КАЗАНСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ

Е.Н. ДУЛОВ, Ф.Г. ВАГИЗОВ, М.М. БИКЧАНТАЕВ, А.В. ПЯТАЕВ,
Р.Р. ГАЙНОВ

РЕГИСТРАЦИЯ СПЕКТРОВ АЛЬФА-ЧАСТИЦ, ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

Казань
2013

УДК 539.164

Печатается по решению
Редакционно-издательского совета
ФГАУ ВПО «Казанский (Приволжский) федеральный университет»
Учебно-методической комиссии Института физики
Протокол №4 от 17 июня 2013 г.
Заседания кафедры физики твёрдого тела
Протокол №16 от 7 июня 2013 г.

Авторы:
канд. физ.-мат. наук, асс. Дулов Е.Н.
канд. физ.-мат. наук, доцент Вагизов Ф.Г.
электроник 1 кат. Бикчантаев М.М.
ассистент Пятаев А.В.
канд. физ.-мат. наук, асс. Гайнов Р.Р.

Рецензент:
к.ф.-м.н., с.н.с КИББ КазНЦ РАН **Манапов Р.А.**

РЕГИСТРАЦИЯ СПЕКТРОВ АЛЬФА-ЧАСТИЦ, ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ. Учебно-методическое пособие / Е.Н. Дулов, Ф.Г. Вагизов, М.М. Бикчантаев, А.В. Пятаев, Р.Р. Гайнов // Казань: Казанский (Приволжский) федеральный университет, 2013. – 27 с.

Аннотация
Учебно-методическое пособие предназначено для студентов института физики дневного и вечернего отделений, приступивших к изучению курсов «Ядерная физика», «Физика атомного ядра и частиц», «Физика атомов, атомных явлений, атомного ядра и частиц». Задачей настоящей лабораторной работы, предназначенной для общего физического практикума по ядерной физике, является знакомство с техникой альфа-спектроскопии, полупроводниковыми детекторами ионизирующих частиц и регистрация спектров источника альфа-частиц с целью идентификации радиоактивного изотопа.

© Казанский федеральный университет, 2013
© Е.Н. Дулов, Ф.Г. Вагизов, М.М. Бикчантаев, А.В. Пятаев, Р.Р. Гайнов, 2013

Введение 4
1. Альфа-радиоактивность 4
1.1. Закономерности альфа-распада. 4
1.2. Теория Гамова 8
1.3. Законы сохранения в альфа-распаде 15
2. Полупроводниковые детекторы 17
3. Схема экспериментальной установки 20
4. Порядок выполнения работы 21
5. Анализ и представление результатов 22
6. Вопросы для самоподготовки 23
Справочные и дополнительные материалы 25
Литература 27

Введение

Цель настоящей работы - знакомство с альфа-радиоактивностью: основными закономерностями и теорией альфа-распада. Практическая часть работы включает знакомство с техникой и методикой спектроскопии альфа-частиц на примере регистрации альфа-спектра препарата ^{241}Am вакуумируемым спектрометром с полупроводниковым детектором, последующую калибровку шкалы энергий. После этого, на калиброванном спектрометре предлагается выполнить регистрацию спектра неизвестного альфа-источника и идентификацию альфа-радиоактивного изотопа по полученному спектру.

1. Альфа-радиоактивность

1.1. Закономерности альфа-распада.

Альфа-распад это самопроизвольное превращение ядра (A, Z) в ядро (A-4, Z-2) с испусканием альфа-частицы, например:

$^{239}\mathrm{Pu}\rightarrow{}^{235}\mathrm{U}+{}^{4}\mathrm{He}$.

Альфа-радиоактивные ядра встречаются в природе главным образом среди тяжелых элементов, многие ядра с Z>82 альфа-радиоактивны. Небольшое количество альфа-радиоактивных ядер имеется среди редкоземельных элементов, Z≈60. Альфа-распад совместно с бета-распадом задают «правило смещения» для радиоактивных рядов, т.е. почти весь набор радиоактивных элементов, встречающихся в природе. Альфа-распадом также иногда называют одну из возможных завершающих стадий ядерных реакций с образованием составного ядра, подразумевая распад составного ядра.

Отличительной чертой альфа-распада является сравнительно узкий диапазон энергий испускаемых альфа-частиц (2-4 МэВ для редкоземельных элементов, 4-9 МэВ для транссвинцовых), причем энергия T альфа-частиц связана с постоянной распада ядер λ законом Гейгера-Нетолла (1911):

$$\lg\lambda = A\lg T + B\,. \qquad (1.1.1)$$

Этот эмпирический в своем первоначальном виде закон позволяет связать длину пробега альфа-частиц в воздухе R с периодом полураспада $T_{1/2} = \ln 2/\lambda$ соответствующих ядер. Длина пробега альфа частиц в воздухе, в свою очередь, связана с энергией T альфа частиц ещё одним эмпирическим соотношением:

$$R[\text{см}] = 0.318T^{3/2}[\text{МэВ}]. \qquad (1.1.2)$$

Период полураспада $T_{1/2}$ может принимать значения в диапазоне от 10^{-7} сек для ^{212}Po до 10^{15} лет для ^{144}Nd. Указанные границы условны, они скорее характеризуют возможности широко распространенных методов регистрации альфа-частиц. Так, например, единственный стабильный изотоп висмута в действительности условно стабилен. Он распадается по схеме альфа-распада, период полураспада ~1.9x10^{19} лет настолько велик, что для практических применений можно считать этот изотоп стабильным. Для сравнения, возраст Вселенной в стандартной космологической модели составляет ~10^{10} лет.

Значение величины B в законе Гейгера-Нетолла немного отличается для разных радиоактивных рядов (рис.1), хотя на рисунке это показано схематично, в аналогичной экспериментальной зависимости можно выделить бо́льшее количество прямых линий.

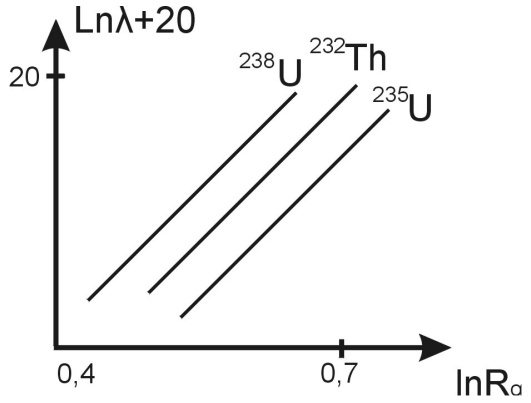


Рисунок 1. Закон Гейгера-Нетолла для различных радиоактивных рядов.

Простейшие представления об альфа-распаде получаются из записи энергетического выхода реакции и применения формулы Вайцзеккера для энергии связи ядра E_b. Запишем массы участвующих в реакции ядер через массы составляющих их нуклонов и энергию связи:

$$M(A,Z) = (A-Z)m_n + Zm_p - E_b(A,Z),$$
$$M(A-4,Z-2) = (A-Z-2)m_n + (Z-2)m_p - E_b(A-4,Z-2),$$
$$M(4,2) = 2m_n + 2m_p - E_b(2,2). \qquad (1.1.3)$$

Энерговыделение в альфа-распаде (в энергетической шкале масс):

$$E_\alpha = M(A,Z) - M(A-4,Z-2) - M(4,2) = E_b(A-4,Z-2) + E_b(4,2) - E_b(A,Z). \qquad (1.1.4)$$

Формула Вайцзеккера, полученная на основе представлений о ядре как о капле заряженной несжимаемой жидкости, в области легких ядер дает большую ошибку. По этой

причине для ядра ^{4}He возьмем количественные данные об энергии связи, полученные из масс-спектроскопических экспериментов: $E_b(4,2)=28$ МэВ. Следует отметить, что ^{4}He это первое дважды магическое ядро с удельной энергией связи коло 7 МэВ, что сильно выделяет это ядро среди других легких ядер. Так, например, удельная энергия связи дейтона составляет около 1.1 МэВ, а ^{3}He – 4 МэВ. Благодаря этому, испускается именно альфа-частица, а не другая комбинация нуклонов, появление которой, скорее всего, будет запрещено законом сохранения энергии.

Построенный численно на основе этих предпосылок график зависимости E_a от Z показан на рис.2.

При построении этого графика также предполагалось, что ядро находится на дорожке стабильности, т.е. оно бета-стабильно, а Z и A связаны соотношением:

$$Z = \frac{A}{1.98 + 0.015A^{2/3}}. \qquad (1.1.5)$$

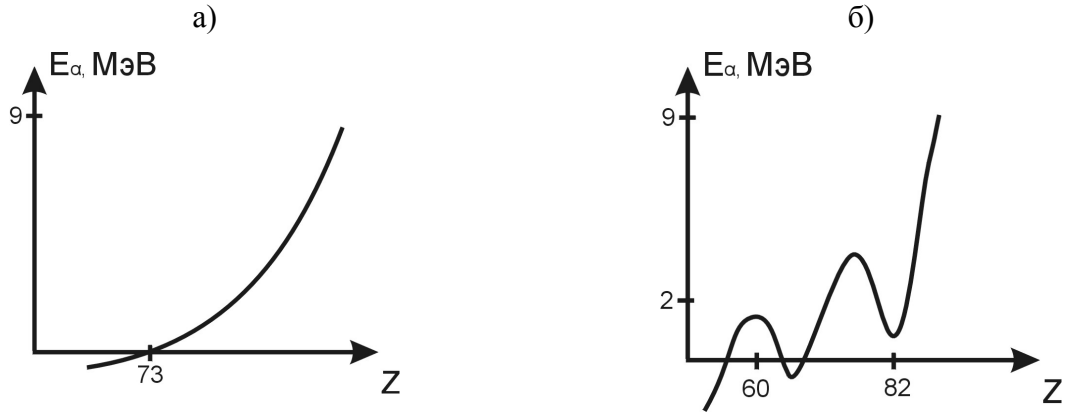


Рисунок 2. Результаты расчета энерговыделения в реакции альфа распада по формуле Вайцзеккера а), и аналогичные значения, полученные из дефекта масс б).

Как можно видеть из рис. 2а, капельная модель ядра предсказывает радиоактивность всех ядер, у которых Z>73, а качественным объяснением альфа-распада будет баланс между поверхностной энергией и энергией кулоновского расталкивания протонов ядра. В действительности же альфа-радиоактивны ядра с Z>82, а также несколько редкоземельных ядер (Z≈60). Причина такого расхождения заключается в неучёте капельной моделью магических чисел дочерних ядер, при которых наблюдается повышенная на несколько МэВ по сравнению с прогнозом формулы Вайцзеккера энергия связи, а также конечная точность оценки энергии связи по формуле Вайцзеккера, абсолютная погрешность такой оценки может достигать нескольких МэВ.

Распад вида:

$$^{144}\mathrm{Nd} \rightarrow {}^{140}\mathrm{Ce} + {}^{4}\mathrm{He} \qquad (1.1.6)$$

становится возможным благодаря магическому числу нейтронов 82 в дочернем ядре ^{140}Ce, что соответствует пониженной среди соседних немагических ядер массе, а значит повышенному, согласно формуле (1.1.4) энерговыделению. Зависимость энерговыделения в альфа распаде, отражающая полученную из экспериментально измеренного дефекта масс, показана на рис. 2б.

Альфа-распад – это двухчастичный процесс, в котором выполняются классические законы сохранения – энергии и импульса. Поверхностное рассмотрение этих законов сохранения приводит к выводу, что ядро получает импульс и энергию отдачи, при этом энергия отдачи составляет около 2% от энерговыделения в альфа-распаде:

$$\frac{mv^2}{2}+\frac{Mu^2}{2}=E_\alpha,$$

$$m\bar{v}+M\bar{u}=0. \qquad (1.1.7)$$

Энергия альфа-частицы в таком двухчастичном процессе должна принимать единственное значение, примерно равное 98% от энергетического выхода реакции. Эта энергия обусловлена разницей в энергии покоя (масс) конкретных ядер. На первый взгляд, спектр альфа-частиц должен состоять из одной единственной спектральной линии. В действительности, часто наблюдаются линии-сателлиты меньшей интенсивности, расположенные слева от основной (рис.3). Эти линии составляют «тонкую структуру» альфа-спектров, а их наличие связано с тем, что ядро это не точечный объект, а многочастичная квантовая система с дискретным спектром энергетических состояний. Подробнее появление тонкой структуры альфа-спектров будет рассмотрено ниже, в теории альфа-распада.

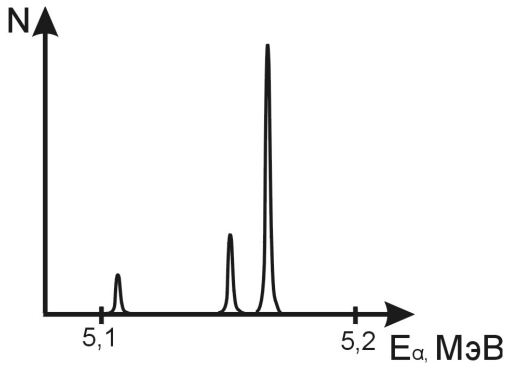


Рисунок 3. Тонкая структура альфа-спектра ^{239}Pu.

В некоторых случаях спектральные линии меньшей интенсивности появляются также справа от основного пика. Соответствующие альфа-частицы называются длиннопробежными. Возможны несколько механизмов появления длиннопробежных частиц. Во-первых, энергия отдачи дочернего ядра, величина порядка 100кэВ, может превышать

энергию, необходимую для перевода ядра в первое возбуждённое состояние, при этом дочернее ядро с высокой вероятностью образуется именно в возбуждённом состоянии. Такой случай реализуется, например, при альфа-распаде ядра ^{212}Bi. Во-вторых, короткоживущие альфа-радиоактивные ядра могут появляться как результат бета-распада, при этом они часто образуются в возбуждённом состоянии (см. работу «Бета-распад»). В результате, интенсивность спектральных линий тонкой структуры определяется заселенностью уровней энергии материнского ядра, т.е. закономерностями бета-распада. Такой случай возможен для того же ядра ^{212}Bi, для которого возможен также и бета-распад. В-третьих, на вероятность распада ядра влияет величина орбитального момента альфа-радиоактивного ядра, для чего необходимо подробно рассмотреть теорию альфа-распада.

1.2. Теория Гамова

Первые попытки теоретического рассмотрения альфа-распада столкнулись со следующей трудностью. Рассмотрим процесс, обратный альфа-распаду, в котором мы пытаемся объединить дочернее ядро и альфа-частицу. Взяв оценку радиуса R тяжелого ядра Z>82, равную 10Фм, получаем, что альфа-частице для попадания в область действия ядерных сил* необходимо преодолеть кулоновский потенциальный барьер высотой около 30 МэВ (рис.4).

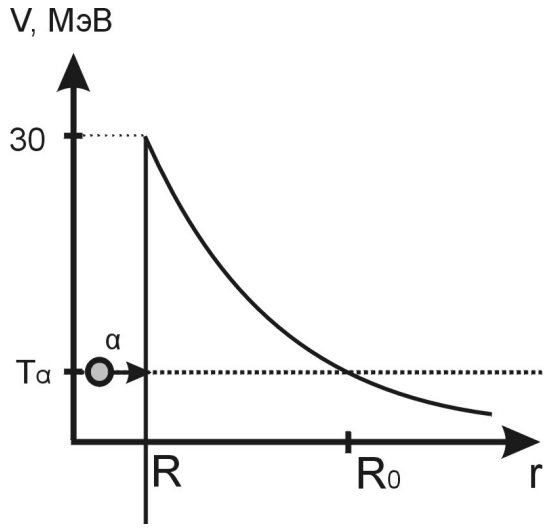


Рисунок 4. Зависимость потенциальной энергии альфа-частицы от расстояния до центра ядра. Пунктирной линией показана кинетическая энергия альфа-частицы на бесконечном удалении от дочернего ядра.

Причем для альфа-частицы с характерной для альфа-распада энергией 5 МэВ в лучшем случае удастся приблизиться к ядру на минимальное расстояние в 6 раз большее радиуса ядра, 60Фм. Тот же самый потенциальный барьер, обусловленный кулоновским и сильным взаимодействием, должен мешать альфа-частице покинуть ядро. В рамках классической

физики процесс альфа-распада невозможен. Последовательную, хоть и упрощенную теорию альфа распада удалось построить лишь в 20-е годы XX века, благодаря развитию идей квантовой механики. Качественно можно объяснить возможность альфа-распада, опираясь на соотношение неопределённостей энергия-время. Интерпретируя неопределённость энергии альфа-частицы как случайную добавку к её кинетической энергии, можно представить себе процесс, в котором возникшая на короткое время флуктуация кинетической энергии альфа-частицы оказалась достаточной для преодоления за это время потенциального барьера. Такое преодоление частицей потенциального барьера носит название туннельного эффекта.

Рассмотрим квантомеханическое описание туннельного эффекта для простейшего одномерного случая (рис. 5).

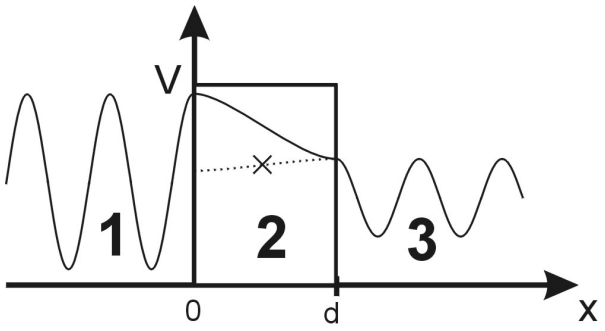


Рисунок 5. Туннелирование частицы через одномерный потенциальный барьер. Комплексная волновая функция показана схематично с целью отразить волновые свойства частицы. Так будет выглядеть, например, вещественная часть волновой функции.

Рассматривая стационарное уравнение Шредингера для частицы, движущейся слева направо и проходящей через барьер толщиной d, можно записать (для областей 1,2,3):

$$1,3:\ -\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2}{\partial x^2}\psi = E\psi\ ,$$

$$2:\ \left(-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2}{\partial x^2}+V\right)\psi = E\psi\ . \qquad (1.2.1)$$

Решением для областей 1,3 будет одномерный аналог плоской волны вида:

$$\psi_1 = A_1\exp(i\omega x)+B_1\exp(-i\omega x),$$

$$\omega = \sqrt{2mE}/\hbar\ . \qquad (1.2.2)$$

Действуя на решение (1.2.2) оператором импульса, видим, что первое слагаемое соответствует частице, двигающейся слева направо, а второе – отражённой от барьера частице. Следовательно, в рамках поставленной задачи решением в области 3 будет:

$$\psi_3 = A_3\exp(i\omega x),$$

$$\omega = \sqrt{2mE}/\hbar\,, \qquad (1.2.3)$$

поскольку отражённой частицы в области 3 нет.

Для области 2 решение примет качественно другой вид:

$$\psi_2 = A_2 \exp(\lambda x) + B_2 \exp(-\lambda x),$$

$$\lambda = \sqrt{2m(V-E)}/\hbar\,. \qquad (1.2.4)$$

При этом экспоненциально убывающее слева направо слагаемое, так же как и в случае 1, будет соответствовать частице, движущейся слева направо, а экспоненциально возрастающее – отражённой от правой границы потенциального барьера частице. Подобная интерпретация, кроме аналогий с (1.2.2), опирается на экспериментальные закономерности туннельного эффекта, согласно которым амплитуда волновой функции, а значит и вероятность обнаружить частицу при движении вглубь барьера, должна убывать.

В нашем случае отражённой от правой границы барьера частицей можно пренебречь, ниже будет понятно почему.

Полное решение одномерной задачи туннелирования через прямоугольный потенциальный барьер можно найти в любом учебнике по квантовой механике. Кроме записи вида решений надо записать условия сшивки волновых функций на границах областей 1,2,3, которое заключается в равенстве значений волновых функций и их первых производных, что позволит определить соотношения между амплитудами волновых функций. В пренебрежении отраженной от правой границы барьера частицей этого делать не нужно, поскольку вид волновой функции в области 2,

$$\psi_2 = B_2 \exp(-\lambda x), \qquad (1.2.5)$$

уже содержит соотношение вероятностей обнаружения частицы на левой и правой границе барьера, т.е. вероятность D частице преодолеть барьер:

$$D = \frac{|\psi(d)|^2}{|\psi(0)|^2} = \exp\left(-\frac{2\sqrt{2m(V-E)}}{\hbar}\cdot d\right). \qquad (1.2.6)$$

Таким образом, вероятность подбарьерного, туннельного прохождения частицы убывает экспоненциально с толщиной барьера, что качественно объясняет закон Гейгера Нетолла.

Для более детального рассмотрения необходимо усложнить задачу и учесть, что, во-первых, что ядро представляет собой 3-мерный объект, во-вторых, что форма потенциального барьера, преодолеваемого альфа-частицей, отличается от прямоугольного. Тогда, в общем случае, уравнение Шредингера, аналогичное (1.2.1), будет:

$$H\psi = \left[-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + V(\bar{r})\right]\psi = E_\alpha \psi\,, \qquad (1.2.7)$$

где $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$. Значительно упростить задачу и довести её до аналитически решаемой можно ограничившись сферически симметричным случаем, т.е. полагая $V(\bar{r}) = V(r)$. Рассмотрим модель Гамова для альфа-распада. Согласно этой модели, альфа-частица существует как самостоятельный объект внутри протяженного ядра. При этом её кинетическая энергия T внутри ядра, т.е. отсчитанная от дна потенциальной ямы ядра, может быть разложена на радиальную и угловую части:

$$T = \frac{mv^2}{2} = \frac{m}{2}\left(v_r^2 + v_\varphi^2\right) = T_r + T_\varphi . \qquad (1.2.8)$$

Орбитальное движение квантовой частицы не может быть произвольным, значение орбитального момента L принимает дискретный ряд значений. При этом:

$$T_\varphi = \frac{mv_\varphi^2}{2} = \frac{m^2 v_\varphi^2 r^2}{2mr^2} = \frac{L^2}{2mr^2} . \qquad (1.2.9)$$

Уравнение на собственные значения для оператора квадрата момента количества движения даёт следующий ряд возможных значений L^2:

$$L^2\psi = \hbar^2 l(l+1)\psi , \qquad (1.2.10)$$

где l – орбитальное квантовое число.

То есть, соответствующий орбитальному движению частицы вклад в гамильтониан можно представить как:

$$T_\varphi = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mr^2} . \qquad (1.2.11)$$

Для сферически симметричной стационарной задачи собственная волновая функция имеет вид:

$$\psi = U(r)Y_{lm}(\theta,\varphi). \qquad (1.2.12)$$

То есть решение всегда может быть факторизовано, а угловая часть это всегда сферические функции, неважно решаем мы уравнение Шредингера для водородоподобного атома или рассматриваем альфа-распад ядра-сферы.

Таким образом, решение сферически-симметричной задачи сводится к отысканию $U(r)$. Введем обозначение

$$\psi = \frac{u(r)}{r} Y_{lm}(\theta,\varphi). \qquad (1.2.13)$$

Уравнение Шредингера примет вид:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta_r + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mr^2} + k\frac{Ze^2}{r}\right]\frac{u(r)}{r}Y_{lm}(\theta,\varphi) = E_\alpha \frac{u(r)}{r}Y_{lm}(\theta,\varphi), \qquad (1.2.14)$$

где $\Delta_r = \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial}{\partial r}\right)$ - радиальная часть лапласиана в сферических координатах.

Как можно видеть, оператор в левой части уравнения (1.2.14) не содержит никаких действий над сферическими функциями, т.е. их можно сократить в обеих частях уравнения. Кроме того, наличие у частицы орбитального момента можно трактовать как эффективную добавку к потенциальной энергии частицы, немного изменяющую высоту и форму потенциального барьера (рис. 6). Наличие этой эффективной добавки качественно объясняет появление линий тонкой структуры. В дальнейшем мы будем рассматривать только случай $l = 0$, т.е.

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta_r + k\frac{Ze^2}{r}\right]\frac{u(r)}{r} = E_\alpha\frac{u(r)}{r}. \qquad (1.2.15)$$

Влияние эффективной добавки к потенциалу (1.2.11) можно учесть после решения уравнения (1.2.15) в виде относительной проницаемости барьера D_l, зависящей от величины уносимого орбитального момента l:

Таблица 1. Относительная проницаемость центробежного барьера для $Z = 90$, $T = 4.5$ МэВ.

l, квантовое число	0	1	2	3	4	5	6
D_l	1.00	0.84	0.60	0.36	0.18	0.078	0.028

Действие радиальной части лапласиана:

$$\Delta_r\left(\frac{u(r)}{r}\right) = \frac{1}{r}\frac{\partial^2}{\partial r^2}u = \frac{u''_{rr}}{r}, \qquad (1.2.16)$$

откуда получаем дифференциальное уравнение, аналогичное одномерному уравнению Шредингера (1.2.1):

$$-\frac{\hbar^2}{2m}u''_{rr} + k\frac{Ze^2}{r}u = E_\alpha u. \qquad (1.2.17)$$

Отличие заключается в сложной форме потенциального барьера и в физическом смысле функции u. Физический смысл u можно установить, рассматривая вероятность нахождения альфа-частице в шаровом слое $(r, r+dr)$:

$$dp = dr\int_0^{2\pi}d\varphi\int_0^{\pi}d\theta\left|\frac{u(r)}{r}Y_{lm}(\theta,\varphi)\right|^2 r^2\sin\theta = dr\frac{|u(r)|^2}{r^2}r^2\int_0^{2\pi}d\varphi\int_0^{\pi}d\theta|Y_{lm}(\theta,\varphi)|^2\sin\theta = |u(r)|^2 dr. \qquad (1.2.18)$$

Здесь мы воспользовались свойством сферических функций:

$$\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} d\theta \left|Y_{lm}(\theta,\varphi)\right|^2 \sin\theta = 1. \qquad (1.2.19)$$

То есть функцию u можно интерпретировать как амплитуду вероятности обнаружения альфа-частицы на расстоянии r от центра ядра.

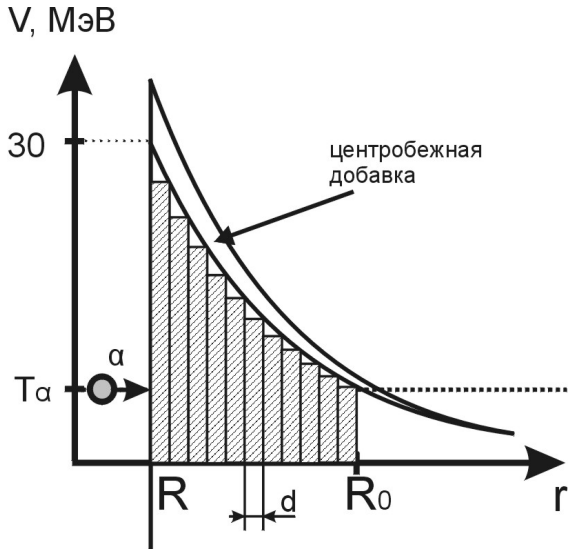


Рисунок 6. К решению задачи о вероятности выхода альфа-частицы из ядра.

Сведем задачу о туннелировании через барьер сложной формы к решенной задаче с прямоугольным потенциальным барьером, как показано на рис. 6. Представим барьер сложной формы как последовательность большого числа тонких прямоугольных барьеров толщиной d. При этом межбарьерные границы будут только в нашем воображении, что оправывает пренебрежение отраженной от правой границы барьера частицей в (1.2.1). Пронумеровав каждый барьер слева направо k=1,2,… Получим для вероятности прохождения частицы:

$$D = \prod_k D_k = \exp\left(-\sum_k \frac{2\sqrt{2m\left(V(r_k)-T\right)}}{\hbar} d \right). \qquad (1.2.20)$$

Откуда, осуществляя предельный переход $d \to 0$, получаем:

$$D = \exp\left(-\int_R^{R_0} \frac{2\sqrt{2m\left(V(r)-T\right)}}{\hbar} dr \right). \qquad (1.2.21)$$

Для оценки интеграла I в показателе экспоненты выпишем:

$$V(r) = k\frac{2Ze^2}{r},$$

$$T = V(R_0) = k\frac{2Ze^2}{R_0}. \qquad (1.2.22)$$

Тогда

$$I=\int_{R}^{R_0}\frac{2\sqrt{2m\left(V(r)-T\right)}}{\hbar}dr=\frac{4\sqrt{mkZe^2}}{\hbar}\int_{R}^{R_0}\sqrt{\frac{1}{r}-\frac{1}{R_0}}dr=\frac{4\sqrt{mkZe^2R_0}}{\hbar}\int_{R}^{R_0}d\left(\frac{r}{R_0}\right)\sqrt{\frac{R_0}{r}-1}. \tag{1.2.23}$$

Вводя безразмерную переменную $\tau=r/R_0$ и выражая R_0 через T:

$$I=\frac{4\sqrt{mkZe^2R_0}}{\hbar}\int_{R/R_0}^{1}d\tau\sqrt{\frac{1}{\tau}-1}=\frac{8\sqrt{2m}}{\hbar\sqrt{T}}kZe^2\int_{R/R_0}^{1}d\sqrt{\tau}\sqrt{1-\left(\sqrt{\tau}\right)^2}=\frac{8\sqrt{2m}}{\hbar\sqrt{T}}kZe^2\int_{\sqrt{R/R_0}}^{1}d\beta\sqrt{1-\beta^2}. \tag{1.2.24}$$

Замечаем, что интеграл от безразмерной переменной имеет геометрический смысл площади под функцией, описывающей окружность единичного радиуса. Полагая, что $R<<R_0$, получаем оценку для этого интеграла $\pi/4$. В результате для вероятности D получаем:

$$D=\exp\left(-\frac{2\pi kZe^2\sqrt{2m}}{\hbar}\frac{1}{\sqrt{T}}\right). \tag{1.2.25}$$

Кроме коэффициента, описывающего прохождение через барьер, необходимо знать также частоту взаимодействий с этим барьером. Её можно оценить снизу следующим образом. Локализованная квантовая частица, совершающая финитное движение, не может покоиться. В простейшем случае прямоугольного потенциального ящика с бесконечно высокими стенками она обязана двигаться таким образом, чтобы на расстоянии между стенками ящика укладывалось целое число её волн де-Бройля. Иначе говоря, частица, с учетом её волновых свойств, должна образовывать стоячую волну. В случае с альфа-частицей роль потенциального ящика играет ядро радиуса R. Хорошо известно из квантовой механики, что частица в потенциальном ящике имеет дискретный набор значений импульса. Это значит, что скорость тоже имеет дискретный набор значений, определяемых соотношением:

$$2R=n\lambda\!\!\!^{-}=\frac{nh}{p}, \tag{1.2.26}$$

где n - ряд целых положительных чисел. Минимальное возможное значение скорости:

$$v_{\min}=\frac{h}{2mR}. \tag{1.2.27}$$

Для расчета вероятности альфа-распада в единицу времени, т.е. для нахождения постоянной распада λ, необходимо вероятность прохождения в единичном акте взаимодействия умножить на число взаимодействий в единицу времени:

$$\lambda=D\frac{v}{2R}=\frac{h}{4mR^2}\exp\left(-\frac{\pi kZe^2\sqrt{2m}}{\hbar}\frac{1}{\sqrt{T}}\right). \tag{1.2.28}$$

Логарифмируя это выражение:

$$\ln\lambda = -\frac{\pi k Z e^2\sqrt{2m}}{\hbar}\frac{1}{\sqrt{T}} + \ln\left(\frac{h}{4mR^2}\right) = \frac{A}{\sqrt{T}} + B\,. \qquad (1.2.29)$$

Это результат теории Гамова для альфа-распада, аналог эмпирического закона Гейгера-Нетолла. Хотя теоретически полученное выражение (1.2.29) не сводится к (1.1.1), результат расчетов по двум этим формулам получается примерно одинаковым благодаря узости диапазона значений T. Кроме того, теоретическое выражение дает косвенный способ оценки радиуса альфа-радиоактивного ядра, что, наряду с масс-спектроскопическими измерениями, позволяло оценивать размеры ядер до появления ускорителей частиц.

Следует отметить два основных приближения теории Гамова, которые не позволяют ей описывать различное значение коэффициента B для различных радиоактивных рядов. Во-первых, это приближение сферического ядра, которое будет верным только для четно-четных ядер, имеющих нулевой квадрупольный момент, т.е. для уранового ряда. Актиноурановый и ториевый ряды будут содержать ядра со значительным отклонением формы ядра от сферической, квадрупольные моменты некоторых тяжелых ядер могут достигать значения 23 барн. Во-вторых, модель Гамова предполагает альфа-частицу как уже существующую внутри ядра, в действительности же следует рассматривать конечную вероятность образования альфа-частицы.

1.3. Законы сохранения в альфа-распаде

Как уже отмечалось выше, альфа-распад происходит с выполнением классических законов сохранения энергии и импульса. Кроме этого, следует рассмотреть ещё один закон сохранения – момента количества движения, который, в свою очередь, связан с законом сохранения четности, имеющим квантовомеханическое происхождение.

Рассмотрим реакцию с образованием составного ядра:

$${}^{19}_{9}F + p \rightarrow {}^{20}_{10}Ne^* \rightarrow {}^{18}_{8}O^*\,. \qquad (1.3.1)$$

Здесь звездочка означает ядро в возбуждённом состоянии. Как можно видеть, в результате этой реакции всегда получается ядро ${}^{18}_{8}O$ в возбужденном состоянии. Схема уровней энергии участвующих в реакции ядер и показана на рис. 7.

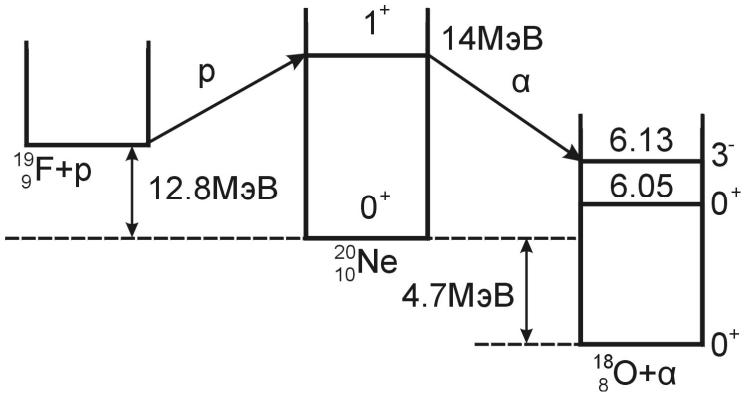


Рисунок 7. Пример совместного действия законов сохранения момента количества движения и четности.

Обозначив спины ядер $^{20}_{10}Ne^{*}$ и $^{18}_{8}O$ как J_{Ne} и J_O, а также спин альфа-частицы $J_\alpha = 0$ и её орбитальный момент относительно дочернего ядра $^{18}_{8}O$ как L, можно записать закон сохранения момента количества движения:

$$\bar{J}_{Ne} = \bar{J}_O + \bar{J}_\alpha + \bar{L}\,, \qquad (1.3.2)$$

и закон сохранения четности:

$$P_{Ne} = P_O P_\alpha (-1)^L\,. \qquad (1.3.3)$$

Напомним, что оператор четности P описывает преобразование $\bar{r} \to -\bar{r}$, при котором сферические функции меняют знак по правилу:

$$PY_{lm}(\theta,\varphi) = (-1)^l Y_{lm}(\theta,\varphi)\,. \qquad (1.3.4)$$

То есть четность волновой функции альфа-частицы:

$$P = (-1)^L\,. \qquad (1.3.5)$$

Используя правило сложения квантовомеханических векторов, получаем единственное возможное значение $L = 1$ при альфа-распаде в основное состояние $^{18}_{8}O$. Но в этом случае не выполняется закон сохранения четности:

$$+1 \neq (+1)(+1)(-1)^1\,. \qquad (1.3.6)$$

По той же причине невозможен распад в первое возбужденное состояние $^{18}_{8}O$. Распад во второе возбужденное состояние с выполнением закона сохранения четности происходит при единственном значении $L = 3$ из трех возможных $L = 2,3,4$. Экспериментально установлено, что соотношение вероятностей переходов $1^+ \to 0^+$ и $1^+ \to 3^-$ не превышает 10^{-13}, что свидетельствует о выполнении закона сохранения четности в сильных взаимодействиях.

2. Полупроводниковые детекторы

Альфа-частицы обладают небольшой проникающей способностью, в воздухе при нормальных условиях их длина пробега не превышает 10 см, в твердых телах – сотен микрон. Это свойство делает наиболее удобными для их регистрации полупроводниковые детекторы (ППД), поскольку в них проще всего обеспечить доступность рабочего вещества детектора для альфа-частиц.

По принципу работы ППД представляют собой твердотельные ионизационные камеры, в которых аналогом зарядовых пар электрон-ион выступают зарядовые пары электрон-дырка. Опишем вкратце основные положения и результаты зонной теории твердого тела, важные для понимания принципов работы ППД.

В отличие от одиночных атомов с дискретным набором уровней энергии, для связанных электронов и континуума состояний для свободных электронов, атомы, объединенные в кристаллической решетке, получают зонные аналоги для дискретных уровней и запрещенные состояния для некоторых значений импульса электронов. Связанные электроны атомов формируют валентную зону, внешние электроны атомов могут перестать быть локализованными и начинают свободно перемещаться по кристаллу. Качественно появление запрещённой зоны для «свободных» электронов объясняется интерференционными эффектами для волновой функции электрона при его движении в кристаллическом поле. Кристалл по отношению к электронам ведет себя подобно 3-мерной дифракционной решетке. Наличие зон вместо дискретных уровней энергии в валентной зоне объясняется возможностью электронам занимать образующиеся вакансии в соседних атомах, т.е. конечным временем жизни соответствующих электронных состояний. Благодаря этому вакансии в валентной зоне получают статус положительно заряженных квазичастиц – дырок, и имеют возможность перемещаться по кристаллу. Конечное время жизни вакансии в валентной зоне конкретного атома приводит к размытию энергетического уровня из-за соотношения неопределенностей Гейзенберга и формированию валентной зоны.

Ширина запрещенной зоны кремния при комнатной температуре равна 1.15эВ. Наличие примесей в полупроводниках отражается на их зонной структуре в виде уровня, отстоящего на десятки миллиэлектронвольт от нижнего или верхнего края запрещенной зоны.

При попадании альфа-частицы в полупроводниковый кристалл образуется большое количество электрон-дырочных пар, причем их количество может быть оценено из условия, что на образование одной пары вне зависимости от энергии регистрируемой частицы расходуется в среднем *энергия ионизации* 3.66 эВ. Эта величина меньше аналогичных значений для газоразрядных и сцинтилляционных детекторов ~30 эВ и ~300 эВ

соответственно, чем обусловлено высокое энергетическое разрешение ППД. Предельное энергетическое разрешение η (отношение ширины линии на половине её высоты к положению линии, либо в единицах энергии, либо в номерах каналов) определяется статистическими флуктуациями числа N рожденных зарядовых пар, пропорциональное $\sqrt{N}$. Действительно, полагая ионизацию от регистрации частицы с энергией E равной эквивалентной суммарной ионизации от одновременной регистрации двух частиц с энергией $E/2$ (число рожденных зарядовых пар $N/2$), получаем, что среднеквадратичные отклонения σ_E и $\sigma_{E/2}$ должны быть связаны соотношением:

$$\sigma_E^2 = \sigma_{E/2}^2 + \sigma_{E/2}^2 = 2\sigma_{E/2}^2 . \qquad (2.1)$$

Рассмотренный пример можно распространить на мысленный эксперимент с разбиением энергии регистрируемой частицы на сколь угодно большое число частей. Такой приём позволяет применить центральную предельную теорему теории вероятностей и показывает, что дисперсия числа образованных зарядовых пар пропорциональна N, а форма идеальной спектральной линии описывается нормальным распределением или функцией Гаусса.

Энергетическое разрешение может быть выражено:

$$\eta = \frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta N}{N} = \frac{F\sqrt{N}}{N} = \frac{F}{\sqrt{N}} . \qquad (2.2)$$

Здесь F - фактор Фано, коэффициент порядка единицы, впервые введённый Фано при детальном рассмотрении статистических флуктуаций числа рожденных ионизирующим излучением зарядовых пар в газоразрядных детекторах. Для кремния теоретическое значение F =0.115. Фактор Фано вместе с энергией ионизации определяет предельно достижимое на данном типе детекторов энергетическое разрешение. Для газоразрядных детекторов типичное значение F =0.2. Чисто пуассоновскому процессу соответствует F =1.

Действительное разрешение может быть ухудшено многими факторами, в основном качеством исполнения детектора, его источника питания и шумами предусилителя. В случае с детектированием альфа-частиц важную роль также играет конечная толщина входного окна, так называемая мертвая область детектора, в котором альфа-частицы случайным образом теряют свою энергию.

Для обеспечения эффективного сбора образовавшегося в результате ионизации заряда необходимо, чтобы время сбора было много меньше времени жизни свободных носителей. Конечное время жизни свободных носителей обусловлено стремлением к термодинамическому равновесию, в процессе которого избыточная энергия зарядовых пар переходит в тепловую энергию кристаллической решётки. Кроме того, необходимо, чтобы

по возможности не было других носителей заряда, не связанных с регистрацией ионизирующего излучения. По этим причинам в рабочей области ППД должна быть создана высокая напряжённость электрического поля и кристалл должен быть беспримесным. Кремний сверхвысокой чистоты, применяемый для создания устройств микроэлектроники, характеризуется количеством примесей $10^{-7}..10^{-8}$ ат.%, что соответствует появлению паразитных носителей заряда порядка $10^{11}..10^{12}$ в детекторе с рабочим объемом 10x10x1мм. Регистрация альфа-частицы с энергией 5 МэВ приводит к появлению порядка 10^{6} зарядовых пар. Такое соотношение делает регистрацию частиц с помощью монокристалла полупроводника технически трудной задачей. По этой причине эквивалент сверхвысокочистого полупроводника создаётся с помощью p-n перехода.

В приведённых в соприкосновение областях p и n полупроводника начинается перераспределение заряда, электроны стремятся скомпенсировать заряд дырок в p-области и наоборот, дырки диффундируют в n-область. В результате p-область оказывается отрицательно заряженной, n-область положительно, а в области перехода возникает электрическое поле, препятствующее диффузии носителей заряда. Процесс заканчивается выравниванием уровней Ферми двух «ящиков» с электронным газом, т.е. возникает контактная разность потенциалов порядка 1В, при которой p-n переход находится в термодинамическом равновесии. В месте контакта образуется тонкий слой, обеднённый носителями заряда, поскольку они сепарируются контактным полем. Приложение к n-области положительного, а к p-области отрицательного потенциала приводит к увеличению контактного поля и к росту обедненной носителями области. Начиная с некоторого предельного обратного смещения наступает лавинообразное размножение рождённых в результате тепловых флуктуаций носителей заряда (лавинный пробой), что приводит к лавинообразному росту тока через p-n переход и, в случае непринятия мер по его ограничению, тепловое разрушение p-n перехода. Работа обратносмещенного p-n перехода при напряжениях до пробойного (обычно несколько десятков или сотен вольт) позволяет достичь толщин обеднённой области порядка 1 мм.

Наиболее просто детекторы, применяемые для детектирования альфа-частиц, могут быть выполнены на базе кремния созданием тонкого слоя n-типа на поверхности полупроводникового кристалла p-типа проводимости. Для этого диффузионным способом вводится донорная примесь, например, фосфор, в количестве с избытком компенсирующим вклад дырочной проводимости кристалла-подложки.

3. Схема экспериментальной установки

Основные узлы экспериментальной установки показаны на рис. 8.

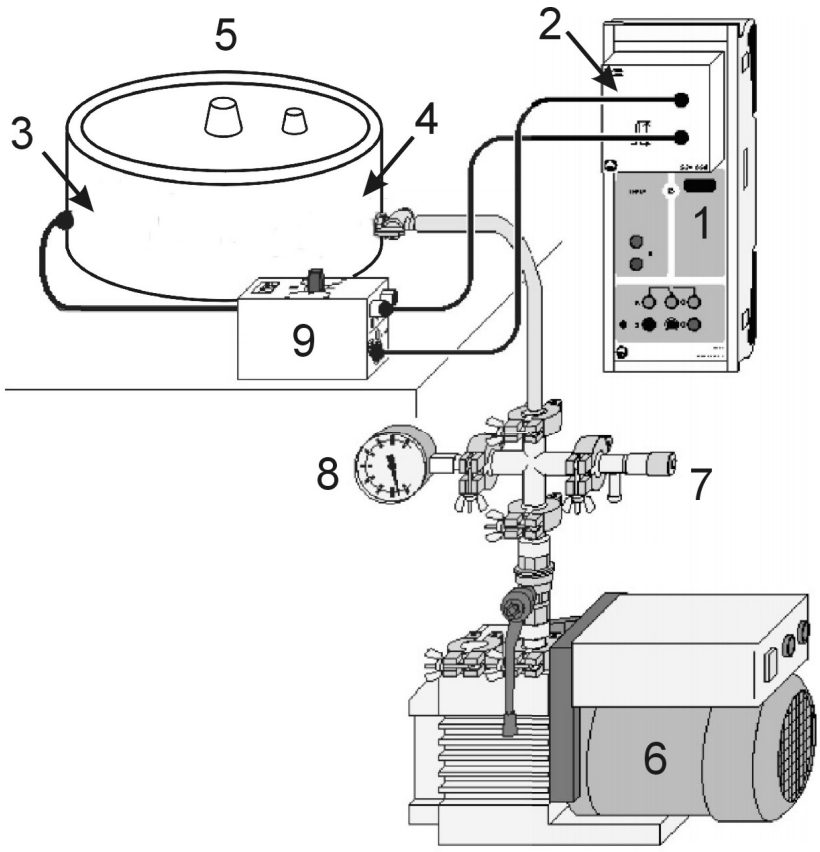


Рисунок 8. Схема экспериментальной установки.

В работе используется универсальный узел 1 сбора данных Cassy Lab 2 с модулем 2 многоканального анализатора MCA и соответствующее программное обеспечение. Источники альфа-частиц 3 и полупроводниковый детектор 4 размещены внутри герметичной вакуумной камеры 5, которая откачивается форвакуумным насосом 6. На форвакуумном насосе 6 размещен игольчатый клапан 7, позволяющий плавно регулировать остаточное давление в камере 5. Значение остаточного давления индицируется манометром 8 в миллибарах (бар –внесистемная единица измерения давления, примерно равная 1 атм, составляет 10^5 Па). Детектор подключён кабелем с малой ёмкостью к предусилителю 9, формирующему сигнал с амплитудой порядка 1 В для многоканального анализатора 2.

Вакуумная камера позволяет в процессе работы, при откачанной камере, устанавливать источник альфа частиц под разными углами, а также крепить сменный рассеиватель и поглотитель. В данной работе рассеяние и поглощение альфа частиц не затрагиваются, органы управления на верхней крышке не используются.

4. Порядок выполнения работы

Перед началом работы убедитесь в наличии всех необходимых узлов установки и соединений между ними в соответствии с предыдущим разделом.

Убедитесь, что источник располагается точно напротив детектора, о чём свидетельствует значение указателя угла отклонения 0 на верхней крышке вакуумной камеры.

Оборудование может использоваться в нескольких лабораторных работах, например, в изучении поглощения альфа частиц в алюминии и золоте или для наблюдения резерфордовского рассеяния. При наличии в вакуумной камере кассеты с поглотителем, вращением соответствующей ручки добейтесь того, чтобы он не мешал попаданию альфа частиц в детектор.

При наличии в вакуумной камере рассеивателя обратитесь к лаборанту, который его извлечёт из камеры.

Внимание! Самостоятельное вскрытие вакуумной камеры запрещено и является нарушением законодательства РФ в области радиационной безопасности. Доступ к содержимому камеры, включающему альфа-радиоактивный источник, имеет только персонал лаборатории, относящийся к группе А.

Включите компьютер, запустите программное обеспечение CASSY Lab 2 и через пункт Help загрузите настройки к работе «Spectroscopy of alpha-radioactive samples».

Убедитесь, что игольчатый клапан 7 на выходе форвакуумного насоса 6 закрыт, проверив его на свободное вращение по часовой стрелке. В противном случае без усилий вращайте его по часовой стрелке до появления незначительного сопротивления. В закрытом положении показания грубой и точной шкалы на игольчатом клапане примерно равны нулю.

Внимание! Строго соблюдайте последовательность пяти описанных ниже действий, до отключения насоса. Появление давлений ниже атмосферного в вакуумной магистрали при отключенном насосе может привести к выдавливанию вакуумного масла из насоса в камеру атмосферным давлением. В этом случае работа окажется временно выведенной из строя.

Включите форвакуумный насос 6 и убедитесь, что вакуумная магистраль герметична, а насос исправен. В этом случае манометр покажет процесс вакуумирования магистрали, длящийся не более минуты, при этом показания манометра не должны превышать 10мбар. При невыполнении этих условий обратитесь к лаборанту.

Не выключая насос 6, откройте клапан на входе в вакуумную камеру 5 и откачайте объем камеры до давления не выше 10 мбар.

Закройте клапан 8 на входе в вакуумную камеру 5.

Откройте игольчатый клапан 7, вращая его против часовой стрелки до изменений показаний манометра. Добейтесь показаний манометра примерно 1000мбар, что соответствует выравниванию атмосферного давления и давления в вакуумной магистрали.

Отключите насос 6.

Запустите измерения в программном обеспечении CASSY Lab 2, выбрав соответствующий пункт меню или нажав F9 в активном окне программы.

Варьируя в программном обеспечении CASSY Lab 2 усиление модуля многоканального анализатора MCA, добейтесь, чтобы спектр покрывал все свободные каналы. Типичное значение коэффициента усиления, при котором это происходит, равно -3. Знак «-» означает инвертирование полярности импульсов с детектора. Используемый в сочетании с полупроводниковым детектором предусилитель выдает импульсы отрицательной полярности, тогда как многоканальный анализатор CassyLab по умолчанию настроен на регистрацию импульсов положительной полярности.

Обратите внимание, что ППД чувствительны к искусственным источникам освещения. При наличии в спектре артефактов, зависящих от прямого попадания света на детектор, выключите на время проведения эксперимента ряд ламп дневного освещения над альфа-спектроскопическими установками в лаборатории.

Удалите накопленные в процессе настройки спектрометра данные.

Выполните регистрацию спектра источника ^{241}Am (калибровочный спектр) и сохраните его для последующей обработки в формате «\Рабочий стол\Номер_группы\Фамилия_ИО». При отсутствии на рабочем столе папки с номером вашей группы создайте её.

Вращением ручки на вакуумной камере 5 разместите второй, «неизвестный» источник напротив детектора. Этот источник имеет достаточную толщину для поглощения всех альфа-частиц от америция. Выполните регистрацию спектра в течение не менее 10 минут и сохраните его для последующей обработки (спектр неизвестного источника). По окончании измерений отведите источник в исходное положение.

5. Анализ и представление результатов

При обработке результатов примите во внимание, что две основные спектральные линии ^{241}Am это T =5486 кэВ и T =5443 кэВ. Соотношение числа частиц, испускаемых в единицу времени в среднем и соответствующих этим двум спектральным линиям примерно равно 84:13.

Обработайте полученный калибровочный спектр средствами CASSY Lab 2, обосновав выбор формы спектральной линии. Определите экспериментальное соотношение числа частиц от двух основных переходов ^{241}Am.

Выполните калибровку энергетической шкалы спектрометра. Для этого найдите в дереве параметров в правой части окна программы CassyLab пункт калибровки и внесите в нижние поля калибровочных параметров найденное положение самой интенсивной спектральной линии ^{241}Am и соответствующее значение энергии, заниженное на 1-2 МэВ. В верхнем поле поставьте в соответствие нулевому каналу анализатора значение энергии 1-2 МэВ. Такое смещение шкалы необходимо потому, что источник альфа-лучей в целях радиационной безопасности имеет покрытие, преодолевая которое альфа-частицы теряют 1-2 МэВ энергии.

Определите цену деления канала спектрометра в кэВ.

Оцените энергетическое разрешение спектрометра по формуле (2.2), найдите предельное теоретическое разрешение для кремниевого ППД.

Найдите энергии альфа-частиц, испускаемых «неизвестным» источником. Определите альфа-радиоактивный изотоп этого источника, используя справочные данные. Справочник следует запросить у лаборанта.

Представьте результаты в произвольной печатной форме, с включением всех описанных выше оценок и графика спектра.

6. Вопросы для самоподготовки

1. Почему альфа распад встречается в природе только для тяжелых ядер?
2. Почему испускается альфа-частица, а не ядро дейтерия, например?
3. Максимальным энергиям альфа-частиц соответствуют долгоживущие или короткоживущие ядра?
4. Чем объясняется существование небольшого числа альфа-радиоактивных ядер среди редкоземельных элементов?
5. Какой квантовомеханический эффект лежит в основе альфа-распада?
6. Оцените размер области, в которой альфа-частица находится в подбарьерном состоянии и сравните его с размером ядра.
7. Оцените долю энергии связи ядра, приходящуюся на альфа-частицы, если считать ядро состоящим целиком из альфа-частиц.
8. Выделите ключевые, на Ваш взгляд, элементы теории Гамова и укажите, чем теория пренебрегает.
9. Сводится ли результат модели Гамова к эмпирическому закону Гейгера-Нетолла?

10. Выполняются ли в альфа-распаде классические законы сохранения и закон сохранения четности?
11. Почему полупроводниковые детекторы выгодны для использования в альфа-спектроскопии?
12. Что такое энергетическое разрешение спектрометра и чем оно определяется?
13. Опишите процессы, происходящие в полупроводниковом детекторе на базе p-n перехода при регистрации ионизирующей частицы.
14. Для чего требовалось вакуумирование камеры спектрометра?

Справочные и дополнительные материалы

Нептуниевый радиоактивный ряд: периоды полураспада:

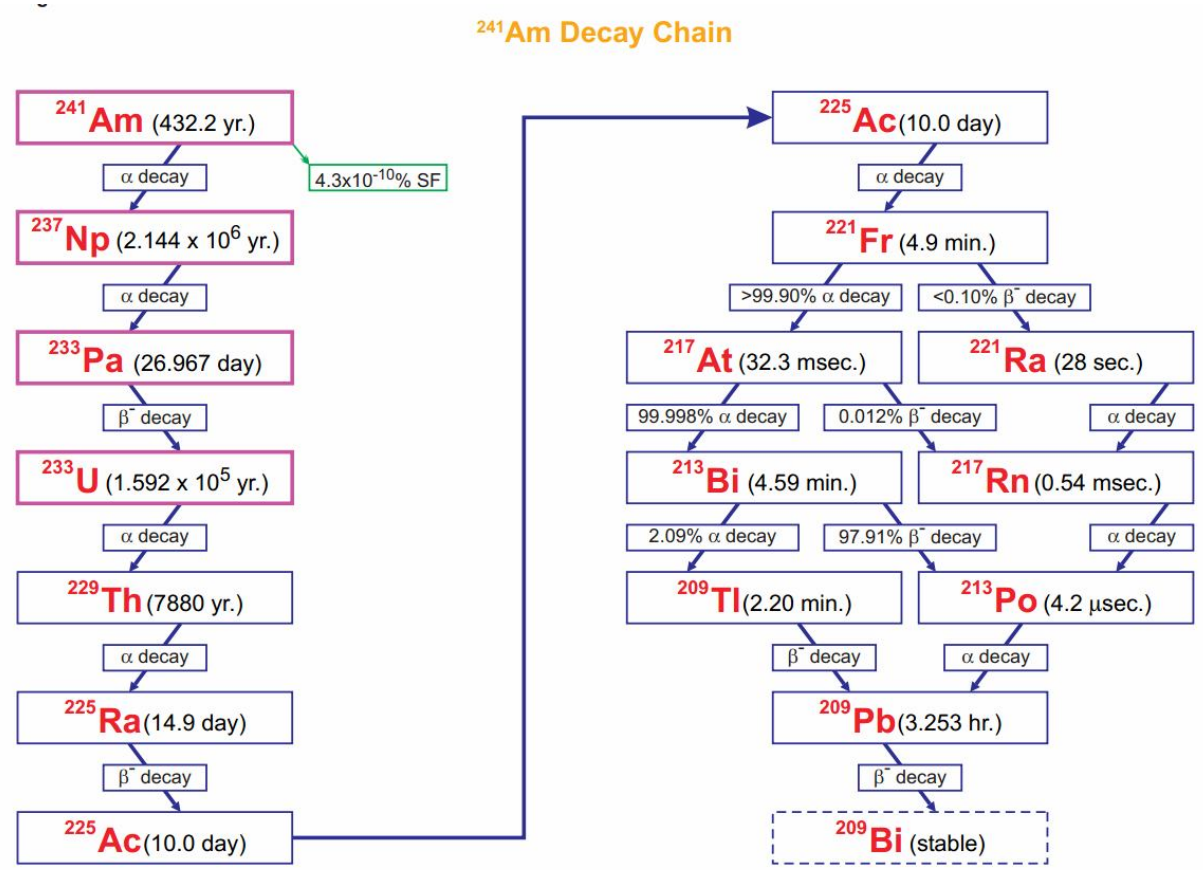
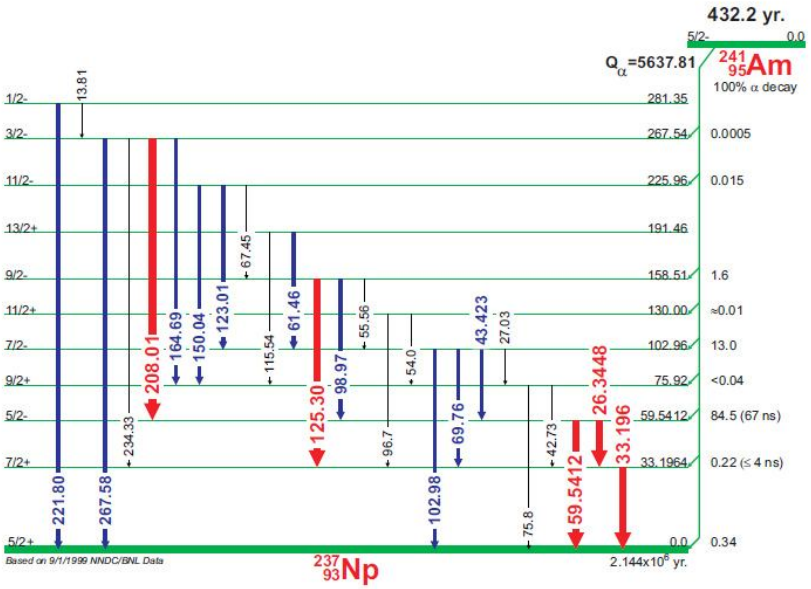
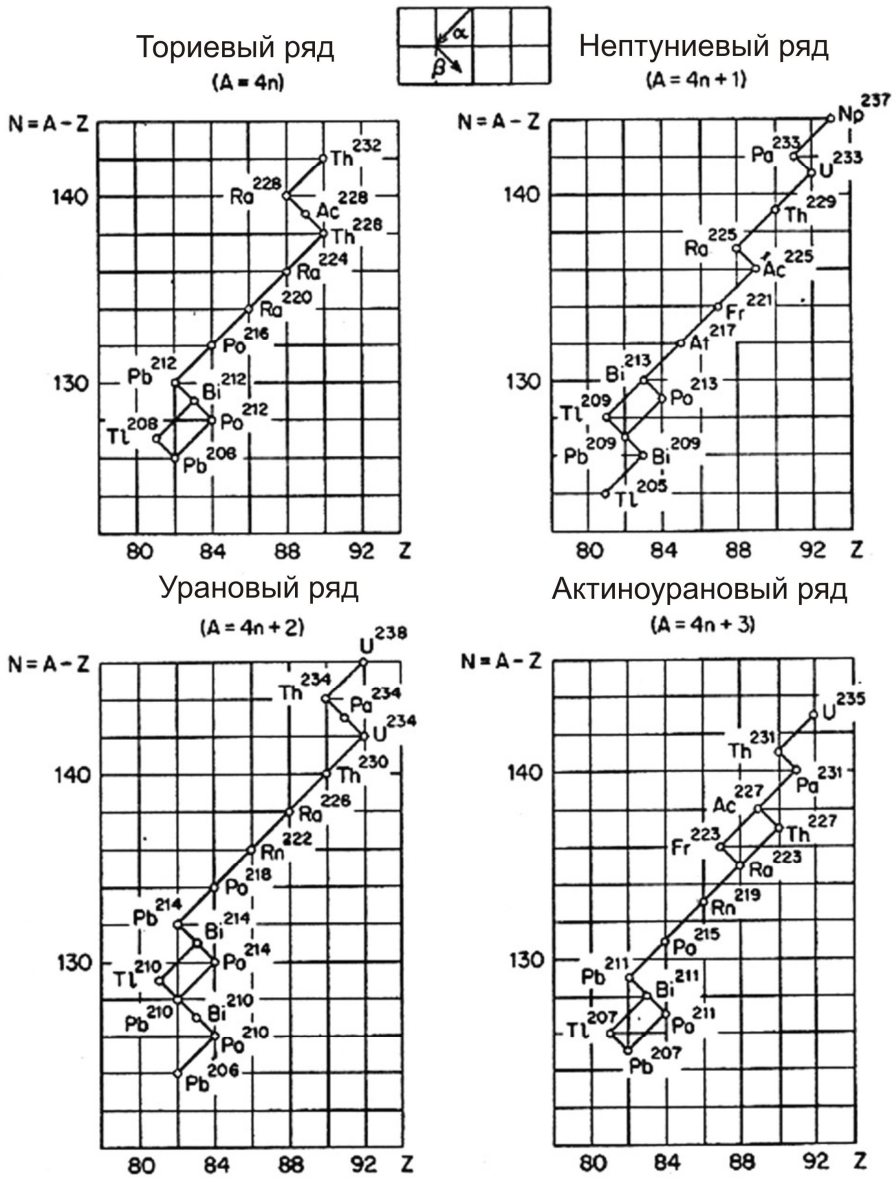


Схема распада $^{241}_{95}$Am



Радиоактивные цепочки (ряды). Нептуниевый ряд не встречается в природе



Литература

1. Капитонов, И.М. Введение в физику ядра и частиц [Текст] / И.М.Капитонов // М.: УРСС, 2004. – 383 с.
2. Колпаков, П.Е. Основы ядерной физики [Текст]: учебное пособие для пед. инс-тов / П.Е. Колпаков // Москва: Просвещение, 2001. – 401 с.
3. Мухин, К. Н. Экспериментальная ядерная физика. Кн. 1. Физика атомного ядра [Текст]: Учеб. для вузов / К.Н. Мухин // 5-е изд., перераб. и доп. – Москва: Энергоатомиздат, 1993. – 408 с.
4. Ишханов, Б.С. Модели атомных ядер [Текст] / Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов, В.Н. Орлин // М.:Изд. МГУ, 1997. – 211 с.
5. Широков, Ю.М. Ядерная физика [Текст] / Ю.М. Широков, Н.П. Юдин // М.:Наука, 1980.- 783 с.
6. Povh, B. Particles and Nuclei [Text] / B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche // Springer, 2006 – p. 391.
7. Fano, U. Ionization yield of radiations. II. The fluctuations of the number of ions [Text] / U. Fano // Phys. Rev. 1947. V72. №1. p.26-29.

ВЫПИСКА ИЗ ПРОТОКОЛА № 4

от 17 июня 2013

заседания Учебно-методической комиссии Института физики КФУ

ПРИСУТСТВОВАЛИ: проф. Таюрский Д.А. (председатель комиссии), доц. Шерстюков О.Н. (зам. председателя комиссии), Хуснутдинов Н.Р., Ильясов К.А., Воронина Е.В., Тюрин В.А., Корчагин П.А., Дуглав А.В., Мокшин А.В., Гарнаева Г.И., Шиманская Н.Н., Соколова М.Г.

СЛУШАЛИ: рекомендацию в печать учебно-методического пособия «Регистрация спектров альфа-частиц. Полупроводниковые детекторы» (авторы: Дулов Е.Н., Вагизов Ф.Г., Бикчантаев М.М, Пятаев А.В., Гайнов Р.Р.)

ПОСТАНОВИЛИ: на основании положительной рецензии к.ф.-м.н., с.н.с. КИББ КНЦ РАН Манапова Р.А. рекомендовать вышеуказанное учебно-методическое пособие к опубликованию в электронном виде на сайте Института физики.

Председатель Учебно-методической комиссии
Института физики, профессор Таюрский Д.А.