

Введение в ядерную физику

Лекция 11

Ядерные реакции с под действием нейтронов

Классификация нейтронов по энергии

- Холодные
- Тепловые 0.025эВ , $T_n = kT = 8.6 \cdot 10^{-6} \text{эВ/К} \times 300\text{К} = 0.025\text{эВ}$, $v \approx 2\text{км/с}$
- Медленные $\sim 1\text{кэВ}$
- Быстрые $\sim 100\text{кэВ} - 10\text{МэВ}$

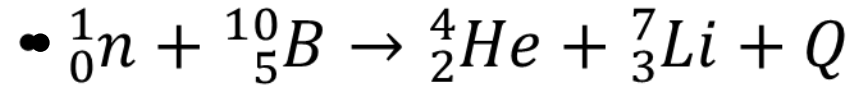
Особенности

- Отсутствие кулоновского барьера

Взаимодействие возможно при самых малых энергиях,

$$E_{\text{порог}} \sim kT$$

- - Упругое и неупругое рассеяние (n,n) , (n,n') ,
 - Захват нейтронов ядрами (n,p) , (n,α)
 - Радиационный захват (n,γ)
 - Деление (n,f)



$Q=2.78$ МэВ, $T_\alpha \approx 1,77$ МэВ

Самый важный метод регистрации нейтронов.

Борные счетчики регистрируют энерговыделение α частиц.

Реакция имеет очень большое сечение в области тепловых энергий, которое убывает по закону "1/v", при энергии 0,025 эВ равно 4010 барн,

$\sigma(n, \alpha) \gg \sigma(n, \gamma)$

Большая вероятность вылета α частиц, т.к. $T_\alpha \gg V_{кул}$,

- деление на два осколка (n, f)

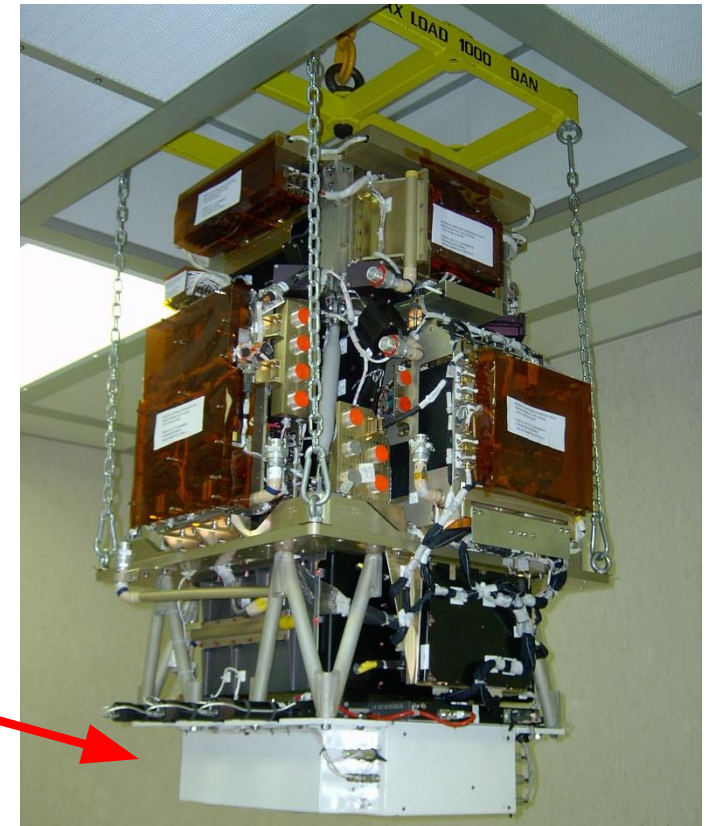
${}^{10}_5B$ вносится в вещество детекторов или на их стенки

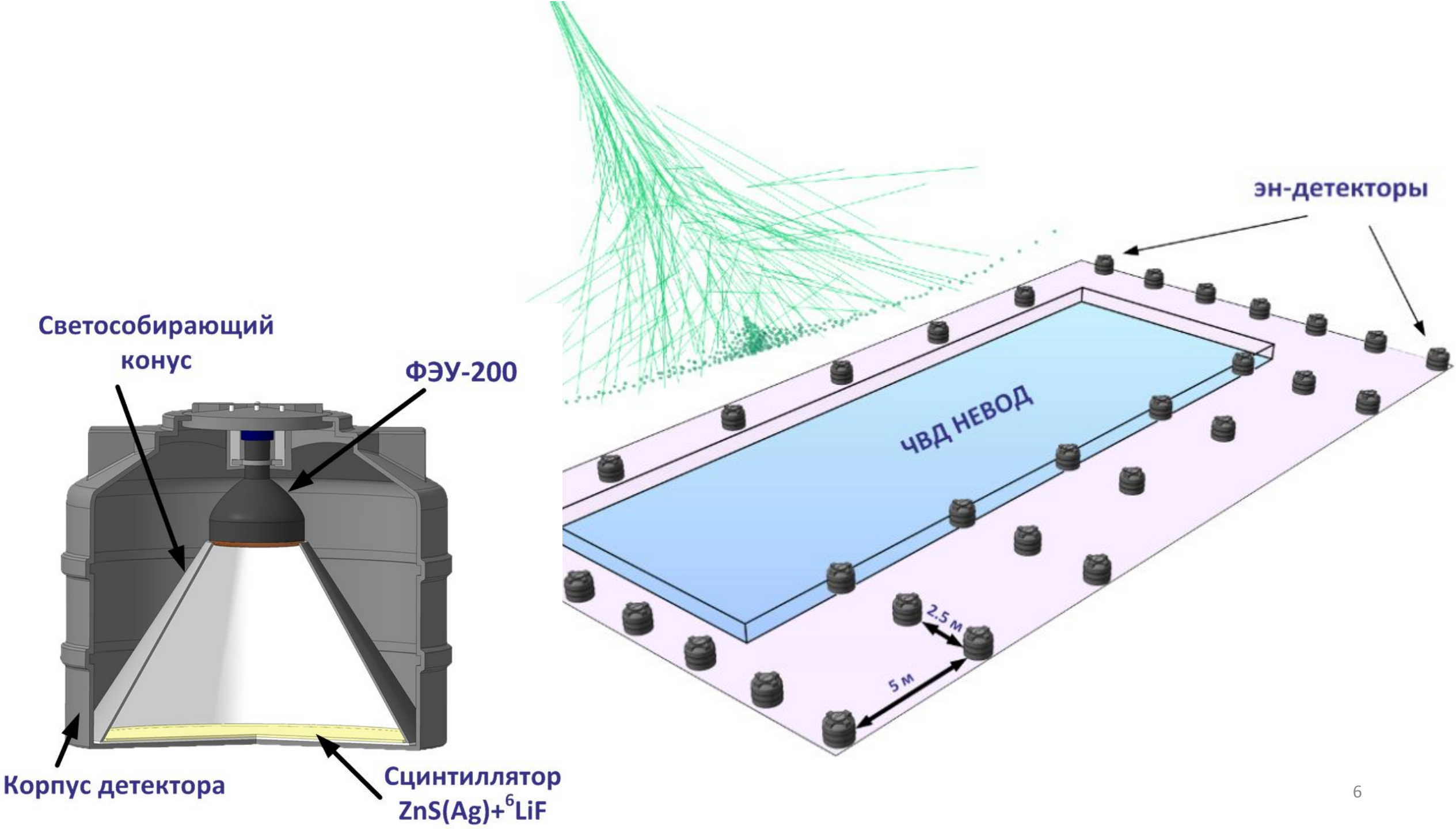
• $n + {}^6_3\text{Li} \rightarrow {}^3_1\text{H} + {}^4_2\text{He} + 4.5 \text{ МэВ}$ сечение 900 барн

• Нейтроны в гелиевых счетчиках регистрируются с помощью реакции ${}^3\text{He} + n \rightarrow {}^3\text{H} + p + 780 \text{ кэВ}$, сечение которой для тепловых нейтронов составляет $\sigma = 5320 \text{ б}$.

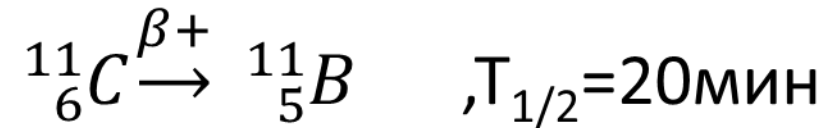
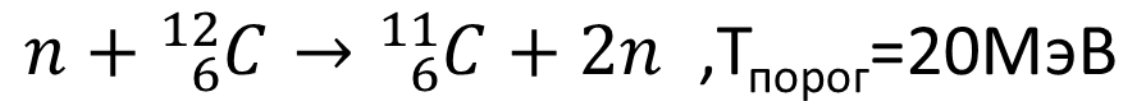
В магнитный спектрометр ПАМЕЛА для изучения античастиц в космических лучах включает в себя гелиевый детектор нейтронов.

Предназначен для разделения позитронов



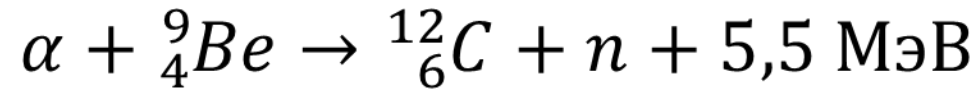


- Реакции (n,2n) используются для регистрации быстрых нейтронов, т.к. они пороговые :



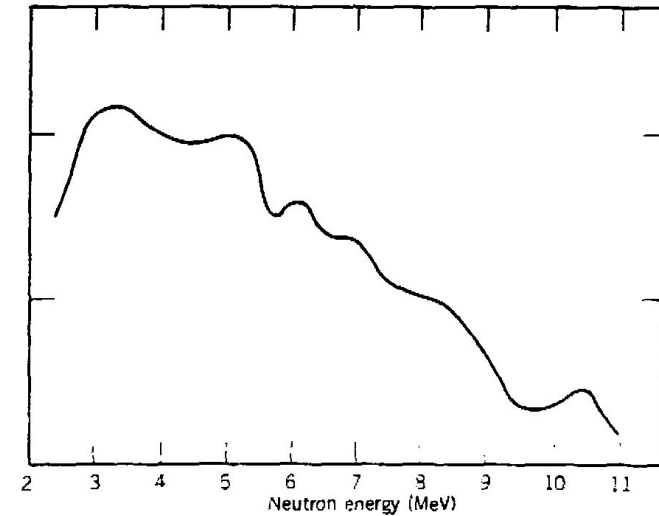
Источники нейтронов

- Радиоактивные :



α -частицы от распада Ra имеют спектр до 7,68МэВ, $T_{n \text{ max}} \approx 13 \text{ МэВ}$

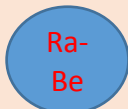
dN/dE



Для получения тепловых нейтронов используется парафиновый замедлитель

Недостаток бериллиевого источника – фон от гамма-квантов, излучаемых радием

Парафин

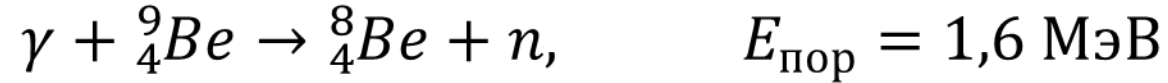


Po-Be полониево-бериллиевый
 $B(\alpha, n)N$
 $F(\alpha, n)Na$

$\sim 10^7$ нейтронов в секунду на 1 г

Фотонейтроны (γ, n)

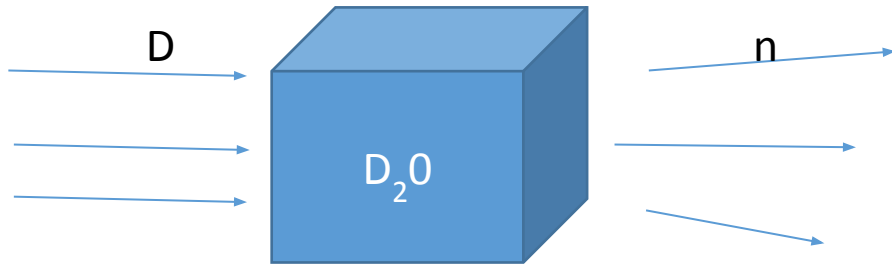
Две реакции имеют малые значения порога E_γ и могут быть осуществлены от естественных источников γ -излучения



Преимущество заключается в получении монохроматического потока нейтронов.

Для практической оценки : 1 г Ra на 1 см от 1 г Be создает 30000 нейтронов в секунду

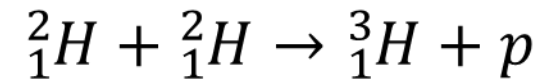
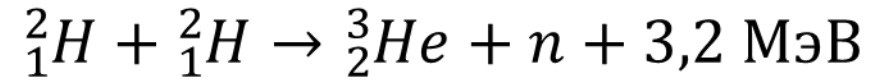
Интенсивность фотонейтронов меньше , чем у радиоактивного источника



Лед из тяжелой
воды

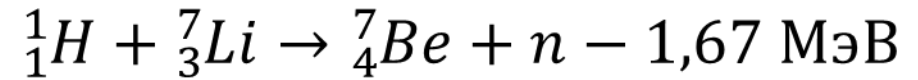
Нейтронный
генератор

Искусственные источники:

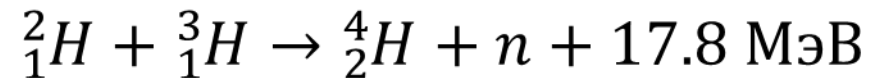


Реакции равновероятны.

Можно использовать пучок протонов от
ускорителя



Для получения более быстрых нейтронов
используется реакция



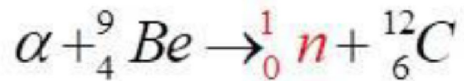
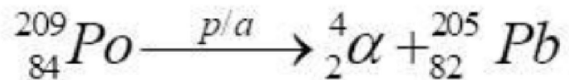
Реактор

Открытие нейтрона

1932 г. Дж. Чедвик



Реакция образования n:



Регистрация нейтронов в
счетчике Гейгера (газ BF₃):

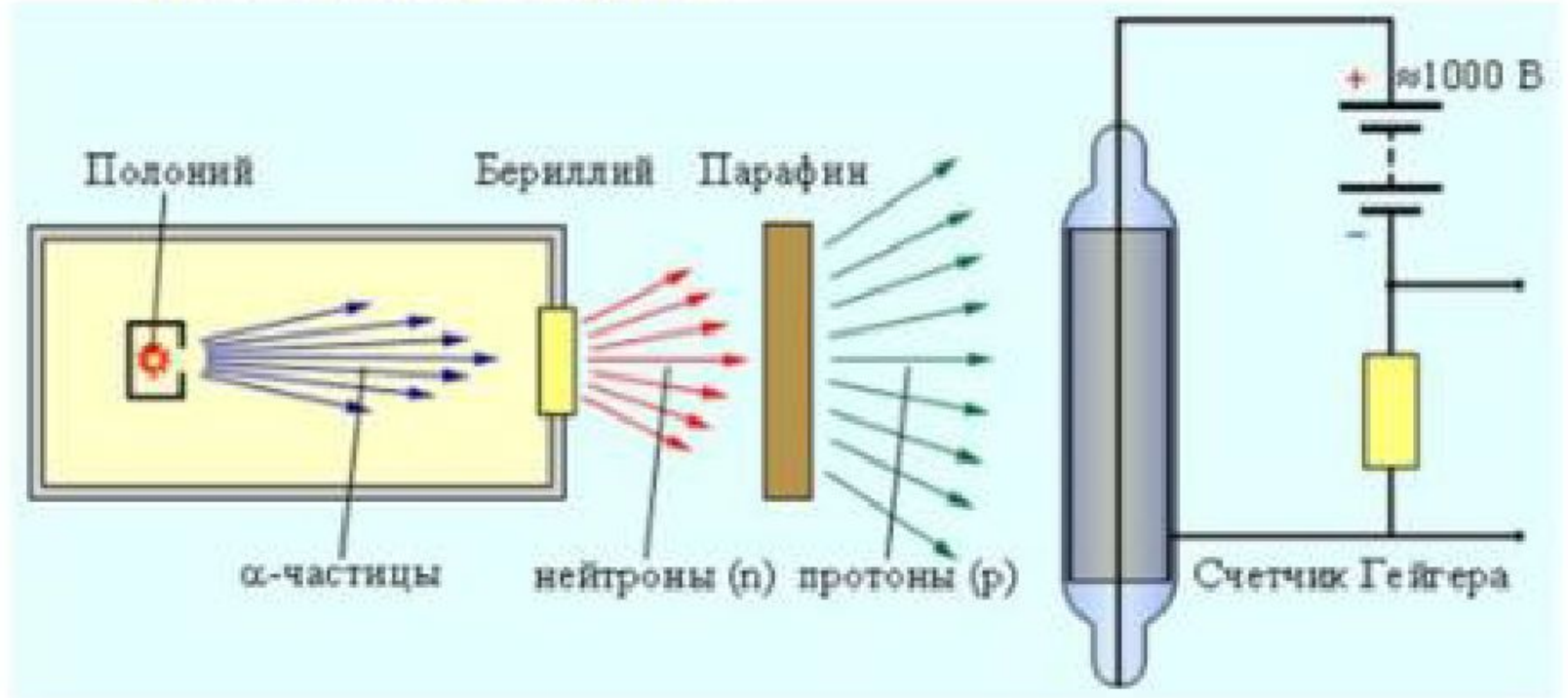


Схема установки для обнаружения нейтронов

масса нейтрона

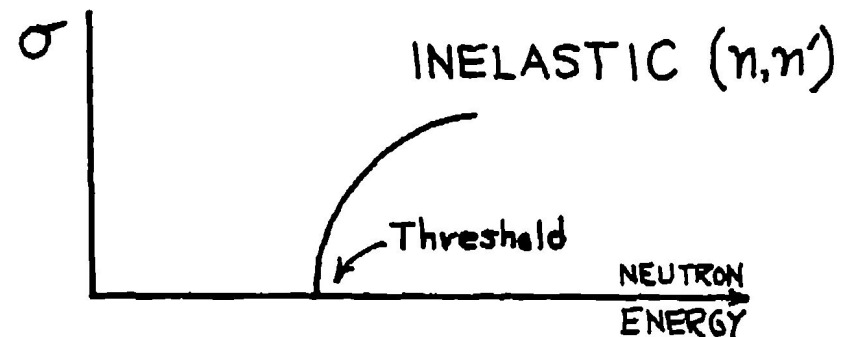
Взаимодействие нейтронов

- Неупругое рассеяние $A(n,n')A^*$

$$\frac{\mu v_{\text{кон}}^2}{2} = \frac{\mu v_{\text{нач}}^2}{2} - (\text{энергия возбуждения})$$

из $T'_n = \frac{M_A}{m_n + M_A} T_n$

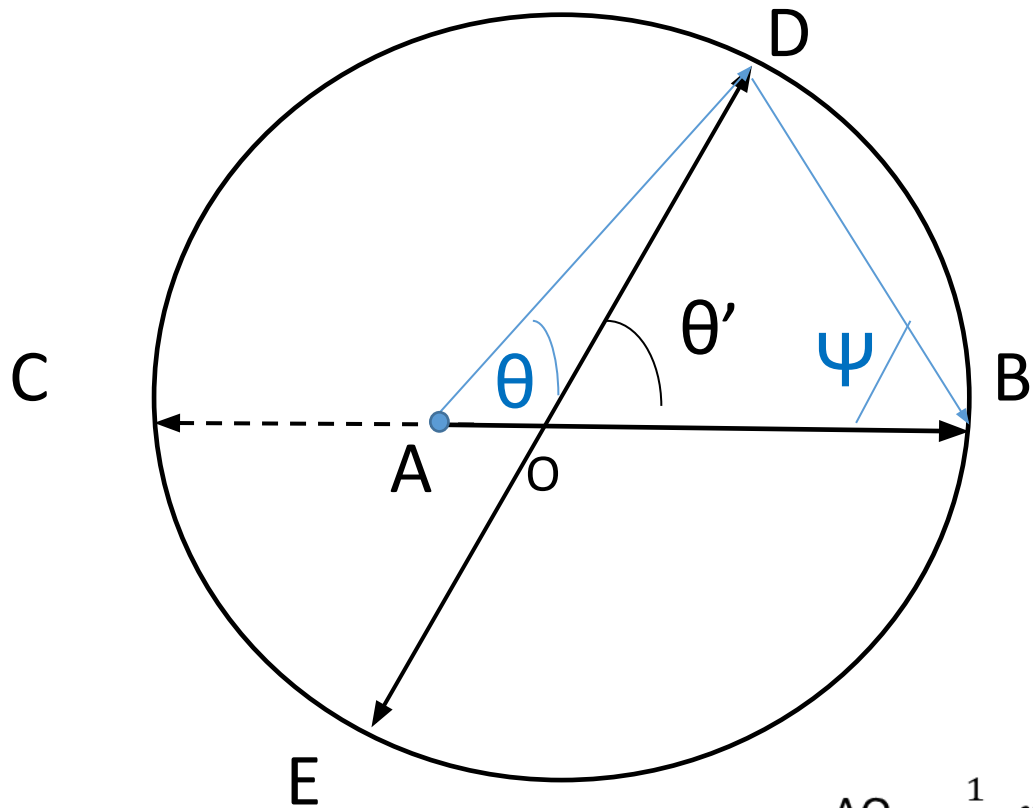
- Если $T_n < (\text{энергия возбуждения})$, реакция не идет
(рис. Л10, слайд 25)
- Не играет роли в области энергий ниже нескольких кэВ



Упругое рассеяние нейтронов

- $A(n,n)A$, $Q=0$. Часть энергии передается ядру \rightarrow идет замедление нейтронов до тепловых энергий ($T_n=0.025\text{эВ} = 3/2kT$, $T=300\text{К}$)
- $$\frac{T_{\text{я}}}{T_n} = \frac{4Mm}{(M+m)^2} \cos^2 \theta$$
- На водороде $\bar{T} = \frac{T_n}{2}$
- $\bar{N} \approx \ln\left(\frac{T_n}{T}\right)$ – число соударений

Импульсная диаграмма



До взаимодействия

AB – импульс нейтрона в лаб. с-ме p .

OB – импульс нейтрона в СЦИ p'

OC – импульс ядра в СЦИ p'_2

После рассеяния

OD – импульс нейтрона в СЦИ p^{*}

OE – импульс ядра в СЦИ p_2^{*}

AD – импульс нейтрона в лаб. с-ме p^*

DB – импульс ядра в лаб. с-ме. p_2^*

$$v_{\text{СЦИ}} = \frac{M_n}{M_n + M_2} v_n = \frac{1}{1 + A} v_n$$

$$v_2' = -v_{\text{СЦИ}}$$

$$AO = \frac{1}{1+A} p, p' = -p_2' = \frac{A}{1+A} p = OB$$

минимум p^* при рассеянии назад $D=C$, максимум - при $D=B$, $AC=AO-OB$

$$\frac{A-1}{A+1} p < p^* < p$$

$$\left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2 T < T^* < T$$

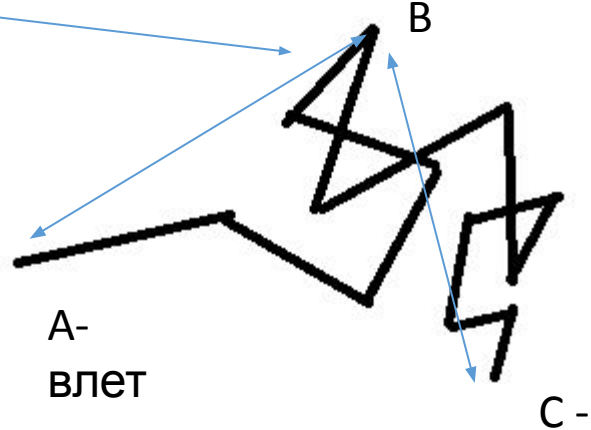
Диффузия нейтронов

- После замедления до тепловых энергий (в точке В на рис.) распространение нейтронов описывается диффузионным уравнением

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}(\vec{r}, t) = D \nabla^2 \rho - \frac{\rho}{\tau} + q$$

- ρ - плотность нейтронов, D – коэффициент диффузии, q - источник, τ - время жизни
- Среднее расстояние между актами рассеяния λ

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma_s}$$



AB= длина замедления = L_s

BC= длина диффузии = L_c

Пример: упругое рассеяние (n,n)

- $v_b = v_a, Z=0$

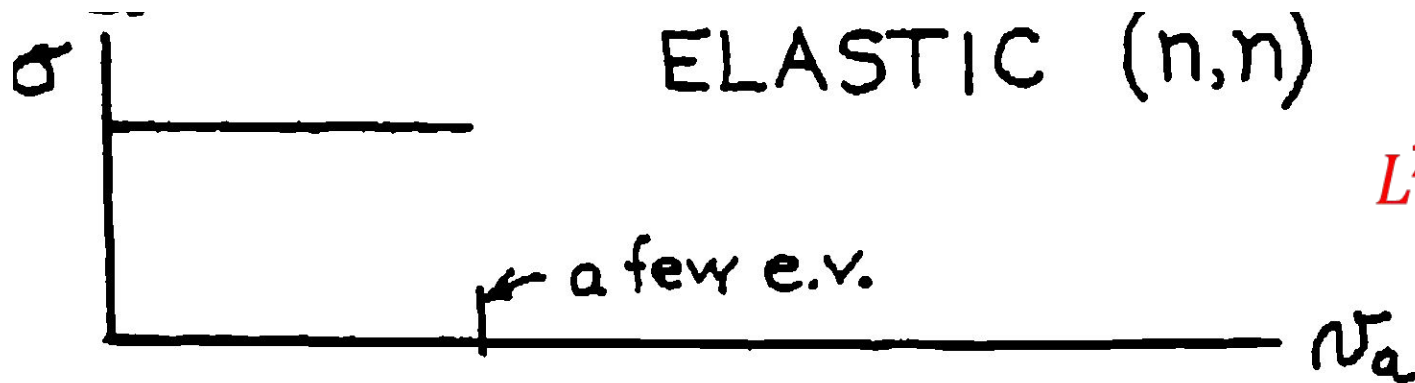
$$\sigma(A \rightarrow B) \approx \frac{1}{\pi \hbar^4} \frac{p_b^2}{v_a v_b} |VM|^2 (\dots) (\dots) \sim (m_n)^2 = \text{const}$$

При низких энергиях $M \sim \text{const}$

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma_s} \text{ не зависит от энергии}$$

$$L_s^2 = \frac{1}{6} \frac{2N\lambda^2}{1 - 2/3A}$$

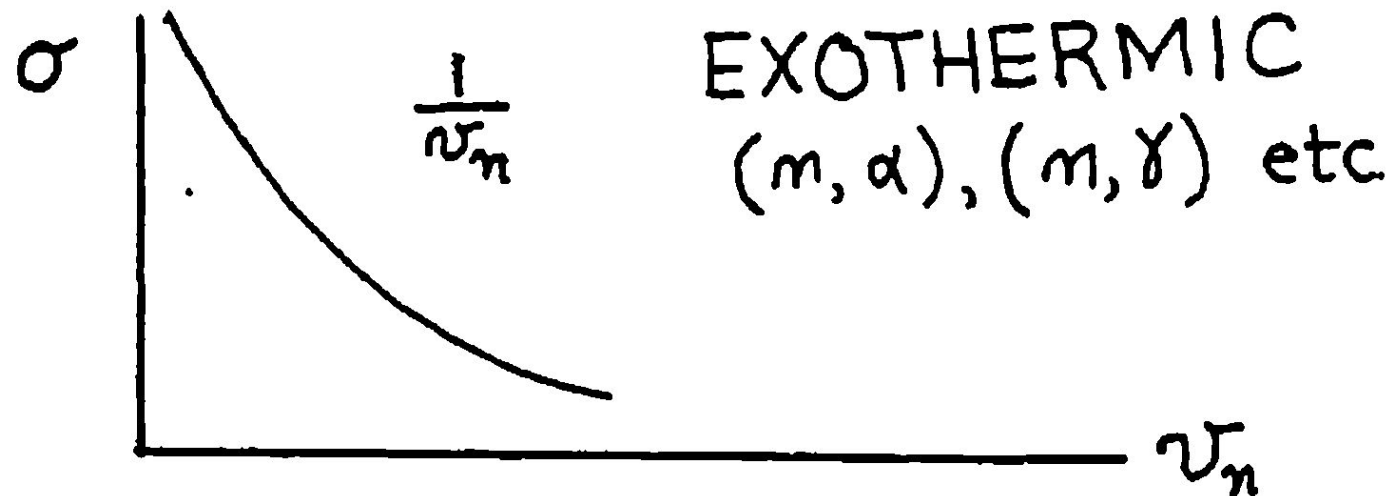
L_c^2 - из уравнения диффузии



Экзотермические (n,α), (n,p), (n,γ)

- Экзотермические $Q \sim 1 \text{ МэВ}$, энергия нейтрона мала $\sim 1 \text{ эВ}$, поэтому $v_b = \text{const}$

$$\frac{p_b^2}{v_a v_b} \propto \frac{1}{v_a} \quad \text{Закон} \quad \frac{1}{v}$$



Радиационный захват (n,γ)

- Согласно дисперсионной формуле Брейта-Вигнера :

$$\sigma(n, \gamma) = \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(T - T_0)^2 + (\Gamma/2)^2}$$

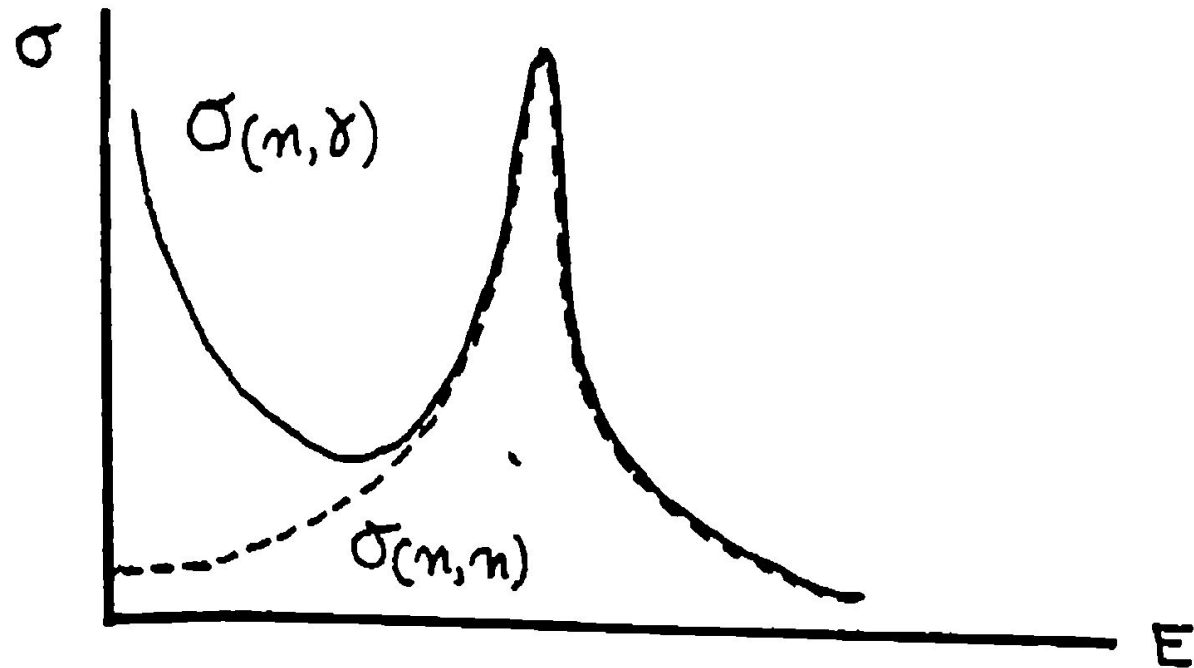
- В области резонанса

$$\sigma(n, \gamma) = 4\pi \lambda^2 \frac{\Gamma_n}{\Gamma}$$

- При малых энергиях $\Gamma_n \ll \Gamma_\gamma$, то $\Gamma \approx \Gamma_\gamma$
 $\sigma(n, \gamma)$ определяется скоростью

нейтронов v , $\Gamma_n \sim v$, $\sigma(n, \gamma) \sim \frac{\sqrt{T}}{T} \sim \frac{1}{\sqrt{T}} \sim \frac{1}{v}$

$$\boxed{\sigma(n, \gamma) \sim 1/v}$$



Радиационный захват Cd(n,γ)

- При малых энергиях возрастание сечения из-за увеличения длины волны

$$\sigma(n, \gamma) \sim 1/v$$

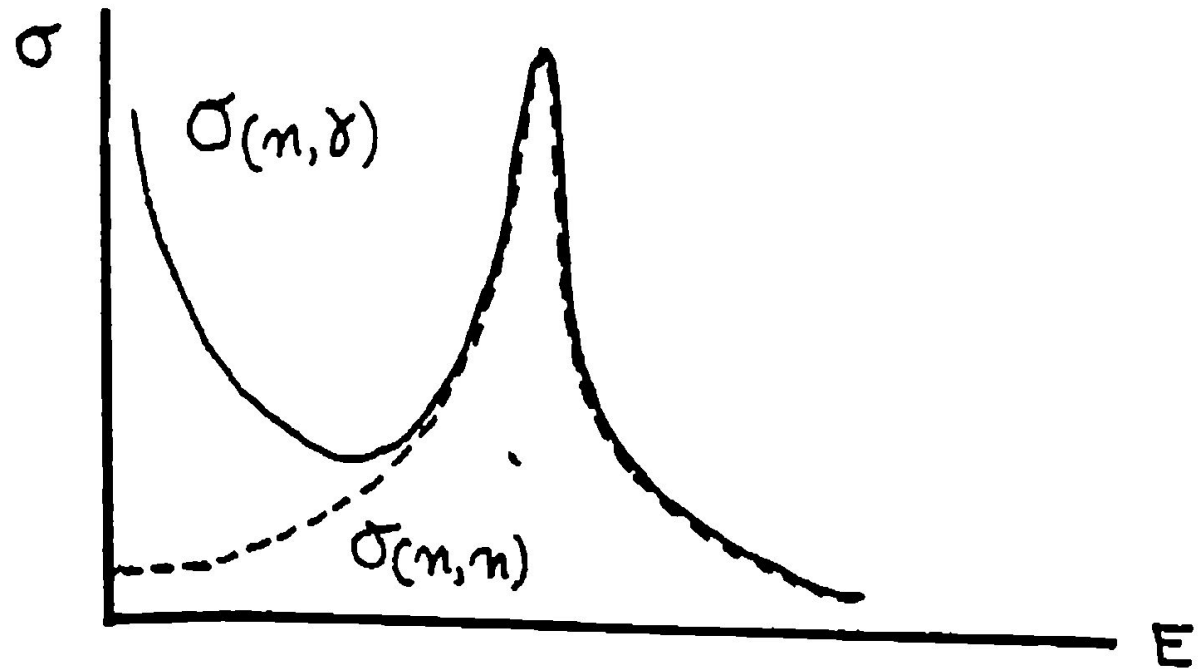
- У Cd есть резонанс при $T_0 = 0.18 \text{ эВ}$
- $\sigma(n, \gamma) \sim 7800 \text{ б}$ у природной смеси изотопов

^{113}Cd $\sigma(n, \gamma) \sim 60000 \text{ б}$

1мм кадмия задерживает 99% нейтронов с энергией менее 0.3эВ

Используется для защиты от тепловых нейтронов.

^{135}Xe сечение $3 \times 10^6 \text{ б}$



Пример. Сечение σ_d

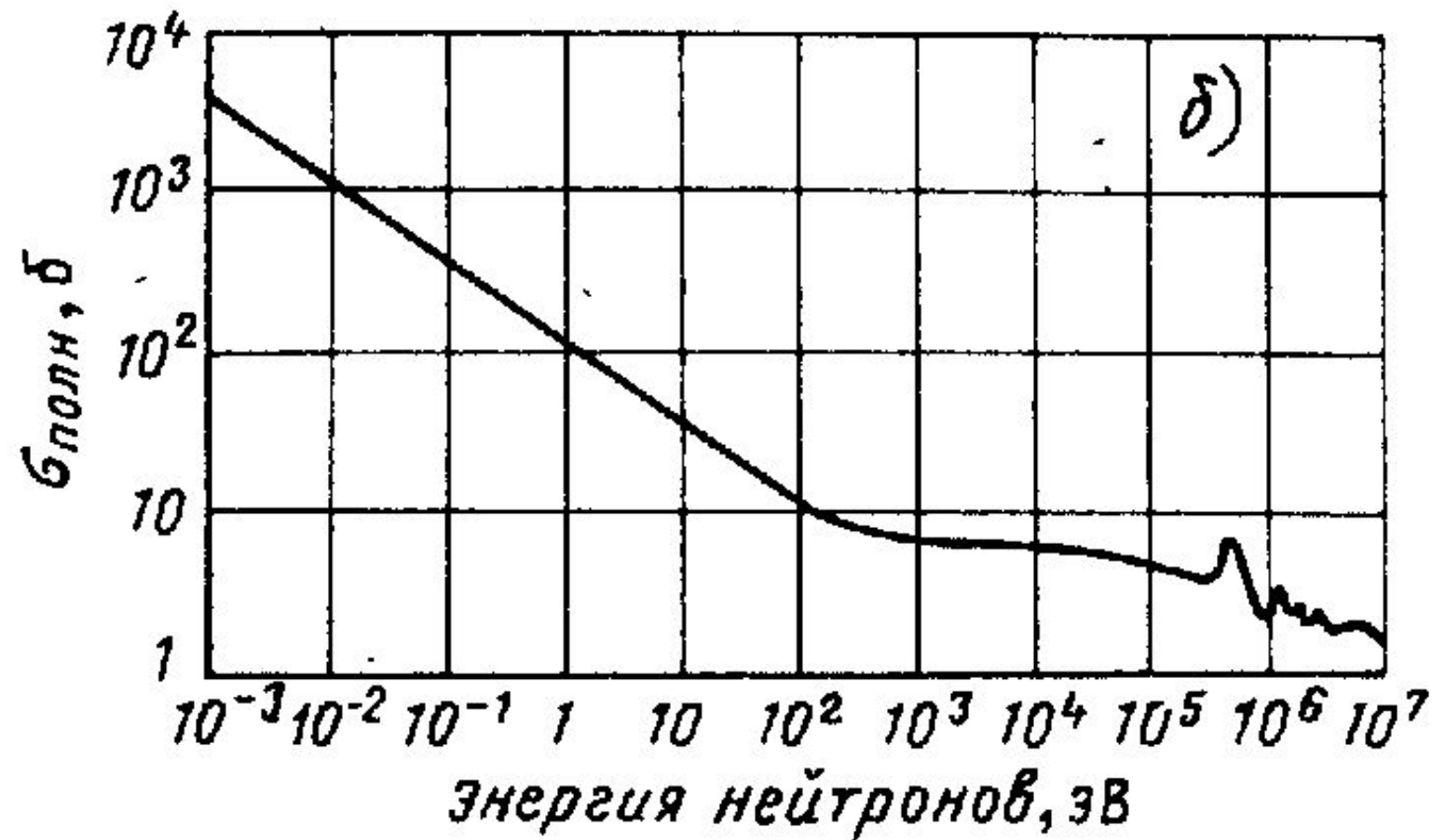
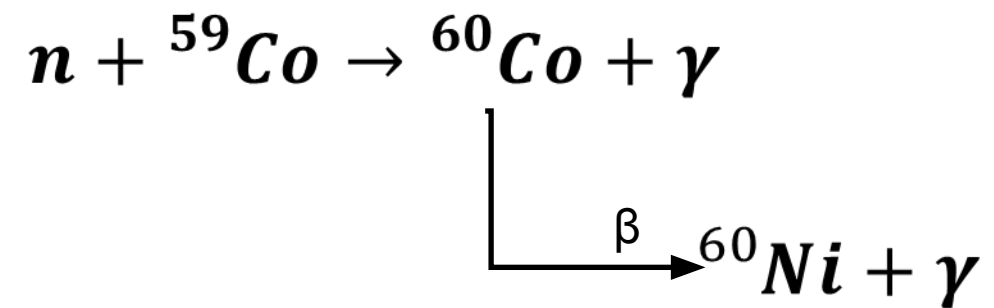


Рис
208

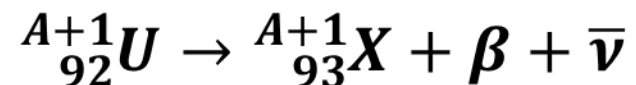
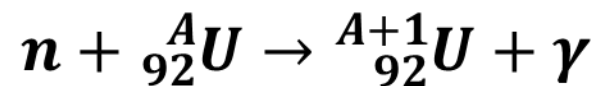
- Радиационный захват используется для получения новых изотопов :



Перерыв

Деление ядер (n,f)

- Открытие. 1938г. Отто Ган и Фриц Штрассман.
- Повторение опытов Ферми 1933г по искусственной β -радиоактивности.
- Ожидалось обнаружить неизвестный трансурановый элемент X



См. лекция 7



Отто Ган и Лиза Мейтнер в лаборатории. 1913 год

commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=16234085



Модель экспериментальной установки, на которой Отто Ган и Фриц Штрассман открыли деление ядра урана в 1938 году.

А.И.
Болоздыня

Открытие деления

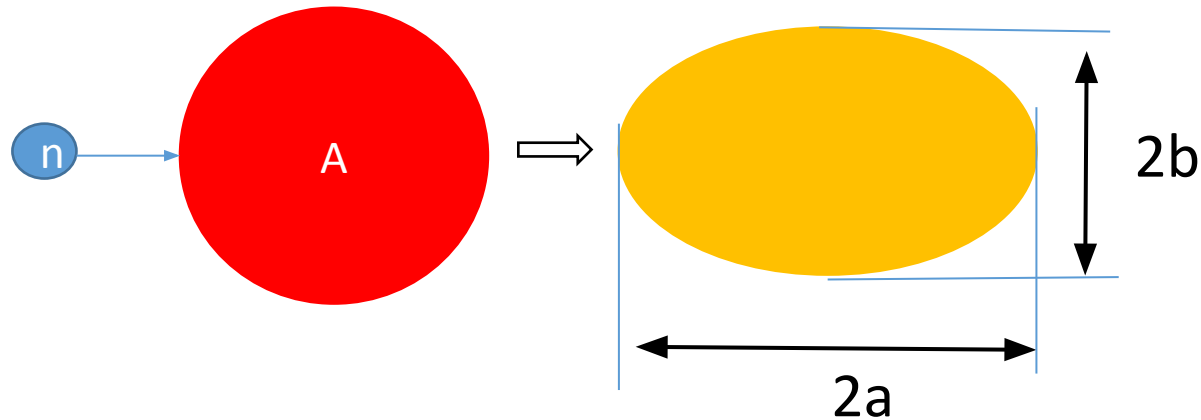
- В опытах обнаружено образование Ba.
- « Как химики мы уверены , что получен именно Ba, хотя как физики совершенно не можем этого объяснить» . О.Г. и Ф.Ш.
- Лиза Мейтнер и Отто Фриш предложили объяснение на основе капельной модели с возбуждением колебаний ядра нейтронами и последующим делением с энерговыделением ~ 200 МэВ. Предсказано выделение криптона

$$Z_{\text{Ba}} + Z_{\text{Kr}} = 56 + 36 = 92$$

Криптон найден О.Г. и Ф.Ш. в 1939г. Они же обнаружили вторичные нейтроны.

- Отто Фриш в 1939г. регистрировал осколки деления с энергией до 200 МэВ.
- Ферми регистрировал β , детектор был закрыт экраном для поглощения α -частиц. Экран задерживал и осколки деления.
- Ида Ноддак 1934г. критиковала выводы Ферми и предположила наличие осколков деления. В 1939 заявила о своем приоритете.
- Теория деления на основе капельной модели создана в 1939г. Н.Бором, Дж. Уиллером и Я.Френкелем (СССР)

Деление ядер в капельной модели



- Если сфера радиуса R деформируется, а U возрастает, то сфера устойчива
- U это сумма поверхностного натяжения и эл.-стат. энергии кулоновского отталкивания

Пусть $a = R(1 + \varepsilon)$ и $b = \frac{R}{\sqrt{1+\varepsilon}}$, ε - параметр деформации сферы R

Объем $V = \frac{4\pi}{3} ab^2 = \frac{4\pi}{3} R^3$ не изменяется

Энергия поверхностного натяжения $\sim S$: $S = 4\pi R^2 \left(1 + \frac{2}{5}\varepsilon^2 + \dots\right)$

$W_{\text{ПН}} = \beta A^{\frac{2}{3}} \approx 17,8 A^{\frac{2}{3}}$ МэВ -сфера

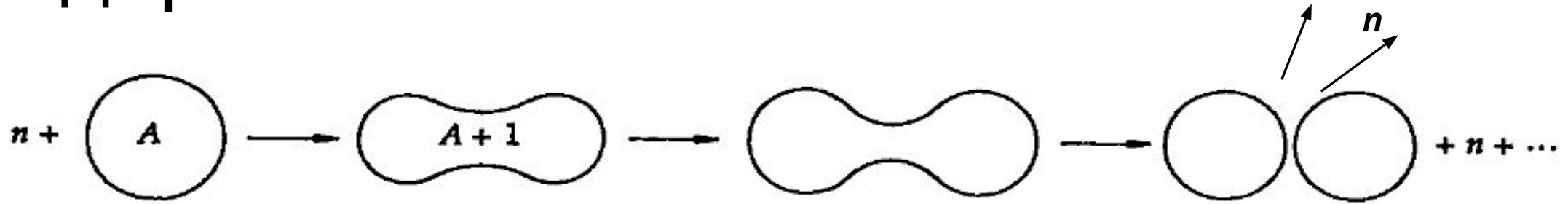
$W_{\text{ПН}} = 17,8 A^{\frac{2}{3}} \left(1 + \frac{2}{5}\varepsilon^2 + \dots\right)$ МэВ –эллипсоид (увеличение с ростом ε)

Эл.-стат. Энергия $\frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{R} \left(1 - \frac{1}{5}\varepsilon^2\right) = W_{\text{К}}$

$\gamma \frac{Z^2 e^2}{R} = 0.71 \frac{Z^2}{A^{1/3}}$ МэВ - сфера

$0.71 \frac{Z^2}{A^{1/3}} \left(1 - \frac{1}{5}\varepsilon^2\right)$ МэВ – эллипсоид (уменьшение с деформацией)

Схематическое изображение деления ядер



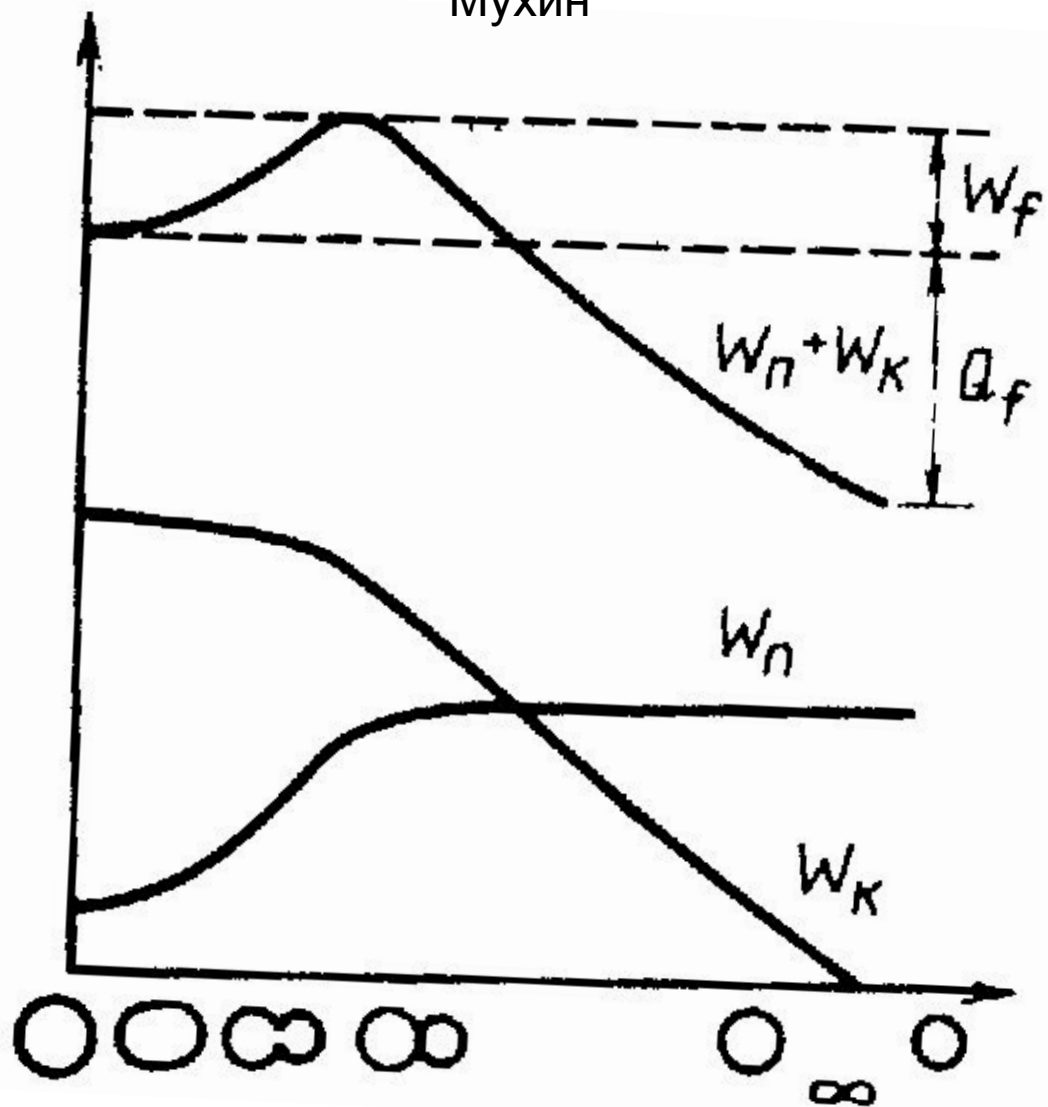
Поглощение
ядром
нейтрона

Переход в
деформированно
е возбужденное
состояние.
Рост кулоновой
энергии, падение
поверхностной
энергии

Переход через
“седловую точку”

Разрыв перетяжки.
Фрагменты переходят в
сферическое состояние,
увеличивая энергию
возбуждения, которая
снимается испусканием
нейтронов

Рис 228,
Мухин



W_f – барьер
деления
 Q_f - энергия
деления

Пусть $A \rightarrow A/2 + A/2$

Изменение энергии

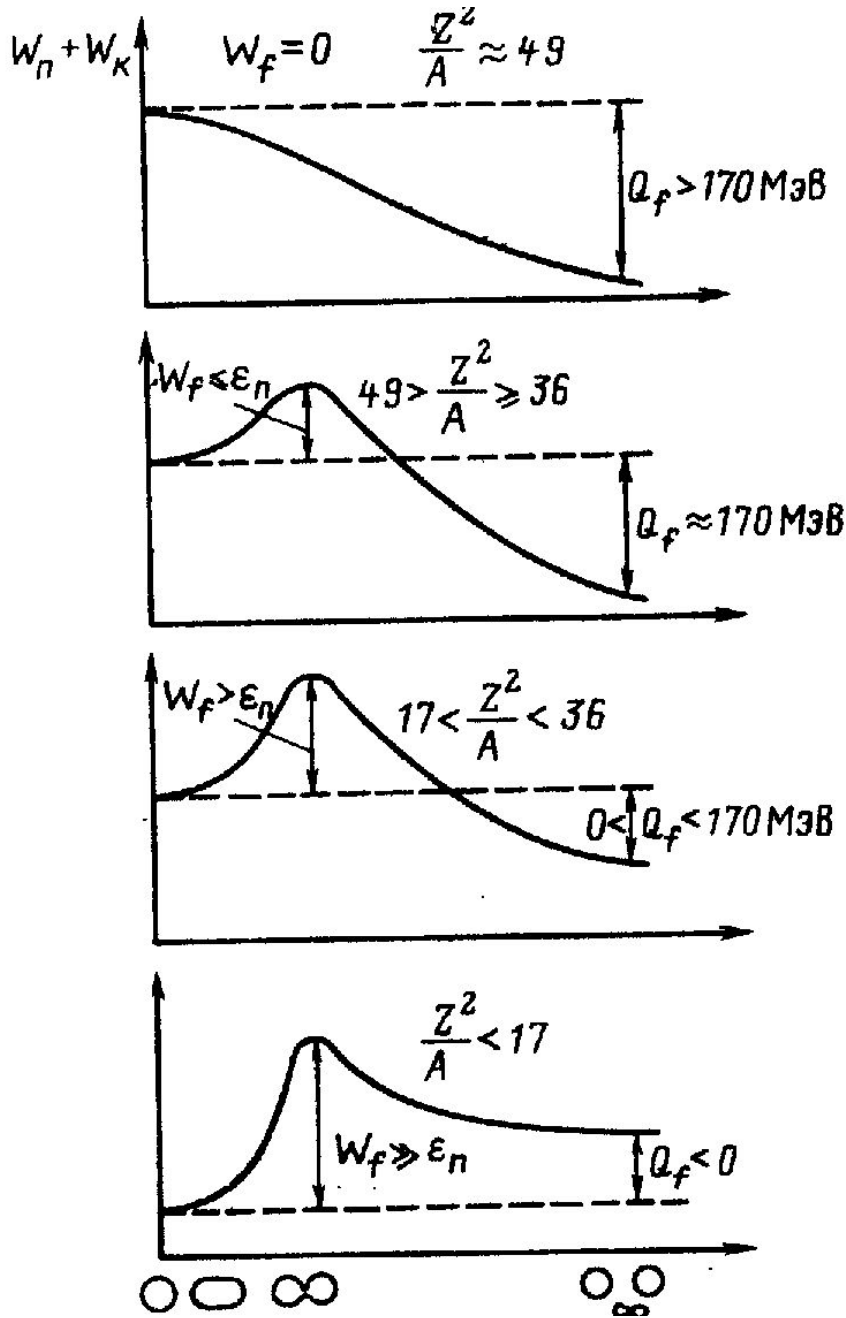
$$\Delta W = \varepsilon \left(\frac{2}{5} 17.8 A^{1/3} - \frac{1}{5} 0.71 \frac{Z^2}{A^{1/3}} \right)$$

$\Delta W > 0$, то капля устойчива

При больших A , эл.-статический член $\sim A^{5/3}$ преобладает.

Критерий устойчивости $\frac{Z^2}{A} < 45$

Все ядра до урана



Отталкивание

Параметр деления $\frac{Z^2}{A}$

притяжение

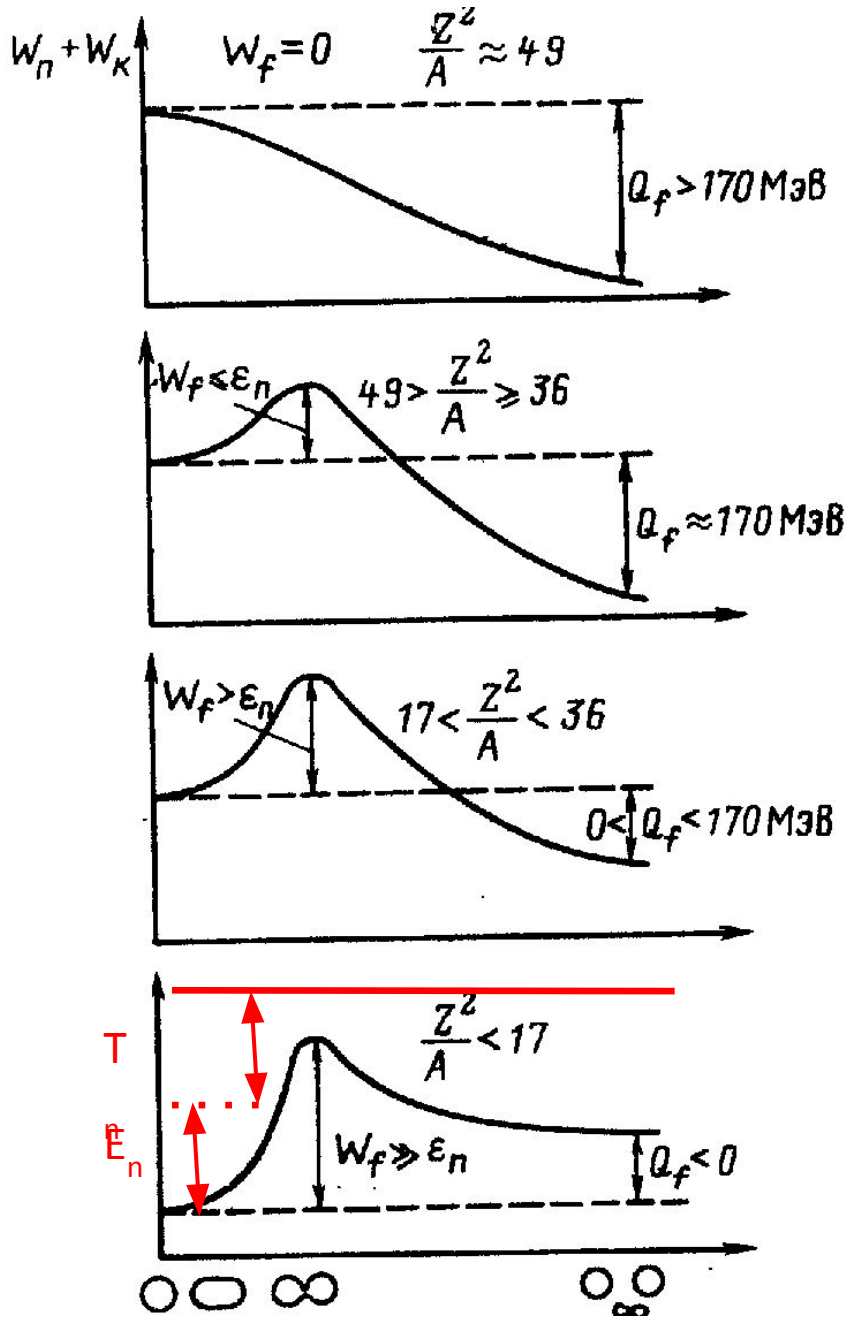
Все ядра до урана устойчивы

Энергия деления $Q_f > 0$ уже при $\frac{Z^2}{A} > 17$

Деление энергетически выгодно, но барьер W_f высок

$Q_f \approx 170 \text{ МэВ}$

$\frac{Z^2}{A} > 35$ ядра делятся при взаимодействии с малоэнергичными n в (n, f)



Параметр деления $\frac{Z^2}{A}$

Отталкивание

притяжение

Все ядра до урана устойчивы

Энергия деления $Q_f > 0$ уже при $\frac{Z^2}{A} > 17$

Деление энергетически выгодно, но барьер W_f высок

$Q_f \approx 170 \text{ МэВ}$

$\frac{Z^2}{A} > 35$ ядра делятся при взаимодействии с малоэнергичными n в (n, f)

$\frac{Z^2}{A} < 35$ ядра делятся при взаимодействии с быстрыми n ($^{10}\text{В}$)

Н.Бор и Уиллер 1939г. вывели правило:

Реакция (n,f) при четном числе N вызывается тепловыми n

при нечетном числе N - быстрыми n.

Т.к. переход от A (чет) к A+1 (нечет) дает выигрыш по энергии связи нейтронов 1-2 МэВ

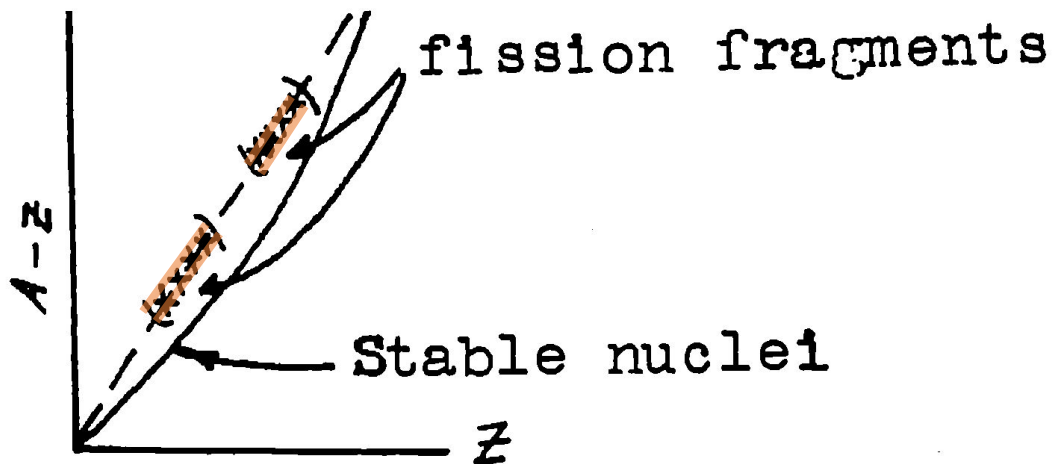
Пример. Изотопы урана 235 и 238

У них энергия связи $E_n=7$ и $E_n=5$ МэВ, соответственно.

Высота барьера деления для ^{238}U $w_f=6\text{МэВ}$

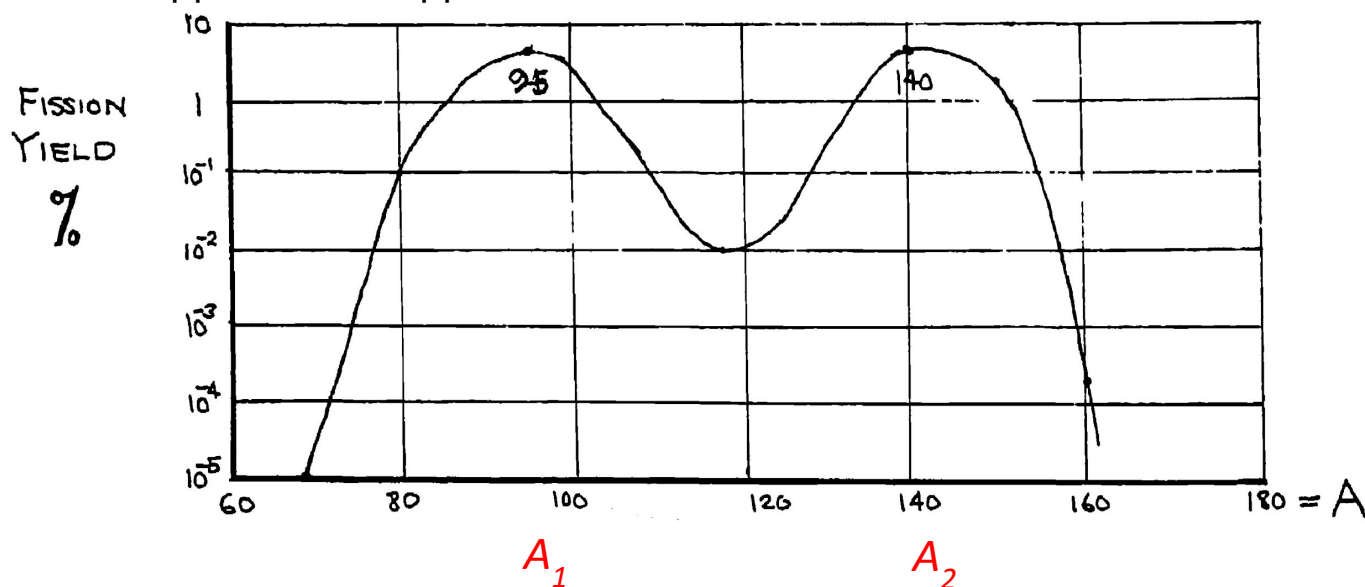
Тепловые нейтроны вызывают распад ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu
имеют четное Z и нечетное N (ядерное горючее)

Осколки деления



$$A_2/\bar{A}_1 = 1,45$$

Выход осколков деления

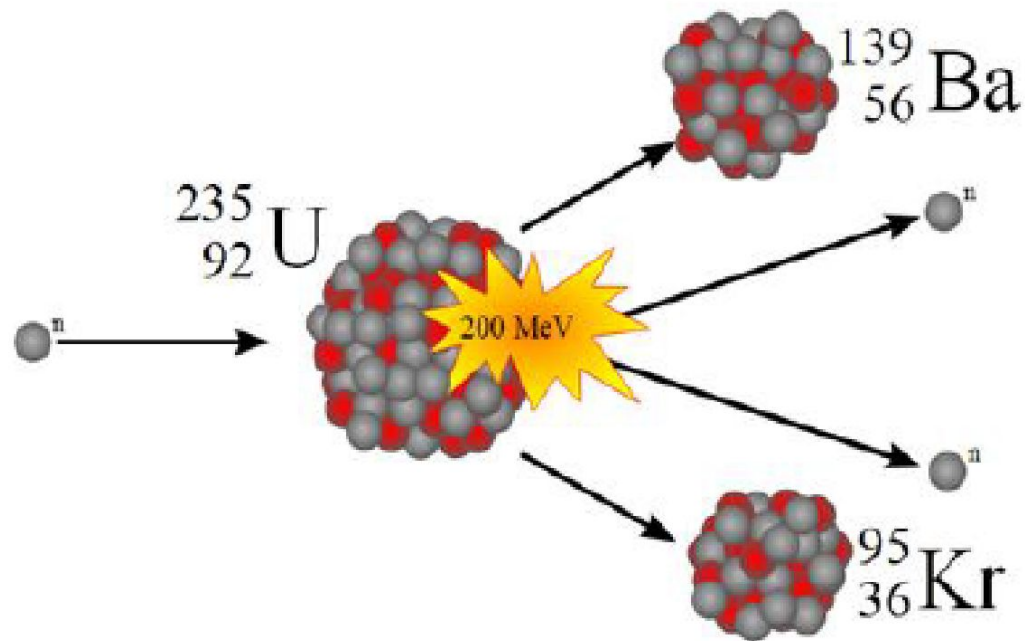


- Капельная модель не может объяснить асимметрию осколков.

С ростом энергии возбуждения асимметрия уменьшается.

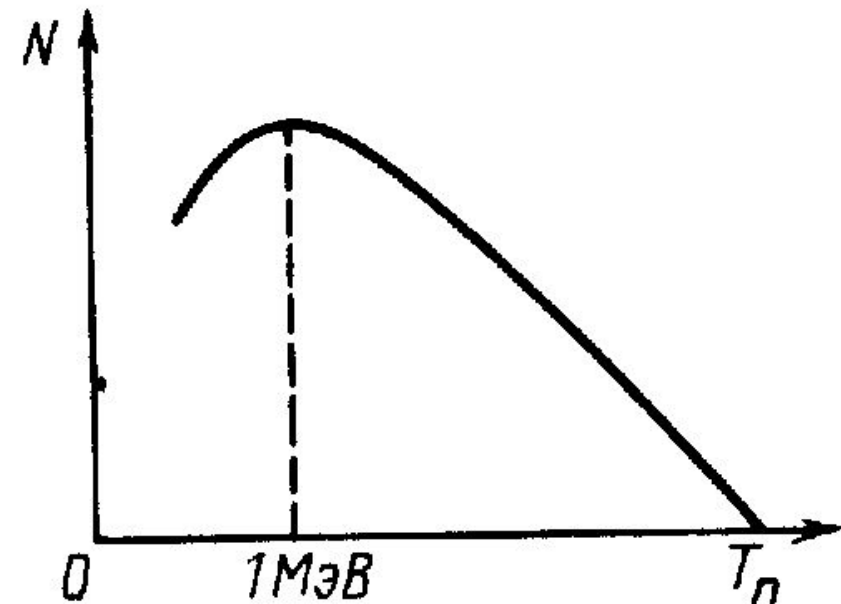
- Осколки деления имеют избыток нейтронов. Переход к ферми,

Мгновенные нейтроны

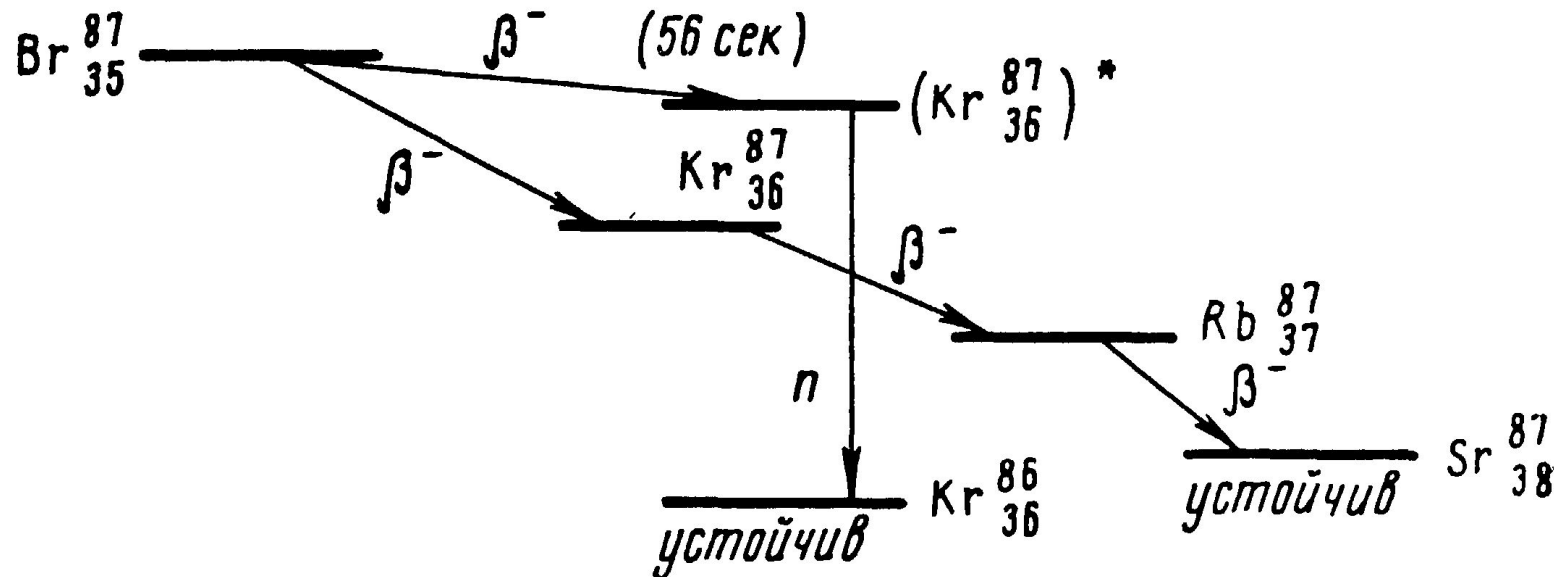


Возникают в момент
деления

Спектр мгновенных нейтронов
имеет максимум около 1МэВ



Запаздывающие нейтроны



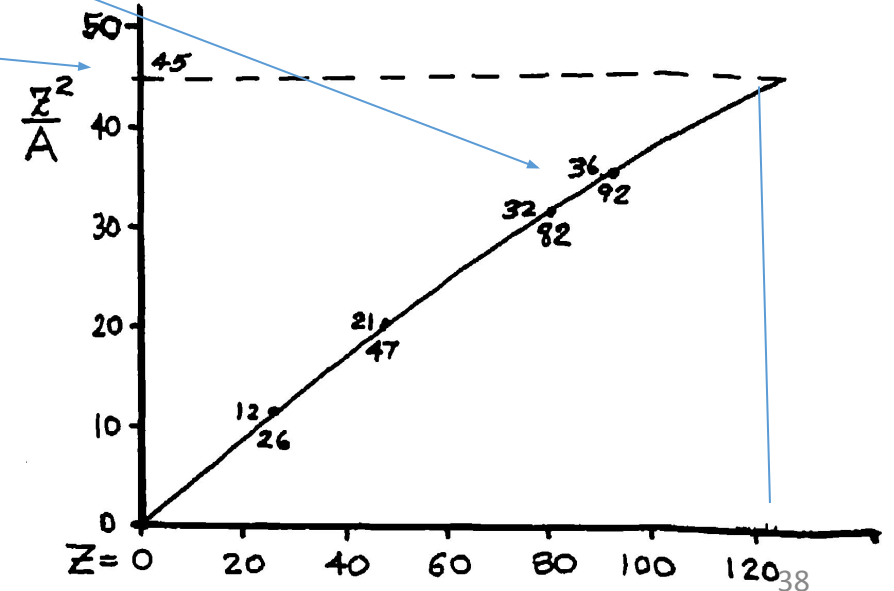
- Br от деления урана.
- Криптон избавляется от лишнего нейтрона через β^- -распад, или, в возбужденном состоянии, через испускание нейтрона.
- Нейтрон вылетает из осколка через 56 секунд после деления. Такие нейтроны называются запаздывающими. Их доля 0.75%, 99.25% - мгновенные нейтроны

Энергетический баланс

- При делении ^{235}U тепловыми нейтронами освобождается энергия порядка 200 МэВ.
 - Кинетическая энергия осколков ~ 167 МэВ
 - мгновенные нейтроны деления ~ 5 МэВ
 - Мгновенные гамма-кванты ~ 7 МэВ
 - Гамма-кванты продуктов деления ~ 6 МэВ
 - β -частицы ~ 5 МэВ
 - Антинейтрино ~ 10 МэВ

Спонтанное деление

- При $\frac{Z^2}{A} > 45$ преобладает спонтанное деление (нет барьера)
- Открыто: Г. Флеров и К.Петржак, 1939г. для U, который относительно стабилен
- Ограничивает область существования стабильных ядер . Только для основного состояния.
- Возможно существование $Z=126$, $A=310$ долгоживущих ядер в изомерном состоянии (остров стабильности)



Ультра-холодные нейтроны (УХН)

- очень медленные нейтроны со скоростями $\lesssim 5$ м/с,

или кинетической энергией $\mathcal{E} \leq 10^{-7}$ эВ

способны к *полному отражению* от поверхности материалов при любых углах падения. Полное отражение таких **УХН** от стенок сосуда позволяет хранить их в течение нескольких минут внутри замкнутых вакуумированных камер в виде своеобразного нейтронного газа.

Термин "УХ" объясняется тем, что примерно такой же энергией обладают молекулы газа при температуре среды $T \sim 10^{-3}$ К.

Время хранения УХН в замкнутых сосудах ограничено временем жизни свободного нейтрона до бета-распада (887 секунд), а также процессами *радиационного захвата* и неупругого рассеяния нейтронов при отражении от стенок сосуда. Практически в сосуде объёмом 50 л можно накопить 10^5 нейтронов и получить время хранения ~ 500 -800 с.