

Лабораторная работа №2

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

Целью лабораторной работы является изучение α -распада, механизма образования α -частиц и их взаимодействия с веществом.

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

1. 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 радиоактивного распада 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 $N(t)$.

$$dN = -\lambda N(t)dt. \quad (1)$$

Интегрируя (1) получим закон радиоактивного распада

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (2)$$

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

Постоянная распада λ - вероятность распада ядра в единицу времени.

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

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda} \quad (3)$$

Среднее время жизни τ

$$\tau = \frac{\int_0^{\infty} t |dN/dt| dt}{\int_0^{\infty} |dN/dt| dt} = \frac{1}{\lambda} \quad (4)$$

Активность A образца – среднее количество ядер образца, распадающихся в единицу времени

$$A(t) = \lambda N(t). \quad (5)$$

Измеряя активность можно определить постоянную распада λ . Для изотопов с малыми постоянными распада и соответственно большими периодами полураспада используется соотношение (5). 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 (3).

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

$$\begin{aligned} \frac{dN_1(t)}{dt} &= -\lambda_1 N_1(t), \\ \frac{dN_2(t)}{dt} &= -\lambda_2 N_2(t) + \lambda_1 N_1(t), \end{aligned} \quad (6)$$

где $N_1(t)$ и $N_2(t)$ – количество ядер, а λ_1 и λ_2 – постоянные распада ядер 1 и 2 соответственно. Решением системы (6) с начальными условиями $N_1(0) = N_{10}$; $N_2(0) = 0$ будет

$$\begin{aligned} N_1(t) &= N_{10} e^{-\lambda_1 t} \\ N_2(t) &= \frac{N_{10} \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \end{aligned} \quad (7)$$

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

$$\begin{aligned} A_1(t) &= N_{10} \lambda_1 \\ A_2(t) &= N_{10} \lambda_1 (1 - e^{-\lambda_2 t}), \end{aligned} \quad (8)$$

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 изменяться во времени одинаково.

$$A_1(t) = N_{10}(t) \lambda_1 e^{-\lambda_1 t} = N_1(t) \lambda_1 = A_2(t) = N_2(t) \lambda_2 \quad (9)$$

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

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} = \frac{T_{1/2}^{(1)}}{T_{1/2}^{(2)}}. \quad (10)$$

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

$$N_1 : N_2 : N_3 : \dots = T_{1/2}^{(1)} : T_{1/2}^{(2)} : T_{1/2}^{(3)} \quad (11)$$

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

В общем случае, когда имеется цепочка распадов $1 \rightarrow 2 \rightarrow \dots n$, процесс описывается системой дифференциальных уравнений

$$dN_i/dt = -\lambda_i N_i + \lambda_{i-1} N_{i-1}. \quad (12)$$

Решением системы (10) для активностей с начальными условиями $N_1(0) = N_{10}$; $N_i(0) = 0$ будет

$$A_n(t) = N_{10} \sum_{i=1}^n c_i e^{-\lambda_i t}, \quad (13)$$

где

$$c_m = \frac{\prod_{i=1}^n \lambda_i}{\prod_{i=1}^n (\lambda_i - \lambda_m)}. \quad (14)$$

Штрих означает, что в произведении, которое находится в знаменателе, опускается множитель с $i = m$.

2. α -Распад

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

Часть изотопов могут самопроизвольно испускать α -частицы (испытывать α -распад) т.е. являются α -радиоактивными. Большинство α -радиоактивных изотопов расположено в периодической системе в области тяжелых ядер ($Z > 83$). Это обусловлено тем, что α -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 . Известно также более 50 α -радиоактивных изотопов среди редкоземельных элементов, кроме того, α -радиоактивность характерна для ядер, находящихся вблизи границы протонной стабильности.

Ядро α -радиоактивно, если выполнено условие, являющееся следствием закона сохранения энергии

$$M(A, Z) > M(A-4, Z-2) + M_\alpha, \quad (15)$$

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

$$Q_\alpha = (M(A, Z) - M(A-4, Z-2) - M_\alpha) c^2, \quad (16)$$

которая называется энергией α -распада.

Основную часть энергии α -распада (около 98%) уносят α -частицы. Используя законы сохранения энергии и импульса для кинетической энергии α -частицы T_α можно получить соотношение

$$T_\alpha = \frac{M(A-4, Z-2)}{m_\alpha + M(A-4, Z-2)} Q_\alpha. \quad (17)$$

Ядра могут испытывать α -распад также на возбужденные состояния конечных ядер и из возбужденных состояний начальных ядер. Поэтому соотношение (16) для энергии α -распада можно обобщить следующим образом.

$$Q_\alpha = (M(A, Z) - M(A-4, Z-2) - M_\alpha) c^2 + E_i^{603} - E_f^{603}, \quad (18)$$

где E_i^{603} и E_f^{603} – энергии возбуждения начального и конечного ядер соответственно.

α -Частицы возникающие в результате распада возбужденных состояний ядер, получили название длиннопробежных.

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

Для большинства ядер с $A > 190$ и для многих ядер с $150 < A < 190$ $Q_\alpha > 0$. Так, например, все естественные изотопы европия (^{151}Eu , ^{153}Eu), вольфрама (^{180}W , ^{182}W , ^{183}W , ^{186}W), висмута (^{209}Bi), свинца (^{204}Pb , ^{206}Pb , ^{207}Pb , ^{208}Pb) имеют положительные энергии α -распада. Но из-за малых величин Q_α и, соответственно, малых вероятностей распада, зафиксировать его, и, тем более, определить периоды полураспада удастся далеко не всегда. Тем не менее, развитие экспериментальных методов позволили измерить периоды полураспада у ^{180}W – $Q_\alpha = 2.508$ МэВ, $T_{1/2} = 1.8 \cdot 10^{18}$ лет и ^{206}Bi – $Q_\alpha = 3.531$ МэВ, $T_{1/2} = 1.9 \cdot 10^{19}$ лет.

Для четно-четных изотопов одного элемента зависимость периода полураспада от энергии α -распада хорошо описывается эмпирическим законом Гейгера – Неттола

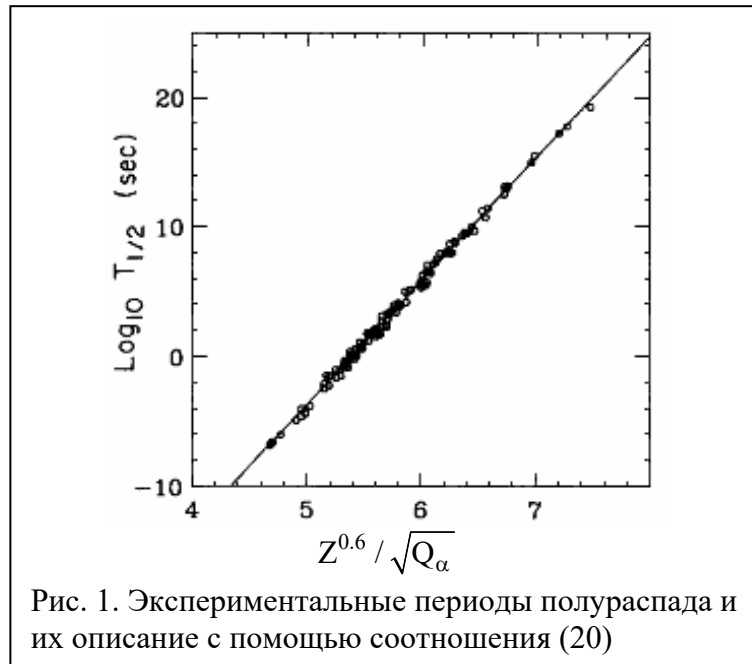
$$\lg T_{1/2} = A + B/(Q_\alpha)^{1/2}, \quad (19)$$

где A и B – константы слабо зависящие от Z . С учетом заряда дочернего ядра Z связь между периодом полураспада $T_{1/2}$ и энергией α -распада Q_α может быть представлено в виде (B.A. Brown, Phys. Rev. c46, 811 (1992))

$$\lg T_{1/2} = 9.54 \frac{Z^{0.6}}{\sqrt{Q_\alpha}} - 51.37, \quad (20)$$

где $T_{1/2}$ в сек, Q_α в МэВ.

На рис. 1 показаны экспериментальные значения периодов полураспада для 119 α -радиоактивных четно-четных ядер (Z от 74 до 106) и их описание с помощью соотношения (20).



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_α .

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

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

Вероятность α -распада λ равна произведению вероятности найти α -частицу на границе ядра f на вероятность ее прохождения сквозь потенциальный барьер D (прозрачность барьера)

$$\lambda = fD = \ln 2 / T_{1/2} \quad (21)$$

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

$$f = \frac{v}{2R} \cong \frac{v}{2r_0 A^{1/3}} \cong \frac{c}{2r_0 A^{1/3}} \left[\frac{2(T_\alpha + V_0)}{\mu_\alpha c^2} \right]^{1/2}, \quad (22)$$

где v – скорость α -частицы внутри ядра, μ_α – приведенная масса α -частицы, V_0 – глубина ядерного потенциала,

$$\mu_\alpha = \frac{m_\alpha M(A-4, Z-2)}{m_\alpha + M(A-4, Z-2)}, \quad (23)$$

T_α – энергия α -частицы определяется соотношением (17). Подставив в выражение (22) $V_0 = 35$ МэВ, $T_\alpha = 5$ МэВ, получим для ядер с $A \cong 200$, $f \cong 10^{21} \text{ с}^{-1}$.

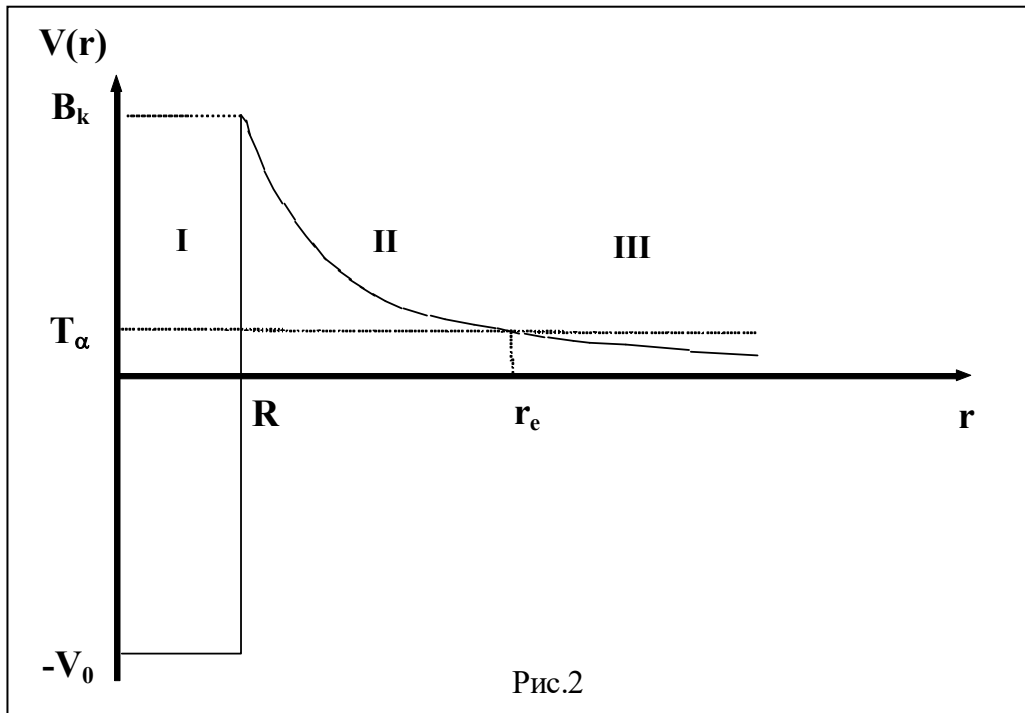


Рис.2

На рис.2 показана зависимость потенциальной энергии взаимодействия между α -частицей и остаточным ядром от расстояния между их центрами. Кулоновский потенциал обрывается на расстоянии R , которое приблизительно равно радиусу остаточного ядра. Высота кулоновского барьера B_k определяется соотношением

$$B_k = \frac{zZe^2}{R} \cong \frac{zZe^2}{r_0 A^{1/3}} \cong \frac{2Z}{A^{1/3}}, \text{ МэВ} \quad (24)$$

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

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

В квантовой механике возможно прохождение α -частицы сквозь барьер (туннелирование).*

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

$$D = \exp \left[-2 \sqrt{\frac{2\mu_\alpha}{\hbar^2}} \int_R^{r_e} (V(r) - Q_\alpha)^{1/2} dr \right]. \quad (25)$$

* Аналогично влияние кулоновского барьера и в случае ядерной реакции, когда α -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.

Рассчитанные по формулам (21), (22) и (25) периоды полураспада правильно передают важнейшую закономерность α -распада – сильную зависимость периода полураспада $T_{1/2}$ от энергии α -распада Q_α^{**} . 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?

Приведенные выше формулы описывают эмиссию α -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 $V_u(r)$

$$V(r) = V_k(r) + V_u(r), \quad (26)$$

$$V_u(r) = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu_\alpha r^2}. \quad (27)$$

1) 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 α -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 α -частицы чаще 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 α -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. Альфа-распад может конкурировать с другими типами распада.

Таблица 1

Характеристики некоторых α -активных ядер

Ядро	Энергия α -частиц, МэВ	Доля α -распада	Период полураспада
------	-------------------------------	------------------------	--------------------

*** Для грубой оценки зависимости периодов полураспада от энергии α -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*

$$D \approx \exp \left(- \frac{\sqrt{m_\alpha c^2 (B_k - Q_\alpha)}}{\hbar c} (r_e - R) \right). \quad (25a)$$

Для $Z \approx 90$ $R \approx 7.6$ Фм, $B_k = 34$ МэВ, $f = 3 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$ (см. (22)), 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 α -активных ядер

ядро	энергия α -частиц, МэВ	доля данной ветви распада	период полураспада
^{238}U	4.15	23%	$4.468 \cdot 10^9$ л
	4.2	77%	
^{226}Ra	4.6	5.4%	1600 л
	4.78	94.6%	
^{233}U	4.78	14.6%	$1.592 \cdot 10^5$ л
	4.82	83%	
^{239}Pu	5.1	73%	24119 л
	5.14	15.1%	
	5.16	11.5%	
^{210}Po	5.3	$\sim 100\%$	138.376 д
^{238}Pu	5.46	28%	87.74 л
	5.5	72%	
^{244}Cm	5.76	23%	18.11 л
	5.80	77%	
^{252}Cf	6.08	15,7%	2,645 л
	6.12	84,2%	
^{288}Mc	10.3	100%	0,17 с

В таблице показаны энергии наиболее интенсивных α -переходов (см. для примера рис. 3).

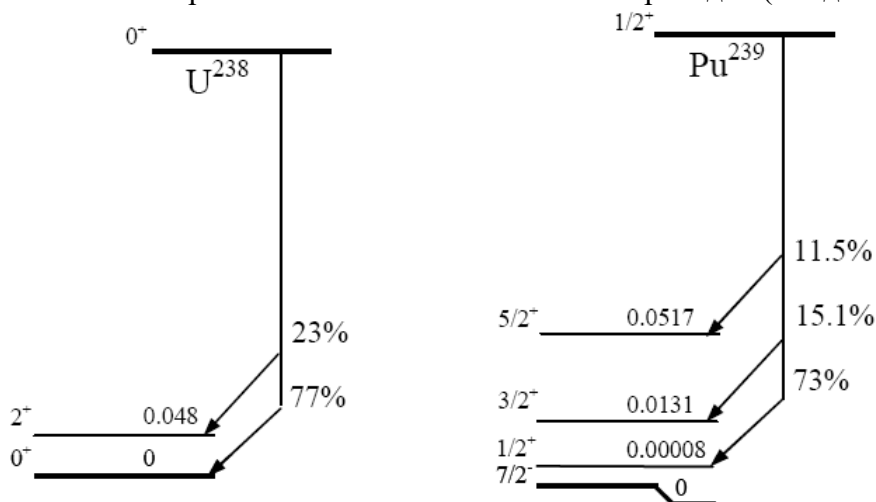


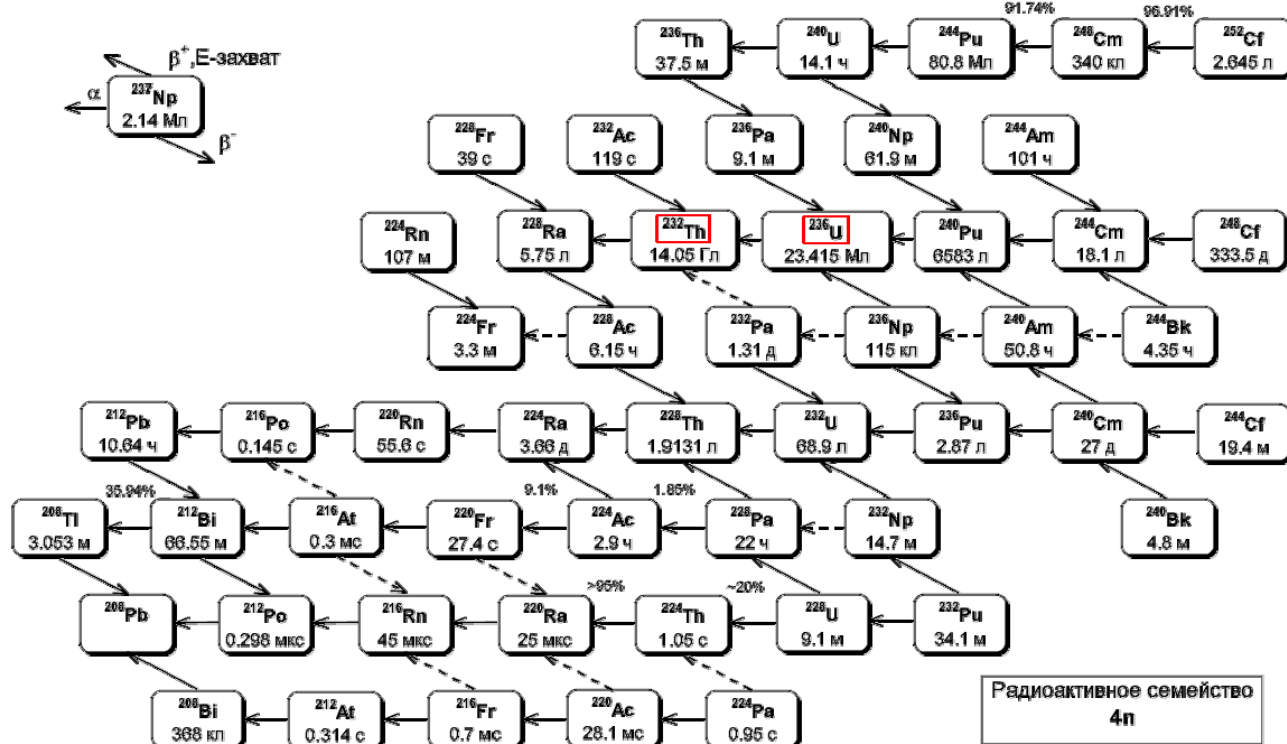
рис. 3. Схемы α -распада изотопов ^{238}U и ^{239}Pu

3. Радиоактивные семейства

В естественных условиях на Земле существует около 40 α -радиоактивных изотопов, которые объединены в три радиоактивных ряда (см. рис.4-6), начинающихся с ^{236}U ($A = 4n$), ^{238}U ($A = 4n+2$), ^{235}U ($A = 4n+3$). К ним можно с некоторой натяжкой, так как изотопы этого ряда успели распасться за время существования Земли, отнести четвертый ряд, который начинается с ^{237}Np ($A = 4n+1$). После ряда последовательных распадов образуются стабильные ядра с близким или равным магическим числам количеству протонов и нейтронов ($Z = 82$, $N = 126$) соответственно ^{208}Pb , ^{206}Pb , ^{207}Pb , ^{209}Bi . α -Распады перемежаются β -распадами, так как при α -распадах конечные ядра оказываются все дальше от линии β -стабильности, т.е. перегружены нейтронами.

На рис. 6 показана часть цепочки распадов радиоактивного ряда ($A = 4n+2$) начиная от ^{226}Ra и кончая стабильным ядром ^{206}Pb . На рисунке приведены энергии α -распадов Q_α , периоды полураспада $T_{1/2}$ и вероятности основных мод распада.

Рис. 4. Радиоактивное семейство 4n. Если доля распада по данному каналу меньше 1%, то он обозначен штриховой линией. Если доля α -распада больше 1% и меньше 99%, то она



указана над соответствующей линией.

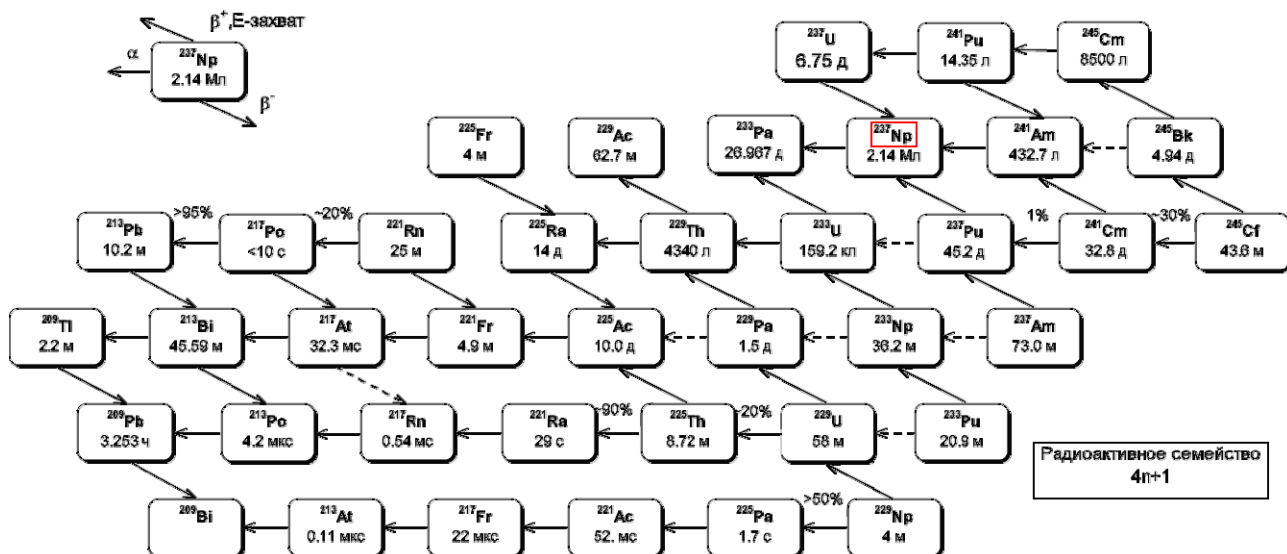


Рис. 5. Радиоактивное семейство $4n+1$. Пояснение на рис.4.

4. Взаимодействие α -частиц с веществом

При прохождении через вещество тяжелая заряженная частица теряет кинетическую энергию на ионизацию и возбуждение атомов вещества. Эти потери определяют величину пробега частицы R . 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

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} \propto \frac{Z^2 n_e}{v^2}. \quad (28)$$

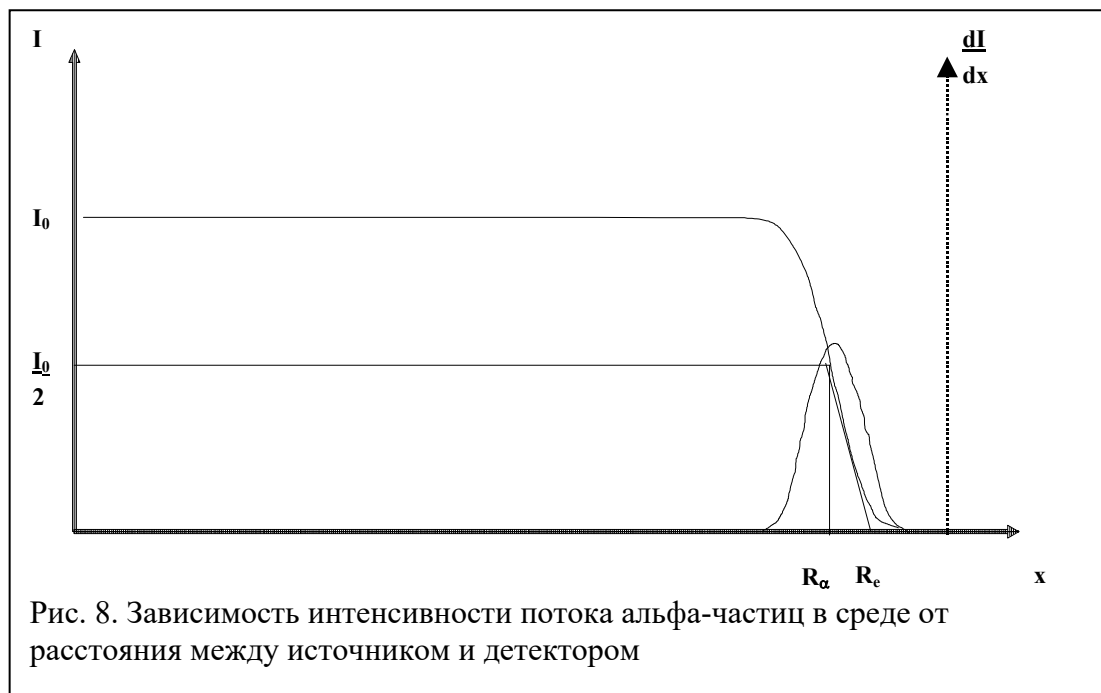
Поэтому с уменьшением скорости удельные потери заряженной частицы в веществе возрастают.

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

Взаимодействие α -частиц с ядрами среды 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

$$R = \int \frac{dE}{\left(dE/dx\right)_{\text{ион}}}. \quad (29)$$

Пробег R измеряется в сантиметрах или в массовой толщине ρ (г/см²).



Средний пробег R_α определяется как толщина слоя вещества, при прохождении которого останавливается половина частиц (см. рис.8). 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 значения (страгглинг), описываемый функцией Гаусса. Он обусловлен в частности статистическими флуктуациями ионизационных потерь. Действительно, если среднее число ионов, образуемое α -частицей на длине ее пробега N , то среднеквадратичное отклонение от этого числа, будет \sqrt{N} . Кроме того, при прохождении через вещество α -частица может испытать перезарядку, превращаясь в однозарядный ион гелия ($^4\text{He}^+$) или в атом гелия (^4He). 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 α -частиц с энергией 2-10 МэВ связан с энергией эмпирической формулой

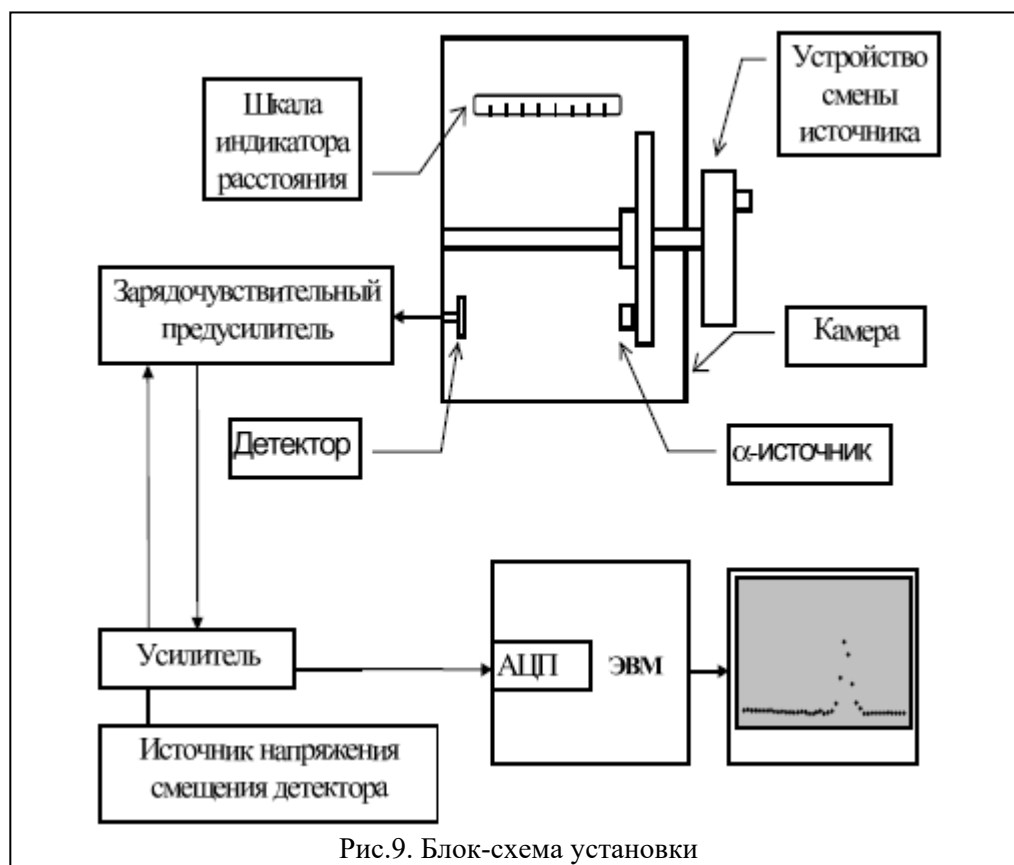
$$R_\alpha(\text{см}) = 0.32 E_\alpha^{3/2} (\text{МэВ}) \quad (30)$$

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

$$\frac{dE}{d\rho} = \frac{1}{M} \sum_i N_i A_i \left(\frac{dE}{d\rho} \right)_i \left(\frac{\text{МэВ}}{\text{мг/см}^2} \right) \quad (31)$$

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.

5. Описание установки



Блок-схема установки, на которой выполняется работа, показана на рис.9. Установка состоит из камеры с тремя α -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 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 зависящее 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.

6. Порядок выполнения работы

УПРАЖНЕНИЕ 1 Измерение энергетических спектров α -частиц источников.

Идентификация изотопов по энергии α -частиц

Измерения энергетических спектров α -частиц проводятся при минимальном расстоянии между детектором и источником α -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

$$n_{cp} = \frac{\sum_i n_i N_i}{\sum_i N_i}, \quad (32)$$

где n_i - номер i -го канала, N_{max} - количество зарегистрированных в этом канале событий. Суммирование рекомендуется проводить по каналам пика, для которых $N_i > n_{max}/2$.

Для градуировки спектрометра вначале измеряется спектр α -частиц, испускаемых источником ^{226}Ra , который содержит этот изотоп с продуктами его распада. В спектре этого источника наблюдаются пять групп α -частиц с энергиями 4.782, 5.305, 5.490, 6.002 и 7.687 МэВ. Затем измеряются спектры двух других источников, для которых необходимо определить энергии α -частиц.

Постройте спектры α -частиц. Рекомендованная форма графического представления результатов показана на рис. 10.

На спектре видны пики альфа-распадов, имеющие форму близкую к гауссовой. Интенсивности альфа-переходов пропорциональны площадям соответствующих пиков. Собственная ширина альфа-линий Γ , 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 - затянутая низкоэнергетичная часть - связана с тем, что из-за конечного телесного угла коллиматора (см. рис. 11) часть альфа-частиц попадают в детектор под углом к линии кратчайшего расстояния между источником и детектором, проходят больший путь и, следовательно, теряют большую энергию.

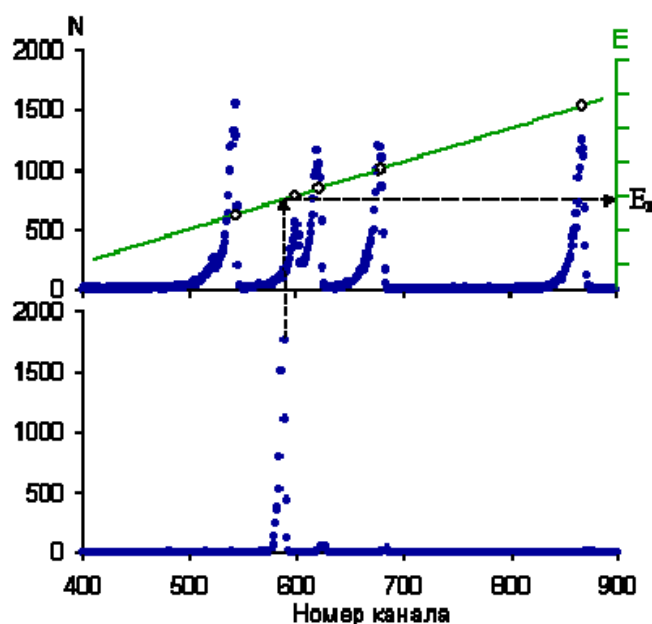


Рис. 10. На верхней части рисунка показан спектр альфа-частиц ^{226}Ra и продуктов его распада, на нижней - альфа-спектр неизвестного источника

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.

Идентифицируйте пики на спектре источника ^{226}Ra . Найдите соответствие между номерами канала и энергиями α -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.

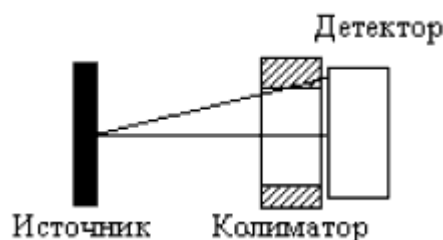


Рис. 11. Геометрия источника, коллиматора и детектора

УПРАЖНЕНИЕ 2 Определение времени изготовления источника ^{226}Ra

Схема распада ^{226}Ra , и его продуктов показана на рис. 12. В спектре альфа-частиц свежеприготовленного препарата ^{226}Ra будет наблюдаться только альфа-пик распада радия с энергией 4.869 МэВ. По прошествии некоторого времени источник будет содержать наряду с ^{226}Ra продукты его распада. Для того, чтобы оценить время изготовления источника, необходимо прояснить следующие вопросы.

- Сможете ли вы обнаружить изменение интенсивности распада ^{226}Ra ?
- ^{226}Ra распадается в ^{222}Rn . Поэтому количество радона увеличивается, но он одновременно и распадается в ^{218}Po . Какое уравнение можно написать для интенсивности линии радона?
- Какое приближение при этом можно использовать?
- Как будут соотноситься интенсивности ^{226}Ra и ^{222}Rn через время равное периоду полураспада ^{222}Rn ?
- Какая максимальная интенсивность ^{222}Rn может быть достигнута?
- Когда это произойдет?
- Что можно сказать о динамике интенсивностей распадов ^{218}Po и ^{214}Po ?
- Когда интенсивности этих линий достигнут максимума?
- Как будут меняться их интенсивности после достижения максимума?
- Какое уравнение можно записать для интенсивности альфа-пика ^{210}Po ?
- Все ли продукты распада ^{226}Ra находятся в вековом равновесии?

Исходя из результатов анализа оцените время изготовления источника.

УПРАЖНЕНИЕ 3. Определение зависимости пробега α -частиц в воздухе от их энергии.

Установить источник ^{226}Ra . Приблизить α -источник к детектору на минимальное расстояние, которое соответствует "0" на шкале индикатора расстояния.* Начиная с этого положения необходимо измерить зависимость интенсивности α -линий от расстояния. Статистическая погрешность измерений не должна превышать 3%.

Результаты представить в виде графика зависимости интенсивностей α -линий от расстояния между детектором и α -источником. Определить пробеги в воздухе для каждой группы α -частиц R_α . Построить зависимость пробега α -частиц от их энергии. Определить коэффициент k в выражении (33).

$$R_\alpha(\text{см}) = k E_\alpha^{3/2} (\text{МэВ}) \quad (33)$$

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.

* Нужно иметь в виду, что "0" соответствует определенному расстоянию между источником и детектором.

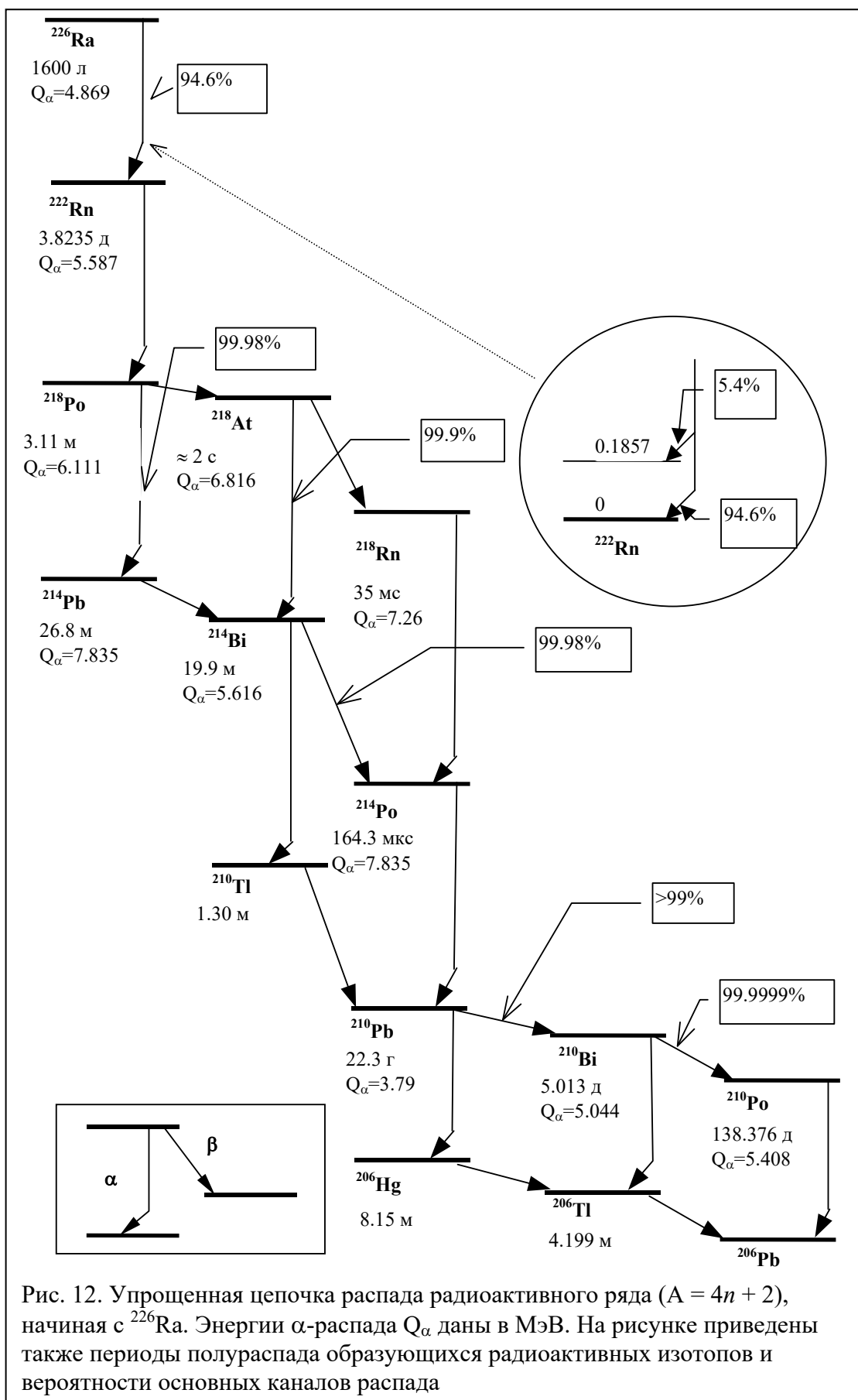


Рис. 12. Упрощенная цепочка распада радиоактивного ряда ($A = 4n + 2$), начиная с ^{226}Ra . Энергии α -распада Q_α даны в МэВ. На рисунке приведены также периоды полураспада образующихся радиоактивных изотопов и вероятности основных каналов распада

При сдаче выполненной работы необходимо представить:

1. Графики измеренных спектров с нанесенными на них статистическими погрешностями.
2. Градуировочную кривую.
3. Энергии α -линий и соотнесение их к конкретным изотопам, которые их испускают.
4. Оценку энергетического разрешения установки.
5. Оценку времени изготовления источника ^{226}Ra .
6. График зависимости интенсивностей пиков α -частиц от толщины слоя воздуха между α -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.

7. Контрольные вопросы

1. Как будет изменяться энергетическое распределение α -частиц, при их движении от радиоактивного препарата к детектору?
2. Как будет меняться энергетический спектр α -частиц при удалении детектора от α -источника?
3. Изменится ли пробег α -частиц, если температура в помещении понизится?
4. Что будет со спектром пробег α -частиц, если в установке создать вакуум?
5. От каких факторов зависит ширина пика в спектре α -частиц?
6. Влияет ли разрешение установки на точность определения энергии?
7. От чего зависит точность привязки номера канала к энергии?
8. Почему в первом упражнении можно пренебречь влиянием слоя воздуха между источником и детектором?
9. Должна ли полученная в первом упражнении зависимость энергии α -частиц от номера канала быть линейной, если линейны характеристики электронной системы регистрации?
10. Почему, для того, чтобы повысить вероятность ядерных взаимодействий, нейтроны нужно замедлять, а α -частицы ускорять?

8. Полупроводниковые детекторы

Полупроводниковые детекторы широко применяются для детектирования и спектрометрии заряженных частиц и γ -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 электронно-дырочной пары в кремнии в среднем тратится 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 ($20 - 100 \text{ мкг/см}^2$), 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. 13). 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.* Токовый импульс детектора поступает в зарядочувствительный предусилитель. В зарядочувствительном предусилителе токовый импульс преобразуется в импульс напряжения, амплитуда которого пропорциональна энергии частицы.

* 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.