



**Национальный исследовательский ядерный
университет «МИФИ»**

**Кафедра №7
экспериментальной ядерной физики и космофизики**

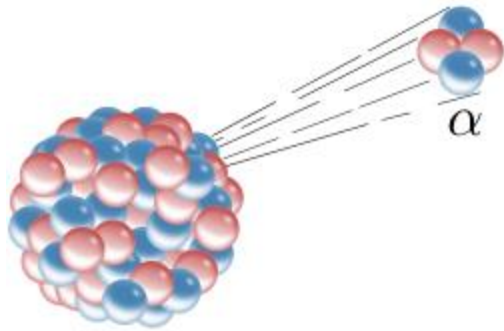
А.И. Болоздыня

Экспериментальная ядерная физика

Лекция №8

Альфа-распад

2016



Лекция №8

Альфа-распад

- 1. Введение**
- 2. Основные закономерности**
- 3. Основы теории**
- 4. Угловой момент и четность**
- 5. Радиоактивные семейства**
- 6. Альфа-спектроскопия**
- 7. Воздействие на живые организмы**

1. Введение

Альфа-распад - распад атомных ядер, сопровождающийся испусканием альфа-частиц (дважды магических ядер ${}^4\text{He}$).

Альфа-радиоактивность за редким исключением (${}^8\text{Be}$) не встречается среди лёгких и средних ядер.

Подавляющее большинство альфа-радиоактивных изотопов (более 200) расположены в периодической системе в области тяжёлых ядер ($Z > 83$).

Это обусловлено тем, что альфа-распад связан с кулоновским отталкиванием, которое возрастает по мере увеличения размеров ядер быстрее ($\sim Z^2$), чем ядерные силы притяжения, которые растут линейно ($\sim Z$) с ростом массового числа A .

Ядро **альфа-радиоактивно**, если

$$M(A,Z) > M(A-4,Z-2) + M_{\alpha}$$

При этом энергия альфа-распада (суммарная кинетическая энергия продуктов распада) в случае распада из основного состояния

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

или в случае распада из возбуждённых состояний на возбуждённые состояния

$$Q_{\alpha} = (M(A,Z) - M(A-4,Z-2) - M_{\alpha}) c^2 + E_i^{\text{BO3}} - E_f^{\text{BO3}}$$

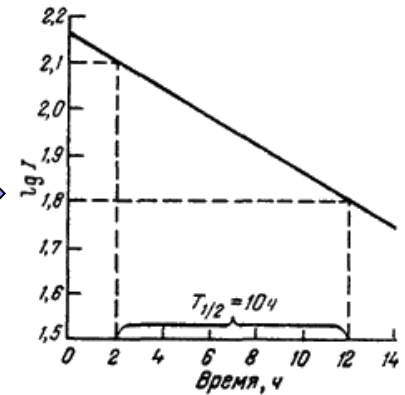
Основную часть энергии Q_{α} ($\sim 98\%$) уносят альфа-частицы



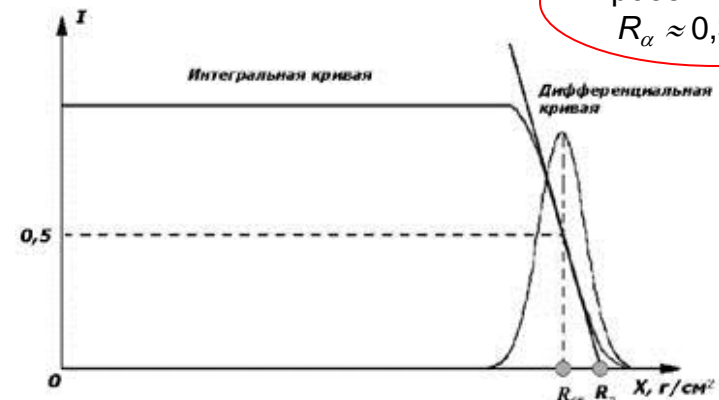
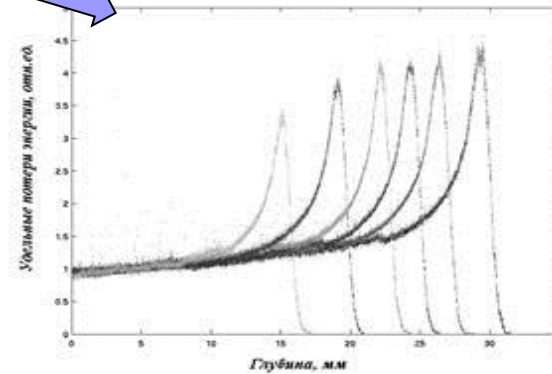
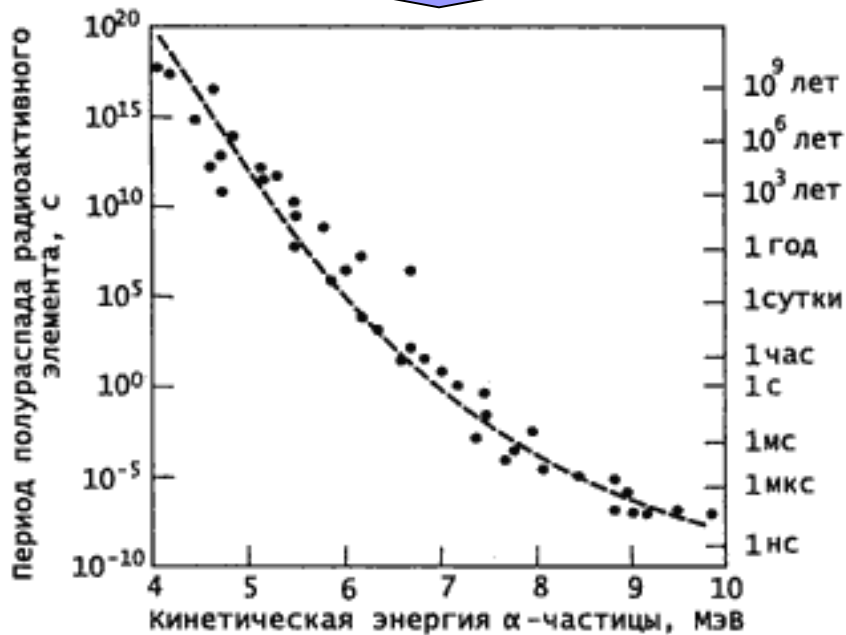
2. Основные закономерности

Главными характеристиками альфа-распада и альфа-частиц являются:

- период полураспада альфа-активного ядра $T_{1/2}$
- кинетическая энергия альфа-частиц $T_\alpha \approx Q_\alpha$
- пробег альфа-частиц R_α



Периоды полураспада известных альфа-радиоактивных нуклидов варьируются от 0,298 мкс для ^{212}Po до $>10^{15}$ лет для ^{144}Nd

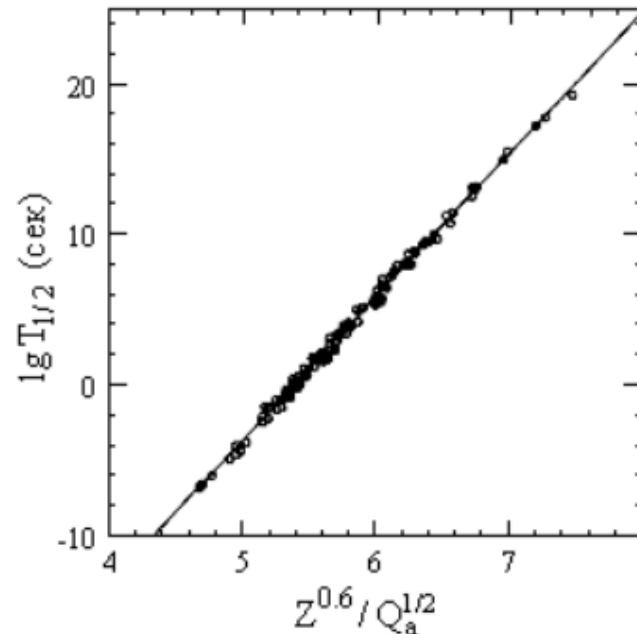


Пробег в воздухе
 $R_\alpha \approx 0,3 T_\alpha^{3/2}$

Закон Гейгера-Неттола

Для чётно-чётных изотопов зависимость периода полураспада от энергии α -распада Q_α описывается эмпирическим законом Гейгера-Неттола (1911 г.)

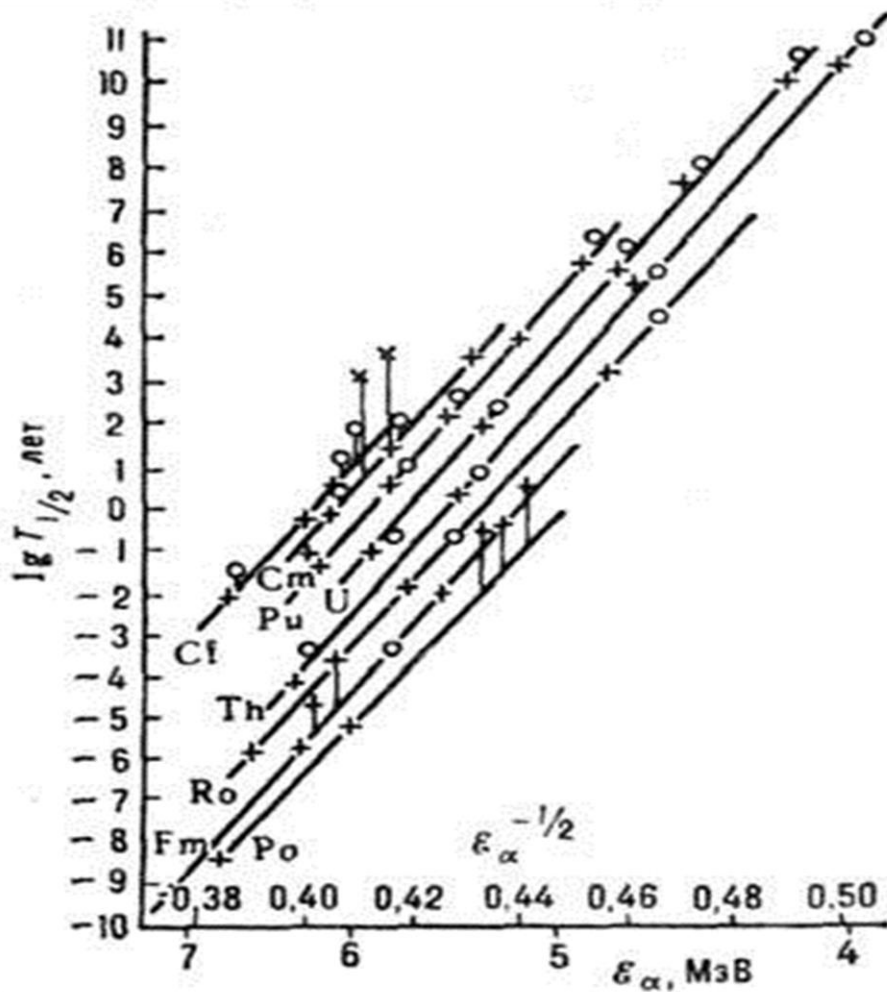
$$\lg T_{1/2} = A + B/\sqrt{Q_\alpha}$$



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

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

где $T_{1/2}$ в сек, Q_α в МэВ.



Большой диапазон периодов полураспада α -излучателей объясняется различным сочетанием кинетических энергий α -частиц и высот потенциальных барьеров.

Если бы барьера не существовало, то α -частица покинула бы ядро за характерное ядерное время $\approx 10^{-21} - 10^{-23}$ с.

3. Основы теории

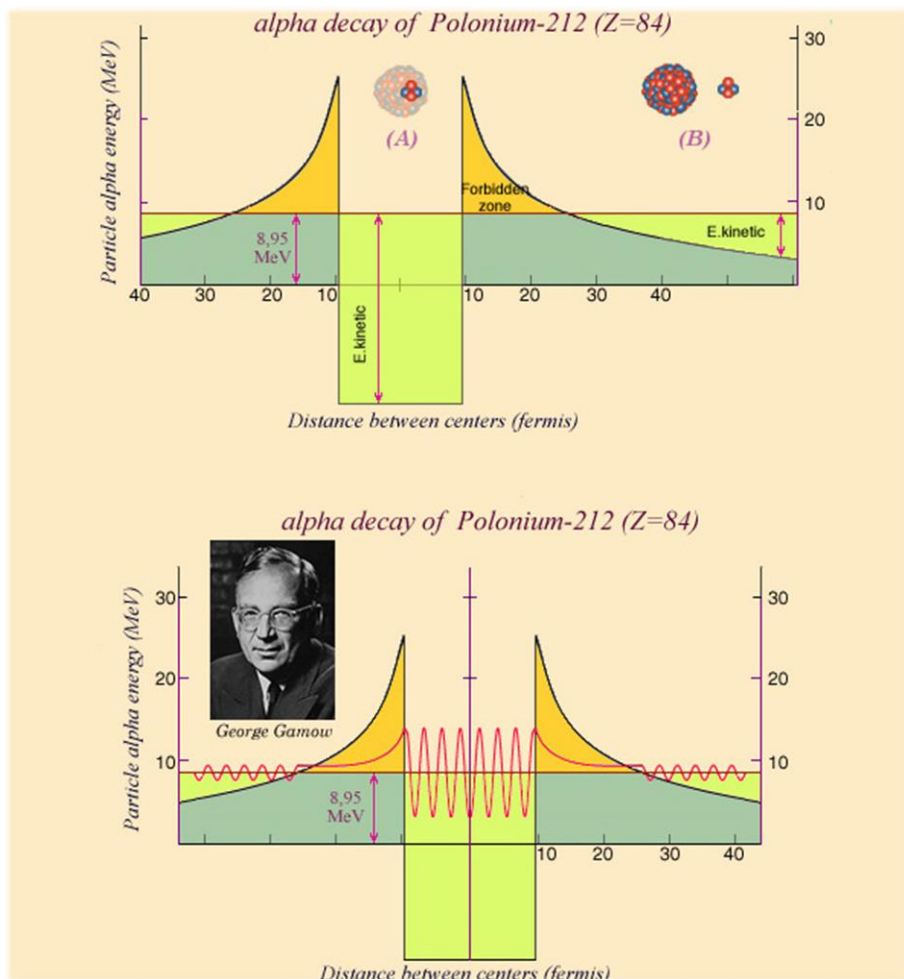
Основные особенности альфа-распада и, в частности, сильную зависимость вероятности альфа-распада от энергии удалось объяснить Г. Гамову (и независимо от него Р. Герни и Э. Кондону) в 1928 г., используя квантомеханическую модель туннелирования альфа-частиц через Кулоновский потенциальный барьер ядра.



Георгий Антонович Гамов
(1904-1968)

Из стихотворения Демьяна Бедного
«До атомов добрались» (1928)

*СССР зовут страной убийц и хамов.
Недаром. Вот пример: советский парень Гамов.
Чего хотите вы от таких людей?!
Уже до атома добрался, лиходей!
Миллионы атомов на острие иголки!
А он — ведь до чего механика хитра! —
В отдельном атоме добрался до ядра!*



На основе предложенной теории Гамов смог оценить размер ядер (порядка 10^{-13} см) и теоретически обосновать закон Гейгера — Неттолла

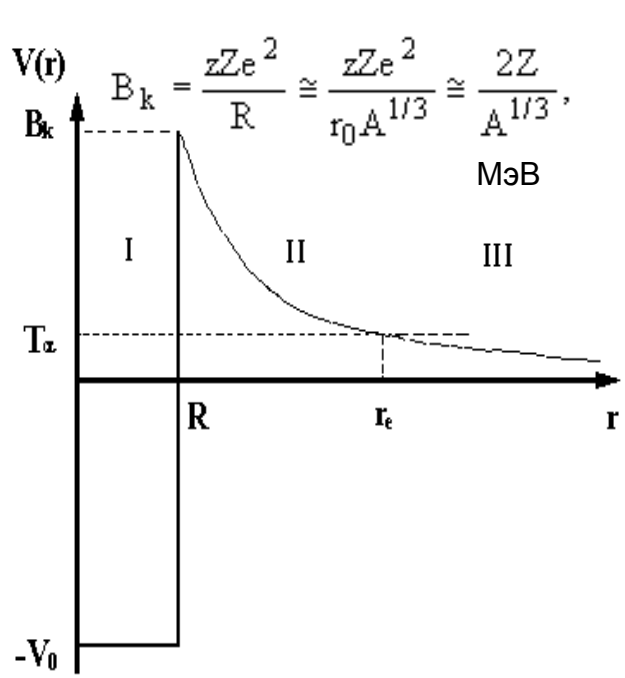


«Башня Гамова» на территории Колорадского университета в Боулдере (Колорадо, США)

Вероятность альфа-распада равна произведению вероятности найти альфа-частицу на границе ядра f на вероятность ее тунелирования через потенциальный барьер D (прозрачность барьера). Можно отождествить f с числом соударений в единицу времени, которые испытывает альфа-частица о внутренние границы барьера, тогда

$$f = \frac{v}{2R} \cong \frac{v}{2r_0 A^{1/3}} \cong \frac{c}{2r_0 A^{1/3}} \left[\frac{2(T_\alpha + V_0)}{\mu_\alpha c^2} \right]^{1/2}, \text{ для ядер с } A \approx 200, f \approx 10^{21} \text{ с}^{-1}.$$

Квантово-механическое решение задачи о прохождении частицы через потенциальный барьер даёт для вероятности прохождения (коэффициента прозрачности барьера)



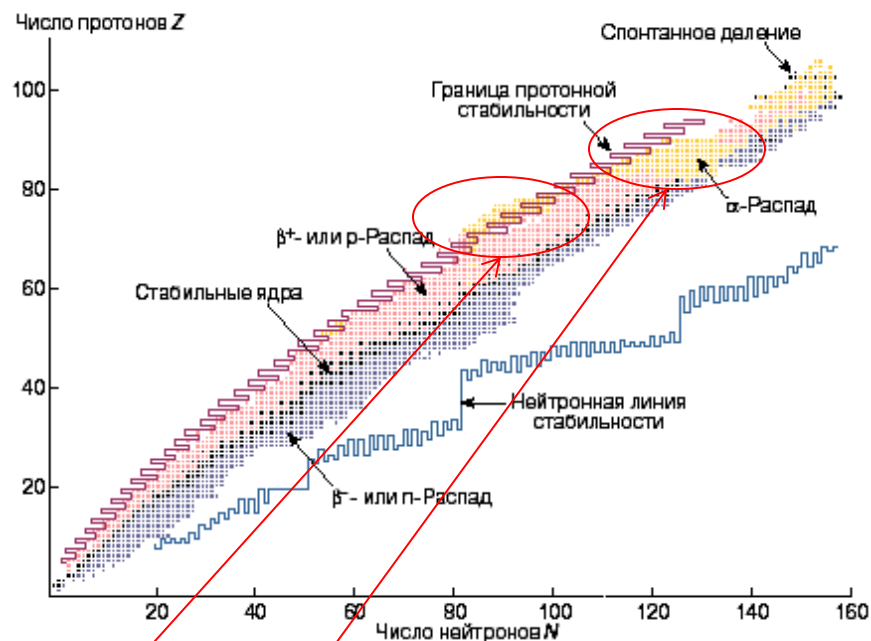
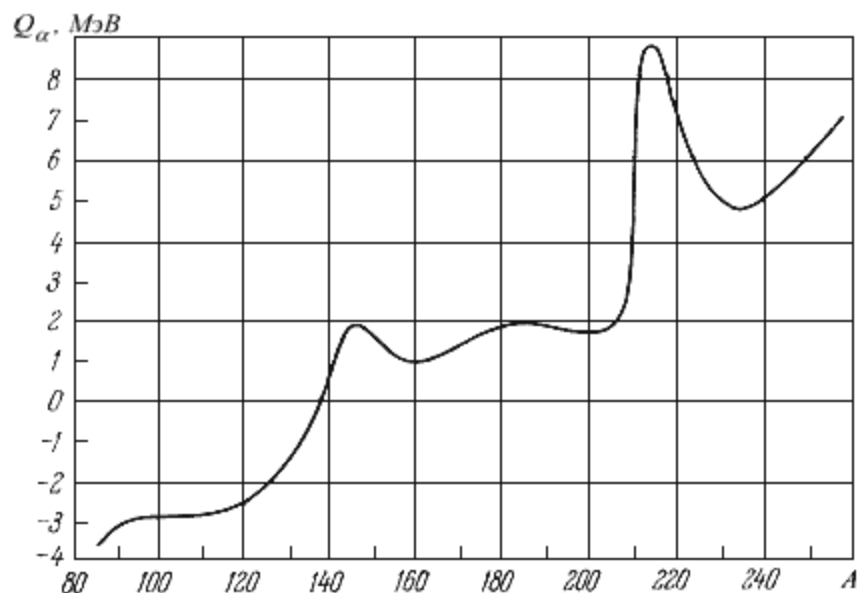
$$D = \exp \left\{ -2 \sqrt{\frac{2\mu_\alpha}{\hbar^2}} \int_R^{r_e} [V(r) - T_\alpha]^{1/2} dr \right\},$$

где μ_α - приведенная масса, T_α - энергия α -частицы.

$$\mu = \frac{1}{\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2}} = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2},$$

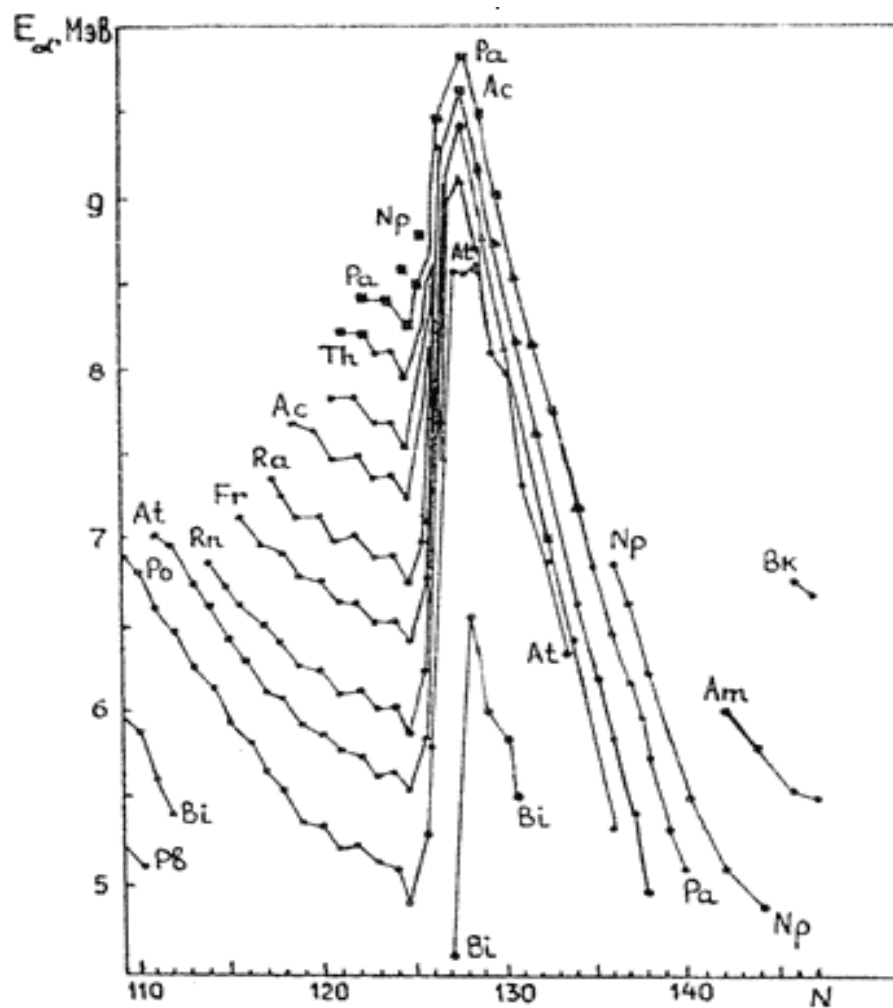
В приближении $T_\alpha \ll B_k$

$$D \cong \exp \left[-2 \sqrt{\frac{2\mu_\alpha}{T_\alpha} \frac{zZe^2}{\hbar^2} \left(\frac{\pi}{2} - 2 \sqrt{\frac{T_\alpha}{B_k}} \right)} \right].$$



Из зависимости энергии альфа-распада от массового числа A , следует, что α -распад становится энергетически возможным, начиная с $A \approx 140$. В областях $A = 140-150$ и $A \approx 210$ величина Q_α имеет отчётливые максимумы, которые обусловлены *оболочечной структурой ядра*. Максимум при $A = 140-150$ связан с заполнением нейтронной оболочки с магическим числом $N = A - Z = 82$, а максимум при $A \approx 210$ связан с заполнением протонной оболочки при $Z = 82$.

За счёт оболочечной структуры атомного ядра первая (редкоземельная) область α -активных ядер начинается с $N = 82$, а тяжёлые α -радиоактивные ядра становятся особенно многочисленными, начиная с $Z = 82$.



Энергии α -частиц E_α в зависимости от числа нейтронов N в исходном ядре.

Линии соединяют изотопы одного и того же химического элемента

4. Угловой момент и чётность

Если α -частица вылетает из ядра (A, Z) , имеющего спин J_i , и при этом образуется конечное ядро $(A-4, Z-2)$ в состоянии со спином J_f , то α -частица должна унести полный момент J , определяемый соотношением

$$\vec{J}_i = \vec{J}_f + \vec{J}.$$

Так как α -частица имеет нулевой спин, её полный момент J совпадает с уносимым α -частицей орбитальным моментом количества движения l

$$\vec{J} = \vec{l}.$$

В результате возникает квантовомеханический центробежный барьер.

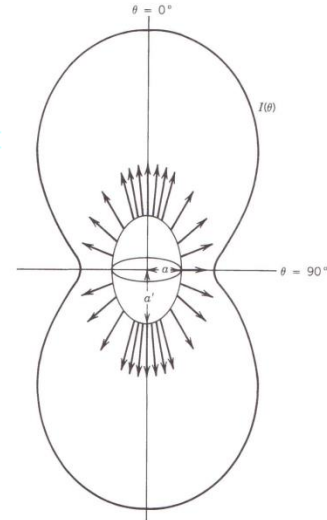
$$E_{\text{ц.б. (кв. мех)}} = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mr^2}.$$

Точно так же, как в случае потенциального барьера, α -частица может пройти через центробежный барьер за счёт квантовомеханического туннелирования. Высота центробежного барьера, как правило, значительно ниже высоты кулоновского потенциального барьера. Однако, добавляясь к $V_{\text{кул}}$, он увеличивает результирующий барьер, через который туннелирует α -частица

$$V = V_{\text{кул}} + E_{\text{ц.б.}}$$

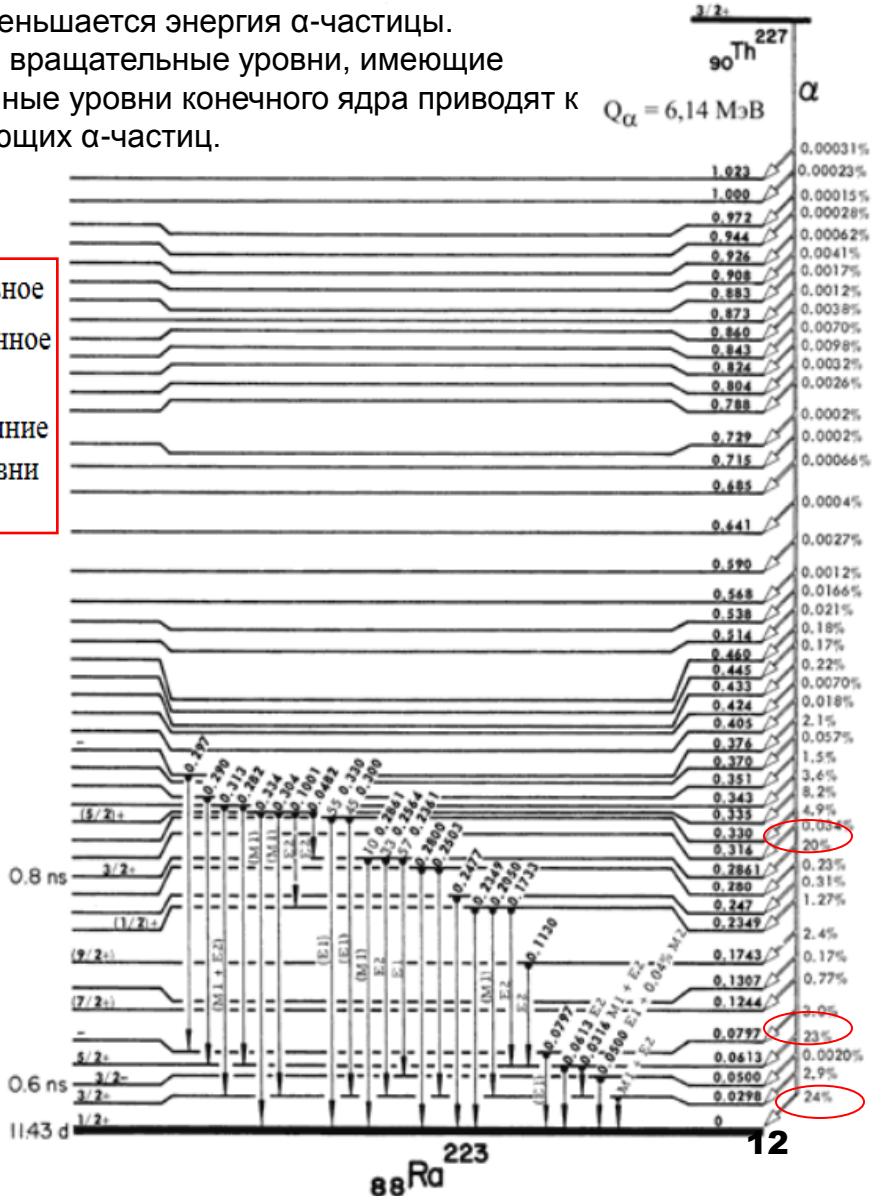
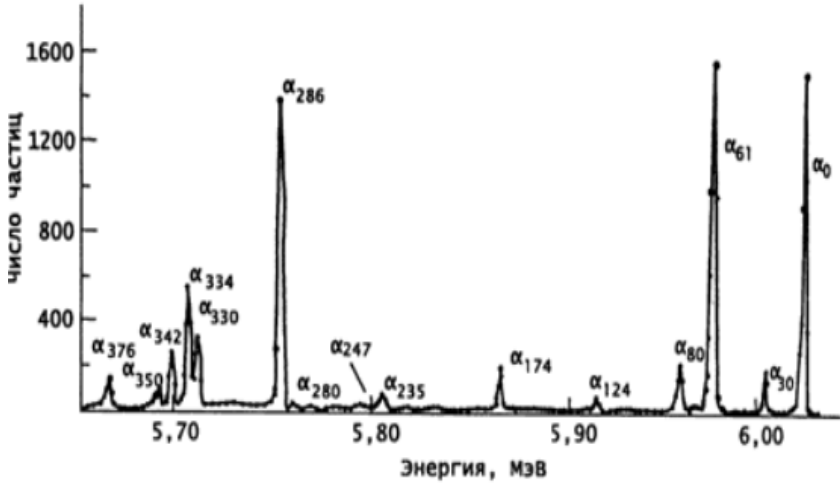
Относительная проницаемость центробежного барьера для α -частиц, вылетающих с орбитальным моментом l
($Z = 90, E_\alpha = 4.5$ МэВ)

| | | | | | | | |
|------------------------|---|------|------|------|------|-------|-------|
| Орбитальный момент l | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
| V_l/V_0 | 1 | 0.84 | 0.60 | 0.36 | 0.18 | 0.078 | 0.028 |



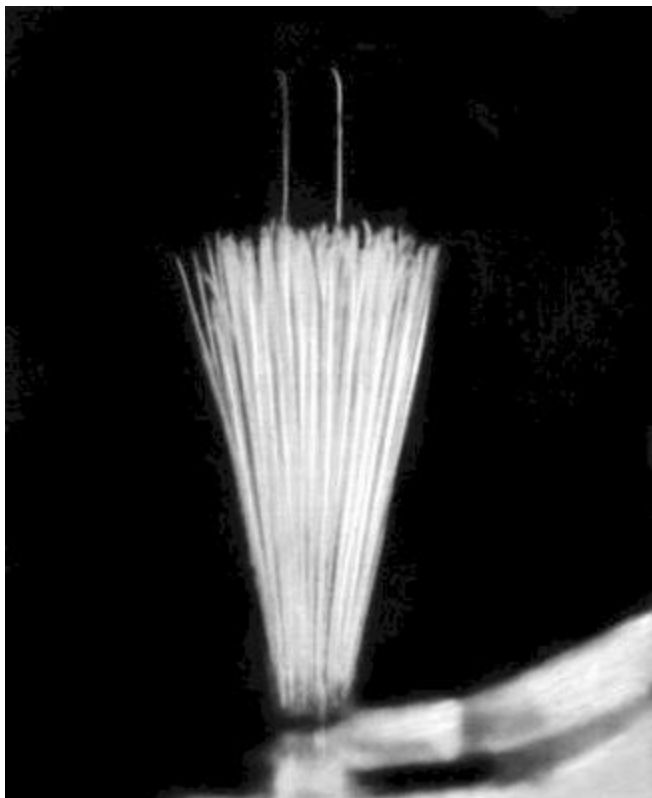
При радиоактивных распадах конечное ядро может оказаться не только в основном, но и в одном из *возбужденных* состояний. Однако сильная зависимость вероятности α -распада от энергии α -частицы приводит к тому, что распады на возбуждённые уровни конечного ядра обычно идут *с очень низкой интенсивностью*, потому что при возбуждении конечного ядра уменьшается энергия α -частицы. Поэтому экспериментально удаётся наблюдать только распады на вращательные уровни, имеющие относительно низкие энергии возбуждения. Распады на возбуждённые уровни конечного ядра приводят к возникновению тонкой структуры энергетического спектра вылетающих α -частиц.

Наибольшая энергия α -частиц $E_\alpha = 6.04$ МэВ соответствует переходу в основное состояние ^{223}Ra . Следующий максимум отвечает переходу на первое возбужденное состояние ^{223}Ra с энергией 0.0298 МэВ. Максимум в районе 5.75 МэВ соответствует распаду на возбужденное состояние 0.2861 МэВ. Измеряя энергию α -частиц можно определить энергетические уровни ядра ^{223}Ra .

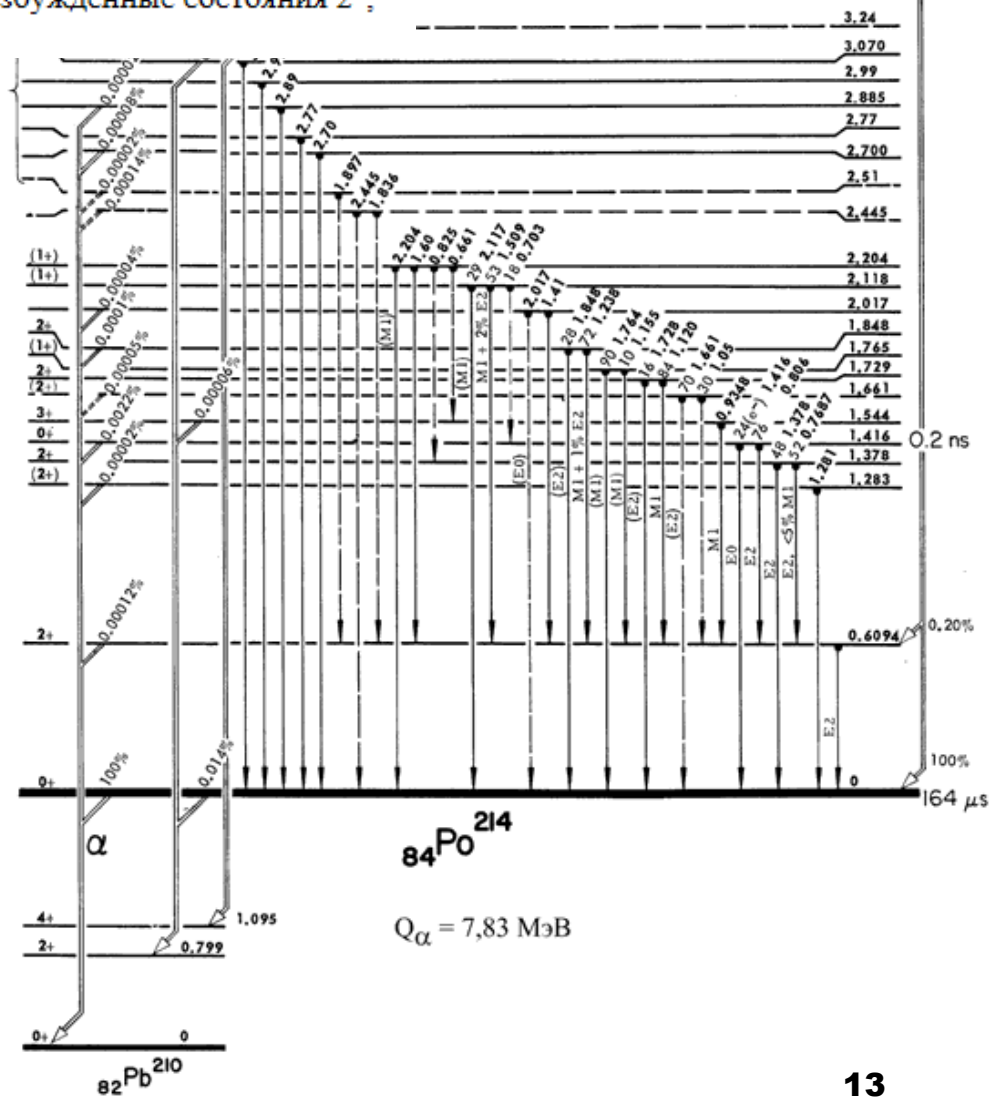


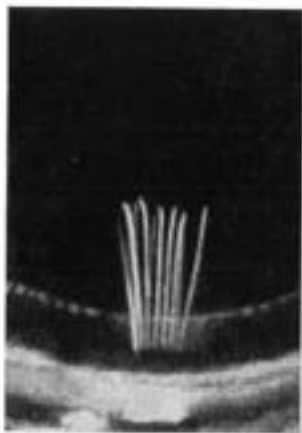
α -распад изотопа ^{218}Rn происходит преимущественно на основное состояние ядра ^{214}Po . Распад на возбужденное состояние $2^+ E^* = 0.609 \text{ МэВ}$ ядра ^{214}Po составляет $\approx 0.2 \%$. α -распад ^{214}Po происходит как из основного состояния 0^+ , так и из возбужденных состояний вплоть до энергии $E^* = 3 \text{ МэВ}$. α -распады ^{214}Po происходят не только на основное состояние 0^+ ядра ^{210}Po , но и на возбужденные состояния 2^+ , $E^* = 0.799 \text{ МэВ}$ и 4^+ , $E^* = 1.095 \text{ МэВ}$.

$$Q_\alpha = 7,26 \text{ МэВ}$$

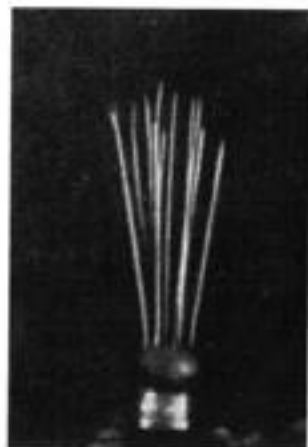


Фотография пробегов α -частиц в камере Вильсона, испускаемых радиоактивным изотопом. Видны два более длинных следа, соответствующих распаду *из возбужденного* состояния.

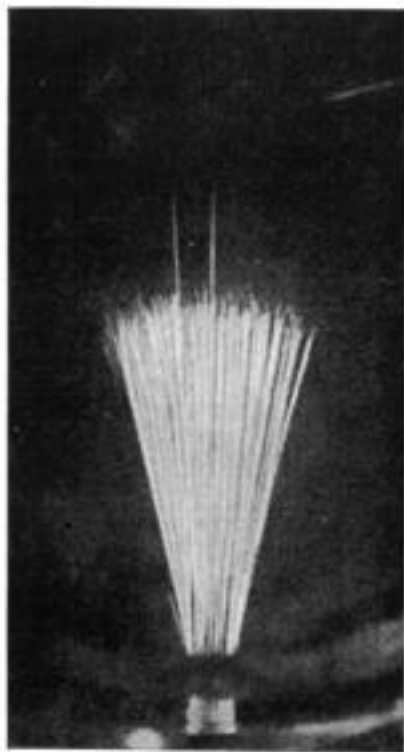




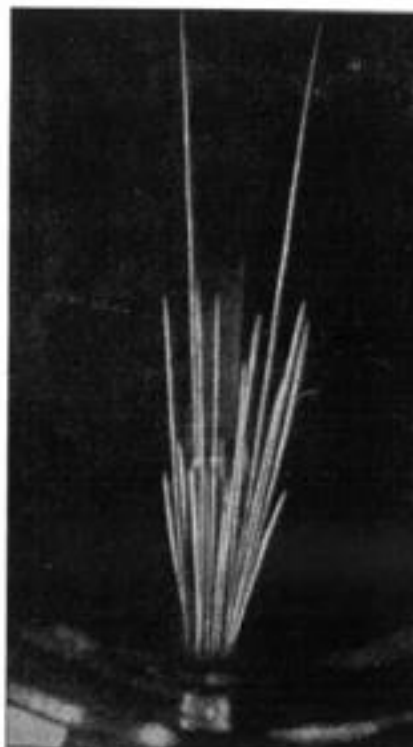
а)



б)



в)



г)

Треки α -частиц в камере Вильсона:

а) Источник ^{210}Po : одна группа α -частиц

б) Источник ^{227}Th : две группы с близкими по длине пробегами

в) Источник $^{215}\text{Bi}+^{211}\text{Po}$: видны две α -частицы ^{207}Tl

г) Источник ^{228}Th с дочерними продуктами ^{224}Ra , ^{232}Th , ^{216}Po , $^{212}\text{Po}+^{212}\text{Bi}$ (6 групп).

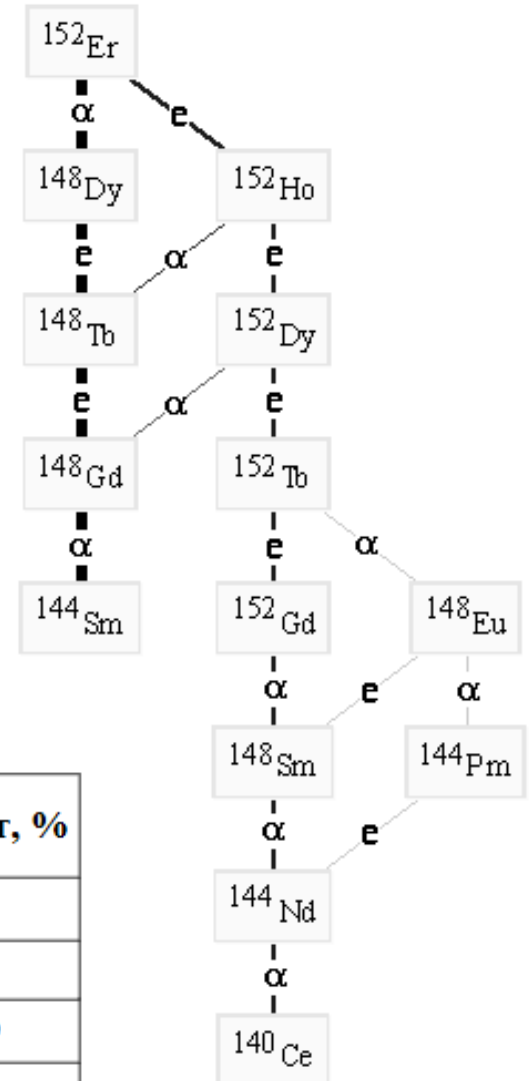
5. Радиоактивные семейства

α -распад часто конкурирует с другими типами радиоактивного распада: e -захватом, β^+ -распадом, кластерным распадом.

Соотношение вероятностей разных каналов распада зависит от энергий образующихся частиц

Практически все тяжёлые ядра ($Z > 83$) имеют положительную энергию относительно α -распада, т.к. масса исходного ядра (A, Z) оказывается больше суммы масс α -частицы и образующегося в результате α -распада ядра ($A-4, Z-2$). Поэтому возможны цепочки последовательных α -распадов ядер.

Распад изотопа ^{152}Er

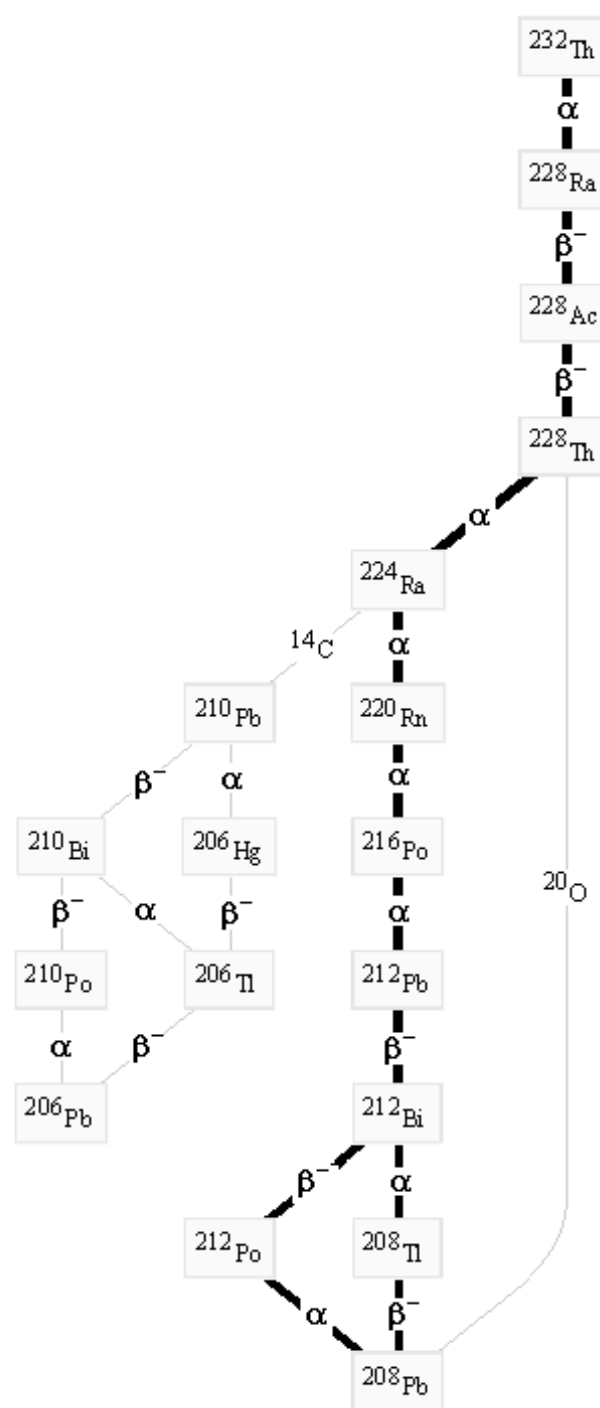


| Изотоп | Энергия α -распада, МэВ | α -распад, % | Энергия e -захвата, МэВ | e -захват, % |
|-------------------|-----------------------------------|---------------------|------------------------------|----------------|
| ^{152}Er | 4.93 | 90 | 3.11 | 10 |
| ^{152}Ho | 4.514 | 12 | 6.5 | 88 |
| ^{152}Dy | 3.72 | 0.1 | 0.60 | 99.9 |
| ^{152}Tb | 3.15 | 10^{-7} | 3.99 | 100 |
| ^{148}Eu | 2.69 | 10^{-7} | 3.04 | 100 |

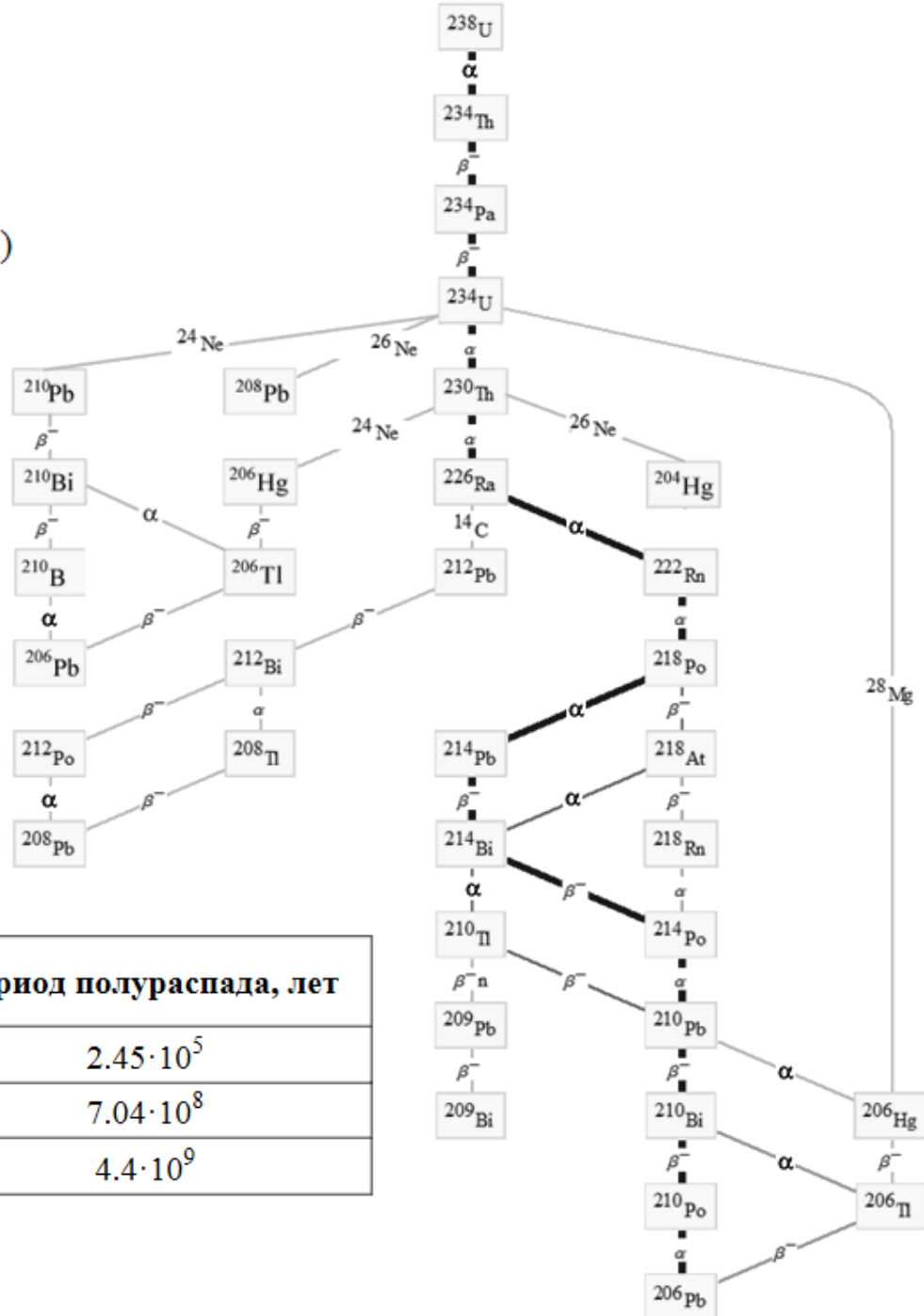
Радиоактивные семейства $4n+k$

Возможны 4 цепочки последовательных α -распадов, образующих 4 радиоактивных семейства с массовыми числами A равными $4n$, $4n+1$, $4n+2$ и $4n+3$, где n – целое число.

| Семейство | Наиболее долгоживущий изотоп семейства | Период полураспада $T_{1/2}$ | Конечный продукт распада семейства |
|------------|--|------------------------------|------------------------------------|
| $A = 4n$ | $^{232}_{90}\text{Th}$ | $1.4 \cdot 10^{10}$ лет | $^{208}_{82}\text{Pb}$ |
| $A = 4n+1$ | $^{237}_{93}\text{Np}$ | $2.2 \cdot 10^6$ лет | $^{209}_{83}\text{Bi}$ |
| $A = 4n+2$ | $^{238}_{92}\text{U}$ | $4.5 \cdot 10^9$ лет | $^{206}_{82}\text{Pb}$ |
| $A = 4n+3$ | $^{235}_{92}\text{U}$ | $7 \cdot 10^8$ лет | $^{207}_{82}\text{Pb}$ |

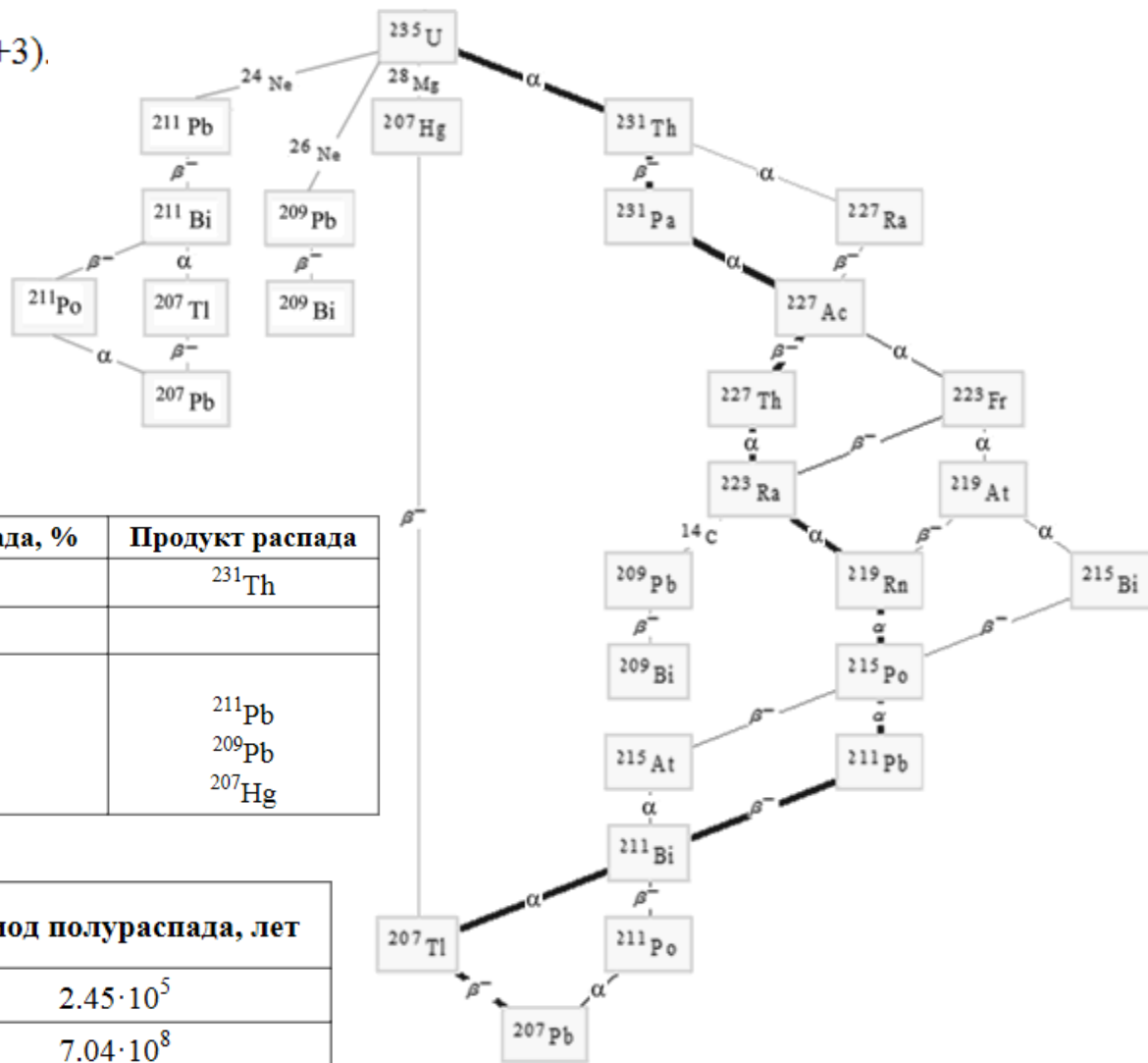


Радиоактивное семейство ^{238}U ($A = 4n+2$)



| Процентное содержание изотопа в естественной смеси изотопов, % | Период полураспада, лет |
|--|-------------------------|
| $^{234}\text{U} - 0.0052$ | $2.45 \cdot 10^5$ |
| $^{235}\text{U} - 0.7204$ | $7.04 \cdot 10^8$ |
| $^{238}\text{U} - 99.2742$ | $4.4 \cdot 10^9$ |

Радиоактивное семейство ^{235}U ($A = 4n+3$).



| Канал распада | Вероятность распада, % | Продукт распада |
|----------------------------|-------------------------|-------------------|
| α -распад | 100 | ^{231}Th |
| Спонтанное деление | $7 \cdot 10^{-11}$ | |
| Кластерная радиоактивность | | |
| ^{20}Ne | $\sim 8 \cdot 10^{-12}$ | ^{211}Pb |
| ^{26}Ne | $\sim 8 \cdot 10^{-12}$ | ^{209}Pb |
| ^{28}Mg | $\sim 8 \cdot 10^{-12}$ | ^{207}Hg |

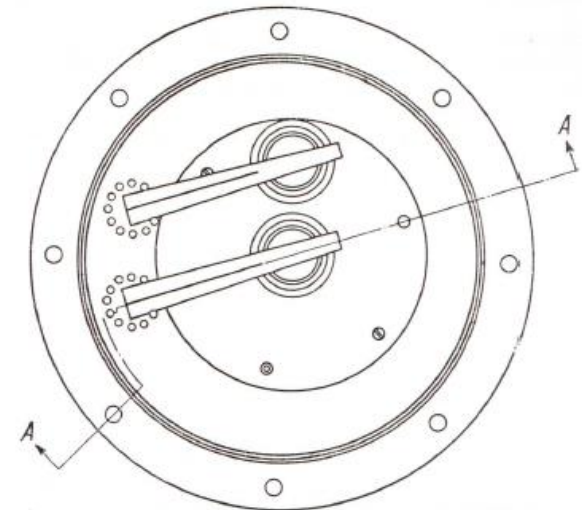
| Процентное содержание изотопа в естественной смеси изотопов, % | Период полураспада, лет |
|--|-------------------------|
| $^{234}\text{U} - 0.0052$ | $2.45 \cdot 10^5$ |
| $^{235}\text{U} - 0.7204$ | $7.04 \cdot 10^8$ |
| $^{238}\text{U} - 99.2742$ | $4.4 \cdot 10^9$ |

6. Альфа-спектрометрия

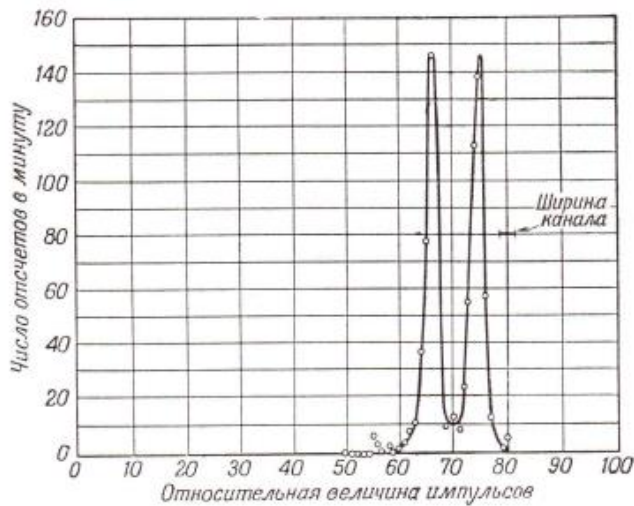
Альфа-спектрометрия используется для исследования тонкой структуры ядерных состояний.

Для α -с. используют:

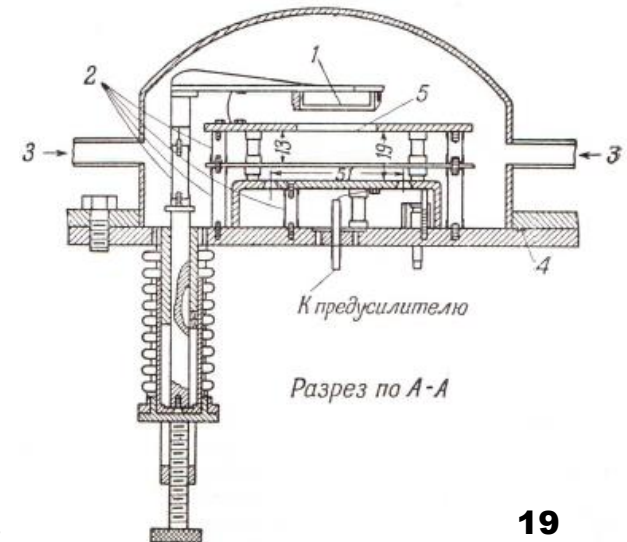
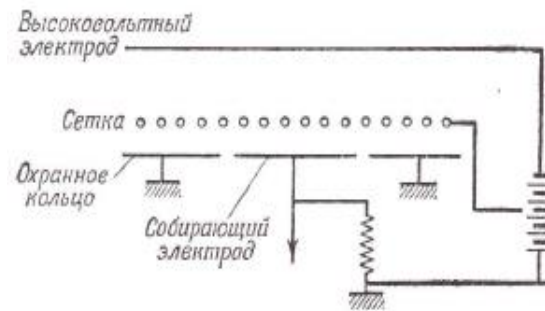
- Газовые ионизационные камеры
- Сцинтилляционные детекторы
- Полупроводниковые детекторы
- Магнитные спектрометры



Вид сверху
(крышка снята)



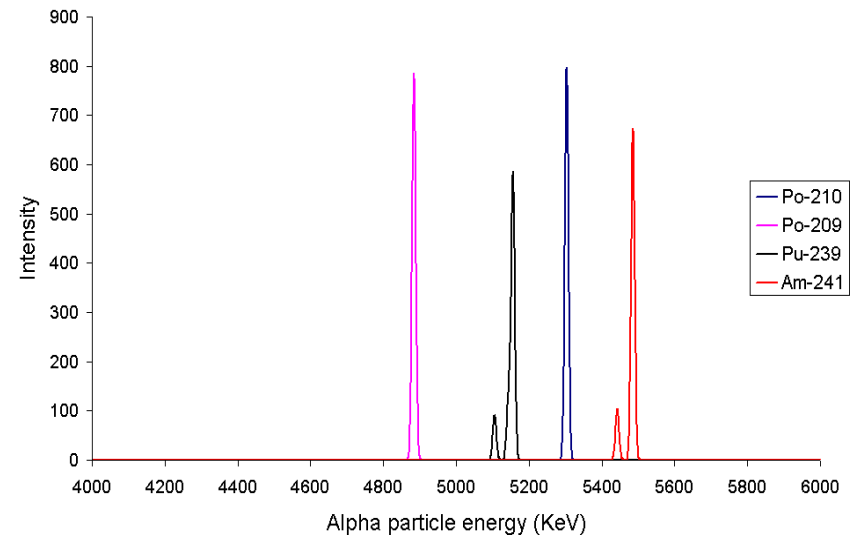
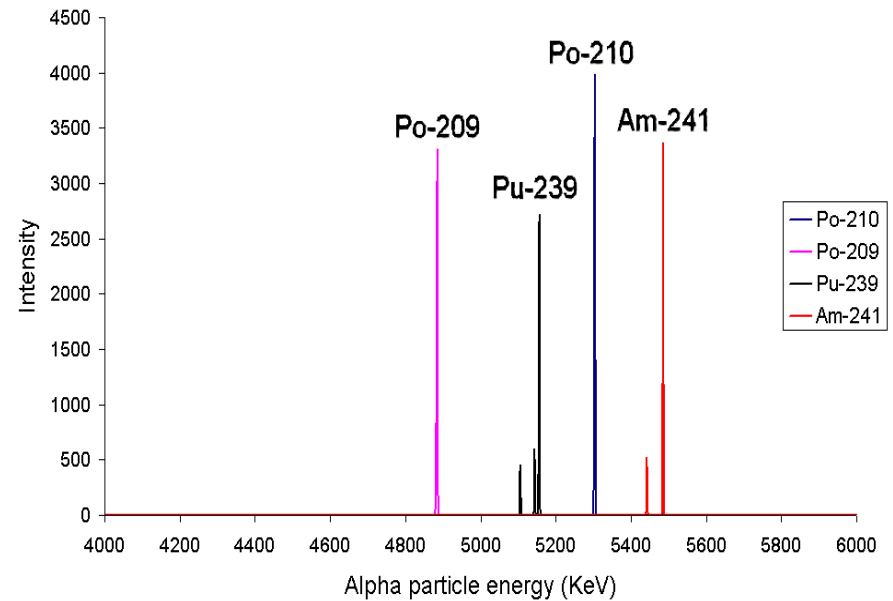
Газовая ионизационная камера с сеткой

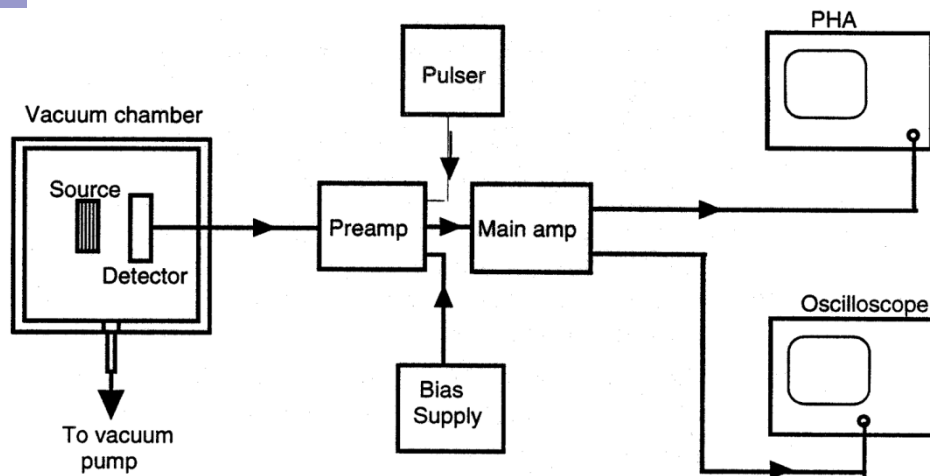


Alpha Spectroscopy – An Art or a Science?

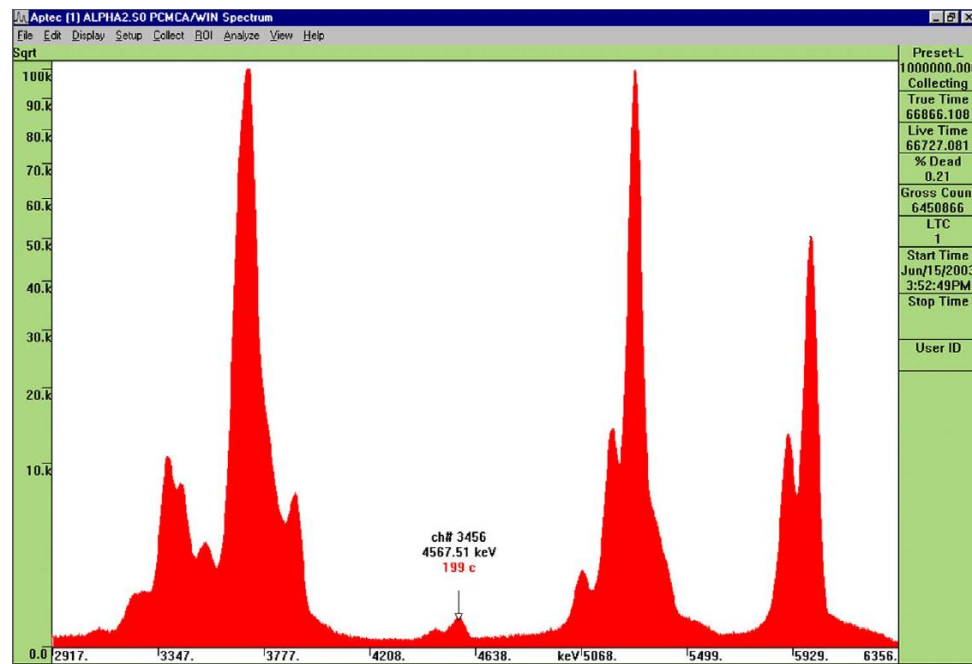
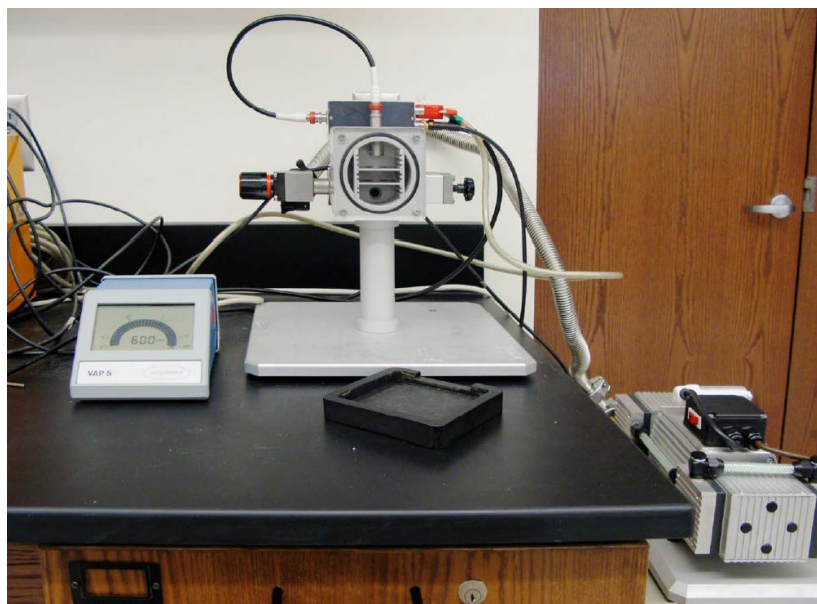
Альфа-спектры, измеренные с помощью кремниевых ППД с энергетическим разрешением ~ 11 кэВ при энерговыделении ~ 5 МэВ

То же, снятое с помощью сцинтилляционного спектрометра



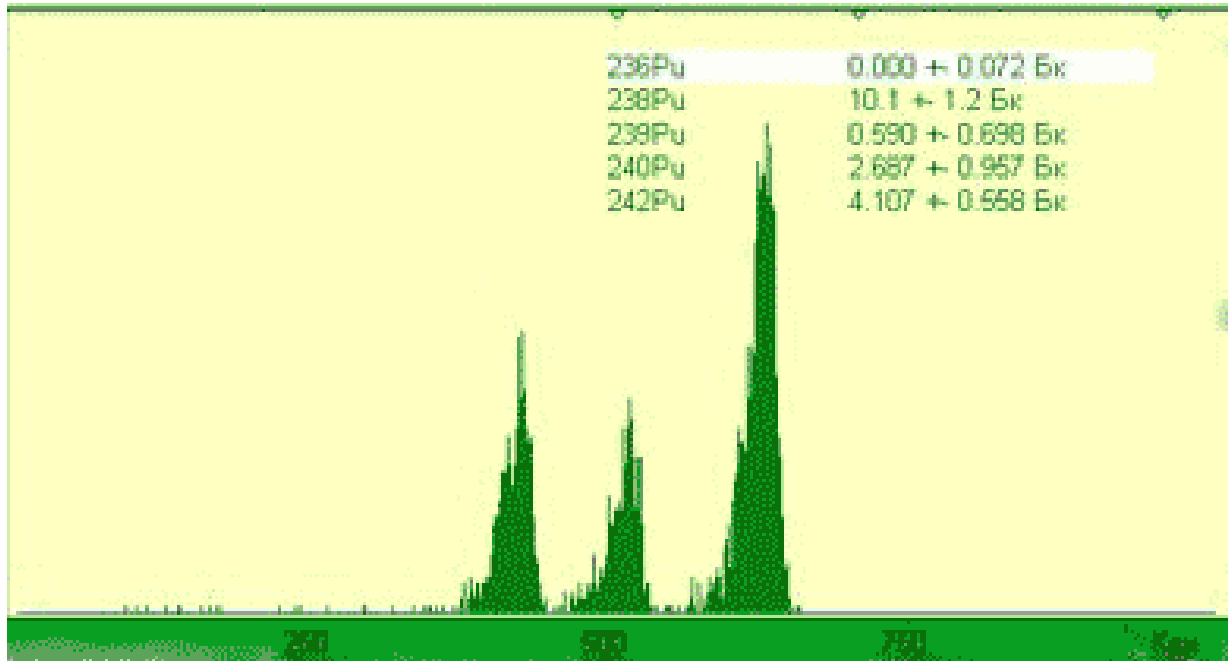


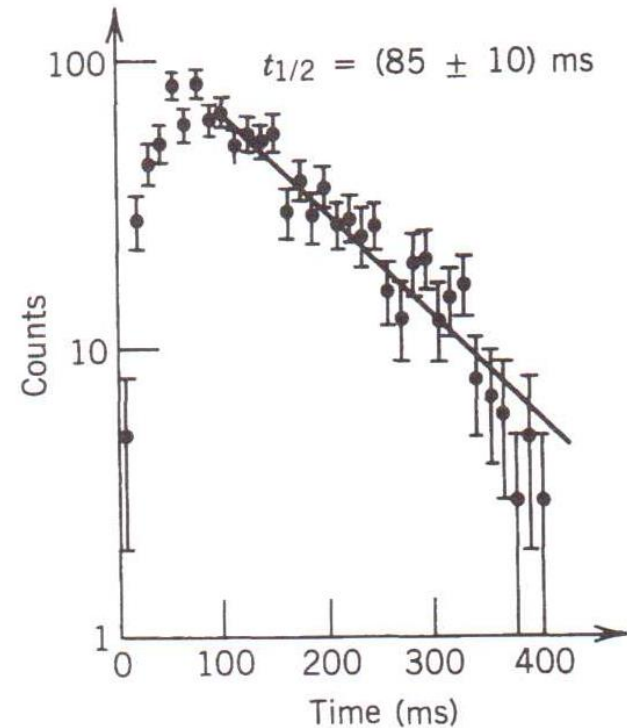
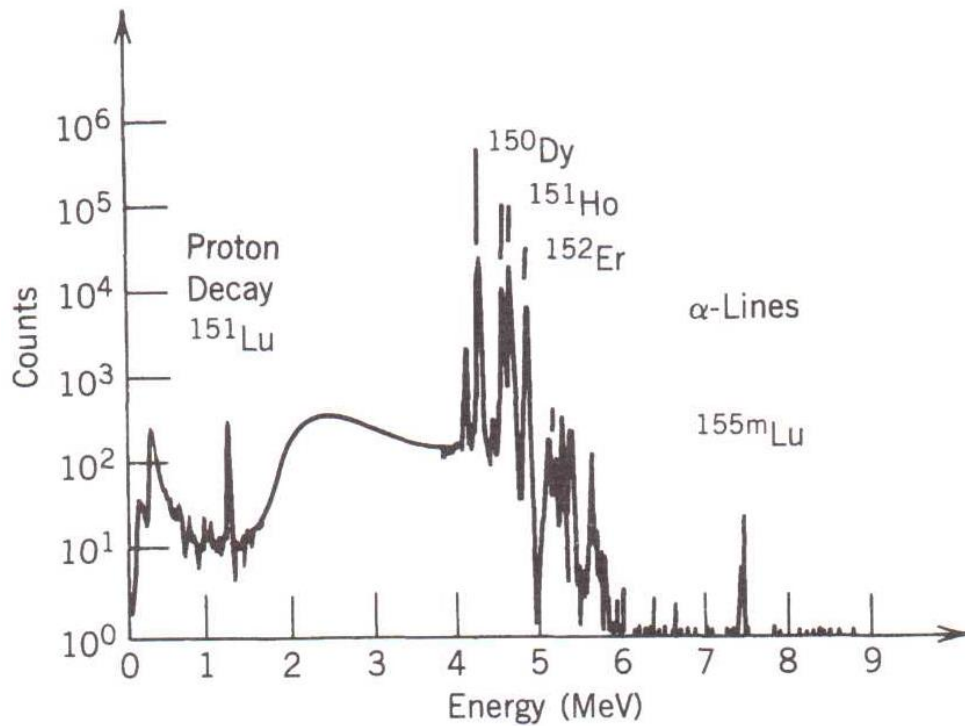
Si Charged Particle Detectors



α - спектр изотопов плутония

заметная ширина линий спектра связана с искажающим действием детектора излучения

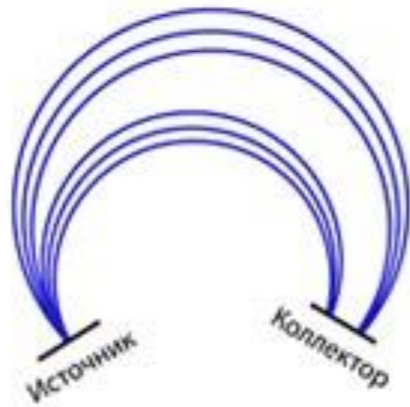




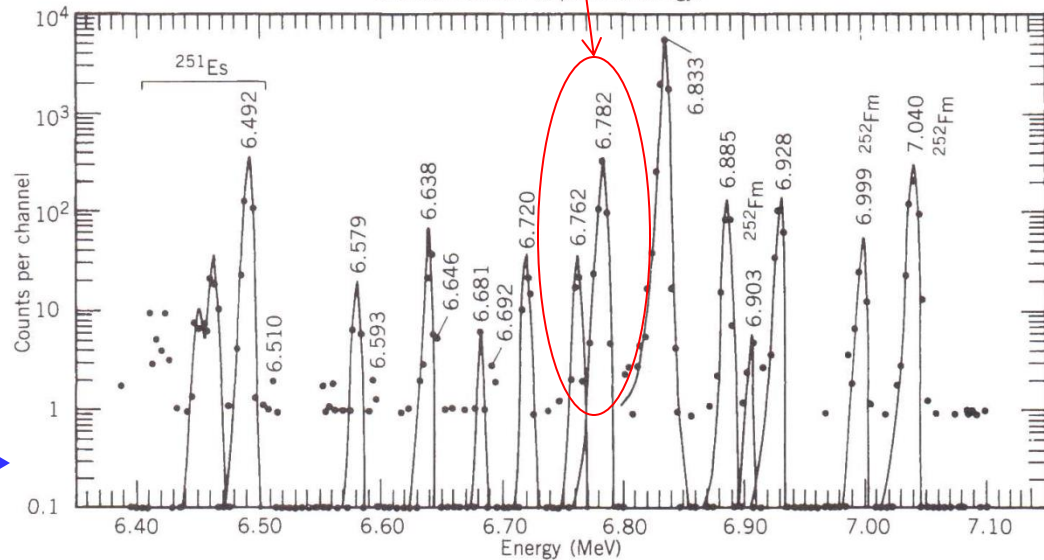
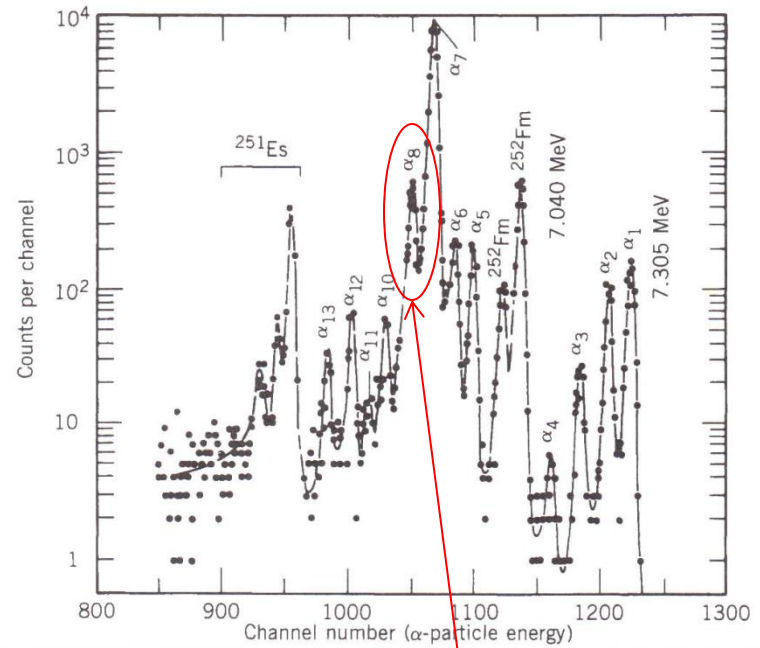
(Left) Charged-particle spectrum emitted in the radioactive decays of products of the reaction $^{96}\text{Ru} + ^{58}\text{Ni}$. The peaks above 4 MeV represent α decays; the 1.2-MeV peak is from proton emission. (Right) The decay with time of the proton peak gives a half-life of 85 ms. From S. Hofmann et al., *Z. Phys. A* **305**, 111 (1982).

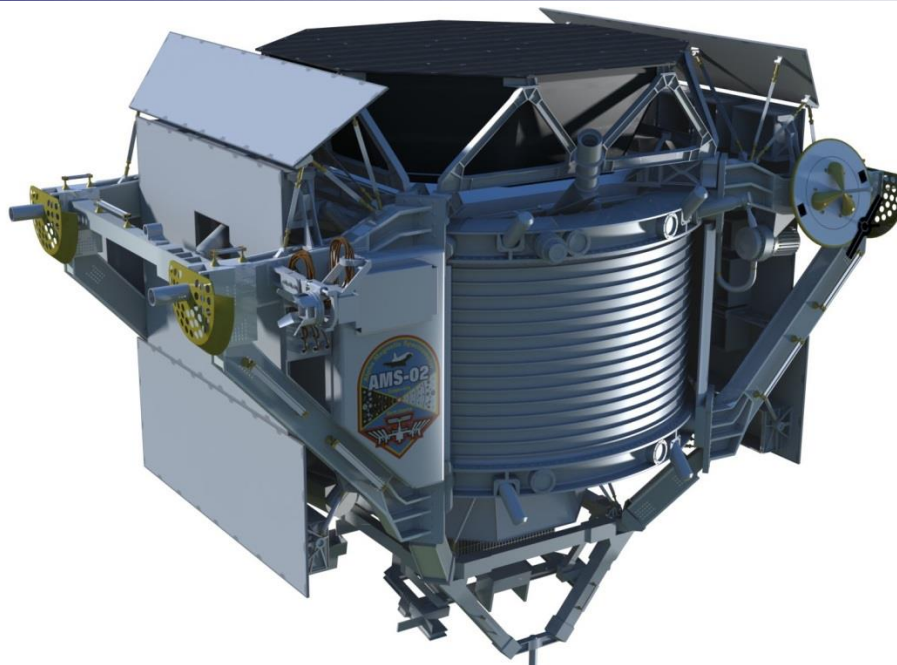
α spectrum from the decay of ^{251}Fm .

observed with a Si detector \rightarrow



observed with a magnetic spectrometer \rightarrow





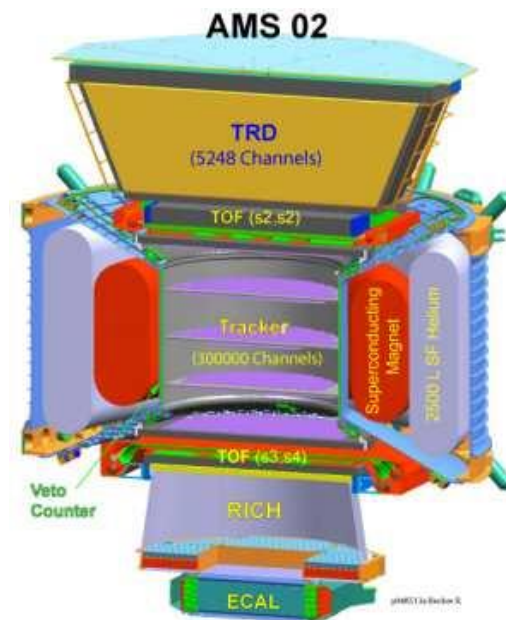
Сэмюэл Тинг
(1936, Н.п.1976)

Alpha Magnetic Spectrometer (AMS) — физический прибор, предназначенный для изучения состава космических лучей, поиска антиматерии и тёмной материи.

Первая версия прибора (AMS-01) была установлена на орбитальной станции МИР в 1998 году и зарегистрировала около одного миллиона ядер гелия.

Вторая версия (AMS-02) 19 мая 2011 года установлена на МКС.

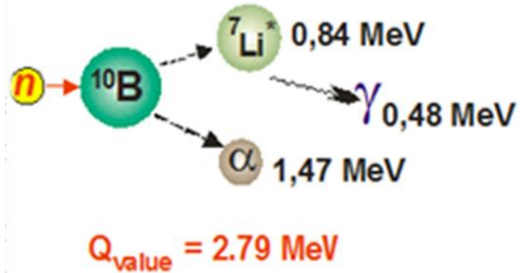
Руководитель проекта С.Тинг





7. Воздействие на живые организмы

Нейтрон-захватная терапия



Коэффициенты относительной биологической эффективности

| | |
|----------------------------------|------|
| Рентгеновские и гамма-лучи | 1 |
| Бета-излучение | 1 |
| Альфа-излучение | 10 |
| n (нейтроны быстрые и медленные) | 5-20 |
| p (протоны) | 10 |

На исследовательском реакторе ИРТ МИФИ разработан и экспериментально исследован при лечении животных метод нейтронно-захватной терапии онкологических заболеваний



ВМЕСТО ЗАКЛЮЧЕНИЯ:

“...хорошие математики видят аналогии между теоремами или теориями, а самые лучшие видят аналогии между аналогиями. Этой способностью видеть аналогии между моделями для физических теорий Гамов обладал почти до немыслимой степени. В наши дни, когда используют все более и более сложную математику, пожалуй, изощрённую сверх всякой меры, было удивительно видеть, как далеко он мог продвигаться с помощью интуитивных картинок и аналогий, почерпнутых путём сравнений из области истории или даже искусства”

Станислав Улам

“Он не умел ни писать, ни считать. Он не сразу сказал бы вам, сколько будет 7×8 . Но его ум был способен понимать Вселенную”

Вера Рубин

Источники информации

1. К.Н. Мухин. Экспериментальная ядерная физика. В 3-х тт. СПб.: Издательство «Лань», 2008. Т.1, стр.172-200
2. Б.С. Ишханов. Альфа-распад,
<http://nuclphys.sinp.msu.ru/radioactivity/ract02.htm>
3. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. Изд. 2е. М.: Наука, 1980. Глава VI, стр.217-230. <http://review3d.ru/shirokov-yu-m-yudin-n-p-yadernaya-fizika-izd-2e>
4. K.S.Krane. Introductory Nuclear Physics. Wiley, 1988. Chapter 8, p.246-271; <http://www.fulviofrisone.com/attachments/article/446/Krane%20-%20Introductory%20Nuclear%20Physics.pdf> .