношение ионизационных и радиационных потерь энергии?
13. Опишите качественно процесс прохождения бета-частиц через толстый слой вещества.
14. Что такое «практический или эффективный пробег» бета-частиц в веществе?
15. Что такое «линейный коэффициент ослабления бета-излучения»? В каких единицах он измеряется?
16. Что такое «массовый коэффициент ослабления бета-излучения»? В каких единицах он измеряется?
17. Какой вид имеет кривая поглощения бета-излучения в веществе?
18. Опишите примененную в данной работе методику экспериментального определения граничной энергии бета-спектра.

Лабораторная работа № 5.

Взаимодействие заряженных частиц с веществом. Определение длины пробега α -частиц в воздухе

5.1. Введение

Учебный лабораторный стенд «Взаимодействие заряженных частиц с веществом. Определение длины пробега α -частиц в воздухе» ЭЛБ-190.010.02 предназначен для проведения лабораторных работ по курсу ядерной физики.

Лабораторный стенд позволяет изучить зависимость количества поглощенных частиц от расстояния между источником α -частиц и приемником, отображать зависимость графическим способом, при помощи программного обеспечения.

5.2. Описание лабораторного оборудования

Лабораторный стенд выполнен из АБС-пластика. Для обеспечения устойчивости надписей и мнемосхем к царапинам и иным внешним повреждениям лицевые панели имеют текстуру Z01.

На блоке управления расположены (рис. 5.1):

- Индикатор «Сеть». Индикатор красного цвета сигнализирует о подключении стенда к сети электропитания.
- Переключатель «Вкл.» для включения и выключения блока.
- Держатель плавкого предохранителя.
- ЖК-дисплей отображения значений проведения эксперимента.
- Кнопка «Пуск» для включения секундомера.
- Кнопка «Стоп» для остановки секундомера.
- Кнопка «Сброс» для сброса данных.
- Кнопка «Выбор источника» для выбора источника излучения.
- Энкодер «Время измерения» для выбора длительности проведения эксперимента.
- USB-разъем для подключения ПК.



Рис. 5.1. Блок управления оборудованием стенда

5.2.1. Технические характеристики

Основные характеристики стенда приведены в табл. 5.1.

Таблица 5.1.

Наименование	Значение
Напряжение, В	220
Потребляемая мощность, Вт	100
Габаритные размеры, мм:	
- длина	450
- ширина	200
- высота	300
Масса, кг	10

5.2.2. Взаимодействие заряженных частиц с веществом. Определение длины пробега альфа-частиц в воздухе

Цель работы: изучить основные характеристики альфа-распада ядер; освоить методику определения энергии частиц по их среднему пробегу.

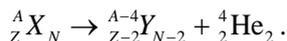
5.3. Теоретическая часть

5.3.1. Общие положения

Альфа-распад (α -радиоактивность) – это один из видов превращения радиоактивных ядер, при котором исходное (материнское) ядро ${}^A_Z X_N$, с атомным номером Z (равным числу протонов

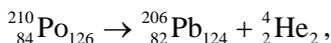
в ядре), содержащее N нейтронов и характеризуемое массовым числом $A = Z + N$, спонтанно (самопроизвольно) разделяется на два дочерних ядра.

Явление α -распада представляют в виде реакции



Таким образом, одно из дочерних ядер – всегда α -частица, т.е. ядро атома гелия ${}^4_2 \text{He}_2$, состоящее из двух протонов $Z = 2$ и двух нейтронов $N = 2$. Второе, собственно дочернее, ядро ${}^{A-4}_{Z-2} Y$ характеризуется массовым числом $A-4$ и количеством протонов (атомным номером) $Z-2$.

Например, α -распад ядер полония-210 описывается реакцией



или, в упрощенном виде,



Возможен альфа-распад только тех атомных ядер (A, Z) , для которых масса материнского ядра больше суммарной массы дочерних ядер:

$$M(A, Z) > M(A-4, Z-2) + M(4, 2).$$

Учитывая известное соотношение между массой частицы и ее полной энергией $E = mc^2$, можно сказать, что альфа-распад ядра является экзотермическим процессом, т.е. происходит с выделением некоторой энергии:

$$Q_\alpha = M(A, Z) \cdot c^2 - [M(A-4, Z-2) + M(4, 2)] \cdot c^2.$$

Эта энергия выделяется в виде суммы кинетических энергий дочернего ядра – T_d и α -частицы – T_α^0 :

$$Q_\alpha = T_d + T_\alpha^0.$$

Известно, что альфа-распад происходит в основном в области тяжелых ядер $Z > 82$. Из законов сохранения энергии и импульса следует, что при распаде подавляющего числа альфа-

радиоактивных ядер свыше 98% выделяющейся энергии приходится на долю T_{α}^0 . Следовательно, можно считать, что все α -частицы, испускаемые ядрами одного конкретного радионуклида ($A = \text{const}$; $Z = \text{const}$) имеют одинаковую энергию, т.е. альфа-излучение этого радионуклида имеет дискретный энергетический спектр.

Таким образом, α -радиоактивному ядру с заданными A и Z однозначно соответствуют значения $Q_{\alpha}(A, Z)$ и $T_{\alpha}^0(A, Z)$. Поэтому, если экспериментально определить (измерить) кинетическую энергию α -частиц, то можно однозначно идентифицировать материнское ядро (A, Z) и определить значение Q_{α} .

Отметим ряд эмпирически установленных закономерностей альфа-распада:

- энергии α -частиц, испускаемых ядрами с различными A и Z , находятся в узком интервале значений $4 < T_{\alpha}^0 < 10$ МэВ;

- среди естественных радионуклидов α -распад наблюдается только у ядер с $Z > 82$ и нескольких ядер с $Z \geq 50$;

- периоды полураспада различных α -радиоактивных ядер находятся в широком диапазоне значений: $10^{-8}\text{с} \leq T_{\alpha}^0 < 10^{19}$ лет;

- Гейгером и Неттолом была установлена эмпирическая зависимость между периодом полураспада $T_{1/2}$ и энергией α -распада Q_{α} , которая имеет вид:

$$\ln T_{1/2} = A + \frac{B}{\sqrt{Q_{\alpha}}},$$

где $A(Z)$ и $B(Z)$ – функции, зависящие от Z и от четности и нечетности числа протонов и нейтронов в распадающемся материнском ядре;

- энергии α -частиц T_{α}^0 (энергия α -распада Q_{α}) ядер изотопов ($Z = \text{const}$) каждого элемента убывают с ростом массового числа A , за исключением $208 < A < 216$, что соответствует переходу от материнского к дочернему ядрам через число нейтронов $N = 126$.

С увеличением атомного номера Z при постоянном числе нейтронов ($N = \text{const}$) энергии α -распада систематически возрастают.

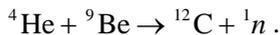
5.3.2. Взаимодействие альфа-излучения с веществом

Процесс потери энергии альфа-частиц при прохождении через вещество является частным случаем взаимодействия тяжелых заряженных частиц с атомами среды. Процессы взаимодействия тяжелых заряженных частиц с веществом достаточно подробно изучены рядом исследователей. Установлено, что при столкновении тяжелой частицы с атомом среды возможны различные виды взаимодействия, приводящие к потерям частицей некоторой части своей энергии. Основные виды взаимодействия:

– **Упругое рассеяние** – 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.

– **Неупругое рассеяние**, называемое также **ионизационным торможением**. В процессе ионизационного торможения энергия заряженной частицы расходуется на ионизацию и возбуждение атомов среды, через которую она проходит.

– **Ядерные реакции**, например, реакция взаимодействия альфа-частицы с ядром бериллия с образованием ядра углерода и нейтрона:



– **Радиационное торможение**, например в поле ядра среды. Радиационное торможение частицы приводит к **радиационным потерям** энергии вследствие возникновения **тормозного излучения**. Величина радиационных потерь обратно пропорциональна квадрату массы частицы. Поэтому при малых энергиях тяжелых заряженных частиц их вклад в суммарные потери энергии, как правило, очень мал.

– **Перезарядка частицы**. Этот вид взаимодействия рассмотрим на примере движения α -частицы через вещество. Опытами установлено, что первоначально быстрая α -частица, с начальной энергией $T_\alpha = T_\alpha^0$, движется в веществе в виде двухзарядного иона (дважды ионизированного атома гелия), теряя энергию в процессе различных взаимодействий с атомами среды. При снижении энергии α -частицы до некоторого значения $T_\alpha \leq T_{\min} \approx 0.4 \text{ МэВ}$ возможен захват частицей одного или двух электронов из среды. В ре-

зультате такого захвата частица будет двигаться через вещество в виде однозарядного иона или даже нейтрального атома.

Возможен и обратный эффект – потеря перезаряженной α -частицей захваченных электронов.

Процесс перезарядки дает вклад в разброс потерь энергии и длины пути частиц в веществе.

Альфа-частицы – это всего лишь один из видов тяжелых заряженных частиц, обладающих вполне конкретными характеристиками – зарядом $Z = 2$, массой $M = 4$, диапазоном энергий $4 < T_\alpha^0 < 10$ МэВ. Рядом теоретических и экспериментальных исследований было установлено, что основные потери энергии α -частиц при их прохождении через вещество обусловлены **неупругим ионизационным торможением**, в процессе которого энергия α -частиц расходуется на ионизацию и возбуждение атомов среды.

Квантово-механическое рассмотрение процесса торможения приводит, в первом приближении, к следующему выражению для потери энергии dE нерелятивистской частицей на длине пути dx (**удельные ионизационные потери**):

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n e^4 z^2}{m_0 v^2} \ln \frac{2m_0 v^2}{\bar{J}}, \quad (5.1)$$

при условии $\beta = v/c \ll 1$,

где z и v – заряд и скорость частицы;

m_0 и e – масса покоя и заряд электрона;

c – скорость света;

n – количество электронов в 1 см^3 среды;

\bar{J} – средний ионизационный потенциал атомов среды.

Таким образом, удельная потеря энергии заряженной частицей на ионизацию пропорциональна квадрату заряда частицы, концентрации электронов в среде, некоторой функции от скорости частицы и не зависит от массы частицы M .

5.3.3. Пробег альфа-частиц в материальной среде

Расстояние, которое частица проходит в веществе до момента полной потери энергии, называют **полным пробегом R** частицы в данной среде.

Характерной особенностью α -частиц является существование у них вполне определенного пробега: треки (следы) α -частиц оди-

наковой энергии в камере Вильсона представляют собой прямые линии практически одинаковой длины с небольшим разбросом в ту или иную сторону.

Очевидно, что величина пробега частицы в среде определяется ее начальной энергией и удельными потерями энергии, которые происходят при ее движении в среде. Потери эти различны для разных скоростей частиц.

При скоростях α -частиц $(1 \div 2) \cdot 10^9$ см/с величину $\ln(2m_0v^2 / \bar{J})$ в выражении (5.1) можно приближенно считать пропорциональной скорости частицы

$$\ln(2m_0v^2 / \bar{J}) \approx Bv, \quad (5.2)$$

где $B - \text{const}$.

Выразив энергию частицы через ее скорость и учитывая зависимость (5.2), формулу (5.1) можно переписать в виде:

$$-\frac{dv}{dx} = \left[\frac{4\pi ne^4 z^2}{m_0 M} \cdot B \right] \cdot \frac{1}{v^2} = \frac{b}{v^2}, \quad (5.3)$$

где b – константа, заключенная в скобки в формуле (5.3).

Перепишем уравнение (5.3) в виде:

$$-v^2 \cdot dv = b \cdot dx. \quad (5.4)$$

Проинтегрируем это выражение:

$$\int_0^{v_0} v^2 dv = b \int_0^R dx.$$

В результате интегрирования получим зависимость длины полного пробега частицы R в среде от значения начальной скорости частицы v_0 :

$$R = v_0^3 / 3b. \quad (5.5)$$

Выразив начальную скорость α -частицы v_0 через ее начальную энергию T_α^0 и проведя очевидные преобразования, получим выражение, связывающее T_α^0 и полную длину пробега α -частицы R_α в среде:

$$R_{\alpha} = C \cdot (T_{\alpha}^0)^{3/2}. \quad (5.6)$$

Величина константы C в формуле (5.6) зависит, в частности, от характеристик среды. Эмпирически установлено, что для расчета пробега α -частиц в воздухе (при нормальных условиях) и в воде можно использовать формулы

$$R_{\alpha}^{\text{возд}} [\text{см}] = 0.318 \cdot (T_{\alpha}^0)^{3/2} [\text{МэВ}], \quad (5.7)$$

$$R_{\alpha}^{\text{вода}} [\text{см}] = 1.73 \cdot 10^{-3} \cdot (T_{\alpha}^0)^{3/2} [\text{МэВ}]. \quad (5.8)$$

5.3.4. Метод определения кинетической энергии альфа-частиц по величине их пробега в веществе

Анализ выражений (5.7) и (5.8) показывает, что величина пробега α -частиц в конкретной материальной среде однозначно определяется значением их энергии. Отсюда следует вывод, что, измерив каким-либо способом пробег α -частиц в веществе, можно решить обратную задачу – определить их кинетическую энергию.

Пробег альфа-частиц в твердой и жидкой средах весьма мал. Расчеты, выполненные по формуле (5.8), показывают, что величина пробега альфа-частиц с энергией 5 МэВ в воде составляет всего ~ 0.2 мм. Поэтому для удобства проведения экспериментов по реализации описываемого метода в качестве поглотителя обычно применяются различные газы, в частности, воздух.

Функциональная схема лабораторной установки изображена на рис. 5.2.

В закрытой камере размещен источник альфа-излучения. При помощи диафрагмы-коллиматора формируется параллельный пучок альфа-излучения, направляемый на детектор альфа-частиц.

Веществом поглотителя, в котором определяют пробег α -частиц, является воздух.

При помощи перемещающего механизма (на рисунке не показан) можно менять базовое расстояние X между источником и детектором. Это расстояние определяет толщину слоя воздуха-поглотителя, через который проходят α -частицы.



Рис. 5.2. Функциональная схема лабораторной установки

Меняя расстояние между источником и детектором, проведем ряд последовательных измерений числа α -частиц $n_{\Delta t}(x)$, зарегистрированных детектором в заданном интервале времени Δt и, следовательно, прошедших определенный слой вещества (воздуха) X , от толщины этого слоя. Эту зависимость называют интегральной функцией ослабления (или кривой ослабления) альфа-излучения в веществе. Общий вид интегральной функции ослабления приведен на рис. 5.3.

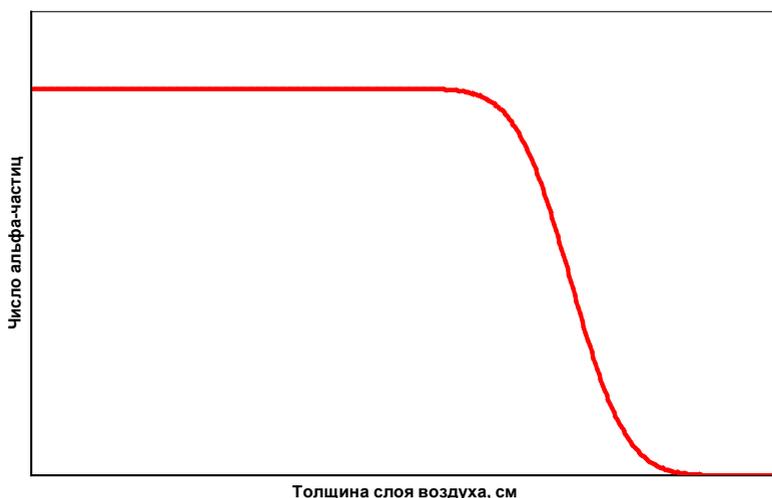


Рис. 5.3. Интегральная функция ослабления альфа-излучения в веществе

Вид кривой ослабления позволяет сделать некоторые выводы. Если исследовать параллельный пучок моноэнергетических

альфа-частиц, например, подсчитывая их число $n_{\Delta}(x)$ за некоторый интервал времени и увеличивая постепенно расстояние между источником и детектором, т.е. заставляя альфа-частицы проходить все больший слой воздуха, то оказывается, что число частиц $n_{\Delta}(x)$ в пучке остается приблизительно постоянным вплоть до определенного расстояния, а затем резко уменьшается, но не сразу до нуля, а с некоторым наклоном.

Это говорит о том, что вполне определенное среднее значение пробега моноэнергетических альфа-частиц в веществе обладает некоторым разбросом значений в ту или иную сторону. Среднее значение величины пробега называется *средним пробегом* \bar{R}_{α} . Разброс значений пробега ΔR относительно среднего пробега, называется *страгглингом*.

Возникновение страгглинга объясняется следующими причинами.

– Флуктуациями числа ионов, создаваемых отдельно рассмотренной частицей. Если среднее число ионов, образуемых всеми альфа-частицами на длине пути X , обозначить как N , то для отдельно рассмотренной частицы возможно отклонение от этого числа, согласно статистическим законам равное \sqrt{N} . Флуктуации числа ионов, создаваемых частицей, приводит к флуктуациям величины потерь энергии на единице пути частицы и, следовательно, к флуктуациям длины пробега отдельных частиц.

– Неидеальной параллельностью траекторий отдельных частиц в пучке, что приводит к некоторому разбросу длины пробега отдельных частиц по отношению к средней длине пробега, равной базовому расстоянию X между источником и детектором.

– Эффектом перезарядки альфа-частиц при их движении через среду. Как уже отмечено выше, перезарядка частиц вызывает дополнительный разброс потерь энергии частицей, что естественно приводит к дополнительным флуктуациям величины пробега альфа-частиц в воздухе.

Значение страгглинга $\Delta R / \bar{R}_{\alpha}$ в относительных единицах составляет обычно величину $\sim 2 \div 5\%$.

5.4. Порядок выполнения работы

1. Прочитать и изучить теоретические сведения к лабораторной работе.

2. Изучить технику безопасности.

3. Изучить функциональную схему установки (см. рис. 5.2).

4. При помощи кабеля USB подключить ПК к лабораторному стенду.

5. Подключить стенд к сети электропитания 220 В. Индикатор красного цвета сигнализирует о наличии напряжения.

6. Кнопкой «Вкл.» включить стенд.

7. На персональном компьютере запустить программный комплекс E-LAB. Программное обеспечение для работы со стендом представляет собой рабочее окно, внешний вид которого представлен на рис. 5.4.

8. Для отображения координатной сетки необходимо нажать на кнопку «Альфа-распад», расположенную в левом верхнем углу рабочего окна программного обеспечения.

9. Выбрать одну из величин шага (X) между источником альфа-частиц и приемником, расположенных под сеткой координат.

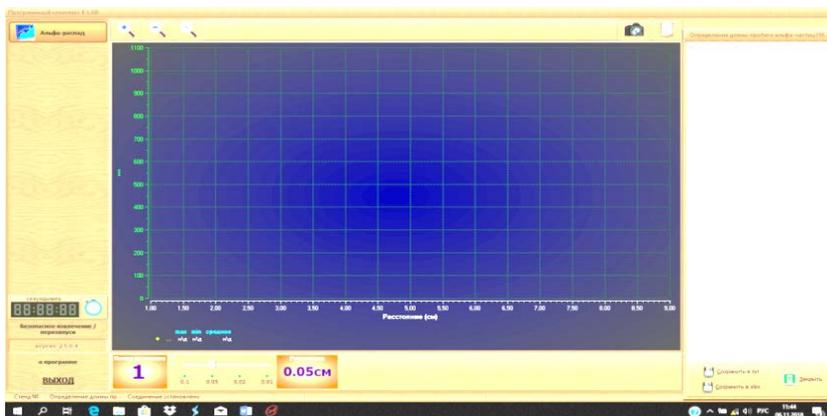


Рис. 5.4. Внешний вид рабочего окна программного обеспечения

10. На блоке управления кнопкой «Выбор источника» выбрать один из четырех источников альфа-частиц. Источники альфа-частиц отличаются между собой энергией. Выбранный источник отображается на ЖК-дисплее, а также в рабочем окне под сеткой координат.

11. При помощи энкодера «Время измерения» задать время проведения эксперимента (Δt), установленное преподавателем. (Доступны для выбора значения: 30 с, 1 мин, 5 мин, 10 мин, 20 мин, 30 мин.)

12. Для начала эксперимента нажать кнопку «Пуск». Программа определяет количество альфа-частиц, попавших в детектор. При этом автоматически изменяется расстояние от источника до детектора с заданным шагом.

13. На рабочем окне программного комплекса выводится на координатную сетку зависимость между количеством частиц $n_{\Delta t}(x)$ (ось ординат), достигших детектора, и расстоянием между источником и детектором (ось абсцисс).

14. Результаты измерений занести в табл. 5.2.

15. После проведения эксперимента закрыть программный комплекс E-LAB при помощи кнопки «ВЫХОД», расположенной в левом нижнем углу.

16. Выключить стенд переключателем «Вкл.».

17. Отключить стенд от сети электропитания 220 В.

18. Отключить ПК от стенда.

19. Провести расчет результатов измерений.

Таблица 5.2. Результаты измерений

№ п/п	X_i , см	Количество зарегистрированных событий (частиц) $n_{\Delta t}(x)$
1	2	3
1.		
2.		
...		
n		

5.5. Обработка результатов

1. Полученную зависимость $n_{\Delta t}(x)$ от X_i (интегральную функцию ослабления альфа-излучения в воздухе) представить в графической форме (рис. 5.5).

2. Выделить и изобразить на графике участок «плато» в виде горизонтальной прямой H и участок страгглинга (пунктирная линия).

3. Провести горизонтальную линию $H/2$ до пересечения с линией эмпирической функции ослабления. Абсциссу точки пересечения обозначить как значение среднего пробега альфа-частиц в воздухе – \bar{R}_α . Определить расстояние ΔR от значения \bar{R}_α до границ участка страгглинга – R_{\min} и R_{\max} . Величину ΔR принять как значение методической погрешности величины среднего пробега.

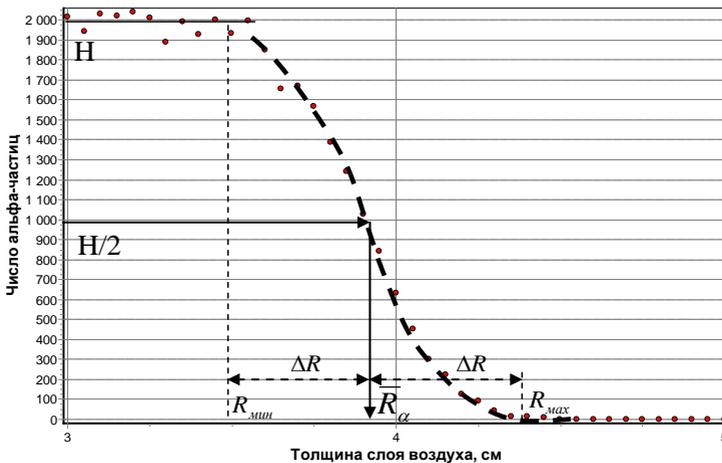


Рис. 5.5. Интегральная функция ослабления альфа-излучения в воздухе

4. Оценить значение энергии альфа-частиц по графику, приведенному на рис. 5.6.

5. Используя формулу (5.7), рассчитать значение энергии альфа-частиц:

$$T_\alpha^0 (\text{МэВ}) = \left(\frac{\bar{R}_\alpha (\text{см})}{0.318} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (5.9)$$

или

$$T_\alpha^0 (\text{МэВ}) = 2.147 \cdot [\bar{R}_\alpha (\text{см})]^{2/3}. \quad (5.10)$$

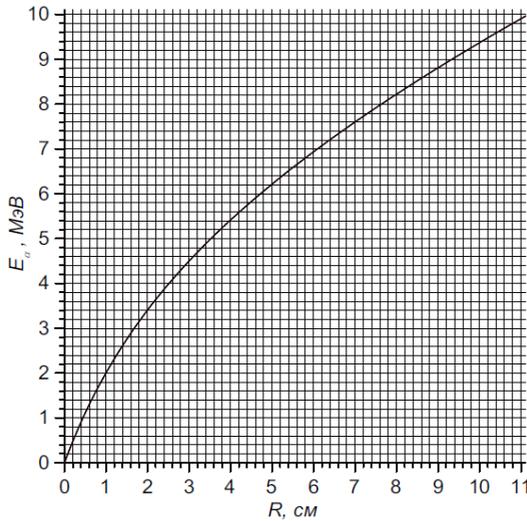


Рис. 5.6. Соотношение между энергией T_{α}^0 и средним пробегом \bar{R}_{α} для α -частиц в воздухе при атмосферном давлении 760 мм рт. ст. и температуре 15°C

6. Оценить значение погрешности энергии:

$$\Delta T_{\alpha}^0 (\text{МэВ}) = (2/3) \left(\frac{0.318}{\bar{R}_{\alpha} (\text{см})} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot \frac{\Delta R (\text{см})}{0.318} \quad (5.11)$$

или

$$\Delta T_{\alpha}^0 (\text{МэВ}) = (2/3) \cdot 2.147 \cdot [\bar{R}_{\alpha} (\text{см})]^{-1/3} \cdot \Delta R (\text{см}) \quad (5.12)$$

7. Сравнить полученное значение энергии альфа-частиц с табличным значением табл. 5.3.

Таблица 5.3. Характеристики некоторых α -радиоактивных нуклидов

Нуклид	Период полураспада	Энергия α -частиц, МэВ	Число α -частиц на распад
^{210}Po	138.4 дней	5.305	1
^{222}Rn	3.83 дней	5.49	1
^{226}Ra	$1.6 \cdot 10^3$ лет	4.60	0.06
		4.78	0.94
^{232}Th	$1.41 \cdot 10^{10}$ лет	3.96	0.29
		4.02	0.77
^{233}U	$1.59 \cdot 10^5$ лет	4.78	0.13
		4.82	0.84
^{234}U	$2.44 \cdot 10^5$ лет	4.72	0.28
		4.77	0.72
^{236}U	$2.342 \cdot 10^7$ лет	4.44	0.26
		4.49	0.74
^{238}U	$4.468 \cdot 10^9$ лет	4.15	0.23
		4.20	0.77
^{238}Pu	87.74 года	5.46	0.28
		5.50	0.72
^{239}Pu	$2.41 \cdot 10^4$ лет	5.10	0.11
		5.16	0.73
^{241}Am	432 лет	5.44	0.13
		5.49	0.86
^{250}Cf	13.1 лет	6.03	0.85

Контрольные вопросы

1. В чем заключается явление α -распада атомных ядер?
2. Запишите реакцию α -распада.
3. Приведите примеры α -радиоактивности ядер.

4. Сформулируйте основные эмпирические закономерности α -распада.
5. Сформулируйте основные виды взаимодействия тяжелых заряженных частиц с веществом.
6. Объясните, почему средний пробег α -частиц в веществе однозначно связан с энергией α -частиц.
7. Почему возникает разброс пробегов α -частиц в веществе?
8. Покажите, как распределяется энергия α -распада между α -частицей и дочерним ядром.
9. Какой вид имеет энергетический спектр α -частиц?
10. Объясните вид интегральной функции ослабления потока α -частиц.
11. Какой вид будет иметь интегральная функция ослабления, если источник α -излучения содержит два различных радиоактивных вещества с различными энергиями α -частиц?
12. Чем объяснить прямолинейность пути α -частицы в веществе?
13. Как изменяется интегральная функция ослабления потока α -частиц в воздухе при изменении давления?

Лабораторная работа № 6.

Измерение периода полураспада долгоживущего изотопа

6.1. Назначение

Лабораторная установка «Измерение периода полураспада долгоживущего изотопа» ЭЛБ-190.016.04 предназначена для проведения лабораторных работ по измерению периода полураспада долгоживущего изотопа.



Рис. 6.1. Внешний вид лабораторной установки ЭЛБ-190.016.04

6.2. Технические характеристики

Потребляемая мощность, Вт, не более	150
Электропитание: от однофазной сети переменного тока с рабочим нулевым и защитным проводниками напряжением, В	220
частота, Гц	50
Габаритные размеры, мм, не более длина (по фронту)	450
Ширина (ортогонально фронту)	200
Высота	300
Общий вес оборудования, кг, не более	5

6.3. Комплектность

В комплект поставки входят:

- лабораторная установка «Измерение периода полураспада долгоживущего изотопа»;
- кабель электропитания;
- комплект образцов;
- диск с мультимедийной методикой;
- руководство по проведению лабораторной работы.

6.4. Теоретические сведения и методические указания по проведению лабораторных работ

6.4.1. Определение периода полураспада долгоживущего изотопа

Цель работы: изучение явления радиоактивности и методов его измерения. Определение периода полураспада $T_{1/2}$ ядер радионуклида К-40 (калий-40).

В настоящее время известно большое количество изотопов химических элементов, ядра которых могут самопроизвольно превращаться друг в друга. В процессе превращений ядро испускает один или несколько видов так называемых ионизирующих частиц – альфа-(α), бета-(β) и других частиц, а также гамма-квантов (γ). Такое явление называется радиоактивным распадом ядра.

Радиоактивный распад носит вероятностный характер и зависит только от характеристик распадающегося и образующегося ядер. Никакие внешние факторы (нагревание, давление, влажность и др.) на скорость радиоактивного распада воздействия не оказывают. Радиоактивность изотопов не зависит также от того, находятся они в чистом виде или входят в состав каких-либо химических соединений. Радиоактивный распад является процессом статистическим. Каждое ядро распадается независимо от других ядер. Нельзя сказать, когда конкретно распадется данное радиоактивное ядро. Для отдельного ядра можно лишь указать вероятность распада за определенное время.

Самопроизвольный распад радиоактивных ядер происходит по закону радиоактивного распада, согласно которому число ядер $dN(t)$, распадающихся за бесконечно малый промежуток времени dt , пропорционально числу нестабильных ядер, имеющихся в момент времени t в данном источнике излучения (мерном образце):

$$A(t) = -dN(t) / dt = \lambda N(t). \quad (6.1)$$

В формуле (6.1) коэффициент пропорциональности λ называется **постоянной распада** ядра. Ее физический смысл – вероятность распада отдельно взятого нестабильного ядра в единицу времени. Другими словами – для источника излучения, содержащего в рассматриваемый момент большое количество нестабильных ядер $N(t)$, постоянная распада показывает **долю** ядер, распадающихся в данном источнике за малый промежуток времени dt . Постоянная распада – размерная величина. Ее размерность в системе СИ – c^{-1} .

Величина $A(t)$ в формуле (6.1) сама по себе имеет важное значение. Она является основной количественной характеристикой данного мерного образца и называется **активностью источника излучения**. Физический смысл активности источника – количество нестабильных ядер, распадающихся в данном источнике излучения в единицу времени. Единица измерения активности в системе СИ – **Беккерель (Бк)** – соответствует распаду одного ядра в секунду. В специализированной литературе встречается внесистемная единица измерения активности – **Кюри (Ки)**. $1 \text{ Ки} \approx 3.7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$.

Выражение (6.1) – это запись закона радиоактивного распада в дифференциальной форме. На практике иногда удобнее применять другой (интегральный) вид закона радиоактивного распада. Решая дифференциальное уравнение (6.1), получим

$$N(t) = N(0) \cdot e^{-\lambda t}, \quad (6.2)$$

где $N(0)$ – количество нестабильных ядер в образце в начальный момент времени ($t = 0$); $N(t)$ – количество нестабильных ядер в любой момент времени $t > 0$.

Таким образом, число нестабильных ядер в любом источнике излучения уменьшается со временем в среднем по экспоненциальному закону. На рис. 6.2 представлена кривая изменения числа ядер во времени, происходящего по закону радиоактивного распада. Этот закон может быть применен только к большому числу радиоактивных ядер. При небольшом числе распадающихся ядер наблюдаются статистические колебания около среднего значения.

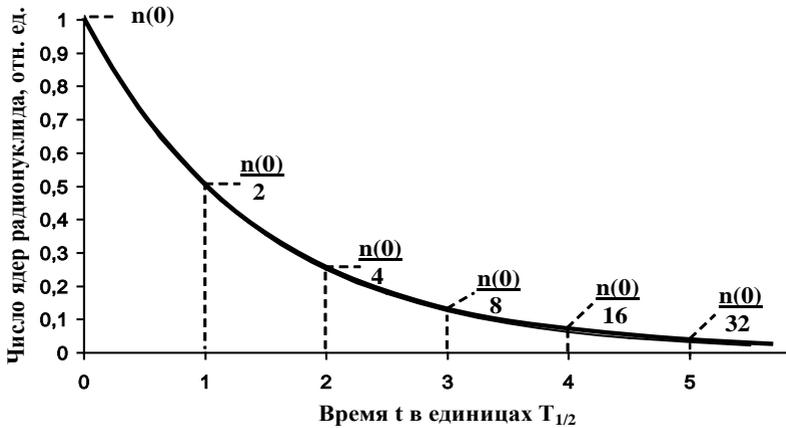


Рис. 6.2. Кривая распада радионуклида

Умножив обе части (6.2) на константу λ и учитывая, что $N(t) \cdot \lambda = A(t)$, получим закон изменения активности источника излучения с течением времени

$$A(t) = A(0) \cdot e^{-\lambda t}. \quad (6.3)$$

В качестве интегральной характеристики радионуклида часто применяют его **период полураспада** $T_{1/2}$ – интервал времени, на протяжении которого число ядер данного радионуклида в источнике уменьшается в два раза (см. рис. 6.2). Из выражения (6.2) находим

$$N(T_{1/2}) / N(0) = e^{-\lambda T_{1/2}} = 1 / 2,$$

откуда получаем соотношение между периодом полураспада радионуклида $T_{1/2}$ и его постоянной распада λ :

$$T_{1/2} = \ln 2 / \lambda = 0.693 / \lambda. \quad (6.4)$$

Подставив в формулу (6.4) значение λ , выраженное из формулы (6.1), получаем выражение, связывающее период полураспада с активностью мерного образца A и количеством нестабильных ядер N_{K-40} радионуклида К-40, входящего в состав этого образца:

$$T_{1/2} = \ln 2 \cdot \frac{N_{\text{К-40}}}{A} = 0.693 \cdot \frac{N_{\text{К-40}}}{A}. \quad (6.5)$$

Выражение (6.5) является основной рабочей формулой данного задания. Из нее следует, что, посчитав количество ядер радионуклида К-40 в рабочем мерном образце и определив активность К-40 в образце, можно будет найти период полураспада долгоживущего радионуклида К-40, выполнив тем самым задание лабораторной работы.

Отметим важный момент. Учтем, что по условиям задания заранее известно, что период полураспада радионуклида К-40 намного больше времени наблюдения за мерным образцом в рамках данной лабораторной работы. Следовательно, можно не учитывать изменение активности образца и количества ядер К-40 в образце за счет радиоактивного распада и считать их постоянными величинами

6.4.2. Определение количества ядер К-40 в мерном образце

Известно, что природный химический элемент калий состоит из трех изотопов – К-39, К-40 и К-41. Один из этих изотопов, а именно радионуклид К-40, доля которого в природном калии составляет 0.0119% (*относительная распространенность $\eta = 0.000119$*) является нестабильным.

Число атомов N (соответственно, и ядер) радионуклида К-40 в мерной пробе определяется следующим образом.

Полное число $N_{\text{К}}$ атомов природного калия в мерной пробе, содержащей m граммов (указывается преподавателем) хлористого калия, находится из соотношения

$$\frac{m}{M_{\text{КCl}}} = \frac{N_{\text{К}}}{N_{\text{А}}},$$

где $M_{\text{КCl}} = 74.5$ г/моль – молярная масса КСl;

$N_{\text{А}} = 6.02 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹ – постоянная Авогадро.

Следовательно, с учетом относительной распространенности число атомов (ядер) радионуклида К-40 в мерной пробе будет определяться соотношением

$$N_{\text{К-40}} = \eta \cdot N_{\text{К}} = \eta \cdot \frac{m}{M_{\text{КCl}}} N_{\text{А}}. \quad (6.6)$$

6.4.3. Определение активности радионуклида К-40 в мерном образце

Известно, что ядра радионуклида К-40 могут испытывать два вида ядерных превращений:

– с вероятностью $\nu_{\beta} = 0.89$ ядро К-40 превращается в ядро Са-40, испуская при этом β -частицу и антинейтрино (бета-распад);

– с вероятностью $\nu_{\gamma} = 0.11$ ядро захватывает электрон с ближайшей оболочки, превращаясь в ядро Аг-40 и испуская при этом нейтрино (К-захват). Рожденное ядро аргона находится в возбужденном состоянии и практически мгновенно переходит в основное состояние, испуская при этом переходе γ -квант с энергией 1461 кэВ.

Вероятности выхода ν_{β} и ν_{γ} называются **относительным выходом β -частиц и γ -квантов** соответственно.

На рис. 6.3 приведена схема распада К-40, иллюстрирующая вышеизложенное.

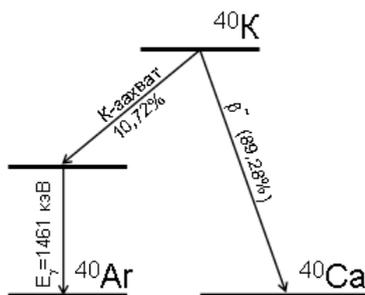


Рис. 6.3. Схема распада радионуклида К-40

Возникающие при радиоактивном распаде ядер ионизирующие частицы могут быть зарегистрированы специальной аппаратурой. В настоящей работе применяется измерительная установка, регистрирующая β -частицы, сопровождающие распад ядер радионуклида К-40, входящих в состав мерного образца.

Блок-схема измерительной установки приведена на рис. 6.4.

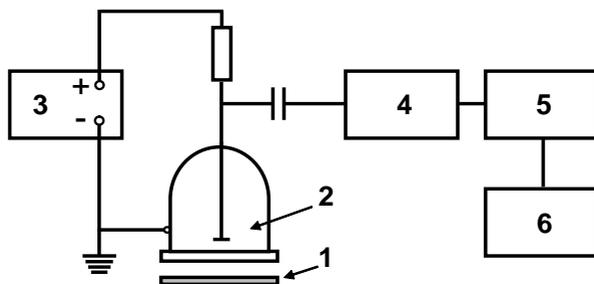


Рис. 6.4. Блок-схема измерительной установки: 1 – кювета с мерным образцом KCl; 2 – счетчик Гейгера–Мюллера; 3 – высоковольтный блок; 4 – формирователь импульсов; 5 – счетчик импульсов; 6 – таймер

Рассмотрим процесс регистрации бета-частиц, образующихся в мерном образце (источнике излучения), измерительной установкой.

– Неизвестную активность К-40 в мерном образце обозначим A_x . Это означает, что каждую секунду в образце распадается в среднем A_x ядер радионуклида К-40.

– Регистрация излучения проводится в течение некоторого времени работы установки $t_{\text{изм}}$. Очевидно, что за это время в образце распадутся в среднем $A_x \cdot t_{\text{изм}}$ ядер.

– С учетом относительного выхода бета-частиц на 1 распад ядра количество бета-частиц, рожденных в образце за время работы установки, будет равно $A_x \cdot t_{\text{изм}} \cdot \nu_{\beta}$.

– Поскольку источник имеет конечные размеры, часть бета-частиц поглотится материалом самого источника. Вероятность K поглощения бета-частицы, рожденной в источнике, материалом самого источника называют коэффициентом самопоглощения излучения. Отсюда следует, что из источника за все время измерения вылетит в среднем $A_x \cdot t_{\text{изм}} \cdot \nu_{\beta} \cdot (1-K)$ бета-частиц.

– Через детектор (счетчик Гейгера–Мюллера) пролетает только малая относительная доля G всех вышедших из источника бета-частиц, зависящая от размеров и взаимного расположения образца и детектора. Остальные частицы пролетят мимо детектора. Поправка G называется геометрическим фактором системы «детектор – образец». Следовательно, полное количество бета-частиц,

попавших за время работы установки из образца в рабочий объем детектора, будет равно $A_X \cdot t_{\text{изм}} \cdot v_\beta \cdot (1-K) \cdot G$.

– Вследствие особенности работы детекторов ионизирующего излучения любых типов (в том числе и детекторов Гейгера–Мюллера) лишь некоторая относительная доля ε (называемая эффективностью регистрации детектора) частиц, пролетевших через детектор, инициирует электрический импульс на его выходе. Остальные частицы детектор «не замечает». Данные электрические импульсы обрабатываются электронной схемой измерительной установки и регистрируются ее пересчетным устройством. Таким образом, за время работы установки пересчетное устройство регистрирует $n_X^{\text{эфф}} = A_X t_{\text{изм}} v_\beta (1-K) G \varepsilon$ «полезных» событий (импульсов), обусловленных распадом ядер $K-40$ в мерной пробе.

– Одновременно с бета-частицами от мерного образца – $n_X^{\text{эфф}}$ – измерительная установка регистрирует и определенное количество n_Φ , так называемых фоновых частиц, обусловленных естественной радиоактивностью окружающих строительных конструкций, почвы, конструкционных материалов и т. д.

Таким образом, полное количество событий n_X , зарегистрированных пересчетным устройством измерительной установки при измерении мерного образца с неизвестной активностью A_X в течение времени $t_{\text{изм}}$, можно представить в виде

$$n_X = n_X^{\text{эфф}} + n_\Phi = A_X t_{\text{изм}} v_\beta (1-K) G \varepsilon + n_\Phi. \quad (6.7)$$

Точный учет поправок K , G и ε , входящих в формулу (6.7), в общем случае весьма сложен. Поэтому на практике часто пользуются **относительным методом измерения активности**. Реализация такого метода возможна при наличии эталонного источника радиоактивного излучения (образцовой меры активности) с известной активностью A_Σ , имеющего такую же форму и размеры, содержащего тот же радионуклид, что и исследуемый образец. В этом случае все поправочные коэффициенты – v_β , K , G , ε – будут одинаковы для исследуемого и эталонного препаратов.

Для образцовой меры активности можно записать выражение, аналогичное выражению (6.7) для исследуемого образца:

$$n_\Sigma = n_\Sigma^{\text{эфф}} + n_\Phi = A_\Sigma t_{\text{изм}} v_\beta (1-K) G \varepsilon + n_\Phi. \quad (6.8)$$

Если выбрать время измерения исследуемого и эталонного образцов одинаковым, то, выразив произведение $t_{\text{изм}} \nu_{\beta} (1 - K) G \epsilon$ из формулы (6.8) и подставив это выражение в формулу (6.7), получим выражение для практического определения активности исследуемого образца A_X :

$$A_X = \frac{n_X - n_{\Phi}}{n_{Э} - n_{\Phi}} \cdot A_{Э}, \quad (6.9)$$

где $A_{Э}$ – активность образцовой меры, Бк;

n_X – количество событий, зарегистрированных при измерении исследуемого образца;

$n_{Э}$ – количество событий, зарегистрированных при измерении образцовой меры;

n_{Φ} – количество событий, зарегистрированных при измерении фона.

6.5. Порядок выполнения лабораторной работы

1. Убедиться в исправности установки, целостности пломб, отсутствии механических повреждений, проверить комплектность.

2. Проверить, что соединительные провода и кабели не имеют повреждений изоляции и резких перегибов.

3. Убедиться, что блок регистрации импульсов соединен с блоком счетчика импульсов, разъем надежно подключен к ответной части и зафиксирован.

4. Убедиться, что блок счетчика импульсов подключен к сети электропитания.

5. Нажатием красной кнопки клавишного выключателя «Вкл.», расположенного на задней панели, включить питание установки.

6. Выполнить настройку прибора по указанию преподавателя (выбор ручного или автоматического режима измерения, установка времени измерения, включение или отключение звукового индикатора импульсов).

7. Произвести измерение фона. Для этого необходимо извлечь кювету с образцом и нажатием кнопки «Сброс» обнулить показания прибора. Нажатием кнопки «Пуск» запустить измерения. По истечении заданного интервала времени нажать кнопку «Стоп» и считать с дисплея данные о среднем количестве импульсов

в минуту и общем количестве импульсов (в автоматическом режиме – по окончании заданного интервала времени счет импульсов остановится автоматически).

8. Зафиксировать полученные данные в рабочей тетради.

9. Установить кювету с образцом в блок регистрации импульсов. Эталонный образец представляет собой цилиндр диаметром 60 мм, высотой 4 мм, содержит 12 г КС1.

10. Повторить измерения. Данные зафиксировать в рабочей тетради. По формуле (6.6) рассчитать количество ядер радионуклида К-40 в мерном образце.

11. Провести измерение активности образца не менее 5 раз. Результаты каждого измерения – n_x^i (имп./мин) – занести в рабочую таблицу.

12. Выполнить действия пунктов 10 и 11 для эталонного источника радиоактивности. Активность радионуклида К-40 эталонного источника 85 Бк (указана на бирке в пакете с образцом).

13. По формуле (6.9) для каждого результата измерения рассчитать величину активности мерной пробы и эталонного источника. Результаты расчетов – A_x^i – занести в рабочую таблицу.

14. По формуле (6.5) для каждого измерения рассчитать значение периода полураспада – $T_{1/2}^i$ – радионуклида К-40.

15. Определить среднеарифметическое значение периода полураспада

$$\bar{T}_{1/2} = \frac{\sum_{i=1}^L T_{1/2}^i}{L}$$

и среднеквадратическое отклонение

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^L (T_{1/2}^i - \bar{T}_{1/2})^2}{L - 1}},$$

где L – размер выборки (число измерений).

Полученное в результате выполнения лабораторной работы значение периода полураспада радионуклида К-40 записать в виде

$$T_{1/2}^{\text{эксп}} = \left(\bar{T}_{1/2} \pm \frac{\sigma}{\sqrt{L}} \cdot t_{p,L-1} \right), \text{ лет,}$$

где $t_{p,L-1}$ – соответствующий коэффициент Стьюдента (см. табл. 2.1).

11. Сравнить полученный результат со справочным значением.

Контрольные вопросы

1. Что такое изотопы химического элемента?
2. Запишите закон радиоактивного распада в дифференциальной и интегральной формах.
3. Что такое активность радионуклидного источника ионизирующего излучения? Единицы измерения активности.
4. По какому закону активность источника изменяется с течением времени?
5. Что такое постоянная распада и период полураспада радионуклида? Единицы их измерения. Как связаны период полураспада и постоянная распада?
6. Определите периоды полураспада радионуклидов Rn-222 и Ra-226, если их постоянные распада соответственно равны $2.1 \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-1}$ и $1.35 \cdot 10^{-11} \text{ с}^{-1}$.
7. При измерении образца, содержащего короткоживущий радионуклид, в течение 1 мин было зарегистрировано 250 импульсов, а спустя 1 час после начала первого измерения – 90 импульсов за 1 мин. Определите постоянную распада и период полураспада радионуклида.
8. Объясните схему распада радионуклида К-40. Что такое относительный выход ионизирующих частиц?
9. Объясните физический смысл понятий: эффективность регистрации ядерных частиц детектором; геометрический фактор измерительной установки; коэффициент самопоглощения излучения.
10. Изложите суть относительного метода определения активности источника ионизирующего излучения.

Список литературы

1. Савельев, И. В. Курс общей физики : в 4 т. Т. 3. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарные частицы : учебное пособие / И.В. Савельев ; под общ. ред. В.И. Савельева. – Москва : КНОРУС, 2009. – 368 с.: ил.

2. Кузнецов, С. И. Физика. Волновая оптика. Квантовая природа излучения. Элементы атомной и ядерной физики [Электронный ресурс] : учебное пособие / С.И. Кузнецов, А.М. Лидер. – 3-е изд., перераб. и доп. – Москва : Вузов. учеб.: НИЦ ИНФРА-М, 2015. – 212 с. ISBN 978-5-9558-0350-0 // ЭБС «Znanium.com». – URL: <http://znanium.com/catalog.php?bookinfo=438135>.

3. Канн, К. Б. Курс общей физики : учебное пособие [Электронный ресурс] / К.Б. Канн. – Москва : КУРС : НИЦ ИНФРА-М, 2014. – 360 с.: 60x90 1/16. (переплет) ISBN 978-5-905554-47-6 // ЭБС «Znanium.com». – URL: <http://znanium.com/catalog.php?bookinfo=443435>.

4. Браун, А. Г. Атомная и ядерная физика. Элементы квантовой механики. Практикум [Электронный ресурс] : учебное пособие / А.Г. Браун, И.Г. Левитина. – Москва : НИЦ ИНФРА-М, 2016. – 88 с.: 60x90 1/16. – (Высшее образование: Бакалавриат (МАТИ)) (Обложка) ISBN 978-5-16-010798-1 // ЭБС «Znanium.com». – URL: <http://znanium.com/catalog.php?bookinfo=502451>.

5. Граков, В. Е. Атомная физика. Теоретические основы и лабораторный практикум [Электронный ресурс] : учебное пособие / В.Е. Граков, С.А. Маскевич [и др.] ; под общ. ред. А.П. Клищенко. – Москва : ИНФРА-М ; Минск : Нов. знание, 2011. – 333с.: 60x90 1/16. – (Высшее обр.). (п) ISBN 978-5-16-004688-4 // ЭБС «Znanium.com». – URL: <http://znanium.com/catalog.php?bookinfo=218015>.

6. Маскевич, С. А. Атомная физика. Практикум по решению задач [Электронный ресурс] : учебное пособие / С.А. Маскевич. – Минск : Выш. шк., 2010. – 455 с. – ISBN 978-985-06-1793-4 // ЭБС «Znanium.com». – URL: <http://znanium.com/catalog.php?bookinfo=506672>.

Содержание

Лабораторная работа № 1. Определение отношения заряда электрона к его массе методом магнетрона	3
1.1. Краткое техническое описание учебного лабораторного стенда ЭЛБ-190.021.02.....	5
1.2. Необходимые теоретические сведения	7
1.3. Рекомендуемый порядок выполнения лабораторных заданий.....	11
Лабораторная работа № 2. Экспериментальная проверка закона Пуассона	15
2.1. Назначение ЭЛБ-190.015.03	15
2.2. Технические характеристики	15
2.3. Комплектность.....	16
2.4. Блок управления	16
2.5. Теоретические сведения и методические указания по проведению лабораторных работ	17
2.5.1. Экспериментальная проверка закона Пуассона	17
2.5.2. Порядок выполнения лабораторной работы.....	26
Контрольные вопросы	29
Лабораторная работа № 3. Опыт Резерфорда	31
3.1. Модель опыта Резерфорда.....	31
3.1.1. Теоретическая часть.....	31
3.1.2. Физические основы явления	32
3.1.3. Основные параметры теории рассеяния	36
3.1.4. Рассеяние частиц в опыте Резерфорда.....	36
3.2. Описание лабораторной установки	39
3.3. Методика проведения эксперимента	40
Лабораторная работа № 4. Взаимодействие заряженных частиц с веществом. Определение пробега электронов бета-распада методом поглощения	42
4.1. Введение.....	42
4.2. Описание лабораторного оборудования	42
4.3. Взаимодействие бета-излучения с веществом.....	44
4.4. Теоретическая часть	44
4.4.1. Общие положения	44
4.4.2. Взаимодействие бета-частиц с веществом	46
4.5. Методика эксперимента.....	48
4.6. Измерение кривой поглощения бета-излучения радионуклида К-40	52
4.7. Порядок выполнения лабораторной работы	55
Контрольные вопросы	57

Лабораторная работа № 5. Взаимодействие заряженных частиц с веществом. Определение длины пробега α-частиц в воздухе	58
5.1. Введение	58
5.2. Описание лабораторного оборудования	58
5.2.1. Технические характеристики.....	59
5.2.2. Взаимодействие заряженных частиц с веществом. Определение длины пробега альфа-частиц в воздухе.....	59
5.3. Теоретическая часть	59
5.3.1. Общие положения.....	59
5.3.2. Взаимодействие альфа-излучения с веществом	62
5.3.3. Пробег альфа-частиц в материальной среде	63
5.3.4. Метод определения кинетической энергии альфа-частиц по величине их пробега в веществе.....	65
5.4. Порядок выполнения работы	68
5.5. Обработка результатов	69
Контрольные вопросы.....	72
Лабораторная работа № 6. Измерение периода полураспада долгоживущего изотопа	74
6.1. Назначение	74
6.2. Технические характеристики.....	74
6.3. Комплектность	75
6.4. Теоретические сведения и методические указания по проведению лабораторных работ	75
6.4.1. Определение периода полураспада долгоживущего изотопа	75
6.4.2. Определение количества ядер К-40 в мерном образце	78
6.4.3. Определение активности радионуклида К-40 в мерном образце	79
6.5. Порядок выполнения лабораторной работы.....	82
Контрольные вопросы.....	84
Список литературы.....	85

Учебное издание

Масликов Александр Альбертович

**Общий физический практикум: физика атомного ядра
и элементарных частиц**

ПРАКТИКУМ

Редактор Ю. С. Цепилова
Технический редактор Ю. С. Цепилова
Компьютерная верстка Ю. С. Цепилова
Корректор Ю. С. Цепилова

Подписано в печать 2021. Формат 60×84/16. Усл. печ. л. 5,05.
Тираж 40 экз. Заказ № 19.

ГБОУ ВО МО «Университет «Дубна»
141980, г. Дубна Московской обл., ул. Университетская, 19