

## Лабораторная работа №2

### Радиоактивность, альфа - распад, взаимодействие альфа - частиц с веществом

Целью лабораторной работы является изучение  $\alpha$ -радиоактивности, механизма образования  $\alpha$ -частиц, их взаимодействия с веществом. Для этого

- измеряются энергетические спектры  $\alpha$ -частиц от нескольких  $\alpha$ -источников
- измеряются потери энергии  $\alpha$ -частиц в воздухе

1. Введение
2. Описание установки
3. Порядок выполнения работы
4.  $\alpha$ -Распад
5. Радиоактивные семейства
6. Закон радиоактивного распада
7. Взаимодействие  $\alpha$ -частиц с веществом
8. Полупроводниковые детекторы
9. Контрольные вопросы

Целью лабораторной работы является изучение явления  $\alpha$ -радиоактивности, механизма образования  $\alpha$ -частиц и их взаимодействия с веществом. Для этого

- измеряются энергетические спектры  $\alpha$ -частиц от нескольких  $\alpha$ -источников.
- измеряются потери энергии  $\alpha$ -частиц в воздухе.

#### 1. Введение

$\alpha$ -Распад - распад атомных ядер, сопровождающийся испусканием  $\alpha$ -частиц (ядер  ${}^4\text{He}$ ).

Часть изотопов могут самопроизвольно испускать  $\alpha$ -частицы (испытывать  $\alpha$ -распад) т.е. являются  $\alpha$ -радиоактивными. Подавляющее большинство  $\alpha$ -радиоактивных изотопов (более 200) расположено в периодической системе в области тяжелых ядер ( $Z > 83$ ).<sup>1</sup> Это обусловлено тем, что  $\alpha$ -распад связан с кулоновским отталкиванием, которое растет по мере увеличения размеров ядер быстрее (как  $Z^2$ ), чем ядерные силы притяжения, которые растут линейно с ростом массового числа  $A$ .

Ядро  $\alpha$ -радиоактивно, если выполнено условие, являющееся следствием закона сохранения энергии

$$M(A,Z) > M(A-4,Z-2) + M_\alpha, \quad (1)$$

где  $M(A,Z)$  и  $M(A-4,Z-2)$  - массы исходного и конечного ядер соответственно,  $M_\alpha$  - масса  $\alpha$ -частицы. При этом в результате распада конечное ядро и  $\alpha$ -частица приобретают суммарную кинетическую энергию

$$Q_\alpha = (M(A,Z) - M(A-4,Z-2) - M_\alpha) c^2, \quad (2)$$

которая называется энергией  $\alpha$ -распада. Ядра могут испытывать  $\alpha$ -распад также на возбужденные состояния конечных ядер и из возбужденных состояний начальных ядер. Поэтому соотношение (2) для энергии  $\alpha$ -распада можно обобщить следующим образом.

$$Q_\alpha = (M(A,Z) - M(A-4,Z-2) - M_\alpha) c^2 + E_i^{603} - E_j^{603} \quad (3)$$

<sup>1</sup> Известно также около 20  $\alpha$ -радиоактивных изотопов среди редкоземельных элементов, кроме того,  $\alpha$ -радиоактивность характерна для ядер, находящихся вблизи границы протонной стабильности.

где  $E_i^{603}$  и  $E_j^{603}$  - энергии возбуждения начального и конечного ядер соответственно.  $\alpha$ -частицы возникающие в результате распада возбужденных состояний ядер, получили название длиннопробежных. Для большинства ядер с  $A > 190$  и для многих ядер с  $150 < A < 190$  условие (3) выполняется. Однако, далеко не все они считаются  $\alpha$ -радиоактивными. Дело в том, что современные экспериментальные возможности не позволяют обнаружить  $\alpha$ -радиоактивность для нуклидов с периодом полураспада большим, чем  $10^{16}$  лет. Кроме того, часть "потенциально"  $\alpha$ -радиоактивных ядер испытывают также  $\beta$ -распад, который конкурирует с  $\alpha$ -распадом.

Основную часть энергии  $\alpha$ -распада (около 98%) уносят  $\alpha$ -частицы. Используя законы сохранения энергии и импульса для кинетической энергии  $\alpha$ -частицы  $T_\alpha$  можно получить соотношение

$$T_\alpha = \frac{M(A-4, Z-2)}{m_\alpha + M(A-4, Z-2)} Q_\alpha \quad (4)$$

Периоды полураспада известных  $\alpha$ -радиоактивных нуклидов варьируются от 0.298 мкс для  $^{212}\text{Po}$  до  $(2 - 5) \cdot 10^{15}$  лет для  $^{142}\text{Ce}$ ,  $^{144}\text{Ne}$ ,  $^{174}\text{Hf}$ . Энергия  $\alpha$ -частиц, испускаемых тяжелыми ядрами из основных состояний, составляет 4 - 9 МэВ, ядрами редкоземельных элементов 2 - 4.5 МэВ.

Важным свойством  $\alpha$ -распада является то, что при небольшом изменении энергии  $\alpha$ -частиц периоды полураспада изменяются на много порядков. Так у  $^{232}\text{Th}$   $Q_\alpha = 4.08$  МэВ,  $T_{1/2} = 1.41 \cdot 10^{10}$  лет, а у  $^{218}\text{Th}$   $Q_\alpha = 9.85$  МэВ,  $T_{1/2} = 10$  мкс. Изменению энергии в 2 раза соответствует изменение периода полураспада на 24 порядка.

## 2. Описание установки

Блок-схема установки, на которой выполняется работа, показана на рис.1. Установка состоит из камеры с тремя  $\alpha$ -источниками, кремниевого детектора и регистрирующей электронной аппаратуры. В качестве детектора в установке используется полупроводниковый кремниевый детектор. Источники расположены на турели, которая имеет три фиксированных положения поворота и может перемещаться в камере относительно детектора. В режиме измерения крышка камеры должна быть закрыта, чтобы

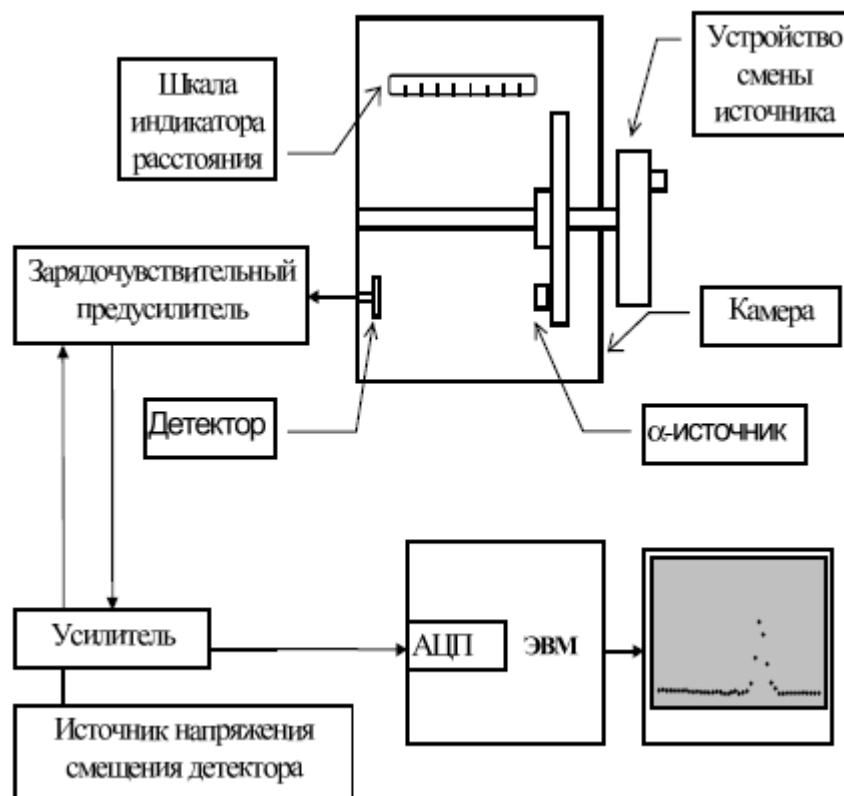


Рис.1. Блок-схема установки

на детектор не попадал свет. Электронная регистрирующая аппаратура состоит из зарядочувствительного предусилителя, усилителя. Импульсы с усилителя поступают в аналогово-цифровой преобразователь (АЦП), который служит интерфейсом ЭВМ.

*Зарядочувствительный предусилитель* служит для преобразования информации о заряде, образовавшемся в чувствительной области детектора в амплитуду импульса.

*Усилитель* усиливает и формирует сигналы для улучшения соотношения сигнал - шум.

*Аналого-цифровой преобразователь (АЦП)* служит для измерения амплитуд импульсов, т.е. для перевода аналоговой информации в цифровую. Он генерирует число линейно зависимое от амплитуды входного сигнала. Событие, обработанное АЦП, фиксируется в соответствующей определенному диапазону амплитуд ячейке памяти (канале). Каналы последовательно нумеруются так, что большим амплитудам соответствуют большие номера каналов. По мере набора статистики в памяти ЭВМ формируется распределение номер канала - количество событий, которое после проведения измерений можно наблюдать на мониторе или распечатать.

*Источник напряжения смещения детектора* служит для создания электрического поля, под воздействием которого собираются заряды, образовавшиеся в детекторе при ионизации производимой в чувствительном слое регистрируемой частицей.

### 3. Порядок выполнения работы

**Упражнение 1.** *Измерение энергетических спектров  $\alpha$ -частиц от источников Идентификация изотопов по энергии  $\alpha$ -частиц*

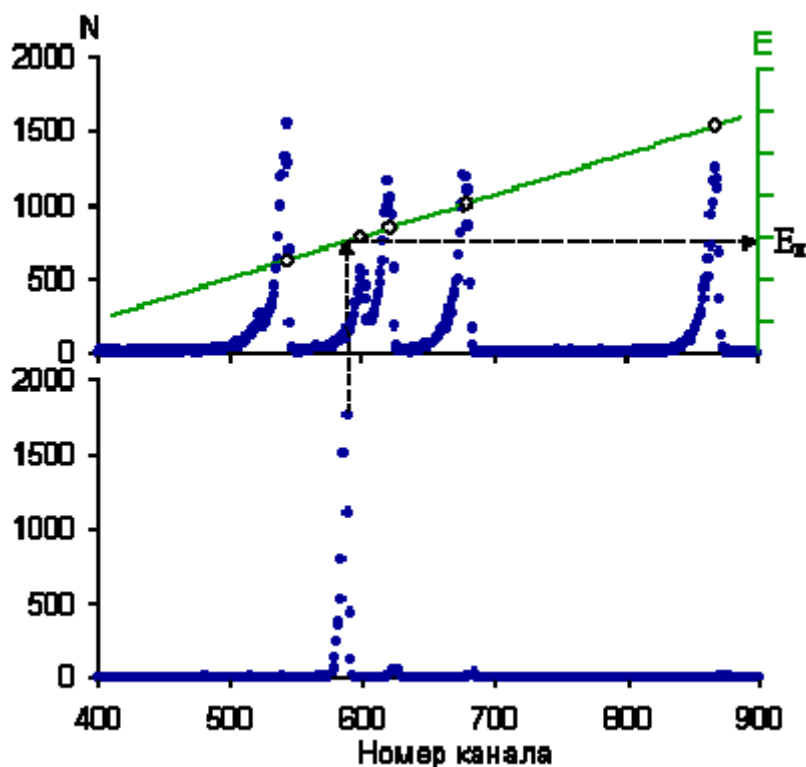


Рис. 2. На верхней части рисунка показан спектр альфа-частиц  $^{226}\text{Ra}$  и продуктов его распада, на нижней - альфа-спектр неизвестного источника

Измерения энергетических спектров  $\alpha$ -частиц проводятся при минимальном расстоянии между детектором и источником  $\alpha$ -частиц. Измеренные амплитудные спектры необходимо преобразовать в энергетические. Для этого нужно провести энергетическую

градуировку спектрометра, т.е. поставить в соответствие энергии альфа-частиц номер канала. Положение пика можно характеризовать номером канала  $n$  с максимальной статистикой  $N_{max}$ , либо  $n_{cp}$ , которое определяется формулой

$$n_{\tilde{\alpha}} = \frac{\sum_i n_i N_i}{\sum_i N_i}, \quad (5)$$

На спектре видны пики альфа-распадов, имеющие форму близкую к гауссовой. Интенсивности альфа-переходов пропорциональны площадям соответствующих пиков. Собственная ширина альфа-линий  $\Gamma$ , имеющее распределение Брейта-Вигнера, мала ( $\Gamma \ll 1$  эВ) и определяется соотношением неопределенности. Таким образом альфа-частицы, соответствующие конкретному переходу имеют практически одинаковые энергии. Однако, пролетая в веществе (в данном случае основной вклад вносит воздушный промежуток между источником и детектором), из-за энергетического страгглинга их энергетическое распределение размывается и становится близким к гауссовскому распределению. Вклад в уширение пиков вносят также шумы детектора и электронной аппаратуры. Некоторая асимметрия экспериментальных распределений - затянута низкоэнергетичная часть - связана с тем, что из-за конечного телесного угла коллиматора (см. рис. 3) часть альфа-частиц попадают в детектор под углом к линии кратчайшего расстояния между источником и детектором, проходят больший путь и, следовательно, теряют большую энергию. Кроме того, альфа-частицы могут потерять часть своей энергии на краях коллиматора. Наконец, часть альфа-переходов происходит на возбужденные состояния конечных ядер, что также вносит вклад в асимметрию пиков.

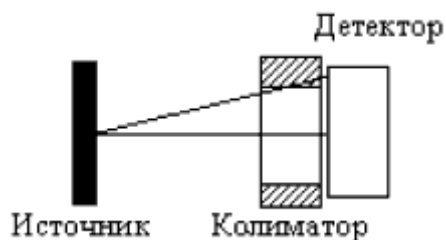


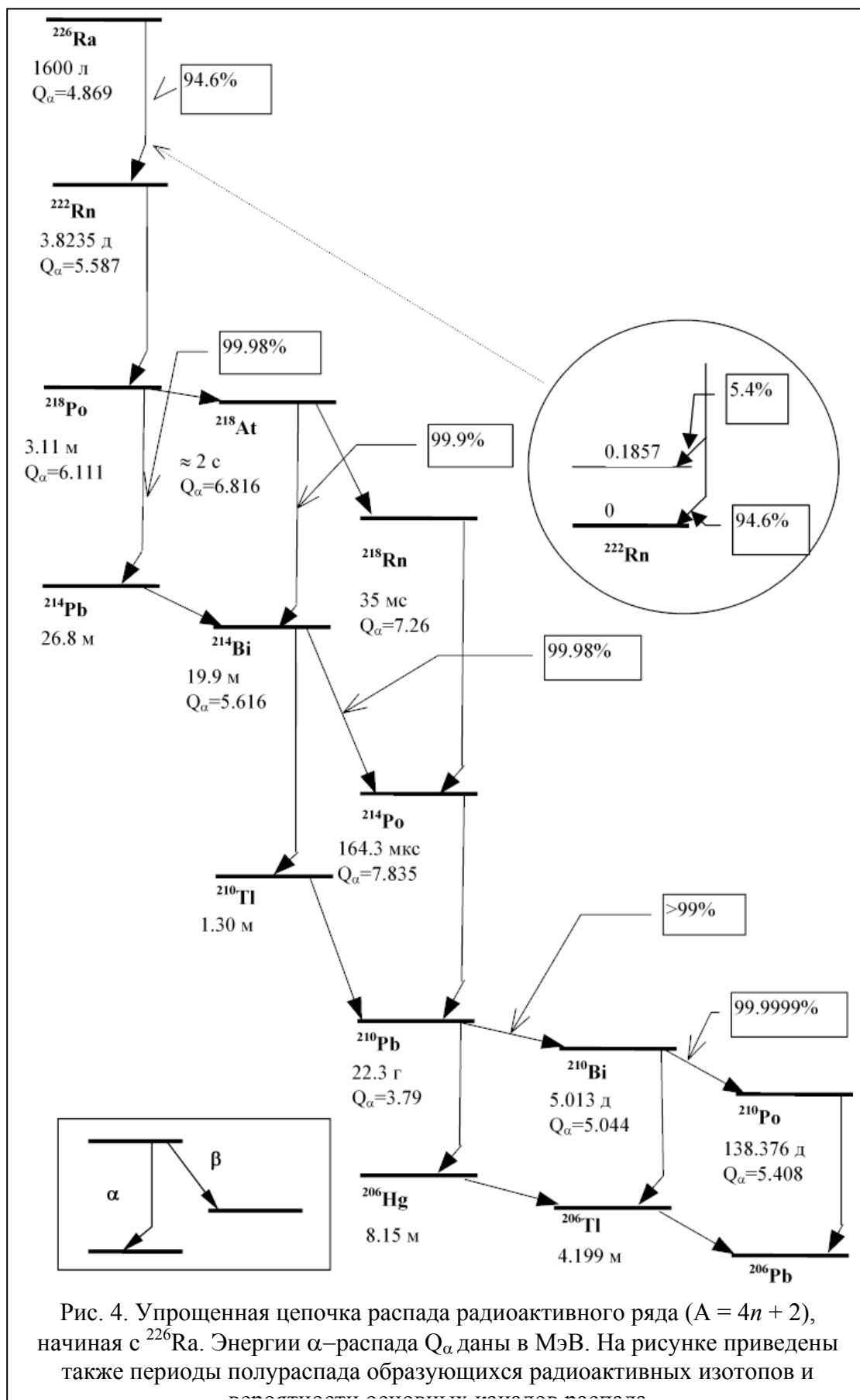
Рис. 3. Геометрия источника, коллиматора и детектора

Идентифицируйте пики на спектре источника  $^{226}\text{Ra}$ . Найдите соответствие между номерами канала и энергиями  $\alpha$ -частиц и постройте график зависимости энергии от номера канала (градуировочная кривая). С помощью градуировочной кривой, определите энергии неизвестных источников, а по этим энергиям, используя данные табл.1, идентифицируйте соответствующие изотопы. По нескольким пикам определите разрешение установки (полная ширина на половине высоты пика). Разрешение необходимо указать в энергетических единицах.

## Упражнение 2. Определение времени изготовления источника $^{226}\text{Ra}$

Схема распада  $^{226}\text{Ra}$ , и его продуктов показана на рис. 4. В спектре альфа-частиц свежеприготовленного препарата  $^{226}\text{Ra}$  будет наблюдаться только альфа-пик распада радия с энергией 4.869 МэВ. По прошествии некоторого времени источник будет содержать наряду с  $^{226}\text{Ra}$  продукты его распада. Для того, чтобы оценить время изготовления источника, необходимо прояснить следующие вопросы:

- Сможете ли вы обнаружить изменение интенсивности распада  $^{226}\text{Ra}$ ?
- $^{226}\text{Ra}$  распадается в  $^{222}\text{Rn}$ . Поэтому количество радона увеличивается, но он одновременно и распадается в  $^{218}\text{Po}$ . Какое уравнение можно написать для интенсивности линии радона?
- Какое приближение при этом можно использовать?
- Как будут соотноситься интенсивности  $^{226}\text{Ra}$  и  $^{222}\text{Rn}$  через время равное периоду полураспада  $^{222}\text{Rn}$ ?
- Какая максимальная интенсивность  $^{222}\text{Rn}$  может быть достигнута?
- Когда это произойдет?
- Что можно сказать о динамике интенсивностей распадов  $^{218}\text{Po}$  и  $^{214}\text{Po}$ ?
- Когда интенсивности этих линий достигнут максимума?



- Как будут меняться их интенсивности после достижения максимума?
- Какое уравнение можно записать для интенсивности альфа-пика  $^{210}\text{Po}$ ?
- Все ли продукты распада  $^{226}\text{Ra}$  находятся в вековом равновесии?

Исходя из результатов анализа оцените время изготовления источника.

### Упражнение 3. Определение зависимости пробега $\alpha$ -частиц в воздухе от их энергии.

Установить источник  $^{226}\text{Ra}$ . Приблизить  $\alpha$ -источник к детектору на минимальное расстояние, которое соответствует "0" на шкале индикатора расстояния.<sup>2</sup> Начиная с этого положения необходимо измерить зависимость интенсивности  $\alpha$ -линий от расстояния. Статистическая погрешность измерений не должна превышать 3%.

Результаты представить в виде графика зависимости интенсивностей  $\alpha$ -линий от расстояния между детектором и  $\alpha$ -источником. Определить пробеги в воздухе для каждой группы  $\alpha$ -частиц  $R_\alpha$ . Построить зависимость пробега  $\alpha$ -частиц от их энергии. Определить коэффициент  $k$  в выражении (6).

$$R_\alpha(\text{см}) = k E_\alpha^{3/2} (\text{МэВ}) \quad (6)$$

Оцените точность его определения и сравните полученный результат с эмпирической формулой.

Построить зависимость полной ширины на половине высоты пиков от толщины воздушного слоя между альфа-источником и детектором.

#### При сдаче необходимо представить:

1. Графики измеренных спектров с нанесенными на них статистическими погрешностями.
2. Градуировочную кривую.
3. Энергии  $\alpha$ -линий и соотнесение их к конкретным изотопам, которые их испускают.
4. Оценку энергетического разрешения установки.
5. Оценку времени изготовления источника  $^{226}\text{Ra}$ .
6. График зависимости интенсивностей пиков  $\alpha$ -частиц от толщины слоя воздуха между  $\alpha$ -источником и детектором.
7. Результаты определения коэффициента  $k$  в эмпирической зависимости (6).
8. График зависимости полной ширины на половине высоты пика от толщины воздушного слоя.

## 4. $\alpha$ -Распад

Для чётно-чётных изотопов одного элемента зависимость периода полураспада от энергии  $\alpha$ -распада хорошо описывается эмпирическим законом Гейгера - Неттола

$$\lg T_{1/2} = A + B/(Q_\alpha)^{1/2}, \quad (7)$$

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

$$\lg T_{1/2} = 9.54 \frac{Z^{0.6}}{\sqrt{Q_\alpha}} - 51.37, \quad (8)$$

---

<sup>2</sup> Нужно иметь в виду, что "0" соответствует определенному расстоянию между источником и детектором.

где  $T_{1/2}$  в сек,  $Q_\alpha$  в МэВ. На рис. 5 показаны экспериментальные значения периодов полураспада для 119  $\alpha$ -радиоактивных четно-четных ядер ( $Z$  от 74 до 106) и их описание с помощью соотношения (8).

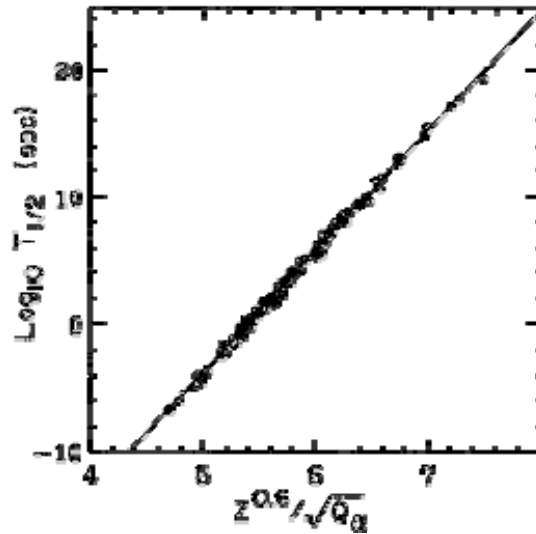


Рис. 5. Экспериментальные периоды полураспада и их описание с помощью соотношения (8)

Для нечетно-четных, четно-нечетных и нечетно-нечетных ядер общая тенденция сохраняется, но их периоды полураспада в 2 - 1000 раз больше, чем для четно-четных ядер с данными  $Z$  и  $Q_\alpha$ .

Основные особенности  $\alpha$ -распада, в частности сильную зависимость вероятности от энергии удалось в 1928 г. объяснить Г. Гамову. Он показал, что вероятность  $\alpha$ -распада в основном определяется вероятностью прохождения  $\alpha$ -частицы сквозь потенциальный барьер.

Рассмотрим модель  $\alpha$ -распада Гамова. Предполагается, что  $\alpha$ -частица движется в сферической области радиуса  $R$ , где  $R$  - радиус ядра. Т.е. в этой модели предполагается, что  $\alpha$ -частица постоянно существует в ядре.

Вероятность  $\alpha$ -распада  $\lambda$  равна произведению вероятности найти  $\alpha$ -частицу на границе ядра  $f$  на вероятность ее прохождения сквозь потенциальный барьер  $D$  (прозрачность барьера)

$$\lambda = fD = \ln 2 / T_{1/2} \quad (9)$$

Величину  $f$  можно отождествить с числом соударений в единицу времени, которые испытывает  $\alpha$ -частица о внутренние границы барьера, тогда

$$f = \frac{v}{2R} \cong \frac{v}{2r_0 A^{1/3}} \cong \frac{c}{2r_0 A^{1/3}} \left[ \frac{2(T_\alpha + V_0)}{\mu_\alpha c^2} \right]^{1/2}, \quad (10)$$

где  $v$  - скорость  $\alpha$ -частицы внутри ядра,  $\mu_\alpha$  - приведенная масса  $\alpha$ -частицы,  $V_0$  - глубина ядерного потенциала,

$$\mu_\alpha = \frac{m_\alpha M(A-4, Z-2)}{m_\alpha + M(A-4, Z-2)}, \quad (11)$$

$T_\alpha$  - энергия  $\alpha$ -частицы определяется соотношением (4). Подставив в выражение (8)  $V_0 = 35$  МэВ,  $T_\alpha = 5$  МэВ, получим для ядер с  $A \cong 200$ ,  $f \cong 10^{21} \text{ c}^{-1}$ .

На рис.6 показана зависимость потенциальной энергии между  $\alpha$ -частицей и остаточным ядром от расстояния между их центрами. Кулоновский потенциал обрезается на

расстоянии  $R$ , которое приблизительно равно радиусу остаточного ядра. Высота кулоновского барьера  $B_k$  определяется соотношением

$$B_k = \frac{zZe^2}{R} \cong \frac{zZe^2}{r_0 A^{1/3}} \cong \frac{2Z}{A^{1/3}}, \text{ МэВ} \quad (12)$$

Здесь  $Z$  и  $z$  - заряды (в единицах заряда электрона  $e$ ) остаточного ядра и  $\alpha$ -частицы соответственно,  $r_0 \approx 1.3$  Фм. Например, для  $^{238}\text{U}$   $B_k \cong 30$  МэВ.

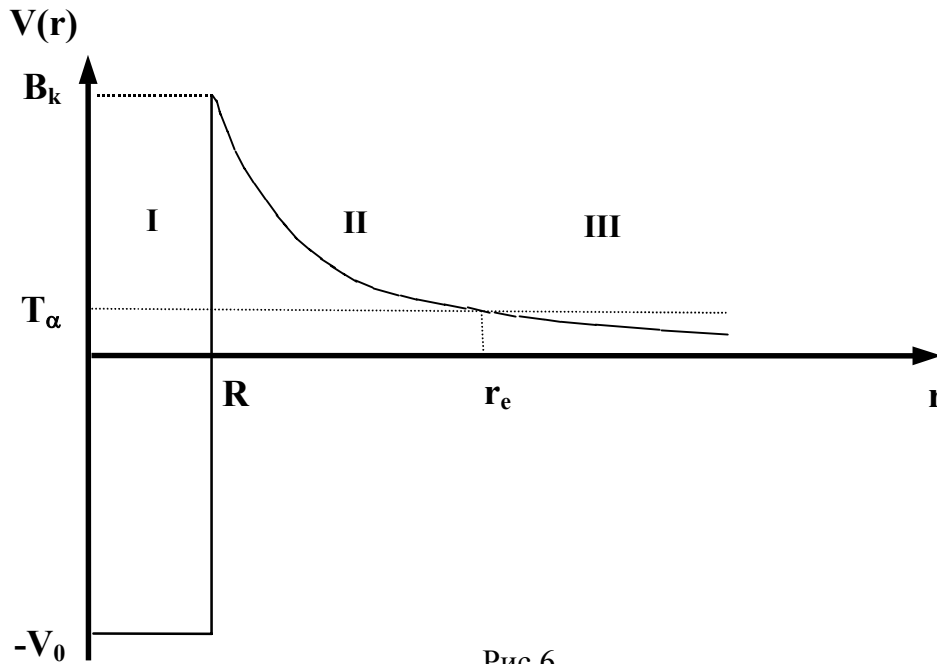


Рис.6

Можно выделить три области. 1)  $r < R$  - сферическая потенциальная яма глубиной  $V_0$ . В классической механике  $\alpha$ -частица с кинетической энергией  $T_a + V_0$  может двигаться в этой области, но не способна ее покинуть. В этой области существенно сильное взаимодействие между  $\alpha$ -частицей и остаточным ядром. 2)  $R < r < r_e$  - область потенциального барьера, в которой потенциальная энергия больше энергии  $\alpha$ -частицы, т.е. это область запрещенная для классической частицы. 3)  $r > r_e$  - область вне потенциального барьера.

В квантовой механике возможно прохождение  $\alpha$ -частицы сквозь барьер (туннелирование).<sup>3</sup>

Вероятность прохождения частицы сквозь барьер  $D$  (коэффициент прозрачности барьера) определяется соотношением

$$D = \exp \left[ -2 \sqrt{\frac{2\mu_\alpha}{\hbar^2}} \int_R^{r_e} (V(r) - Q_\alpha)^{1/2} dr \right]. \quad (13)$$

Рассчитанные по формулам (9), (10) и (13) периоды полураспада правильно передают важнейшую закономерность  $\alpha$ -распада - сильную зависимость периода полураспада  $T_{1/2}$  от

<sup>3</sup> Аналогично влияние кулоновского барьера и в случае ядерной реакции, когда  $\alpha$ -частица подлетает к ядру. Если ее энергия меньше высоты кулоновского барьера, она скорее всего рассеется кулоновским полем ядра, не проникнув в него и не вызвав ядерной реакции. Вероятность подбарьерных реакций очень мала.



энергии  $\alpha$ -частиц  $T_\alpha$  (энергии  $\alpha$ -распада  $Q_\alpha$ )<sup>4</sup>. При изменении периодов полураспада более чем на 20 порядков отличия экспериментальных значений от расчетных всего 1-2 порядка. Конечно, такие расхождения все же довольно велики. Где их источник и как надо усовершенствовать теорию, чтобы эти расхождения с экспериментом уменьшить? Какие факторы должны быть дополнительно учтены?

1) Приведенные выше формулы описывают эмиссию  $\alpha$ -частиц с нулевым орбитальным моментом  $l$ . Однако возможен распад и с ненулевым орбитальным моментом, более того, в ряде случаев распад с  $l = 0$  запрещен законами сохранения. В этом случае к кулоновскому потенциалу  $V_k(r)$  добавляется центробежный  $V_u(r)$

$$V(r) = V_k(r) + V_u(r), \quad (14)$$

$$V_u(r) = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu_\alpha r^2} \quad (15)$$

Хотя высота центробежного барьера для тяжелых ядер при  $l = 8$  составляет всего около 10% от высоты кулоновского барьера и центробежный потенциал спадает быстрее, чем кулоновский, эффект вполне ощутим и для больших  $l$  может приводить к подавлению  $\alpha$ -распада более, чем на 2 порядка.

2) Результаты расчетов прозрачности барьера чувствительны к средним радиусам ядер  $R$ . Так, изменение  $R$  всего на 4% приводит к изменению периода полураспада  $T_{1/2}$  в 5 раз. Ядра с  $A \geq 230$  могут быть сильно деформированы, что приводит к тому, что  $\alpha$ -частицы охотнее вылетают вдоль большой оси эллипсоида, а средняя вероятность вылета отличается от таковой для сферического ядра. Сильную зависимость периода полураспада от радиуса ядра можно использовать, определяя радиусы ядер по экспериментальным значениям периодов полураспада.

3) В рассматриваемой модели никак не учитывалась структура состояний начального и конечного ядер и тесно связанная с этим проблема образования  $\alpha$ -частицы в ядре, вероятность которой молчаливо полагалась равной 1. Для четно-четных ядер это приближение довольно хорошо описывает эксперимент. Однако, если перестройка структуры исходных ядер в конечные заметно затруднена, то необходимые для учета этих эффектов модификации предэкспоненциального множителя  $f$ , могут приводить к изменению расчетных значений приблизительно на два порядка.

---

<sup>4</sup> Для грубой оценки зависимости периодов полураспада от энергии  $\alpha$ -распада заменим кулоновский потенциал на прямоугольный. Его высоту, отсчитываемую от энергии  $Q_\alpha \approx T_\alpha$  положим равной  $(B_k - Q_\alpha)/2$ , а ширину - равной  $(r_e - R)/2$ . Прозрачность барьера тогда можно записать в виде

$$D \approx \exp\left(-\frac{\sqrt{m_\alpha c^2 (B_k - Q_\alpha)}}{\hbar c} (r_e - R)\right). \quad (13a)$$

Для  $Z \approx 90$   $R \approx 7.6$  Фм,  $B_k = 34$  МэВ,  $f = 3 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$  (см. (19)), тогда для  $Q_\alpha = 6$  МэВ получим  $r_e \approx 43$  Фм, постоянную распада  $\lambda \approx 10^{-4} \text{ с}^{-1}$  ( $T_{1/2} \approx 10^4 \text{ с}$ ); для  $Q_\alpha = 5$  МэВ  $\lambda \approx 10^{-11} \text{ с}^{-1}$  ( $T_{1/2} \approx 10^3 \text{ лет}$ ); для  $Q_\alpha = 4.3$  МэВ  $T_{1/2} \approx 10^9 \text{ лет}$ ).

Таблица 1. Характеристики некоторых  $\alpha$ -активных ядер

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

В таблице показаны энергии наиболее интенсивных  $\alpha$ -переходов (см. для примера рис. 7).

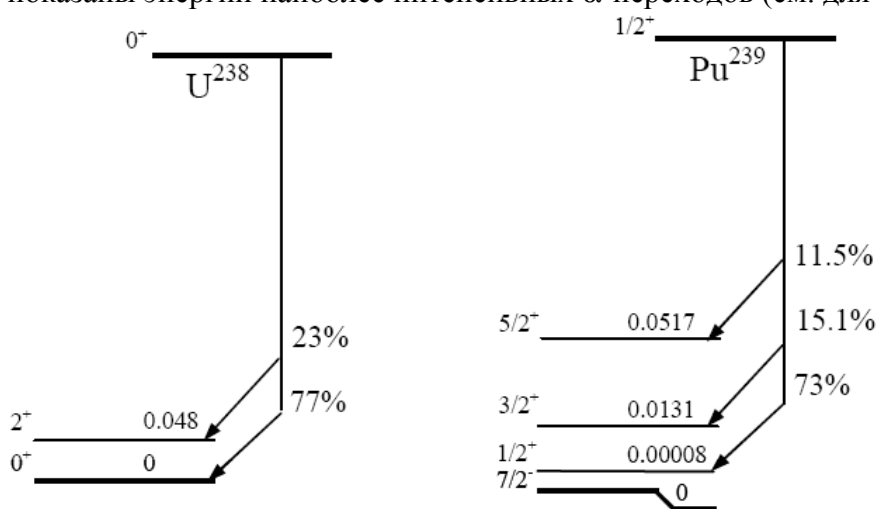


рис. 7. Схемы  $\alpha$ -распада изотопов  $^{238}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$

## 5. Радиоактивные семейства

В естественных условиях на Земле существует около 40  $\alpha$ -радиоактивных изотопов, которые объединены в три радиоактивных ряда (см. рис.8-11), начинающихся с  $^{236}\text{U}$  ( $A = 4n$ ),  $^{238}\text{U}$  ( $A = 4n+2$ ),  $^{235}\text{U}$  ( $A = 4n+3$ ). К ним можно с некоторой натяжкой, так как изотопы этого ряда успели распадаться за время существования Земли, отнести четвертый ряд, который начинается с  $^{237}\text{Np}$  ( $A = 4n+1$ ). После ряда последовательных распадов образуются стабильные ядра с близким или равным магическим числом количеством протонов и нейтронов ( $Z = 82$ ,  $N = 126$ ) соответственно  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{206}\text{Pb}$ ,  $^{207}\text{Pb}$ ,  $^{209}\text{Bi}$ .  $\alpha$ -Распады перемежаются  $\beta$ -распадами, так как при  $\alpha$ -распадах конечные ядра оказываются все дальше от линии  $\beta$ -стабильности, т.е. перегружены нейтронами.

На рис. 11 показана часть цепочки распадов радиоактивного ряда ( $A = 4n+2$ ) начиная от  $^{226}\text{Ra}$  и кончая стабильным ядром  $^{206}\text{Pb}$ . На рисунке приведены энергии  $\alpha$ -распадов  $Q_\alpha$ , периоды полураспада  $T_{1/2}$  и вероятности основных мод распада.



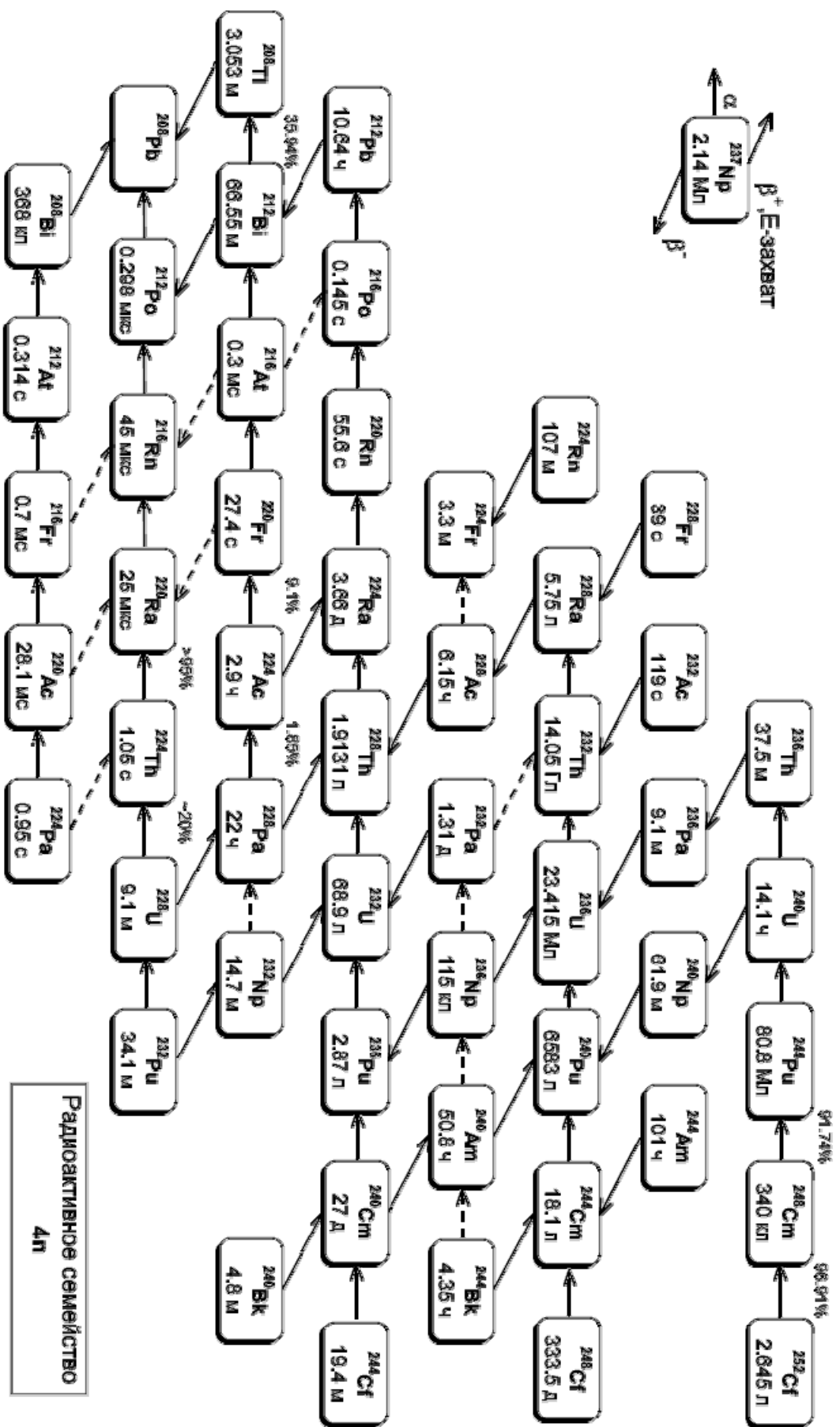


Рис. 9.

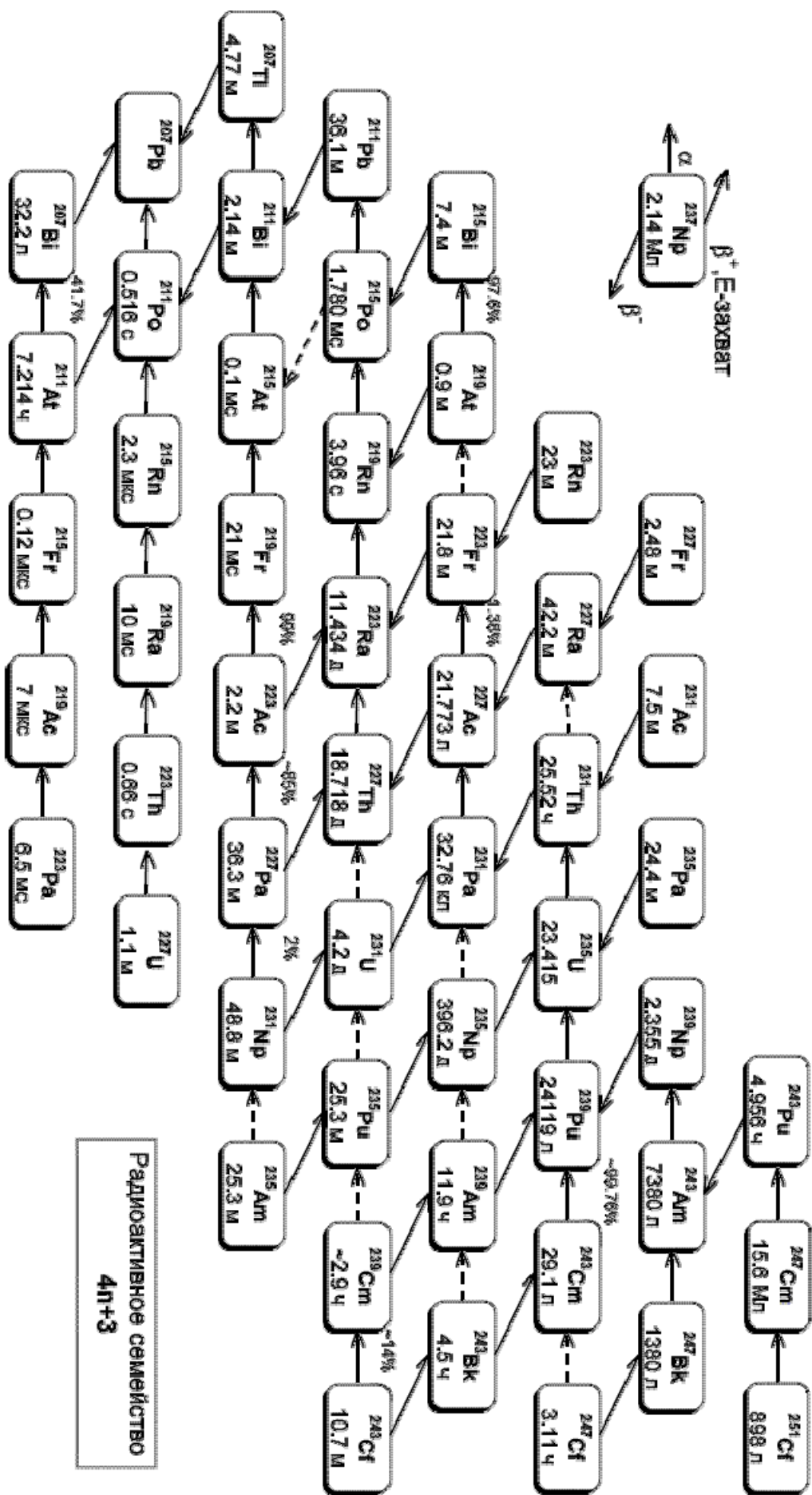


Рис.10.

Радиоактивное семейство  $4n+3$



## 6. Закон радиоактивного распада

Способность ядер самопроизвольно распадаться, испуская частицы, называется радиоактивностью. Радиоактивный распад - статистический процесс. Конкретное радиоактивное ядро может распасться в любой момент и закономерности процесса наблюдаются только в среднем, в случае распада достаточно большого количества ядер.

Если в образце в момент времени  $t$  имеется  $N(t)$  радиоактивных ядер, то количество ядер  $dN$ , распавшихся за время  $dt$  пропорционально  $N(t)$ .

$$dN = -\lambda N(t)dt. \quad (16)$$

Интегрируя (1) получим закон радиоактивного распада

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (17)$$

где  $N_0$  - количество радиоактивных ядер в момент времени  $t = 0$ .

**Постоянная распада  $\lambda$**  - вероятность распада ядра в единицу времени.

**Период полураспада  $T_{1/2}$**  - это время, в течение которого, первоначальное количество радиоактивных ядер уменьшится в два раза.

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda} \quad (18)$$

**Среднее время жизни  $\tau$**

$$\tau = \frac{\int_0^{\infty} t |dN / dt| dt}{\int_0^{\infty} |dN / dt| dt} = \frac{1}{\lambda} \quad (19)$$

**Активность  $A$**  образца - среднее количество ядер образца, распадающихся в единицу времени

$$A(t) = \lambda N(t) \quad (20)$$

Измеряя активность можно определить постоянную распада  $\lambda$ . Для изотопов с малыми постоянными распада и соответственно большими периодами полураспада используется соотношение (20). В этом случае количество ядер  $N$  во время измерения практически не изменяется и может быть определено методами масс-спектрометрии. Для изотопов с малыми периодами полураспада используется соотношение (17).

Распад исходного ядра 1 в ядро 2, с последующим его распадом в ядро 3 описывается системой дифференциальных уравнений

$$\begin{aligned} \frac{dN_1(t)}{dt} &= -\lambda_1 N_1(t), \\ \frac{dN_2(t)}{dt} &= -\lambda_2 N_2(t) + \lambda_1 N_1(t), \end{aligned} \quad (21)$$

где  $N_1(t)$  и  $N_2(t)$  - количество ядер, а  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  - постоянные распада ядер 1 и 2 соответственно. Решением системы (21) с начальными условиями  $N_1(0) = N_{10}$ ;  $N_2(0) = 0$  будет

$$\begin{aligned} N_1(t) &= N_{10} e^{-\lambda_1 t} \\ N_2(t) &= \frac{N_{10} \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \end{aligned} \quad (22)$$

Если  $\lambda_2 \gg \lambda_1$  ( $T_{1/2}^{(1)} \gg T_{1/2}^{(2)}$ ), в начальный период времени  $e^{-\lambda_1 t} \cong 1$ , то активности  $A_1(t)$  и  $A_2(t)$  первого и второго изотопов описываются соотношениями

$$\begin{aligned} A_1(t) &= N_{10}\lambda_1 \\ A_2(t) &= N_{10}\lambda_1(1 - e^{-\lambda_2 t}), \end{aligned} \quad (23)$$

т.е. активность второго изотопа будет стремиться к активности первого и по прошествии времени  $t > 5T_{1/2}^{(2)}$  практически сравняется с ней. В дальнейшем активности как первого так и второго изотопов будут меняться во времени одинаково.

$$A_1(t) = N_{10}(t)\lambda_1 e^{-\lambda_1 t} = N_1(t)\lambda_1 = A_2(t) = N_2(t)\lambda_2 \quad (24)$$

То есть устанавливается так называемое вековое равновесие, при котором число ядер изотопов в цепочке последовательных распадов, связано с постоянными распада (периодами полураспада) простым соотношением.

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} = \frac{T_{1/2}^{(1)}}{T_{1/2}^{(2)}}. \quad (25)$$

Можно обобщить этот результат для большего числа последовательных распадов когда  $T_{1/2}^{(1)} \gg T_{1/2}^{(i)}$ .

$$N_1 : N_2 : N_3 : \dots = T_{1/2}^{(1)} : T_{1/2}^{(2)} : T_{1/2}^{(3)} \quad (26)$$

Поэтому в естественном состоянии все изотопы генетически связанные в радиоактивных рядах обычно находятся в определенных количественных соотношениях, зависящих от их периодов полураспада.

## 7. Взаимодействие $\alpha$ -частиц с веществом

При прохождении через вещество тяжелая заряженная частица теряет кинетическую энергию на ионизацию и возбуждение атомов вещества. Эти потери и определяют пробег частицы. Вероятность ионизации атомов среды при энергиях в несколько МэВ примерно в  $10^3$  раз больше вероятности ядерного взаимодействия. Величина ионизационных потерь, обусловленных кулоновским взаимодействием пролетающей частицы заряда  $ze$  с электронами вещества, определяется главным образом ее зарядом, скоростью  $v$  и плотностью электронов в веществе  $n_e$ . В нерелятивистском случае удельные ионизационные потери тяжелой заряженной частицы массы  $M \gg m_e$ , ( $m_e$  - масса электрона), определяются зависимостью

$$\left( -\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ии}} \propto \frac{Z^2 n_e}{v^2}. \quad (27)$$

Поэтому с уменьшением скорости удельные потери заряженной частицы в веществе возрастают.

В одном акте ионизации в воздухе  $\alpha$ -частица теряет около 35 эВ. Т.е., если начальная кинетическая энергия  $\alpha$ -частицы равна 4 МэВ, то она полностью затормозится в результате  $4 \cdot 10^6 / 35 \cong 10^5$  актов ионизации.

Взаимодействие  $\alpha$ -частиц с ядрами вещества в основном сводится к кулоновскому рассеянию на малые углы. Таким образом, при движении в среде заряженные частицы с указанной энергией будут постепенно тормозиться на длине пробега  $R$ , траектория такой частицы в среде, как правило, прямолинейна, а пробег определяется интегралом

$$R = \int \frac{dE}{(dE/dx)_{\text{ион}}} \quad (28)$$



Пробег  $R$  измеряется в сантиметрах или в массовой толщине  $\rho$  (г/см<sup>2</sup>).

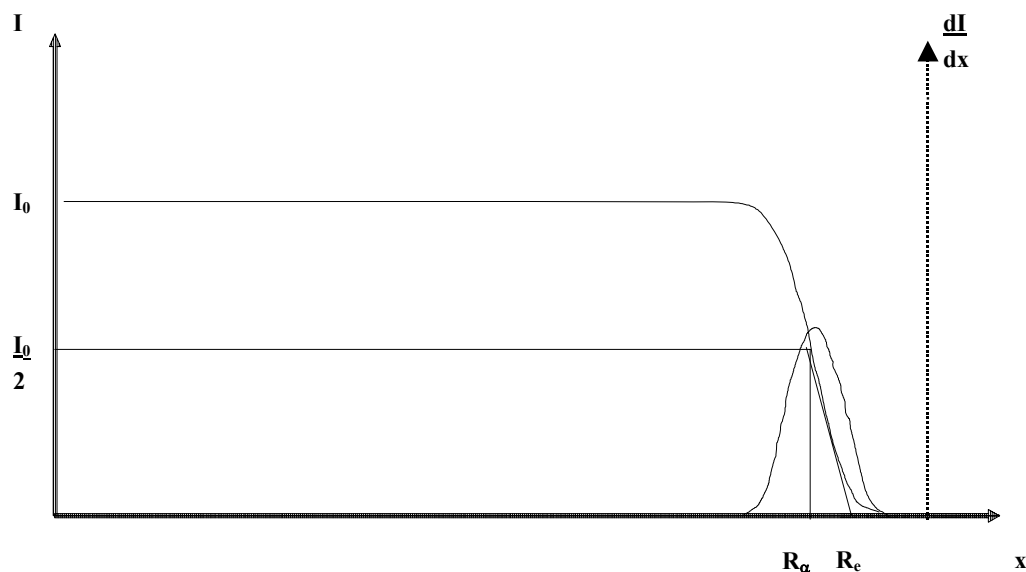


Рис. 12. Зависимость интенсивности потока альфа-частиц в среде от расстояния между источником и детектором

Средний пробег  $R_\alpha$  определяется как толщина слоя вещества, при прохождении которого поглощается половина частиц (см. рис.12). Иногда также используется понятие экстраполированного пробега  $R_e$ . Он определяется с помощью экстраполяции по касательной к кривой пробега из точки, соответствующей поглощению половины частиц. Как видно из рис.12 пробеги имеют разброс около среднего (страгглинг), описываемый функцией Гаусса. Он обусловлен в частности статистическими флуктуациями ионизационных потерь. Действительно, если среднее число ионов, образуемое  $\alpha$ -частицей на длине ее пробега  $N$ , то среднеквадратичное отклонение от этого числа, будет  $\sqrt{N}$ . Кроме того, при прохождении через вещество  $\alpha$ -частица может испытать перезарядку, превращаясь в однозарядный ион гелия ( $^4\text{He}^+$ ) или в атом гелия ( $^4\text{He}$ ). Разный заряд частицы на всем пути вызывает дополнительные флуктуации в ионизации и, следовательно, в пробеге.

Средний пробег в воздухе при комнатной температуре и нормальном давлении для  $\alpha$ -частиц с энергией 2-10 МэВ связан с энергией эмпирической формулой

$$R_\alpha(\text{см}) = 0.32 E_\alpha^{3/2} (\text{МэВ}) \quad (29)$$

Удельные ионизационные потери энергии в веществе со сложным химическим составом можно рассчитать по формуле

$$\frac{dE}{d\rho} = \frac{1}{M} \sum_i N_i A_i \left( \frac{dE}{d\rho} \right)_i \left( \frac{\text{МэВ}}{\text{мг/см}^2} \right), \quad (30)$$

где  $M$  - молекулярный вес соединения,  $N_i$  - количество атомов сорта  $i$  с атомным весом  $A_i$  в молекуле,  $(dE/d\rho)_i$  - удельные потери для данного простого вещества.

## 8. Полупроводниковые детекторы

Полупроводниковые детекторы широко применяются для детектирования и спектрометрии заряженных частиц и  $\gamma$ -квантов благодаря высокому разрешению по энергии, малому времени нарастания сигнала и малым размерам. Полупроводниковые детекторы обычно изготавливают из кремния или германия. В полупроводниковом детекторе (рис. 13) создается обедненная (чувствительная) область, в которой отсутствуют свободные носители заряда. Попадая в обедненную область, ионизирующая частица создает значительное число пар носителей заряда, образующих тонкий цилиндр плазмы электронов и дырок вдоль трека.

Можно сказать, что полупроводниковый детектор представляет собой твердотельную (кристаллическую) ионизационную камеру.

На рождение одной такой пары в кремнии тратится в среднем энергия 3.6 эВ независимо от энергии, массы и удельных потерь первичной частицы. Для сравнения укажем, что энергия образования одной пары ионов в газовых ионизационных камерах равна примерно 35 эВ, а в сцинтилляционном детекторе на образование одного фотоэлектрона необходимо затратить около 350 эВ. Поскольку статистическая точность измерения энергии определяется числом образованных носителей заряда  $N$  (она равна  $N^{-1/2}$ ), то разрешение по энергии полупроводниковых детекторов будет значительно выше, чем других. Входное окно детектора обычно делается очень тонким (20 - 100 мкг/см<sup>2</sup>), и падающие частицы поэтому теряют в нем пренебрежимо малую долю энергии.

Образованные ионизирующей частицей в обедненной области свободные носители заряда будут двигаться в приложенном электрическом поле, собираясь на электродах (рис. 14). Количество электронно-дырочных пар пропорционально потерям энергии частицы.

Для измерения энергии частицы, необходимо, чтобы она потеряла всю свою энергию и остановилась в чувствительной области. Заметим, что при одновременном движении электрона и дырки полный переносимый заряд равен одному электронному заряду, но не двум!

Собранные заряды образуют

токовый импульс, интеграл которого несет информацию об энергии, которую частица потеряла в чувствительной области.<sup>5</sup> Токовый импульс детектора поступает в зарядочувствительный предусилитель. В зарядочувствительном предусилителе токовый импульс преобразуется в импульс напряжения, амплитуда которого пропорциональна энергии частицы.

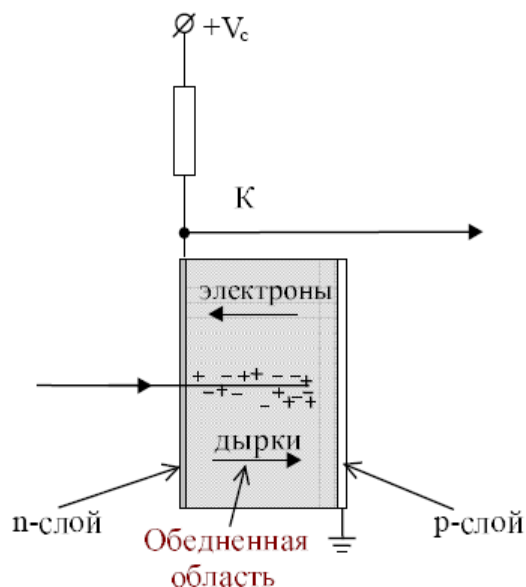


Рис. 13: Полупроводниковый детектор

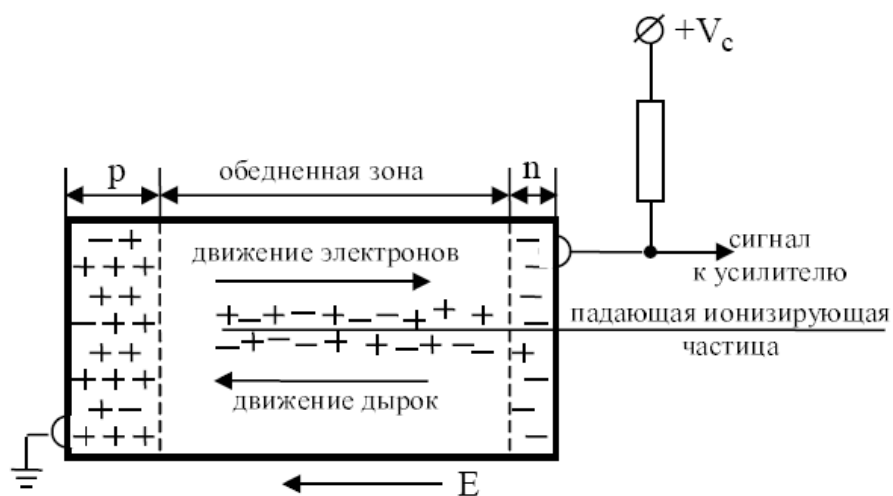


Рис. 14: Схема включения полупроводникового детектора. Толщина обедненной области у кремниевых детекторов от 10 мкм до примерно 5 мм, обратное напряжение смещения  $V$  обычно от 10 до 1000 В.

<sup>5</sup> Тяжелые частицы, например осколки деления, создают на своем пути плотное плазменное облако, внутрь которого электрическое поле не может проникнуть, пока его плотность не уменьшится. За это время часть электронов и дырок успевает рекомбинировать. Таким образом, собранный заряд уменьшается.

## 9. Контрольные вопросы

1. Оцените характеристики распределения  $\alpha$ -частиц по энергии после вылета их из ядер для одного из изотопов, содержащегося в ваших источниках.
2. Как будет изменяться энергетическое распределение  $\alpha$ -частиц, при их движении от радиоактивного препарата к детектору?
3. Как будет меняться энергетический спектр  $\alpha$ -частиц при удалении детектора от источника?
4. Изменится ли пробег  $\alpha$ -частиц, если температура в помещении понизится?
5. Как будет меняться осциллограмма импульсов с усилителя при удалении источника от детектора?
6. Что будет, если в установке создать вакуум?
7. От каких факторов зависит ширина пика в спектре  $\alpha$ -частиц?
8. Какие можно предложить методы привязки номера канала к энергии  $\alpha$ -источника?
9. Влияет ли разрешение установки на точность определения энергии?
10. От чего зависит точность привязки номера канала к энергии?
11. Почему в первом упражнении можно пренебречь влиянием слоя воздуха между источником и детектором?
12. Должна ли полученная в первом упражнении зависимость энергии  $\alpha$ -частиц от номера канала быть линейной, если линейны характеристики электронной системы регистрации?
13. Почему, для того, чтобы повысить вероятность ядерных взаимодействий, нейтроны нужно замедлять, а  $\alpha$ -частицы ускорять?
14. Шустер предположил, что на скорость радиоактивного распада может влиять гравитация. В 1919 году Резерфорд и Комптон поставили эксперимент – вращали радиоактивный источник с ускорением  $20\,000g$ . Какова была формулировка результатов эксперимента? (Nature, No. 2617 vol.104, p.412)
15. По таблице 1 проследите, наблюдается ли зависимость энергии  $\alpha$ -распада от массового числа различных изотопов одного и того же элемента?
16. Перед Вами – результат длительных измерений спектра радия-226. Объясните появление высокоэнергетических пиков с энергией больше 8 МэВ.

спектр Ra-226, 90 часовое измерение

