Введение в ядерную физику

Лекция 11

Ядерные реакции с под действием нейтронов

Классификация нейтронов по энергии

- Холодные
- Тепловые 0.025эВ , $T_н = кT = 8.6 \cdot 10^{-6}$ эВ/К ×300К=0.025эВ, v≈2км/с
- Медленные ~1кэВ
- Быстрые ~100 кэВ -10 МэВ

Особенности

- Отсутствие кулоновского барьера

Взаимодействие возможно при самых малых энергиях, $E_{порог}$~kT

-

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

- $^{1}_{0}n + ^{10}_{5}B \rightarrow ^{4}_{2}He + ^{7}_{3}Li + Q$

Q=2.78 МэВ, T_{α}≈1,77МэВ

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,

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

Большая вероятность вылета α частиц , т.к. T_{α}>> *Вкул ,*

- деление на два осколка *(n,f)*

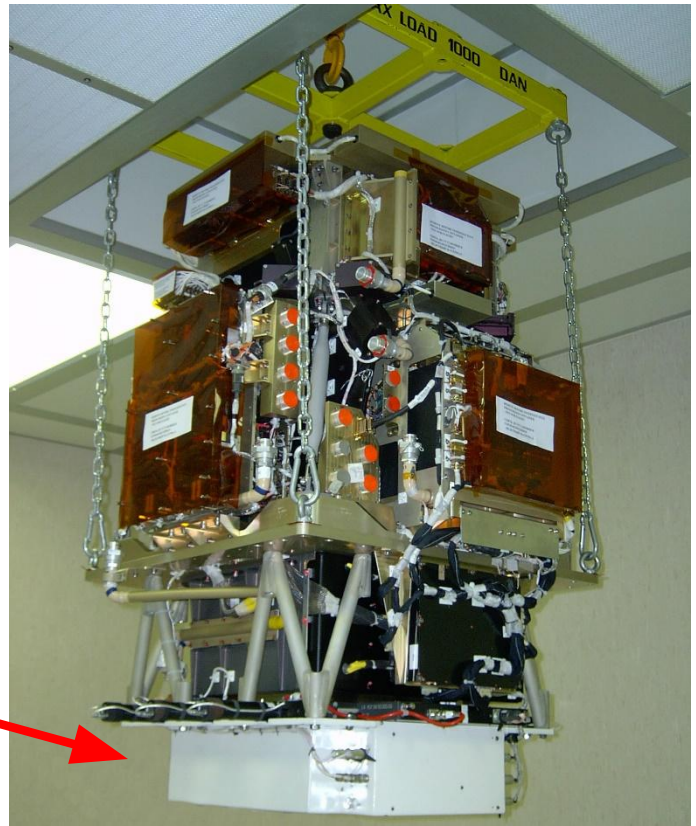
$^{10}_{5}B$ вносится в вещество детекторов или на их стенки

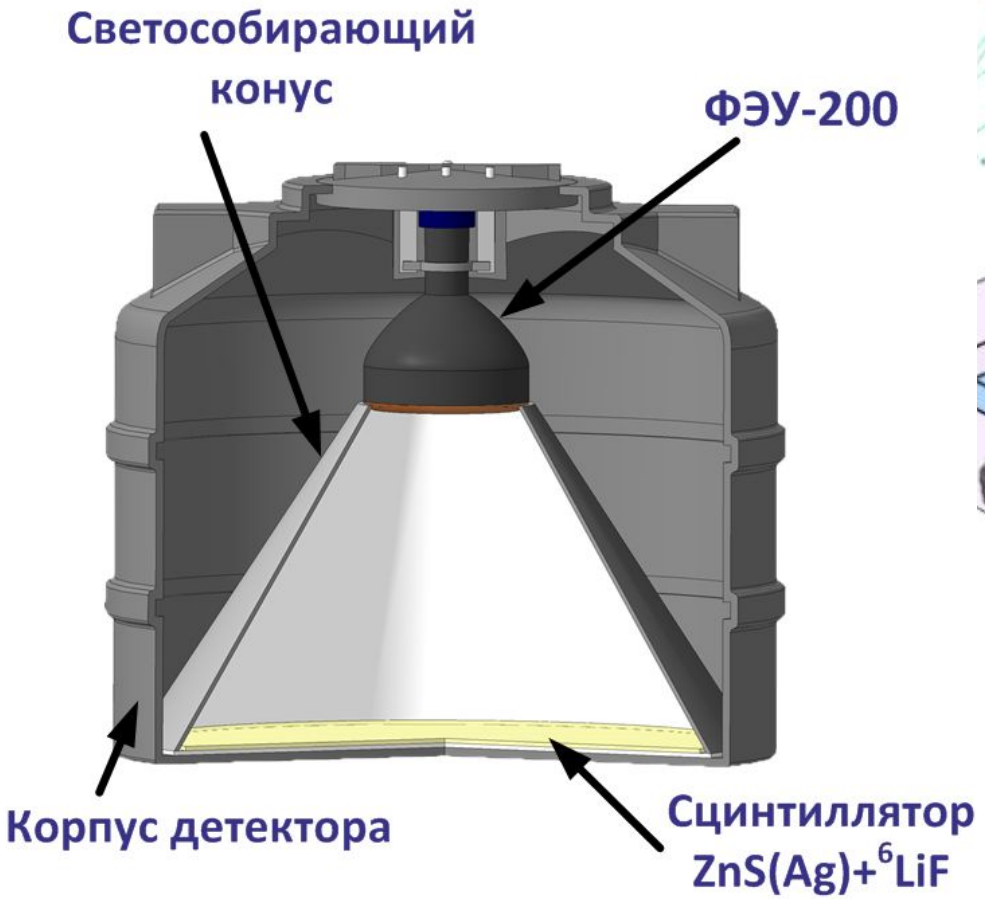
- $n + {}^{6}_{3}Li \rightarrow {}^{3}_{1}H + {}^{4}_{2}He + 4.5$ МэВ сечение 900 барн

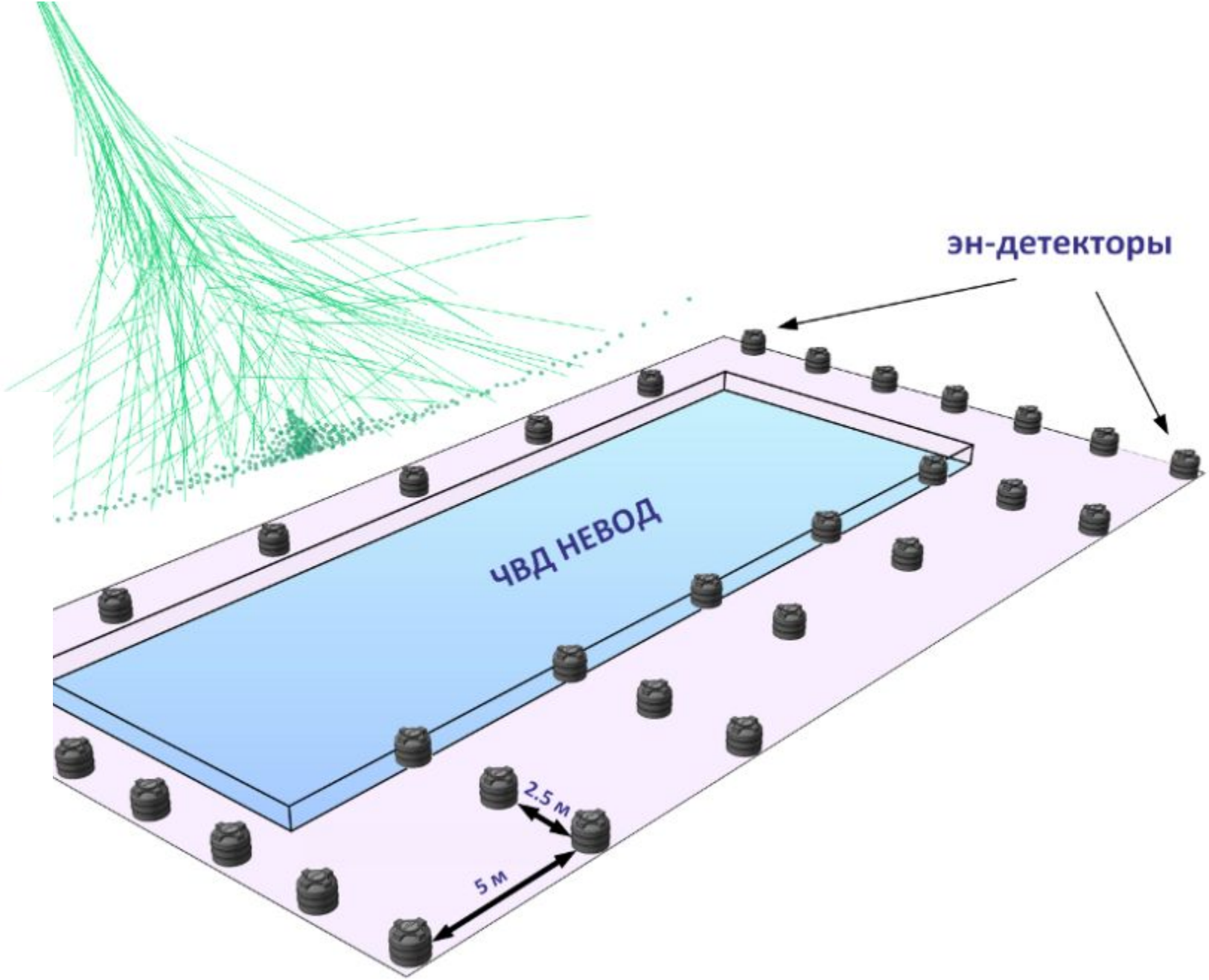
- Нейтроны в гелиевых счетчиках регистрируются с помощью реакции ^{3}He + n → ^{3}H + p + 780 кэВ, сечение которой для тепловых нейтронов составляет σ = 5320 б.

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

Предназначен для разделения позитронов




Светособирающий конус
ФЭУ-200
Корпус детектора
Сцинтиллятор
ZnS(Ag)+^{6}LiF

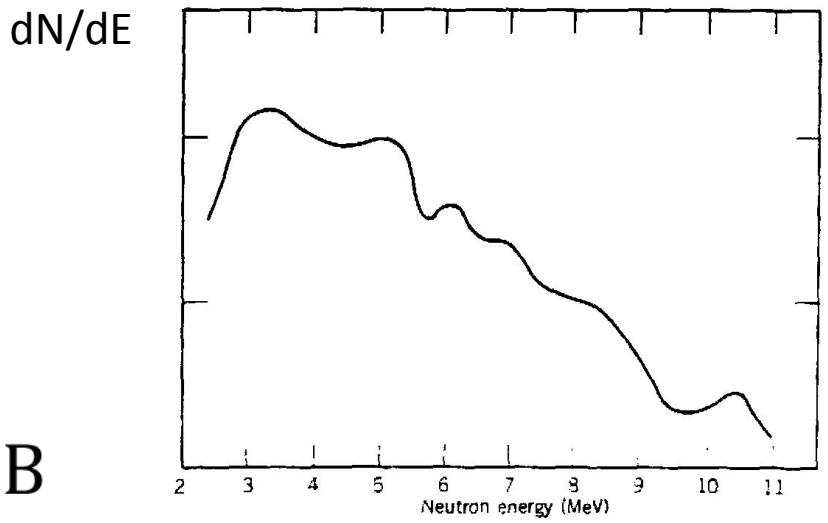

эн-детекторы
ЧВД НЕВОД
2.5 м
5 м

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

$n + {}^{12}_{6}C \rightarrow {}^{11}_{6}C + 2n$,$T_{порог}$=20МэВ

${}^{11}_{6}C \xrightarrow{\beta+} {}^{11}_{5}B$,$T_{1/2}$=20мин

Источники нейтронов



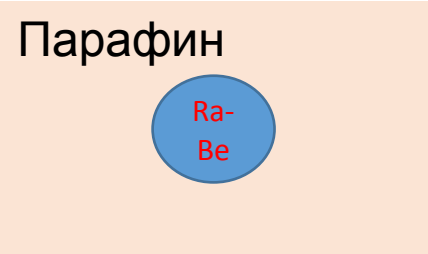
- Радиоактивные :

$$\alpha + {}^{9}_{4}Be \rightarrow {}^{12}_{6}C + n + 5{,}5\ \text{МэВ}$$

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

Для получения тепловых нейтронов используется парафиновый замедлитель

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



Po-Be полониево-берилливый
B(α,n)N
F(α,n)Na

~10^7 нейтронов в секунду на 1 г

Фотонейтроны (γ,n)

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

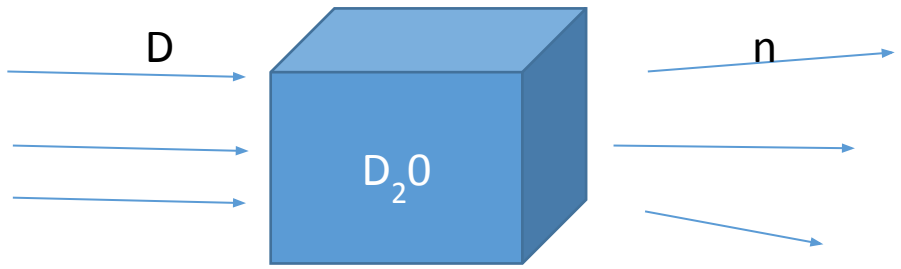
$$\gamma + {}^{9}_{4}Be \rightarrow {}^{8}_{4}Be + n, \qquad E_{\text{пор}} = 1{,}6\ \text{МэВ}$$

$$\gamma + {}^{2}_{1}H \rightarrow p + n, \qquad E_{\text{пор}} = 2{,}23\ \text{МэВ}$$

Преимущество заключается в получении монохроматического потока нейтронов.

Для практической оценкки : 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:

$$^{2}_{1}H + ^{2}_{1}H \rightarrow ^{3}_{2}He + n + 3{,}2\ \text{МэВ}$$

$$^{2}_{1}H + ^{2}_{1}H \rightarrow ^{3}_{1}H + p$$

Реакции равновероятны.

Можно использовать пучок протонов от ускорителя

$$^{1}_{1}H + ^{7}_{3}Li \rightarrow ^{7}_{4}Be + n - 1{,}67\ \text{МэВ}$$

Для получения более быстрых нейтронов используется реакция

$$^{2}_{1}H + ^{3}_{1}H \rightarrow ^{4}_{2}H + n + 17.8\ \text{МэВ}$$

Реактор

Открытие нейтрона

1932 г. Дж. Чедвик

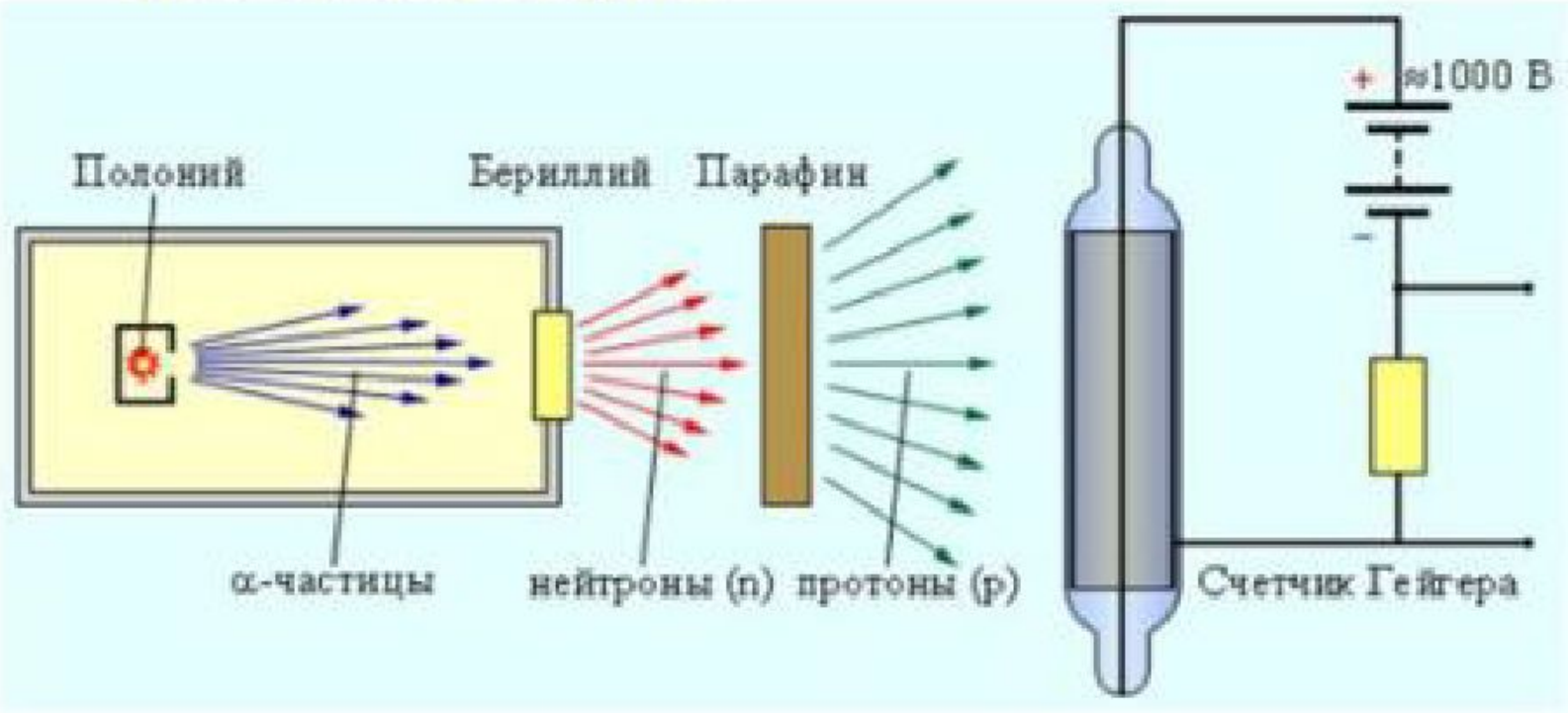


Схема установки для обнаружения нейтронов

Реакция образования n:

$$^{209}_{84}Po \xrightarrow{p/a} {}^{4}_{2}\alpha + {}^{205}_{82}Pb$$

$$\alpha + {}^{9}_{4}Be \rightarrow {}^{1}_{0}n + {}^{12}_{6}C$$

Регистрация нейтронов в счетчике Гейгера (газ BF_3):

$$^{1}_{0}n + {}^{10}_{5}B \rightarrow \alpha + {}^{7}_{3}Li + Q = 4.5\ МэВ$$

масса нейтрона

m_n = 1,67493·10^{-27} кг = 1,008665 а. е. м.

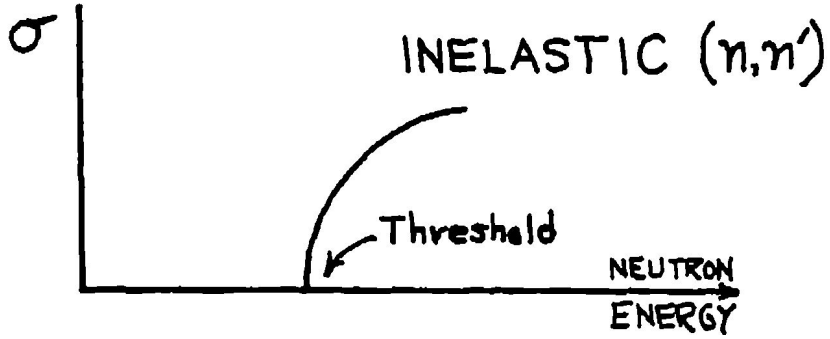
Взаимодействие нейтронов

- Неупругое рассеяние A(n,n’)A*

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

из $T_n' = \frac{M_A}{m_n + M_A} T_n$

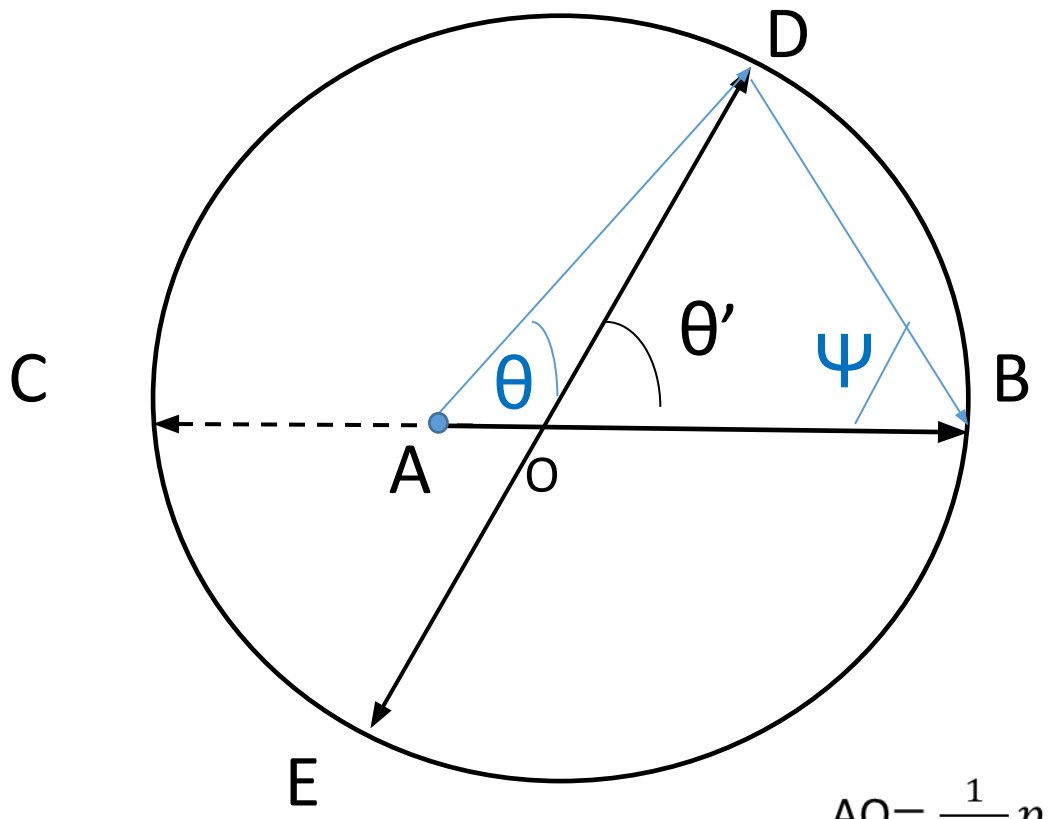
- Если T_n < (энергия возбуждения), реакция не идет (рис. Л10, слайд 25)
- Не играет роли в области энергий ниже нескольких кэВ



Упругое рассеяние нейтронов

- A(n,n)A, Q=0. Часть энергии передается ядру $\rightarrow$ идет замедление нейтронов до тепловых энергий (T_n=0.025эВ =3/2kT, T=300K)
- $\frac{T_я}{T_n} = \frac{4Mm}{(M+m)^2}\cos^2\theta$
- На водороде $\bar{T} = \frac{T_n}{2}$
- $\bar{N} \approx \ln(\frac{T_n}{T})$ – 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 $p^{*\prime}$

OE– импульс ядра в СЦИ $p_2^{*\prime}$

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

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

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

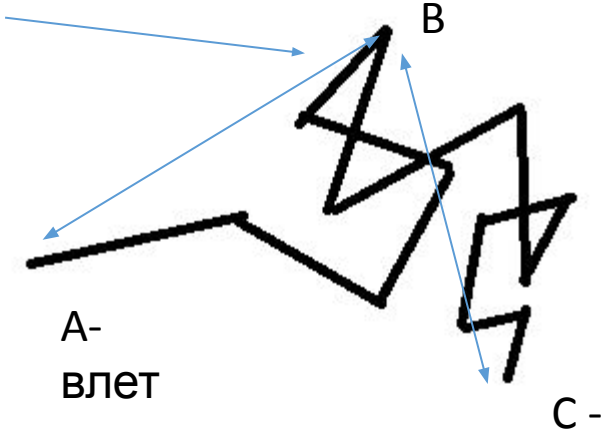
Диффузия нейтронов

- После замедления до тепловых энергий (в точке B 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

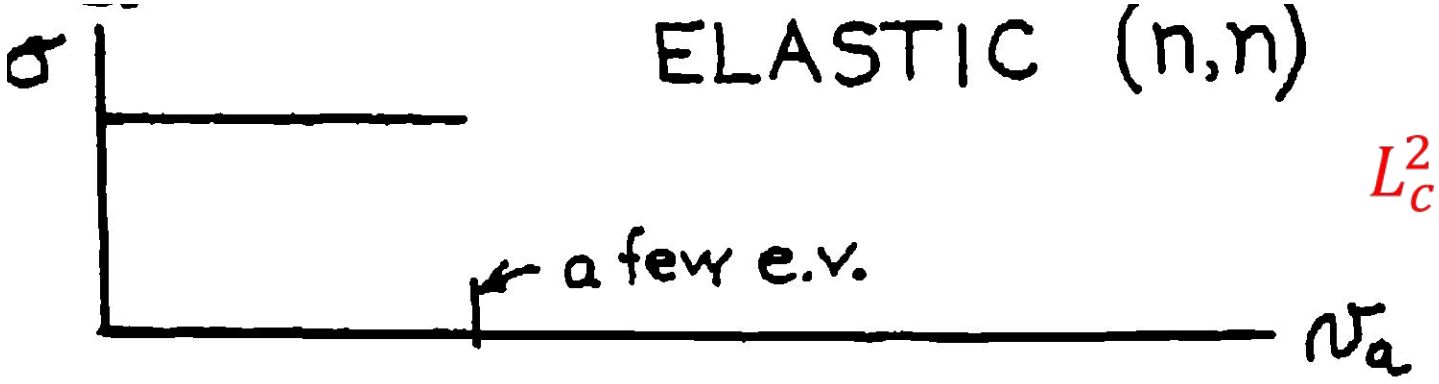
$\sigma(A \to B) \approx \frac{1}{\pi\hbar^4}\frac{p_b^2}{v_a v_b}|VM|^2(\dots)(\dots)$~$(m_n)^2$= const

При низких энергиях M~const

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

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

L_c^2 - из уравнения диффузии

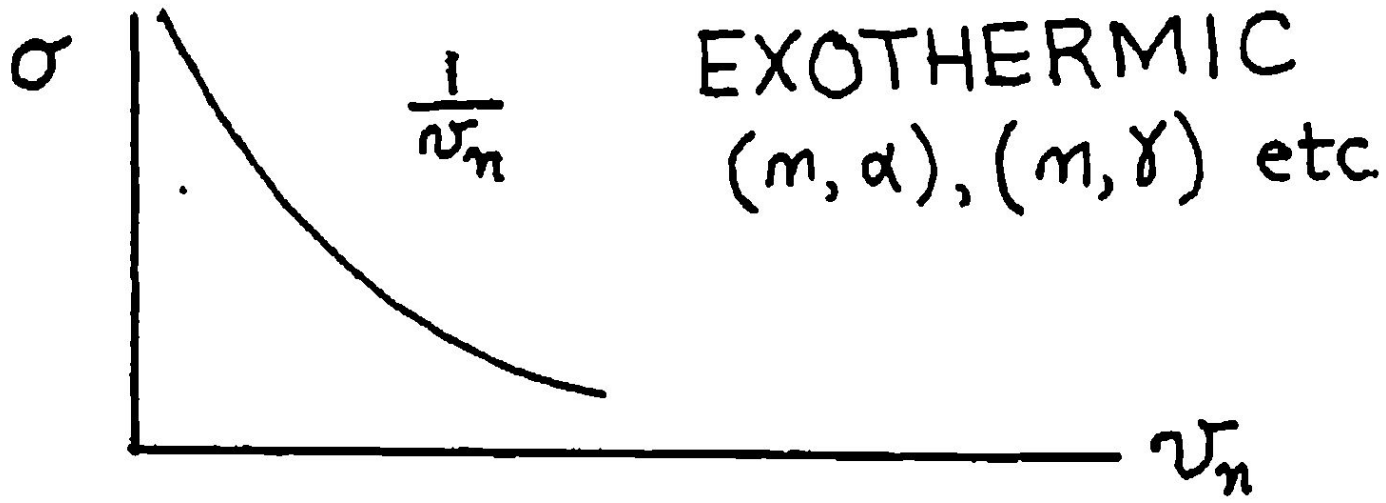


Экзотермические (n,α), (n,p), (n,γ)

- Экзотермические Q~1МэВ , энергия нейтрона мала ~1эВ, поэтому v_b=const

$$\frac{p_b^2}{v_a v_b} \propto \frac{1}{v_a}$$

Закон $\frac{1}{v}$



Радиационный захват (n,γ)

- Согласно дисперсионной формуле Брейта-Вигнера :

$$\sigma(n,\gamma) = \pi\lambda\!\!\!^{-2}\frac{\Gamma_n\Gamma_\gamma}{(T-T_0)^2+\left(\Gamma/_2\right)^2}$$

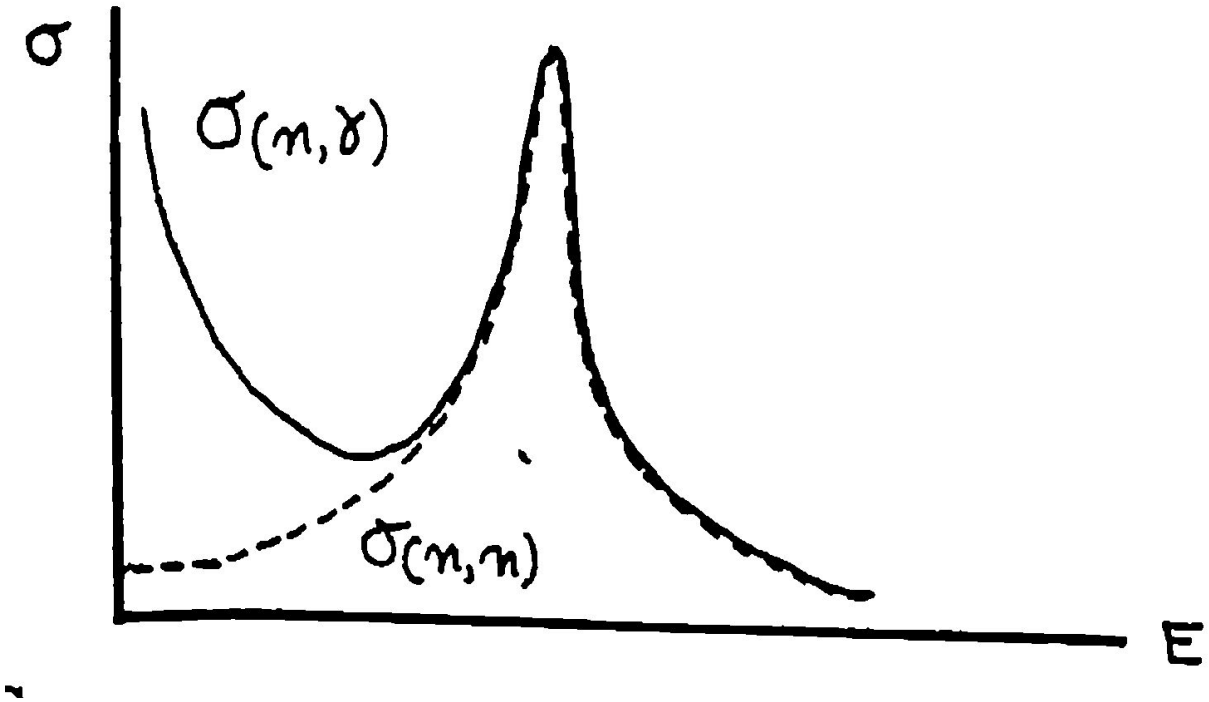
- В области резонанса

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

- При малых энергиях $\Gamma_n \ll \Gamma_\gamma$, то $\Gamma \approx \Gamma_\gamma$

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

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



Радиационный захват Cd(n,γ)

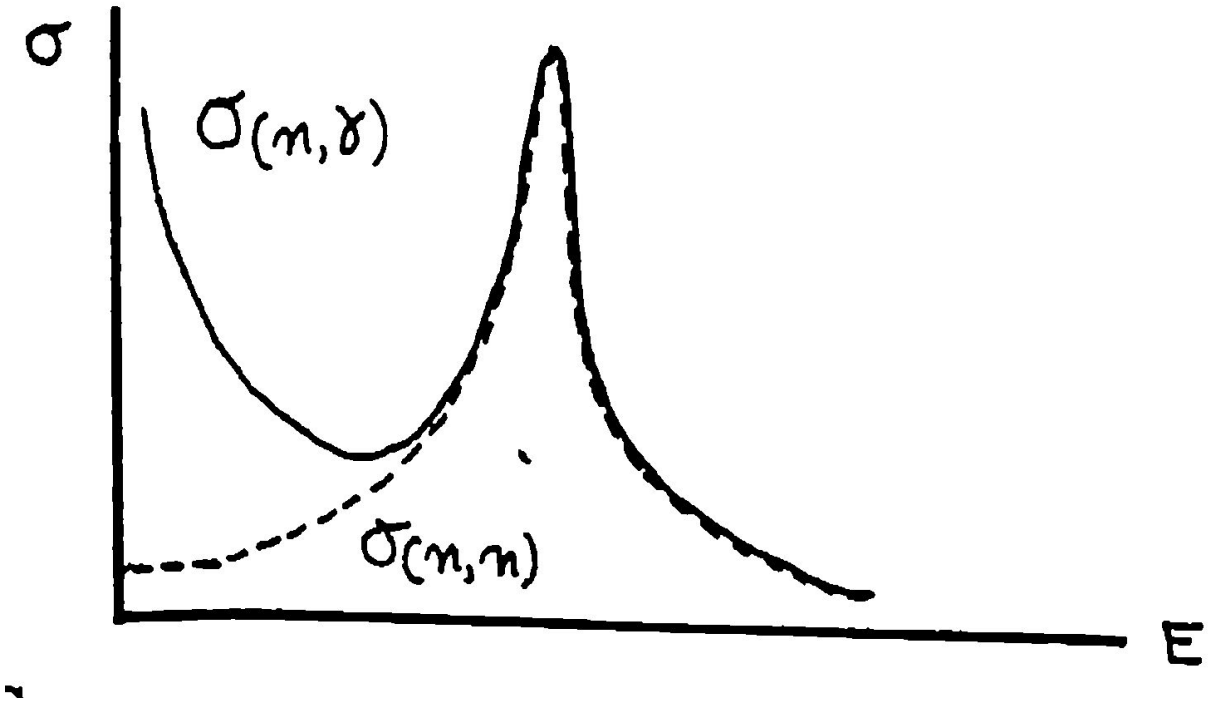
- При малых энергиях возрастание сечения из-за увеличения длины волны $\boxed{\boldsymbol{\sigma(n,\gamma)\sim 1/v}}$
- У Cd есть резонанс при T_0=0.18эВ
- $\boldsymbol{\sigma(n,\gamma)}$~7800 *б* у природной смеси изотопов

^{113}Cd $\boldsymbol{\sigma(n,\gamma)}$~60000 *б*

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

Используется для защиты от тепловых нейтронов.

^{135}Xe сечение 3×10^6б



Пример. Сечение Cd

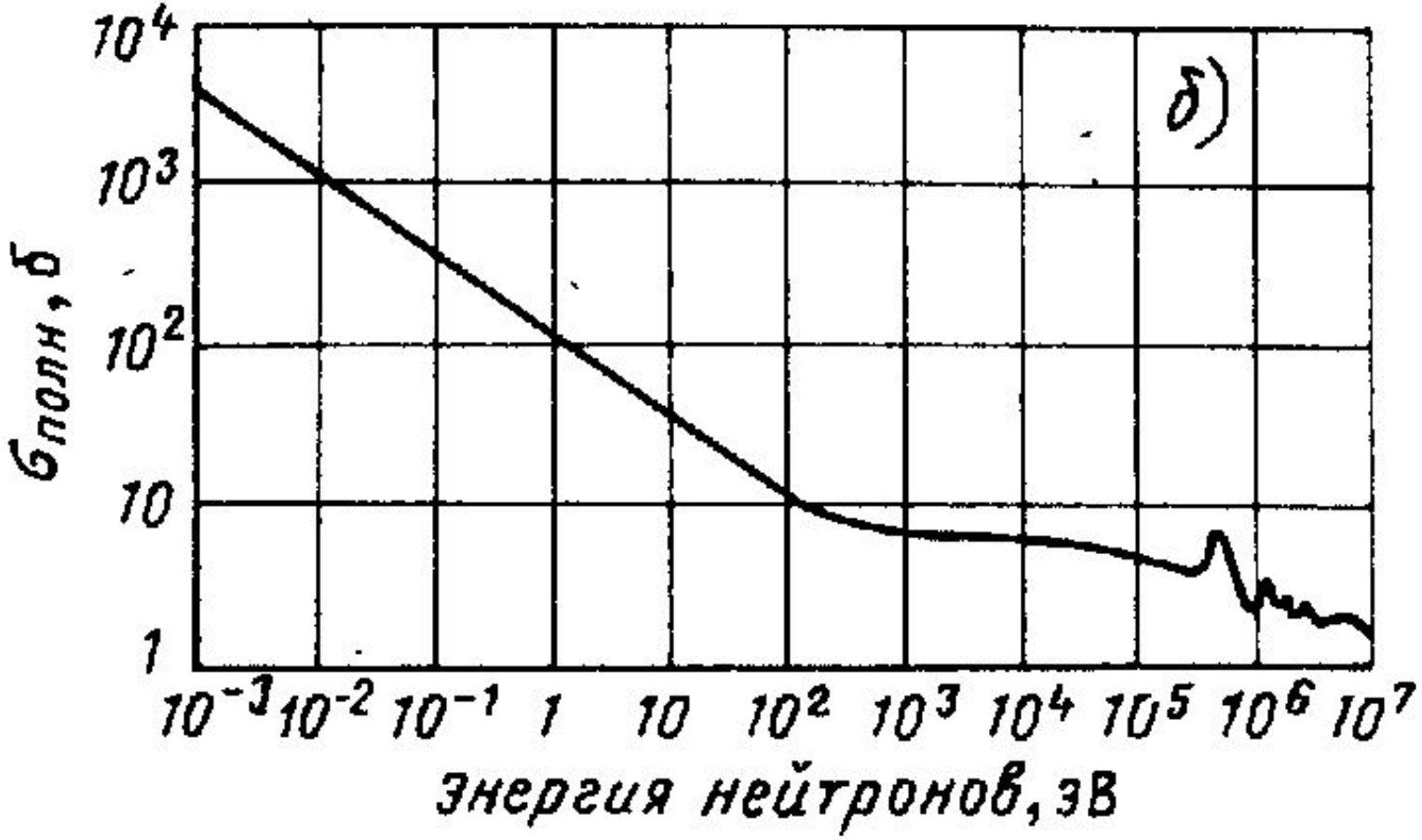


Рис 208

- Радиационный захват используется для получения новых изотопов :

$$n + {}^{59}Co \rightarrow {}^{60}Co + \gamma$$

$$\xrightarrow{\beta} {}^{60}Ni + \gamma$$

Перерыв

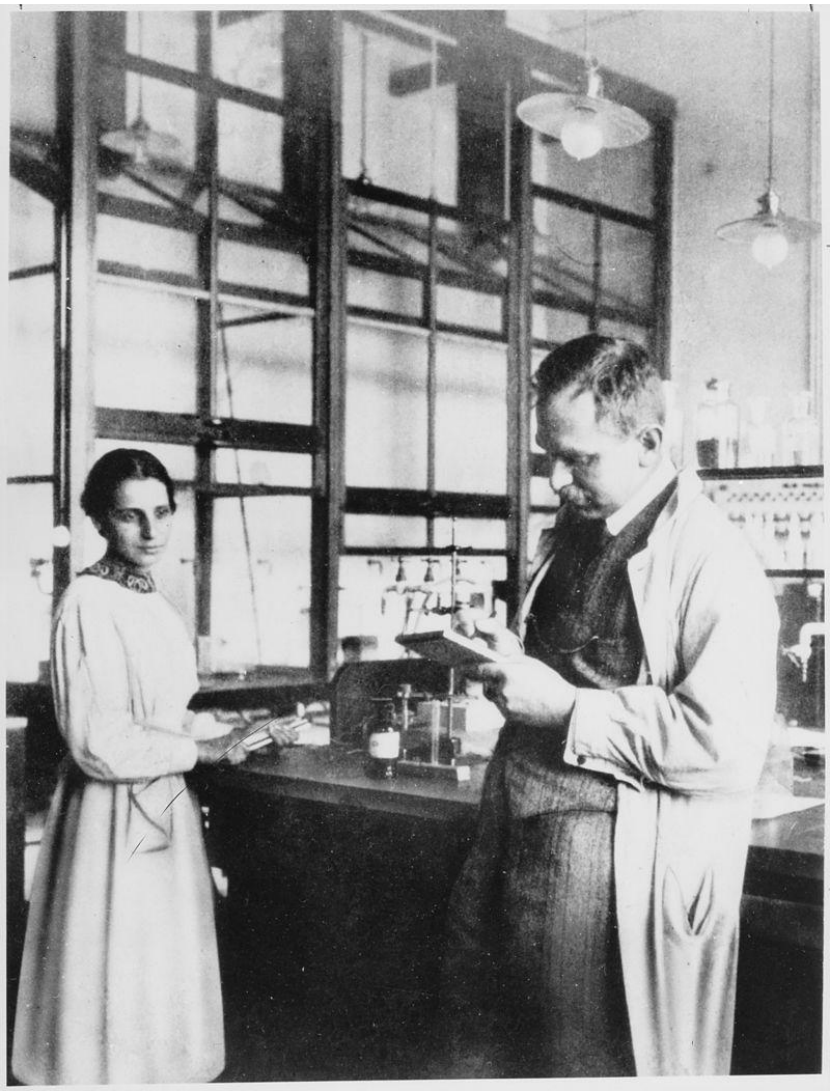
Деление ядер (n,f)

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

$$n + {}_{92}^{A}U \rightarrow {}^{A+1}_{92}U + \gamma$$

$${}^{A+1}_{92}U \rightarrow {}^{A+1}_{93}X + \beta + \bar{\nu}$$

См. лекция 7



Отто Ган и Лиза Мейтнер в лаборатории. 1913 год
mmons.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

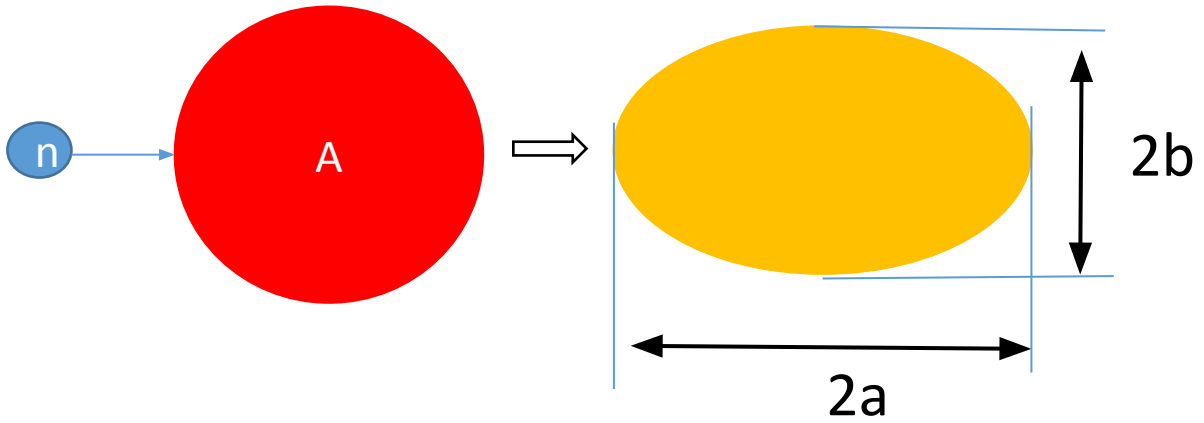
- В опытах обнаружено образование Ba.
- « Как химики мы уверены , что получен именно Ba, хотя как физики совершенно не можем этого объяснить» . О.Г. и Ф.Ш.
- Лиза Мейтнер и Отто Фриш предложили объяснение на основе капельной модели с возбуждением колебаний ядра нейтронами и последующим делениеми энерговыделением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

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

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 ~ S : $S = 4\pi R^2 \left(1 + \frac{2}{5}\varepsilon^2 + \cdots\right)$

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

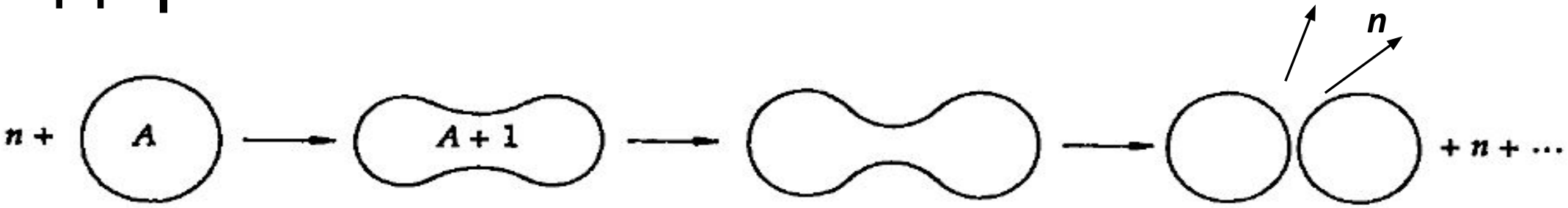
$W_{\text{пн}} = 17{,}8 A^{\frac{2}{3}} \left(1 + \frac{2}{5}\varepsilon^2 + \cdots\right)$ МэВ –эллипсоид (увеличение с ростом ε)

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

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

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

Схематическое изображение деления ядер



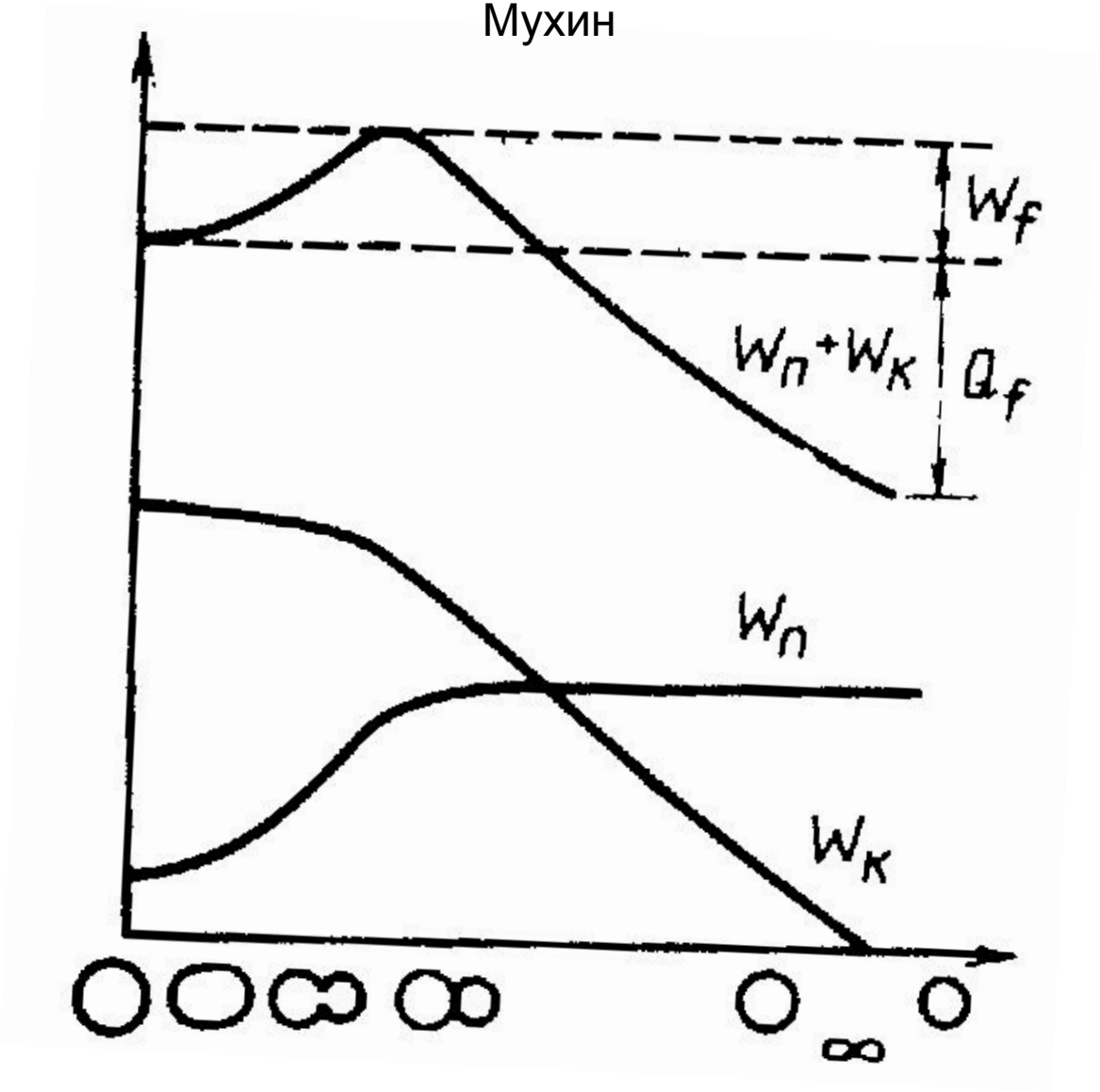
Поглощени е ядром нейтрона

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→A/2 +A/2

Изменение энергии

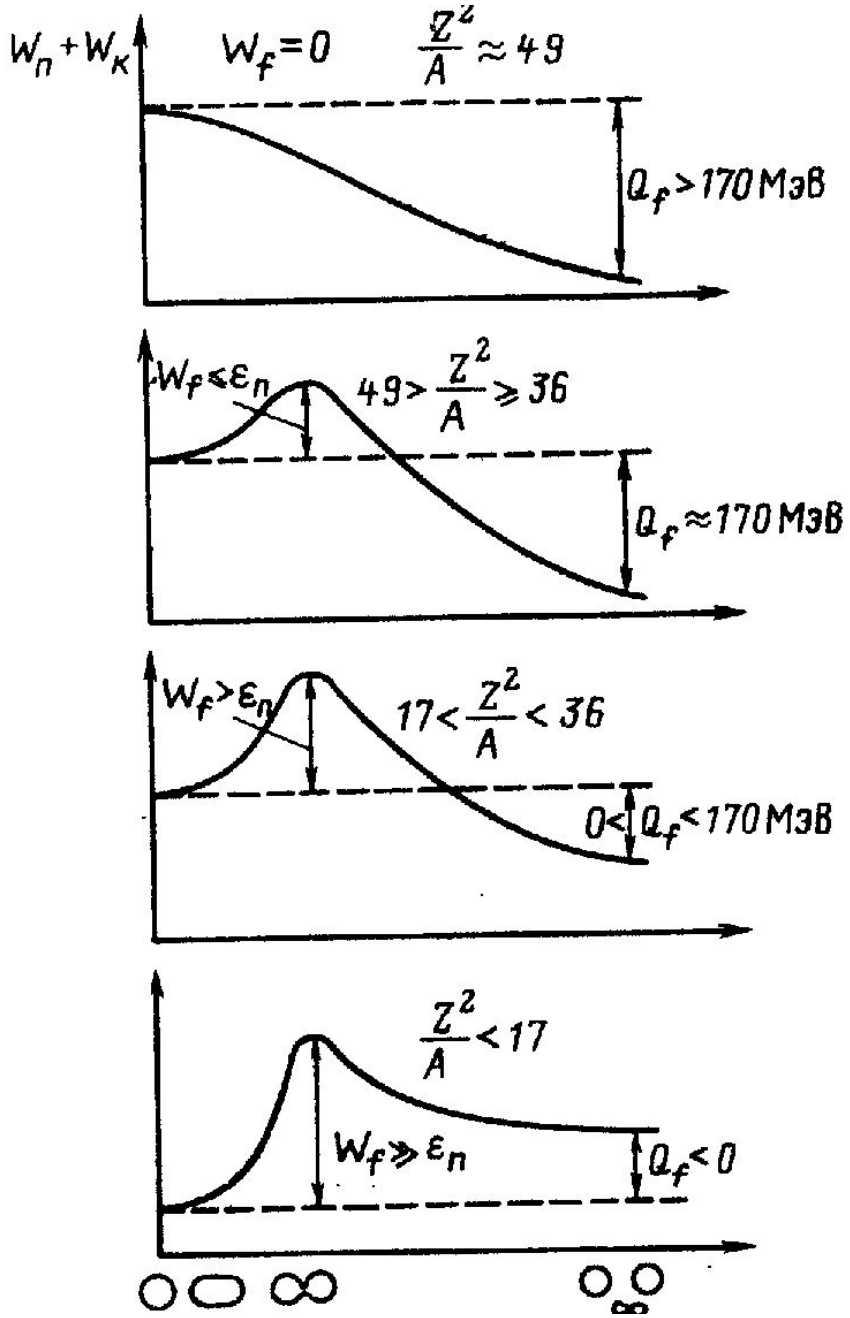
$$\Delta W = \varepsilon\left(\frac{2}{5}17.8A^{1/3} - \frac{1}{5}0.71\frac{Z^2}{A^{1/3}}\right)$$

ΔW>0 , то капля устойчива

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

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

Все ядра до урана



Мухин. Рис

Отталкивание

Параметр деления $\frac{Z^2}{A}$

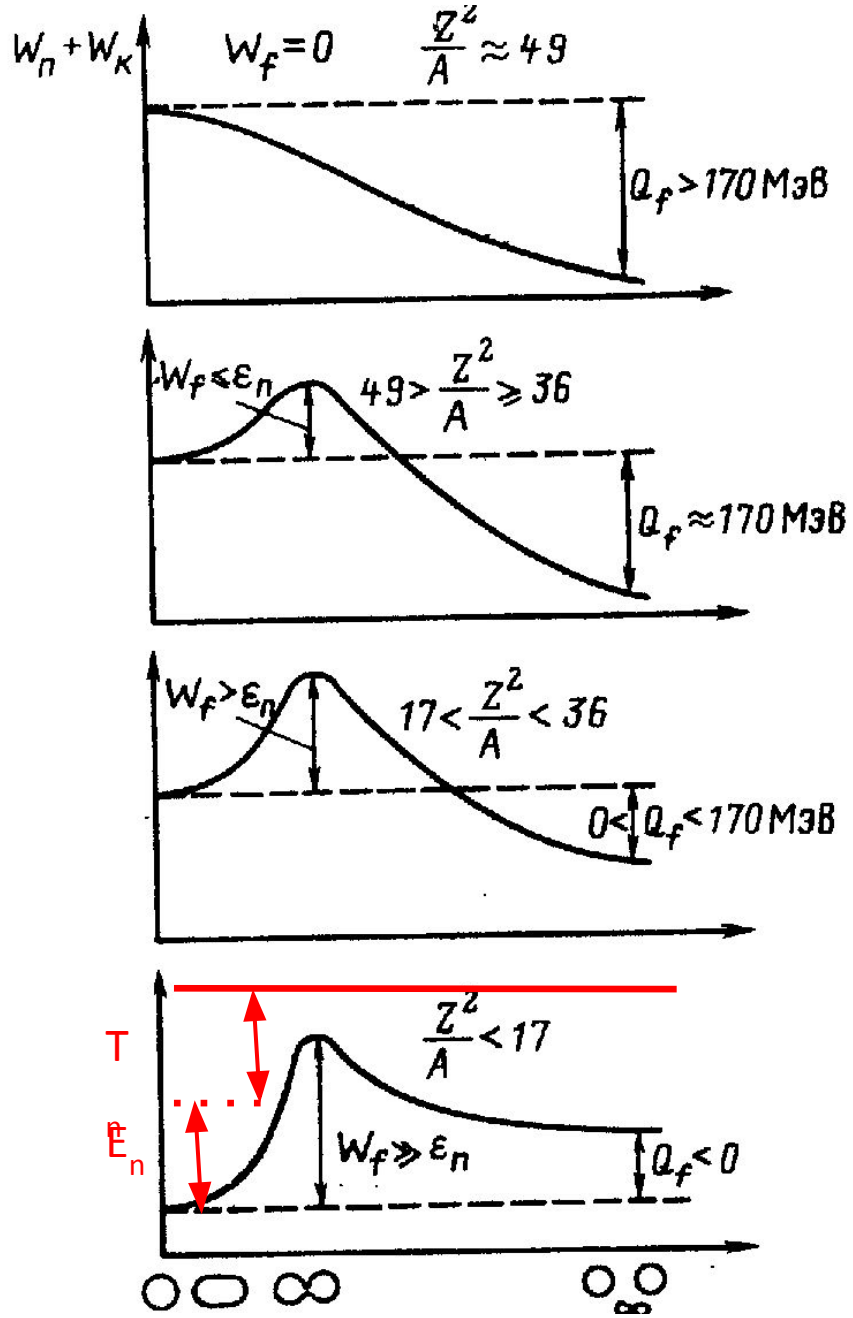
притяжение

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
$Q_f \approx 170$МэВ

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



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
$Q_f \approx 170$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}B)

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 А (чет) к А+1 (нечет) дает выигрыш по энергии связи нейтронов 1-2 МэВ

Пример. Изотопы урана 235 и 238

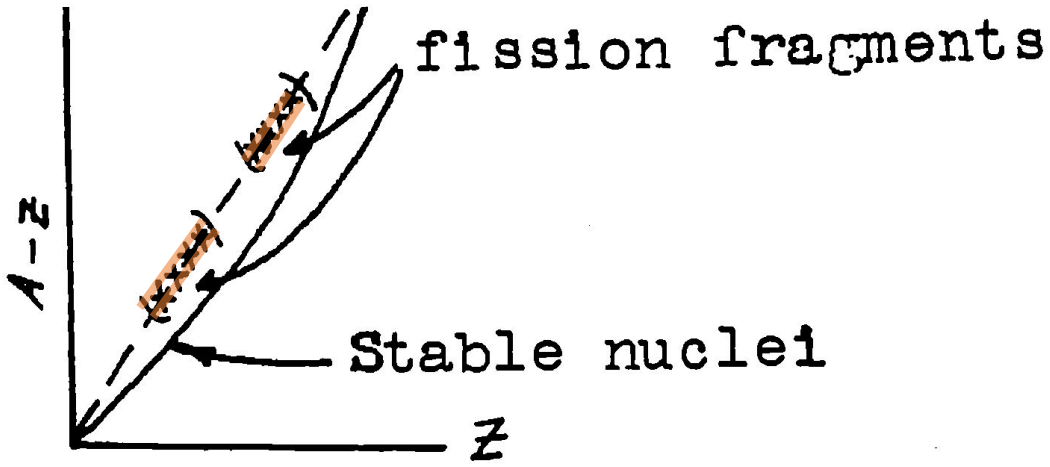
У них энергия связи En=7 и En=5 МэВ, соответственно.

Высота барьера деления для ^{238}U W_f= 6МэВ

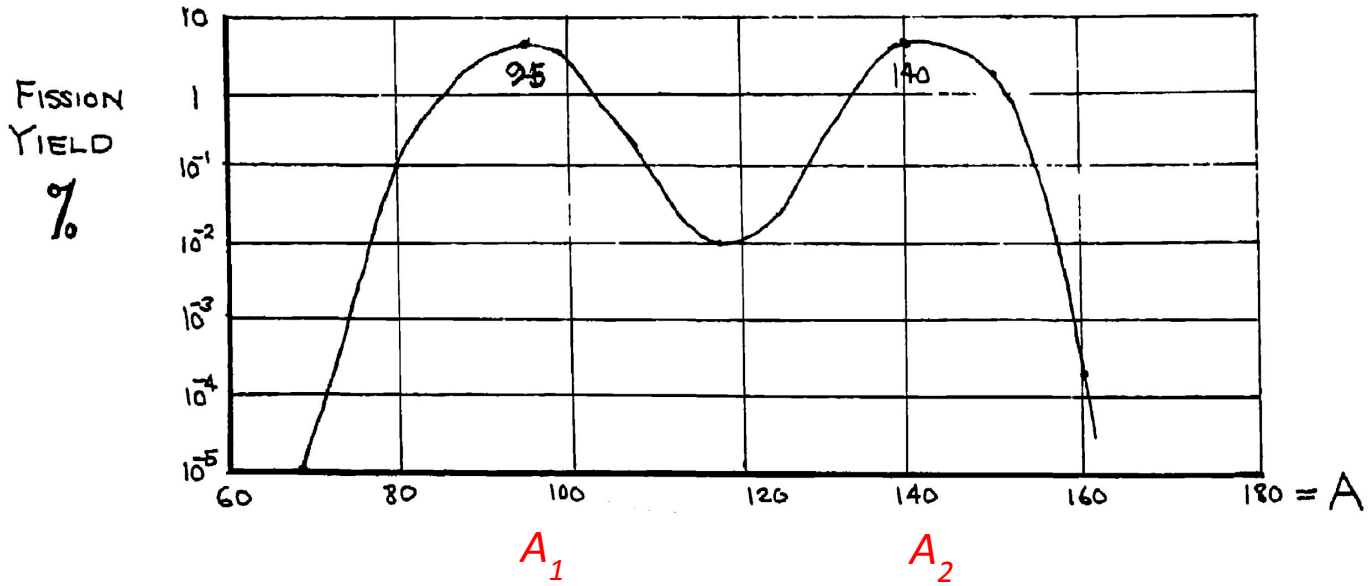
Тепловые нейтроны вызывают распад ^{233}U, ^{235}U, ^{239}Pu имеют четное Z и нечетное N (ядерное горючее)

Осколки деления

$$A_2/A_1 = 1{,}45$$



Выход осколков деления



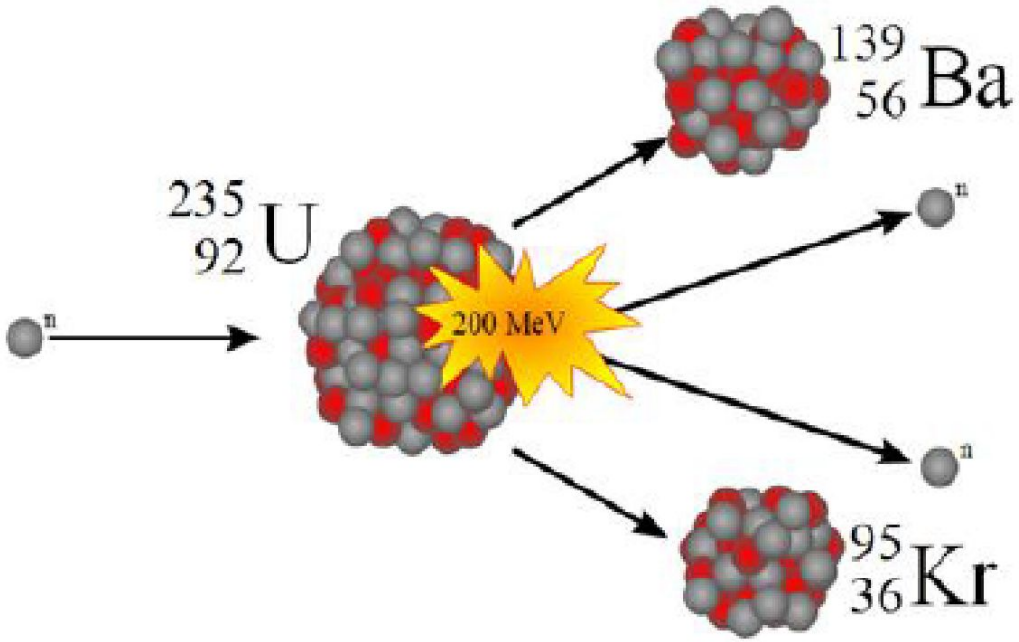
- Капельная модель не может объяснить асимметрию осколков.

С ростом энергии возбуждения асимметрия уменьшается.

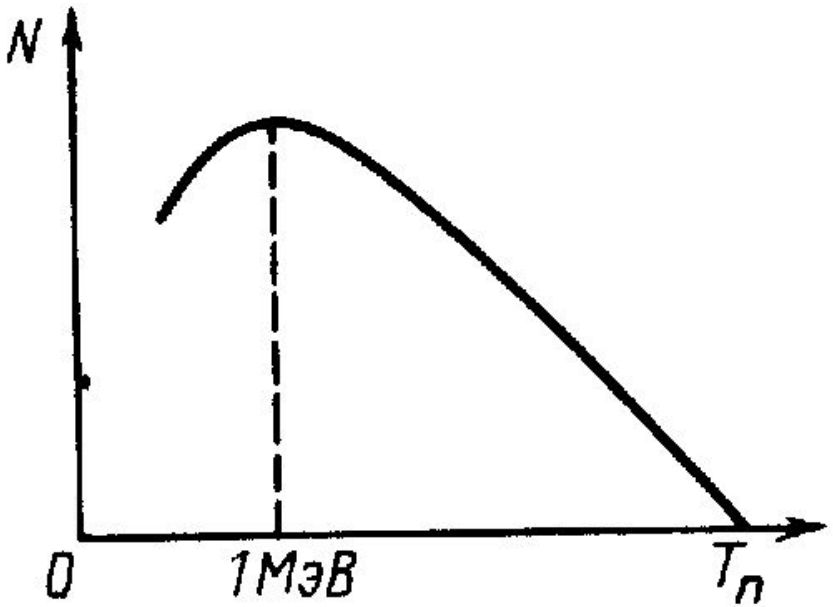
- Осколки деления имеют избыток нейтронов. Переход к

Ферми,

Мгновенные нейтроны

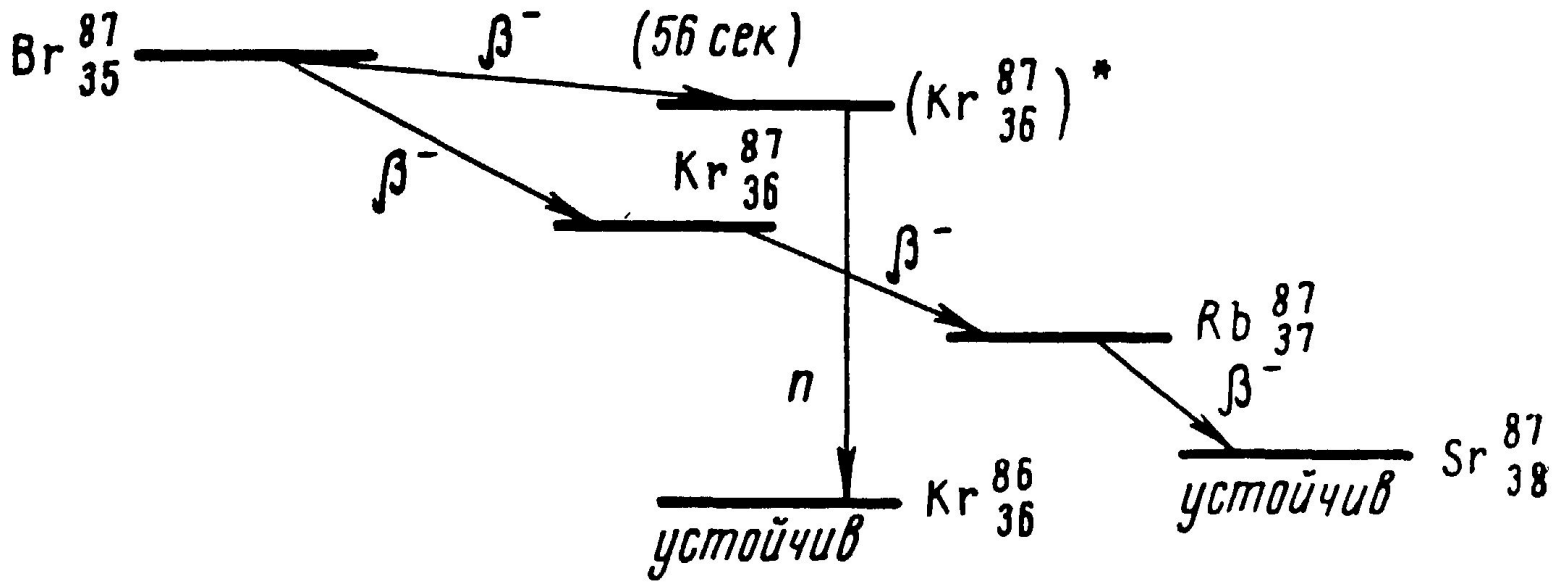


Спектр мгновенных нейтронов имеет максимум около 1МэВ



Возникают в момент деления

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

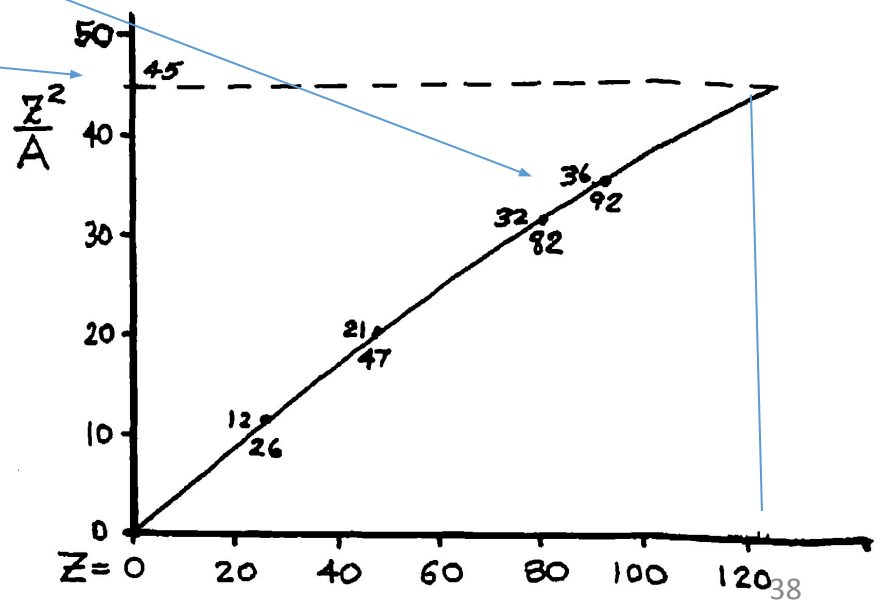
Энергетический баланс

- 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)

Приложение.
А.И Болоздыня , лекция 17

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

или кинетической энергией $\mathscr{E} \leqslant 10^{-7}$ 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.