ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР

Деление ядер. История

1934 г. — Э. Ферми, облучая уран тепловыми нейтронами, обнаружил среди продуктов реакции радиоактивные ядра.

1939 г. — О. Ган и Ф. Штрассман обнаружили среди продуктов реакций барий (Z = 56).

Л. Мейтнер и О. Фриш впервые объявили, что под действием нейтронов происходило деление урана на сравнимые по массе осколки.

Н. Бор и Дж. Уилер дали количественную интерпретацию деления ядра, введя параметр деления.

Я. Френкель развил капельную теорию деления ядер медленными нейтронами.

Л. Сцилард, Э. Вигнер, Э. Ферми, Дж. Уилер, Ф.Жолио-Кюри, Я.Зельдович, Ю.Харитон обосновали возможность протекания в уране цепной ядерной реакции деления.

1934 г. – Л. Сцилард выдвинул идею цепной ядерной реакции.

1940 г. — Г. Флеров и К. Петржак открыли явление спонтанного деления ядер U.

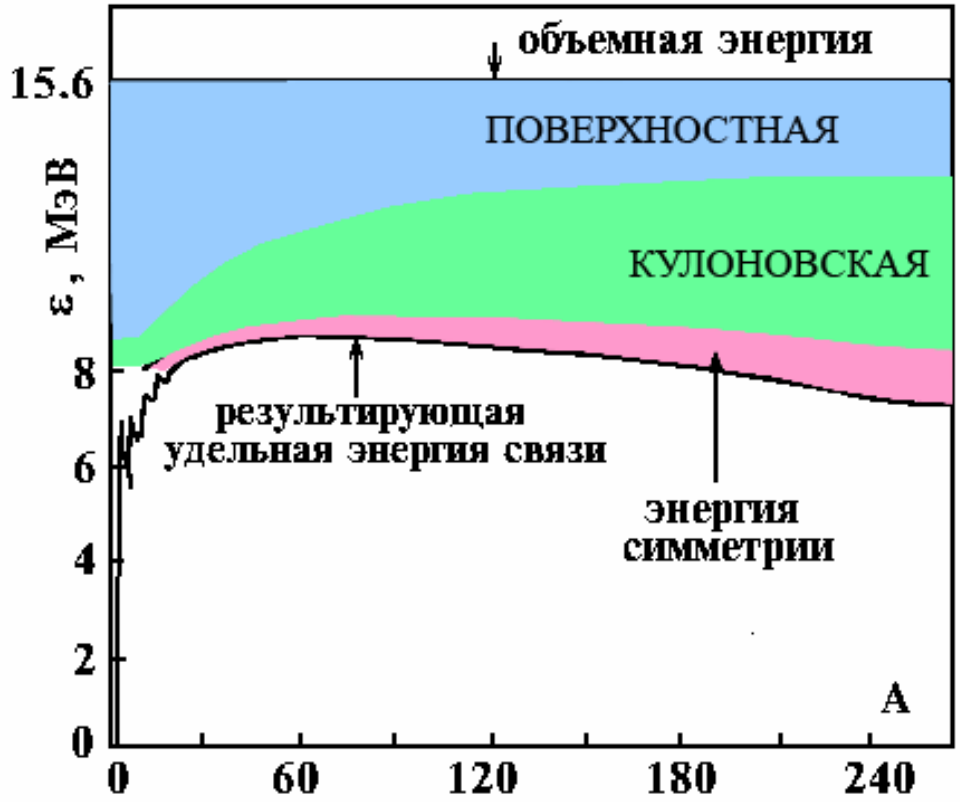
1942 г. – Э. Ферми. Первый ядерный реактор.

1946 г. – И. Курчатов. Реактор СССР.

1945 г. – Ядерный взрыв. Хиросима. Нагасаки.

1954 г. – Первая атомная электростанция. Обнинск.

Удельная энергия связи ядра



$$Q_f = 238(8.45 - 7.6) \approx 200\,\text{МэВ}$$

$$W = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \rho \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} + \frac{\delta}{A^{3/4}}$$

$$\varepsilon = W / A$$

Симметричное деление

Энергия деления Q_f определяется изменением поверхностной $E_{пов}$ и кулоновской $E_{кул}$ энергий осколков деления относительно исходного ядра. В случае, когда ядро делится на два равных осколка, $A_1 = A_2 = A/2$ и $Z_1 = Z_2 = Z/2$.

$$Q_f = 2W(A/2, Z/2) - W(A,Z) \approx \left[E_{пов}(A,Z) + E_{кул}(A,Z)\right] - 2\left[E_{пов}(A/2,Z/2) + E_{кул}(A/2,Z/2)\right] =$$

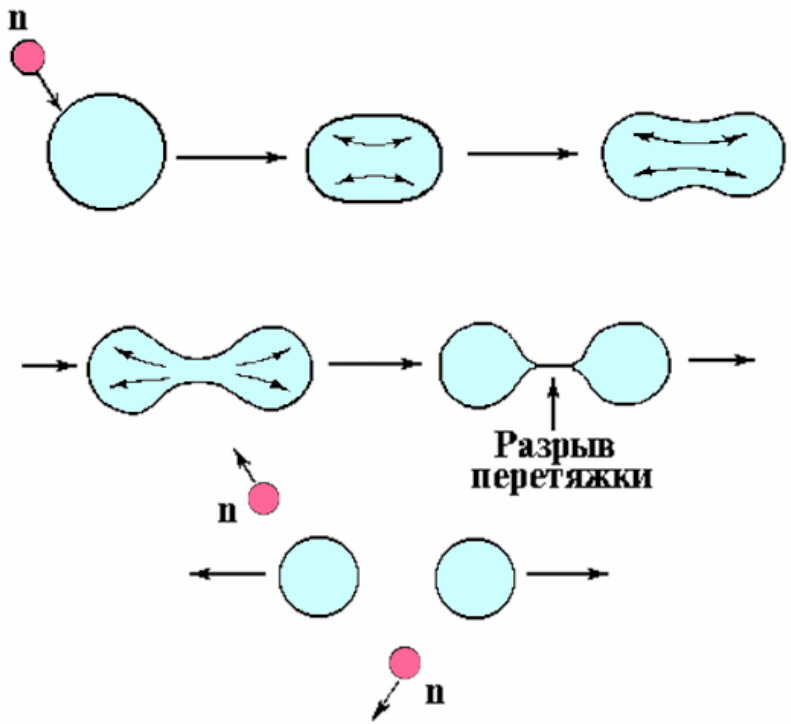
$$= \beta\left[A^{2/3} - 2\left(\frac{A}{2}\right)^{2/3}\right] + \gamma\left[\frac{Z^2}{A^{1/3}} - 2\frac{(Z/2)^2}{(A/2)^{1/3}}\right] = \beta A^{2/3}\left(1 - \sqrt[3]{2}\right) + \gamma\frac{Z^2}{A^{1/3}}\left(1 - \frac{1}{\sqrt[3]{4}}\right) \approx 0{,}37\beta\frac{Z^2}{A^{1/3}} - 0{,}26\gamma A^{2/3}$$

Деление ядер энергетически выгодно ($Q_f > 0$), когда

$$(0.37 \cdot \beta\frac{Z^2}{A^{1/3}} - 0.26 \cdot \gamma A^{2/3}) > 0,$$

$$\frac{Z^2}{A} > \frac{0.26}{0.37}\frac{\beta}{\gamma} = \frac{0.26}{0.37} \cdot \frac{17.2}{0.72} \approx 17.$$

Величина Z^2/A называется *параметром деления*.
$Z^2/A > 17$ для ядер с $A > 90$.
Деление энергетически выгодно для тяжелых ядер.



Механизм деления

В процессе деления форма ядра изменяется, последовательно проходя несколько стадий — шар → эллипсоид → гантель → два грушевидных осколка → два сферических осколка.

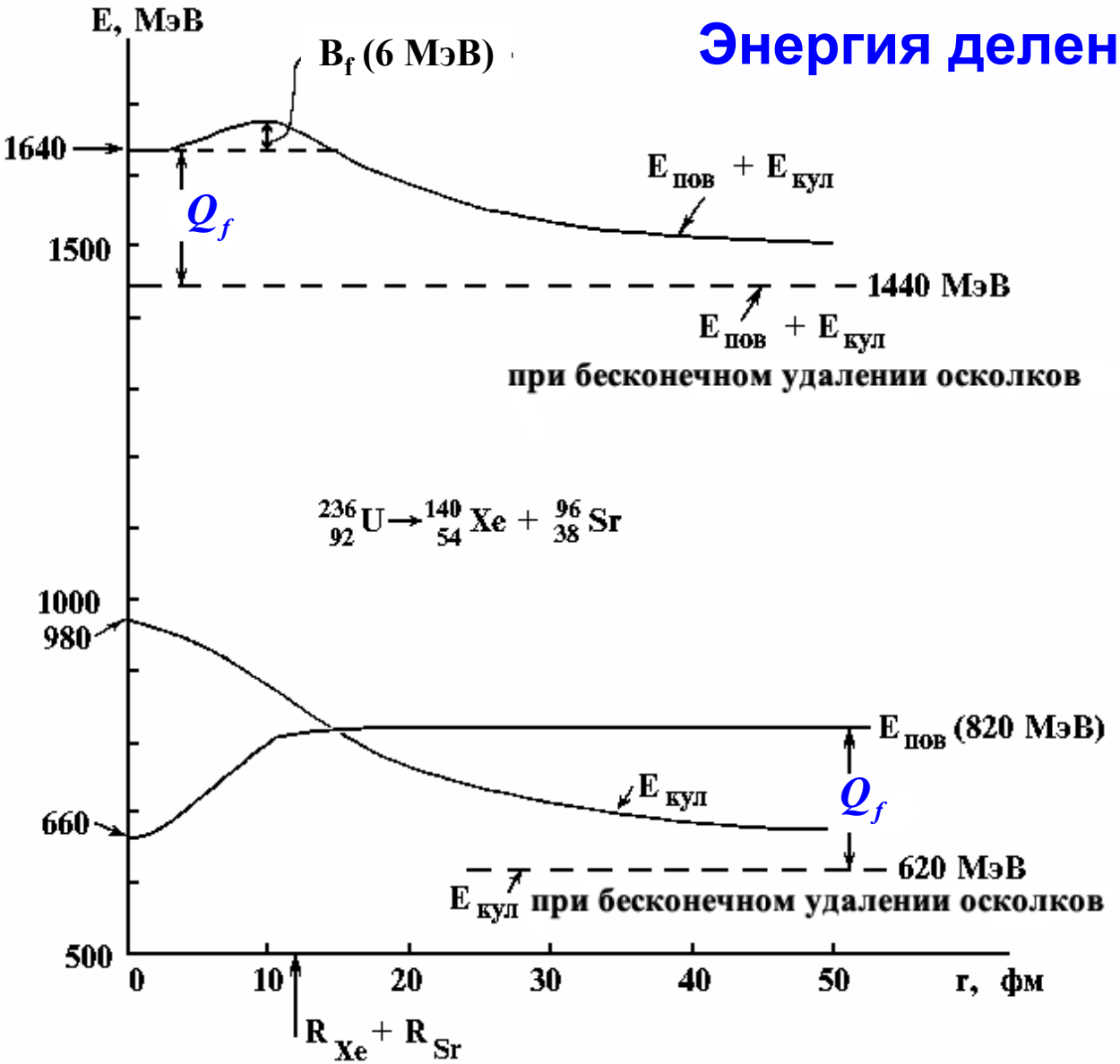
Изменение энергии ядра в процессе деления определяется изменением суммы поверхностной и кулоновской энергий $E_{пов} + E_{кул}$ начального ядра.

Изменение поверхностной $\tilde{E}_{пов}$ и кулоновской $\tilde{E}_{кул}$ энергий исходного сферически симметричного ядра зависит от величины параметра деформации ядра ε

$$\tilde{E}_{пов} = E_{пов}(1 + \frac{2}{5}\varepsilon^2)$$

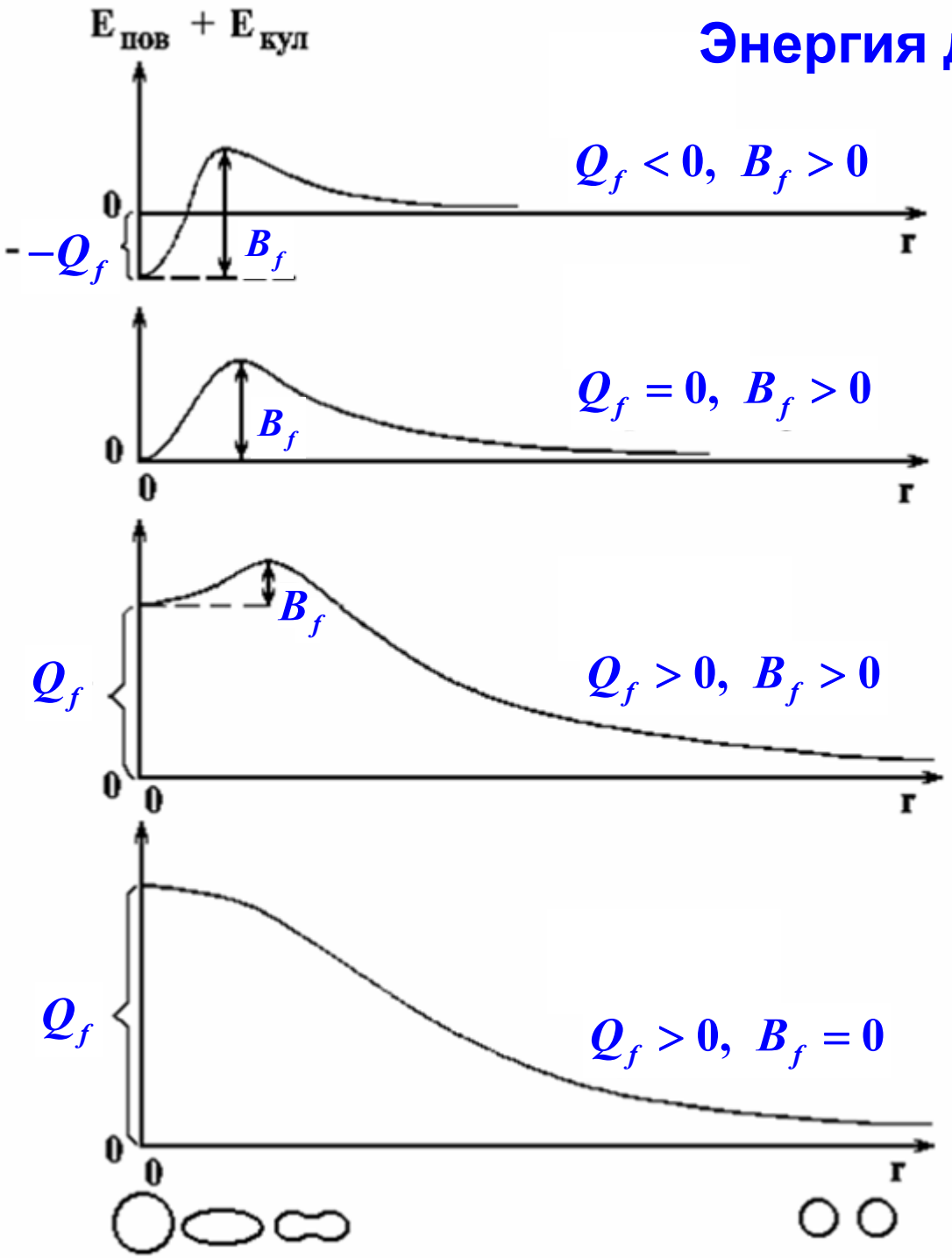
$$\tilde{E}_{кул} = E_{кул}(1 - \frac{1}{5}\varepsilon^2)$$

Энергия деления Q_f. Барьер деления B_f



Зависимость поверхностной и кулоновской энергий осколков деления и их суммы от расстояния между центрами осколков для наиболее вероятного варианта деления ^{236}U. Точка 12 Фм на оси расстояний отвечает сумме радиусов сферических осколков Xe и Sr, т.е. стадии необратимого деления ядра на два осколка.

Энергия деления Q_f. Барьер деления B_f



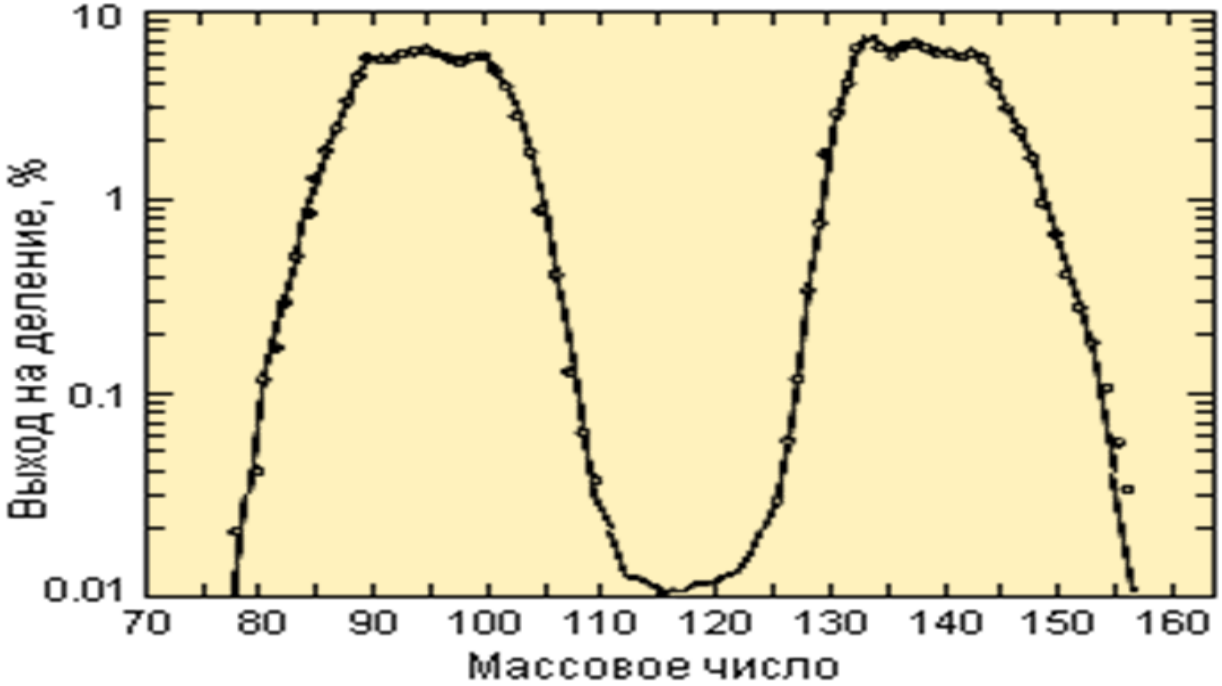
$$\frac{Z^2}{A} < 17$$

$$\frac{Z^2}{A} = 17$$

$$17 < \frac{Z^2}{A} < 48$$

$$\frac{Z^2}{A} > 48$$

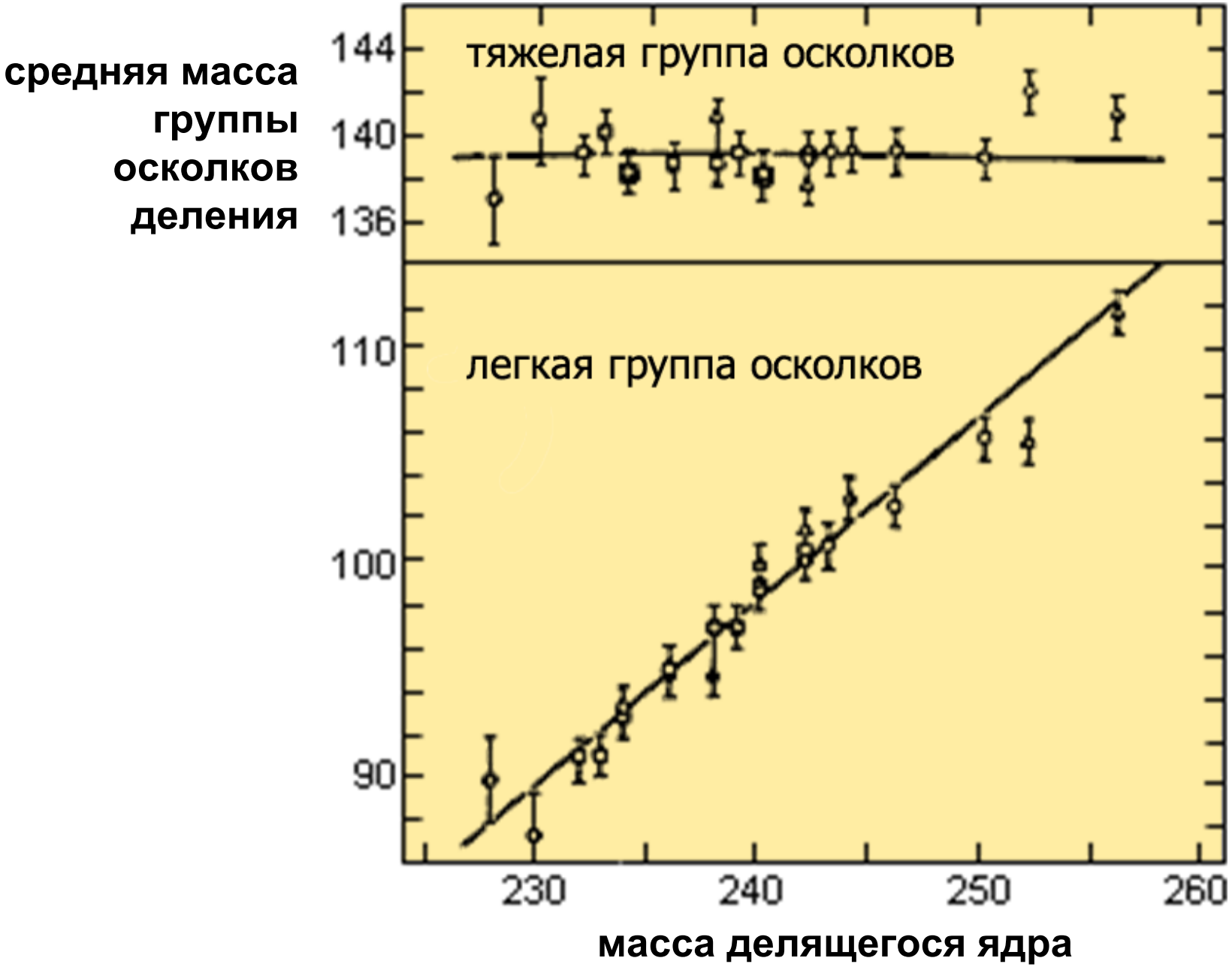
Массовое распределение осколков деления



$$n + {}^{235}_{92}\mathrm{U} \rightarrow {}^{236}_{92}\mathrm{U} \rightarrow {}^{95}_{38}\mathrm{Sr} + {}^{139}_{54}\mathrm{Xe} + 2n.$$

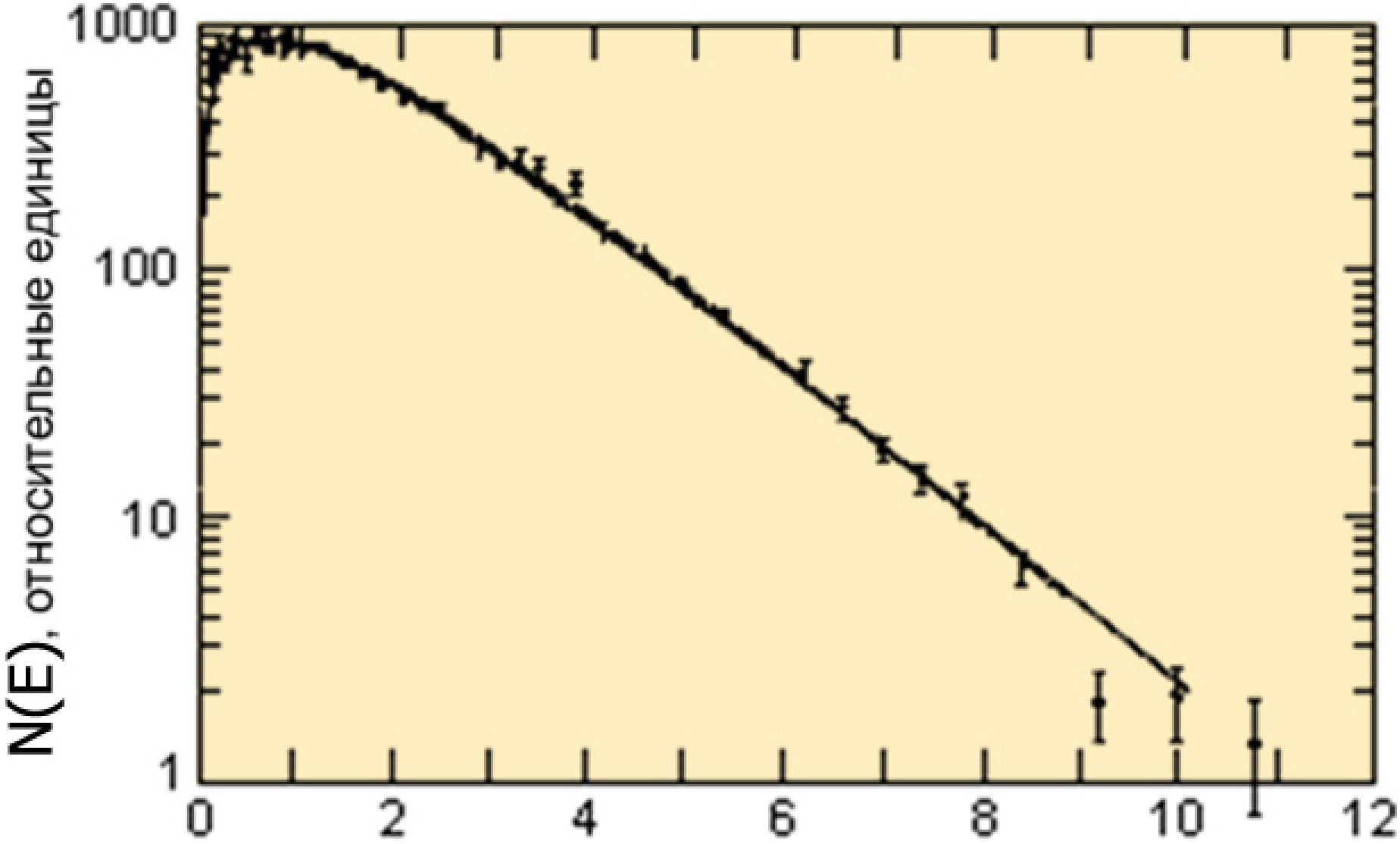
Осколки деления образуются в широком диапазоне $A = 72–161$ и $Z = 30–65$. Асимметричное деление объясняется оболочечной структурой ядра. Ядро стремится разделиться так, чтобы основная часть нуклонов каждого осколка образовала устойчивые ядра близкие к магическому остову.

$$\frac{A_{\text{л}}}{A_{\text{т}}} \approx \frac{2}{3}, \qquad \frac{Z_{\text{л}}}{Z_{\text{т}}} \approx \frac{2}{3}.$$



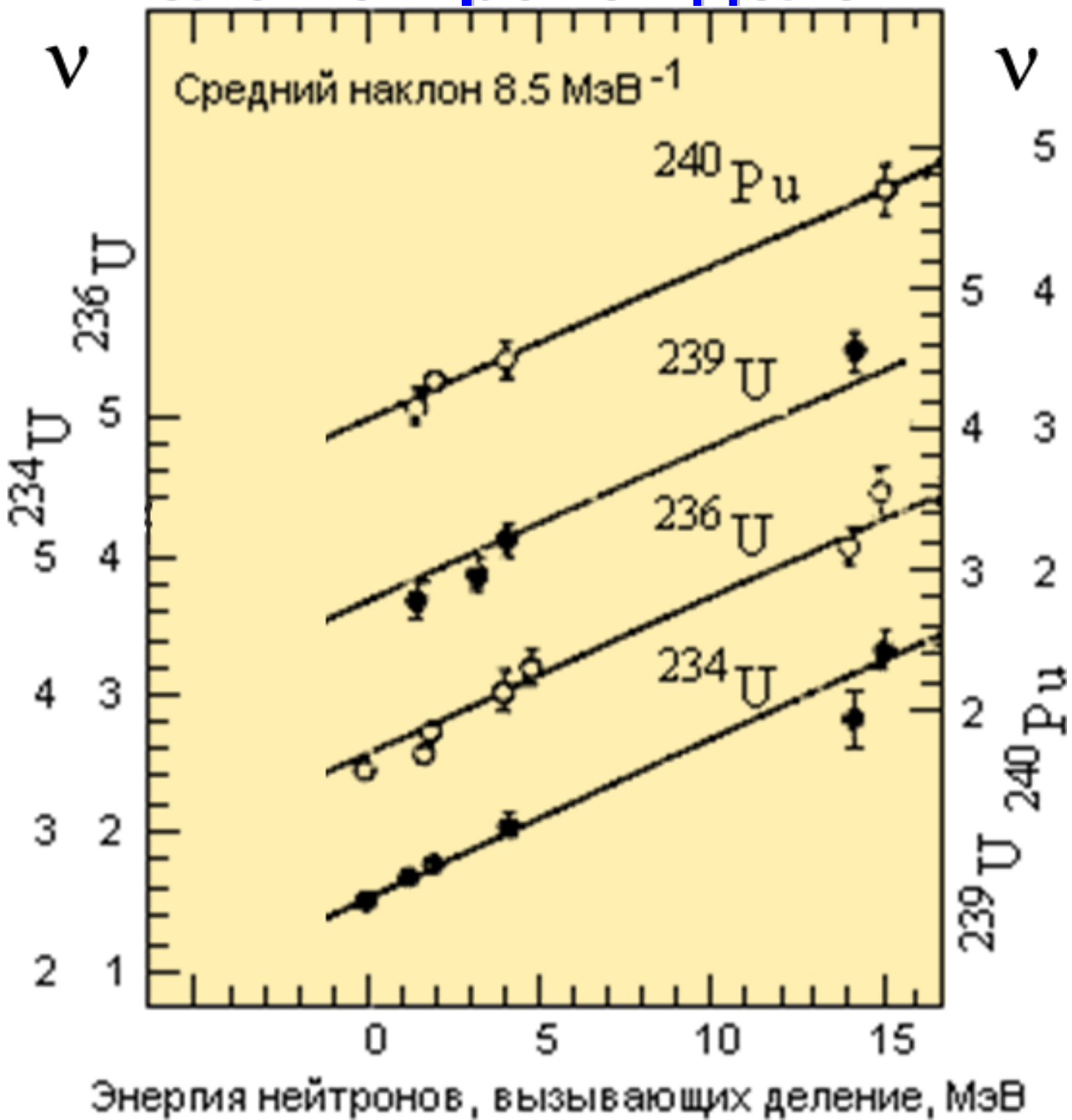
Зависимость средних масс легкой и тяжелой групп осколков от массы делящегося ядра.

Спектр нейтронов деления



Энергия нейтронов E, МэВ

Число нейтронов деления



Радиоактивность осколков деления

$$^{235}_{92}\mathrm{U} + n \rightarrow {}^{236}_{92}\mathrm{U} \rightarrow {}^{95}_{38}\mathrm{Sr} + {}^{139}_{54}\mathrm{Xe} + 2n$$

$$\frac{N}{Z} = 1 + 0.015A^{2/3}$$

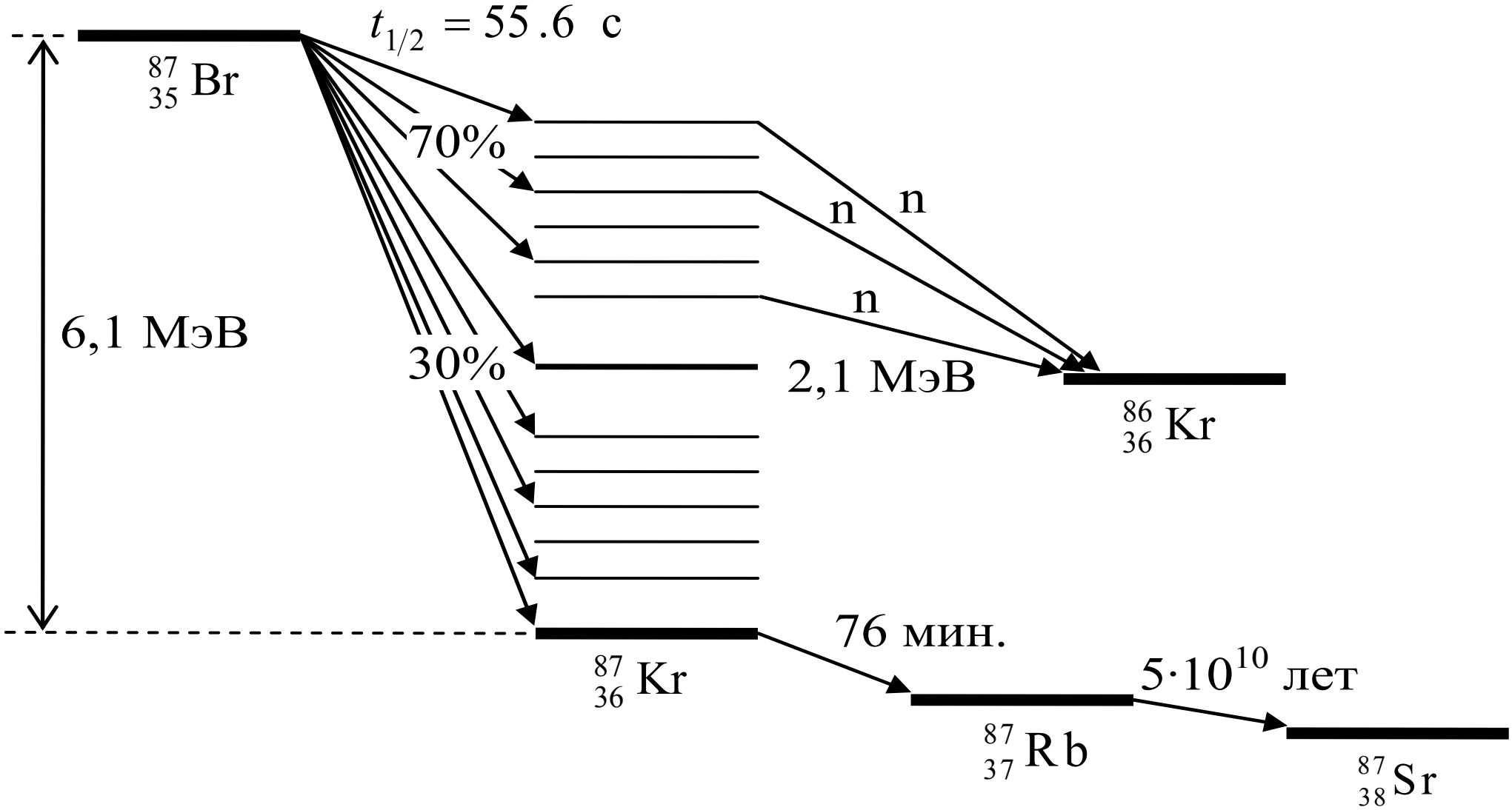
$A = 95$

$$_{38}\mathrm{Sr} \xrightarrow[24.4\,\text{с}]{} {}_{39}\mathrm{Y} \xrightarrow[10.4\,\text{м}]{} {}_{40}\mathrm{Zr} \xrightarrow[64\,\text{д}]{} {}_{41}\mathrm{Nb} \xrightarrow[35\,\text{д}]{} {}_{42}\mathrm{Mo}$$

$A = 139$

$$_{54}\mathrm{Xe} \xrightarrow[39.7\,\text{с}]{} {}_{55}\mathrm{Cs} \xrightarrow[9.3\,\text{м}]{} {}_{56}\mathrm{Ba} \xrightarrow[83.1\,\text{м}]{} \mathrm{La}$$

Запаздывающие нейтроны деления ^{87}Kr



Энергия деления

Продукты распада	Энергия деления, МэВ
Кинетическая энергия осколков	167
Мгновенные нейтроны	5
Электроны β-распада	5
Антинейтрино β-распада	10
Мгновенное γ-излучение	7
γ-излучение продуктов распада	6
Полная энергия деления	200

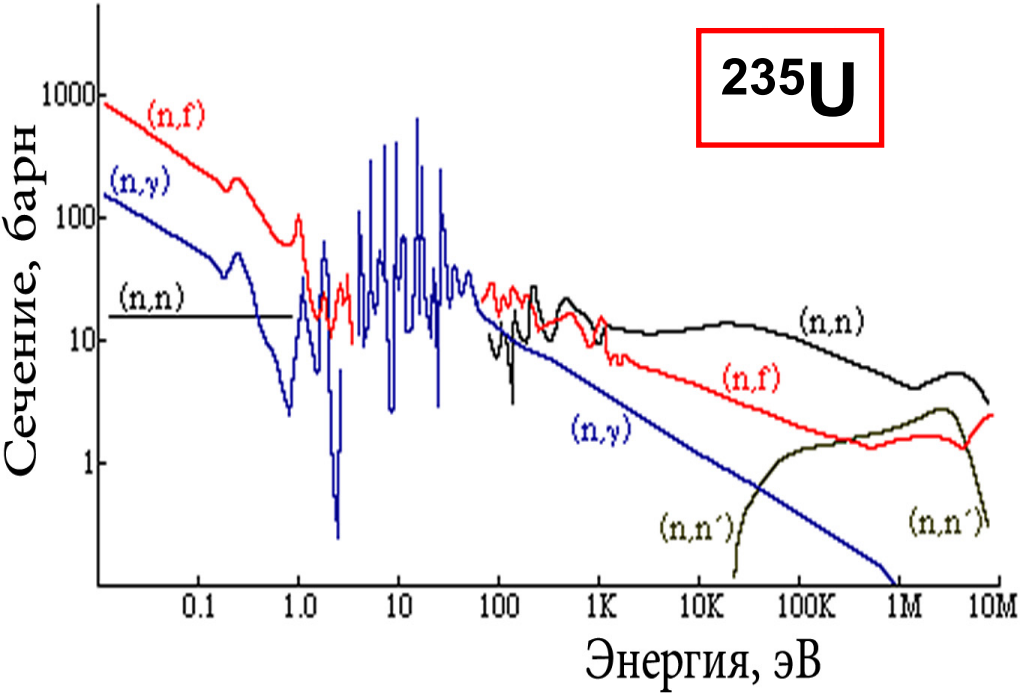
Изотопы U

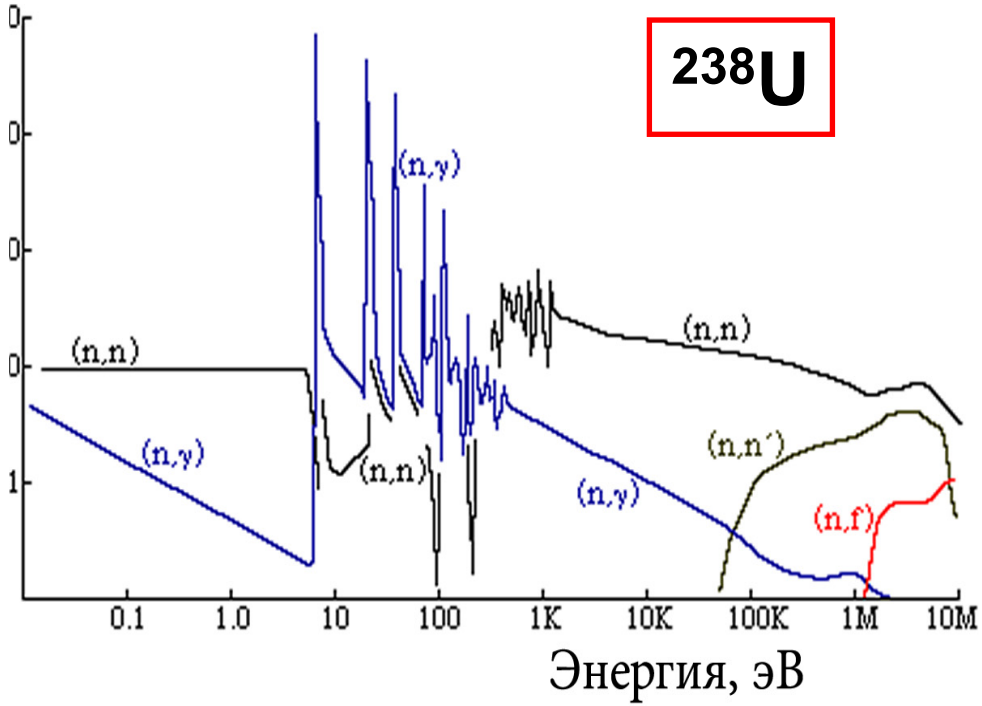
^{235}U 0,72% $T_{1/2} = 7,0 \cdot 10^{8}$ лет, α-распад

^{238}U 99,28% $T_{1/2} = 4,5 \cdot 10^{9}$ лет, α-распад

Энергия присоединения нейтрона	Барьер деления
^{235}U 6.5 МэВ	^{236}U 6.0 МэВ
^{238}U 6.0 МэВ	^{239}U 7.0 МэВ

Реакции (n,f), (n,γ), (n,n), (n,n') на изотопах ^{235}U, ^{238}U





При взаимодействии нейтрона с тяжелым ядром возможен радиационный захват нейтрона — реакция (n,γ). Этот процесс будет конкурировать с делением и следовательно, уменьшать коэффициент размножения. Вероятность деления для моноэнергетических нейтронов определяется соотношением

$$\frac{\sigma_{nf}}{\sigma_{nf}+\sigma_{n\gamma}}$$

Делящееся ядро		$^{234}_{92}U$	$^{236}_{92}U$	$^{240}_{94}Pu$
Тепловые нейтроны ($E = 0.025$ эВ)	ν	2.52	2.47	2.91
	η	2.28	2.07	2.09
Быстрые нейтроны ($E = 1$ МэВ)	ν	2.7	2.65	3.0
	η	2.45	2.3	2.7

Цепная реакция деления

ν - число нейтронов, образующихся на один акт деления

При взаимодействии нейтрона с тяжелым ядром всегда возможен радиационный захват нейтрона (n, γ). Этот процесс будет конкурировать с делением (реакцией (n, f)) и тем самым уменьшать коэффициент размножения нейтронов. Эта вероятность для моноэнергетических нейтронов равна

$$\frac{\sigma_{nf}}{\sigma_{nf} + \sigma_{n\gamma}}$$

σ_{nf}, $\sigma_{n\gamma}$ **– соответственно сечения реакций деления и радиационного захвата. Для одновременного учета как числа нейтронов, образующихся в одном акте деления, так и вероятности радиационного захвата нейтронов вводится коэффициент η, равный среднему числу вторичных нейтронов на один захват нейтрона делящимся ядром**

$$\eta = \nu \frac{\sigma_{nf}}{\sigma_{nf} + \sigma_{n\gamma}}.$$

Величина η зависит от типа горючего и от энергии нейтронов.

Деление естественной смеси изотопов урана быстрыми нейтронами. ^{235}U

Природный уран содержит 99,28% изотопа $^{238}_{92}U$ и 0.72% изотопа $^{235}_{92}U$.

$$\bar{\sigma} = \sigma_{nf}^{235} + \sigma_{n\gamma}^{235} + 140(\sigma_{n\gamma}^{238} + \sigma_{nf}^{238}),$$

При делении изотопа ^{235}U быстрыми нейтронами

$$\eta^{235} = \frac{\nu\sigma_{nf}^{235}}{\sigma_{nf}^{235} + \sigma_{n\gamma}^{235} + 140(\sigma_{n\gamma}^{238} + \sigma_{nf}^{238})}$$

Для быстрых нейтронов $\nu = 2.65$, $\sigma_{nf}^{235} = 1.2\text{-}1.3$ барн, $\sigma_{nf}^{238} = 0{,}6$ барн, $\sigma_{n\gamma}^{235} \approx \sigma_{n\gamma}^{238} \approx 0.1$ барн.

Деление изотопа $^{235}_{92}U$

$$\eta_{быстр}^{235} \approx 0.03.$$

Деление естественной смеси изотопов урана быстрыми нейтронами. ^{238}U

Быстрые нейтроны с энергиями больше 1.4 МэВ могут делить ядра изотопа $^{238}_{92}U$, которого в естественной смеси гораздо больше. При делении $^{238}_{92}U$ $\nu \approx 2,5$. В спектре деления примерно 60% нейтронов имеют энергии выше порога 1.4 МэВ деления $^{238}_{92}U$. Но из этих 60% нейтронов только один нейтрон из 5 успевает вызвать деление $^{238}_{92}U$, не замедлившись до энергии ниже пороговой за счет упругого и неупругого рассеяния. Для быстрых нейтронов $\sigma^{238}_{быстр} \approx$ 0.6 барн,

$$\eta^{238}_{быстр} = \frac{140 \cdot \nu \sigma^{238}_{nf}}{\sigma^{235}_{nf} + \sigma^{235}_{n\gamma} + 140(\sigma^{238}_{nf} + \sigma^{238}_{n\gamma})} \cdot 0,6 \cdot \frac{1}{5} \approx 0,27$$

Полный коэффициент $\eta^{ест}_{быстр}$ для реакции деления на быстрых нейтронах в естественной смеси изотопов урана равен сумме:

$$\eta^{\text{ест}}_{\text{быстр}} = \eta^{235}_{\text{быстр}} + \eta^{238}_{\text{быстр}} \approx 0,03 + 0,27 = 0,3 < 1$$

На быстрых нейтронах цепная реакция деления в естественной смеси изотопов $^{235}_{92}$U и $^{238}_{92}$U не происходит.

Деление естественной смеси изотопов урана тепловыми нейтронами

В естественной смеси под действием тепловых нейтронов делится только изотоп ^{235}U.

$$\frac{\sigma_{nf}^{235}}{\bar{\sigma}} = \frac{\sigma_{nf}^{235}}{\sigma_{nf}^{235} + \sigma_{n\gamma}^{235} + 140(\sigma_{n\gamma}^{238} + \sigma_{nf}^{238})}$$

Умножив эту вероятность на число ν нейтронов, образующихся в среднем при делении одного ядра, получим коэффициент $\eta^{ест}$ для естественной смеси:

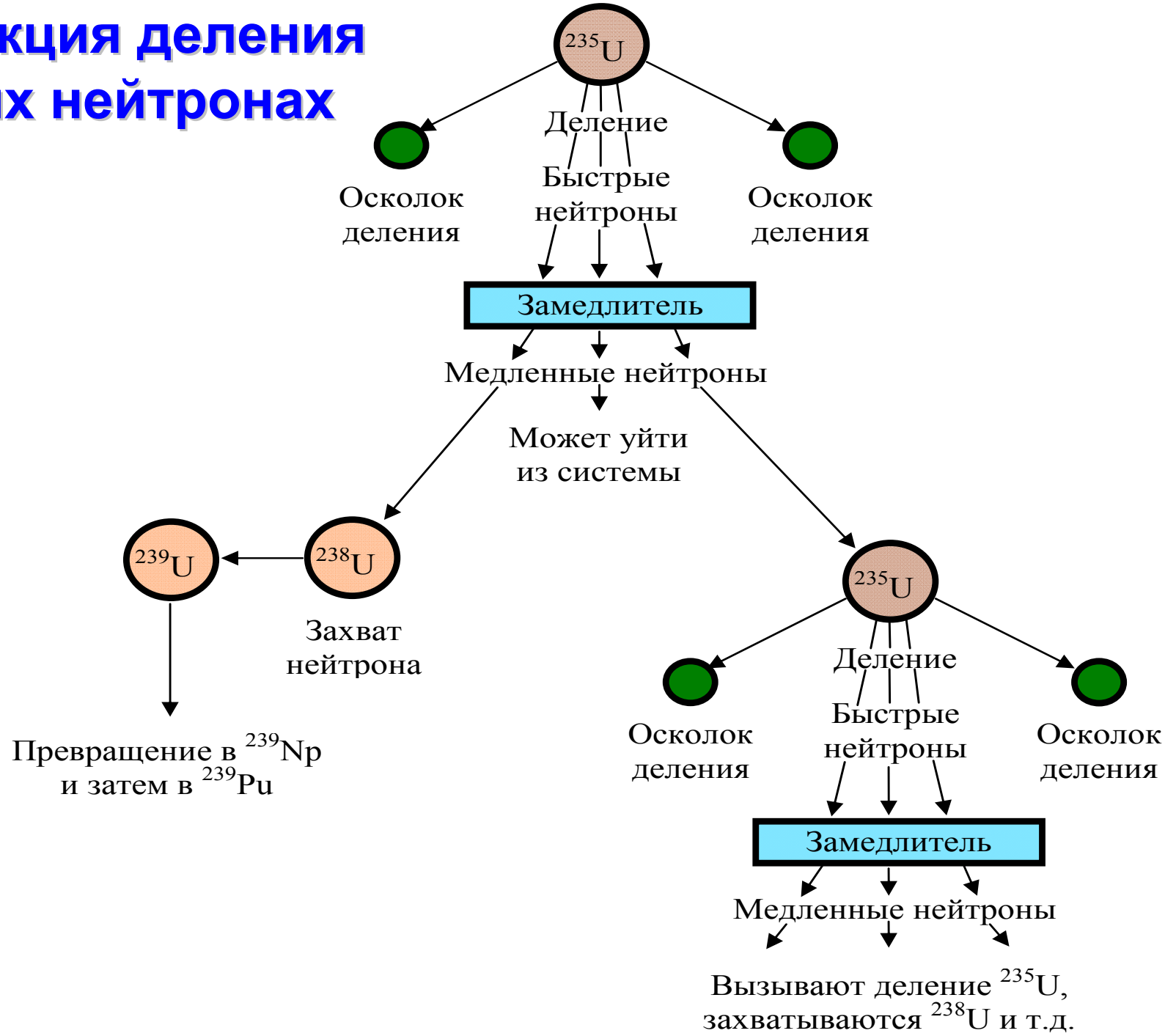
$$\eta^{ест} = \frac{\nu\sigma_{nf}^{235}}{\sigma_{nf}^{235} + \sigma_{n\gamma}^{235} + 140(\sigma_{n\gamma}^{238} + \sigma_{nf}^{238})}$$

Для тепловых нейтронов $\nu = 2,47$, $\sigma_{nf}^{235} = 580$ барн, $\sigma_{n\gamma}^{235} = 112$ барн, $\sigma_{n\gamma}^{238} = 2,8$ барн, $\sigma_{nf}^{238} = 0$. Среднее число вторичных нейтронов на один захват нейтрона делящимися ядрами

$$\eta_{тепл}^{ест} = 1.32 > 1.$$

Для реального осуществления цепной реакции надо с малыми потерями замедлять образующиеся при делении нейтроны с энергиями от нескольких МэВ до тепловых.

Цепная реакция деления на тепловых нейтронах



Формула четырех сомножителей

$$\mathbf{K}_{\infty} = \eta \cdot p \cdot f \cdot \varepsilon$$

η – число быстрых нейтронов, образующихся на 1 акт деления.

p – вероятность избежать резонансного захвата ядрами ^{238}U в процессе замедления нейтрона.

f – вероятность поглощения теплового нейтрона ядром горючего, а не замедлителя.

ε – коэффициент размножения на быстрых нейтронах.

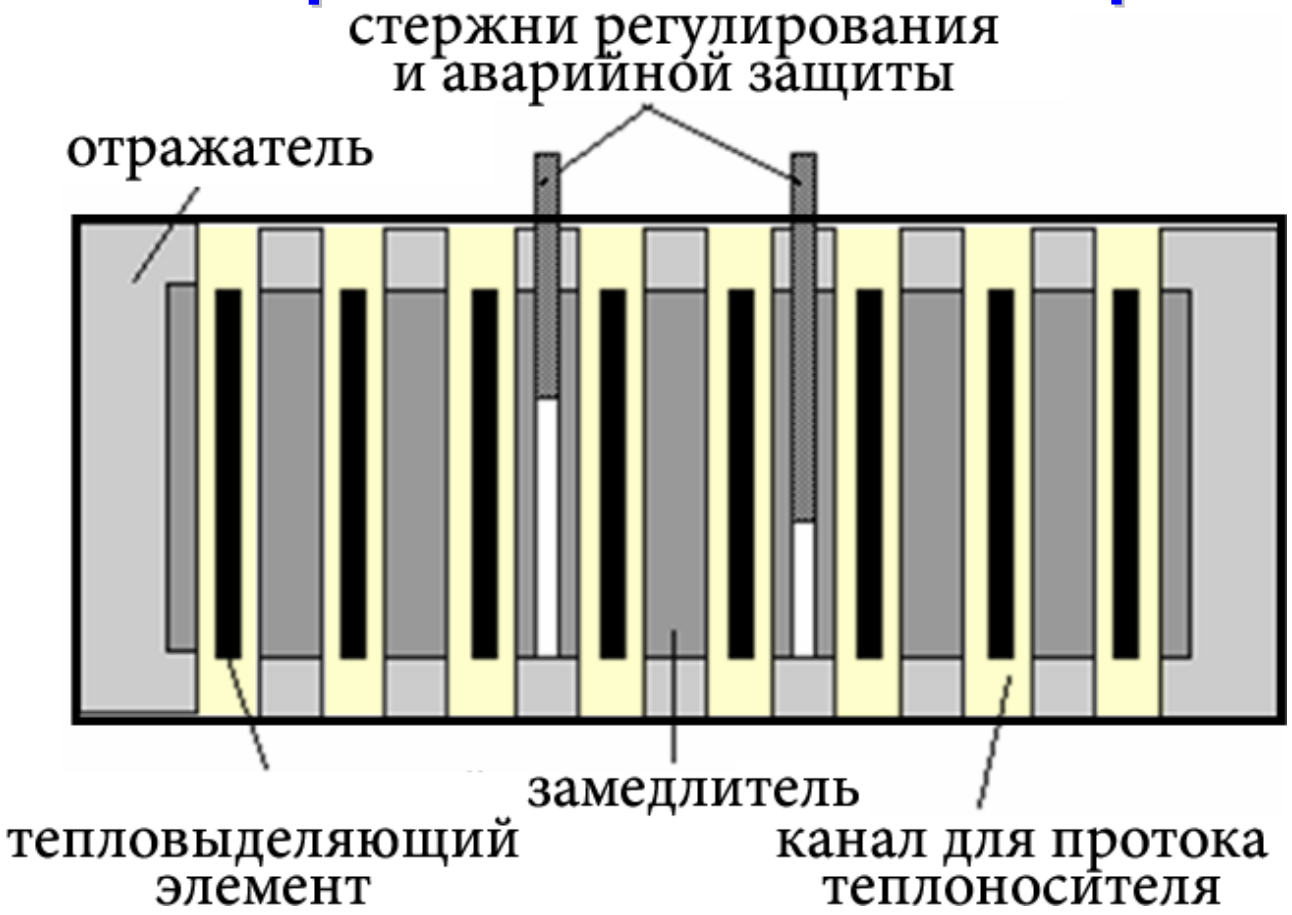
$$pf \sim \mathbf{0.5 - 0.7}$$

$$\varepsilon \sim \mathbf{1.03}$$

Отношение количества ядер замедлителя и урана

$$\mathbf{N_c / N_u} \approx (2-4) \cdot 10^2$$

Схема гетерогенного теплового реактора



Основной частью реактора является активная зона, в которой происходит реакция деления и выделяется энергия. В гетерогенных тепловых реакторах активная зона состоит из замедлителя, в котором помещаются кассеты, в которых находится делящееся вещество. Т.к. энергия выделяется в этих кассетах, их обычно называют твелами — тепловыделяющими элементами. Расстояние между твелами не должно превышать суммарную длину замедления и диффузии нейтронов. Активная зона реактора обычно окружается отражателем. Для управления реактором в активной зоне располагаются стержни регулирования мощности реактора и аварийной защиты.

Обнинск 1954

Активная зона

Диаметр = 1.5 м Высота = 1.7 м

Графитовый замедлитель

Горючее

130 твелов 550 кг обогащенного ^{235}U - 5%

Мощность реактора

5 Мвт

$$1.5 \cdot 10^{17} \quad \frac{\text{делений}}{c}$$

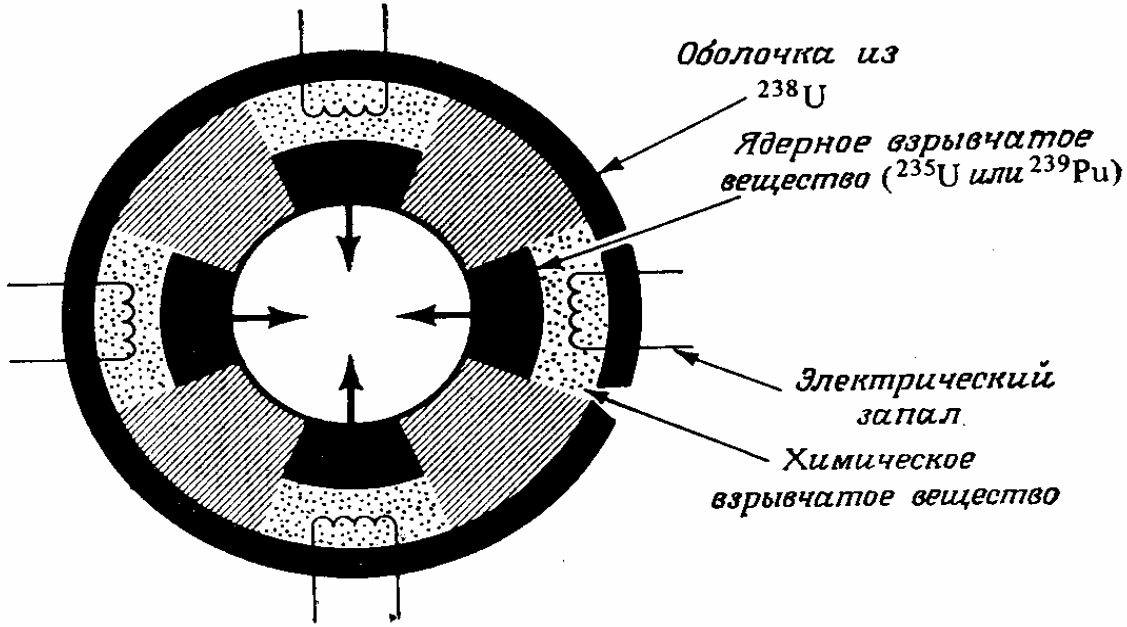
Воспроизводство ядерного горючего

$$n + {}^{238}_{92}U \rightarrow {}^{239}_{92}U \xrightarrow{\beta^-,\ 23\,мин} {}^{239}_{93}Np \xrightarrow{\beta^-,\ 2.4\ дня} {}^{239}_{94}Pu \xrightarrow{\alpha,\ 2{,}4\cdot 10^4\ лет}$$

$$n + {}^{232}_{90}Th \rightarrow {}^{233}_{90}Th \xrightarrow{\beta^-,\ 22\,мин} {}^{233}_{91}Pa \xrightarrow{\beta^-,\ 27\ дней} {}^{233}_{92}U \xrightarrow{\alpha,\ 1{,}5\cdot 10^5\ лет}$$

Реакции $n + {}^{238}_{92}\mathrm{U} \rightarrow {}^{239}_{92}\mathrm{U}$, $n + {}^{232}_{90}\mathrm{Th} \rightarrow {}^{233}_{90}\mathrm{Th}$ открывают возможность воспроизводства ядерного горючего в процессе цепной реакции деления.

Ядерный взрыв



Для осуществления ядерного взрыва в результате цепной реакции деления необходимо, чтобы масса делящегося вещества (урана-235, плутония-239 и др.) превышала критическую (50 кг для ^{235}U и 11 кг для ^{239}Pu). До взрыва система должна быть подкритической.

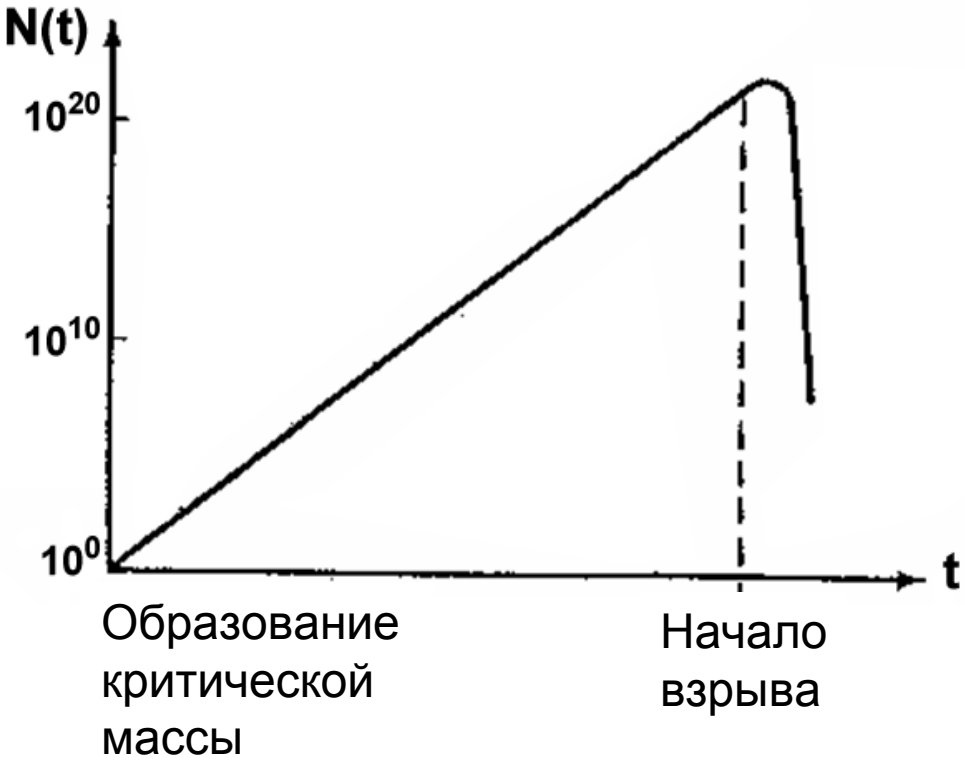
Ядерный взрыв развивается за счёт экспоненциально растущего со временем числа разделившихся ядер:

$$N(t) = N_0 e^{t/\tau}$$

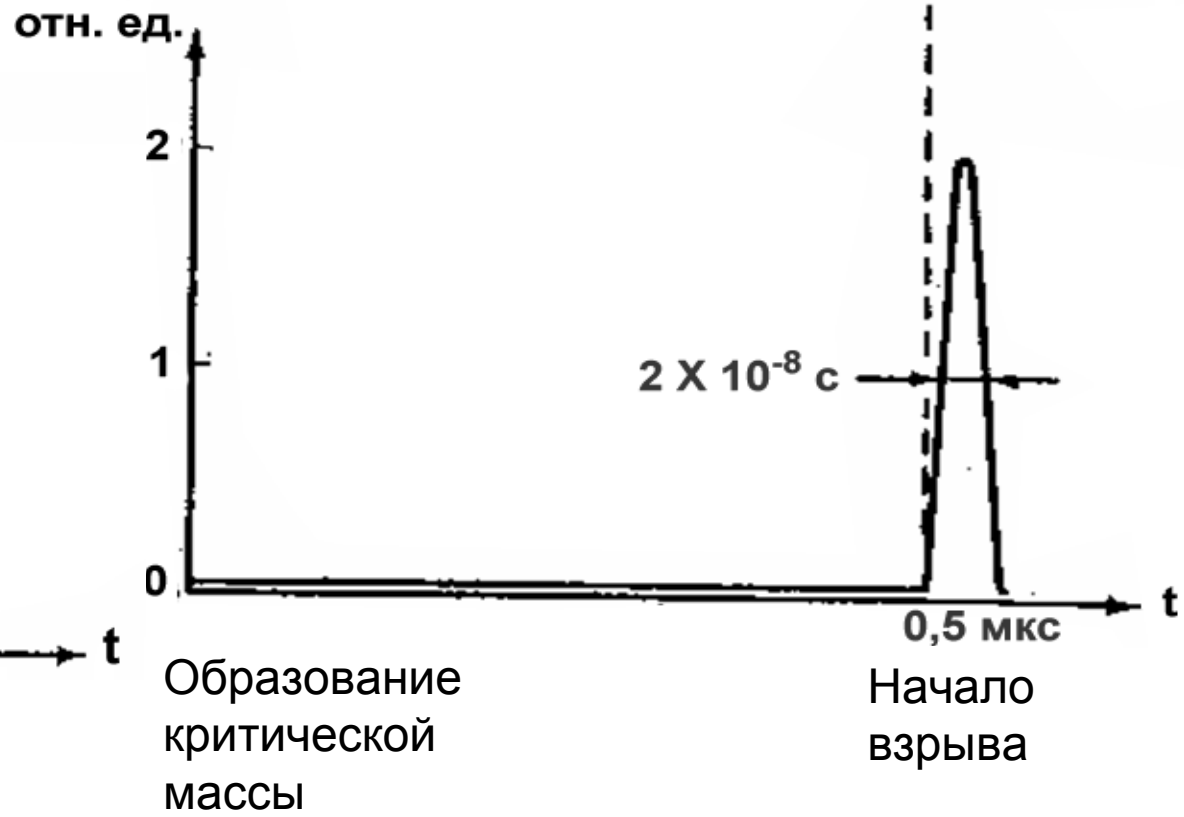
Среднее время τ между двумя последовательными актами деления — 10^{-8} с. Время полного деления 1 кг ядерной взрывчатки — 10^{-7}-10^{-6} с. В результате большого энерговыделения в центре ядерной бомбы температура поднимается до 10^8 К, а давление – до 10^{12} атм.

При полном делении 1 кг урана выделяется энергия равная энерговыделению при взрыве 20 килотонн тротила.

Ядерный взрыв



Зависимость от времени числа нейтронов при ядерном взрыве.



Зависимость от времени энергии ядерного взрыва.

Термоядерный взрыв

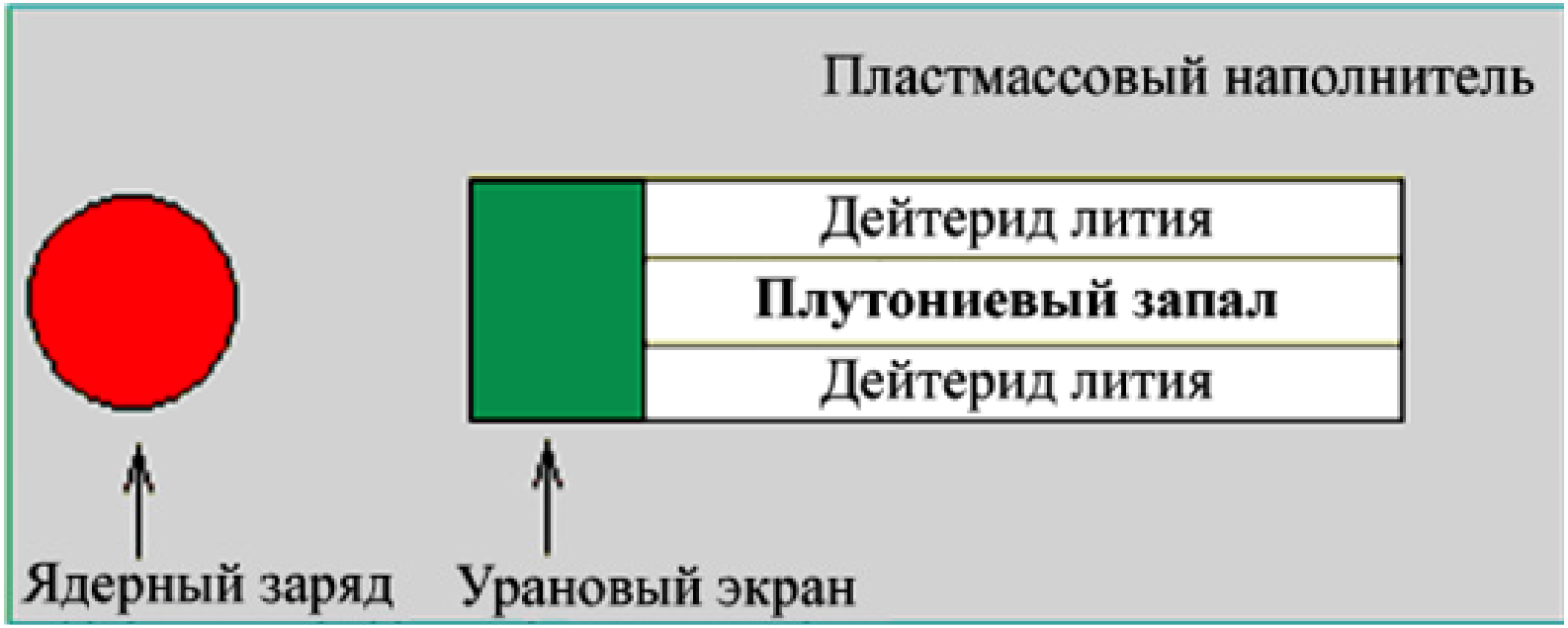
$$^{2}H + ^{3}H \rightarrow ^{4}He + n + 17.59 \text{ МэВ}$$

$$^{2}H + ^{2}H \rightarrow ^{3}He + n + 3.27 \text{ МэВ}$$

$$^{2}H + ^{2}H \rightarrow ^{3}H + p + 4.03 \text{ МэВ}$$

$$^{3}He + ^{2}H \rightarrow ^{4}He + p + 18.35 \text{ МэВ}$$

$$^{6}Li + n \rightarrow ^{3}H + ^{4}He + 4.78 \text{ МэВ}$$



Термоядерный взрыв

Для осуществления термоядерного взрыва используются реакции синтеза лёгких ядер.

$$^{2}H + ^{3}H \rightarrow ^{4}He + n + 17.59 \text{ МэВ}$$

$$^{2}H + ^{2}H \rightarrow ^{3}He + n + 3.27 \text{ МэВ}$$

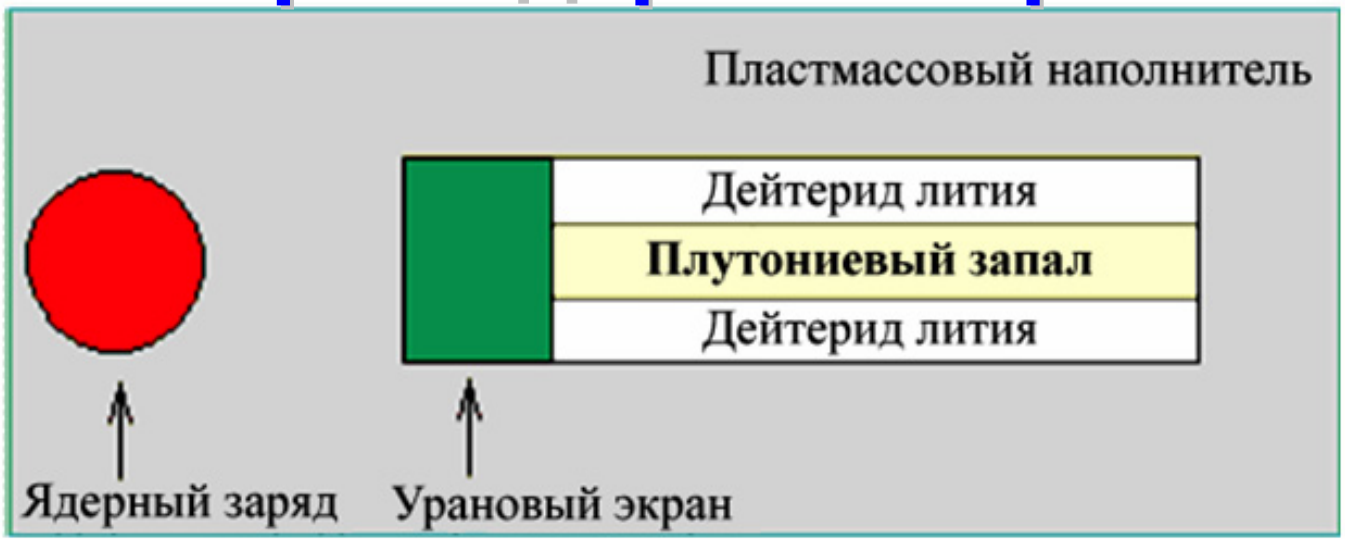
$$^{2}H + ^{2}H \rightarrow ^{3}H + p + 4.03 \text{ МэВ}$$

$$^{3}He + ^{2}H \rightarrow ^{4}He + p + 18.35 \text{ МэВ}$$

$$^{6}Li + n \rightarrow ^{3}H + ^{4}He + 4.78 \text{ МэВ}$$

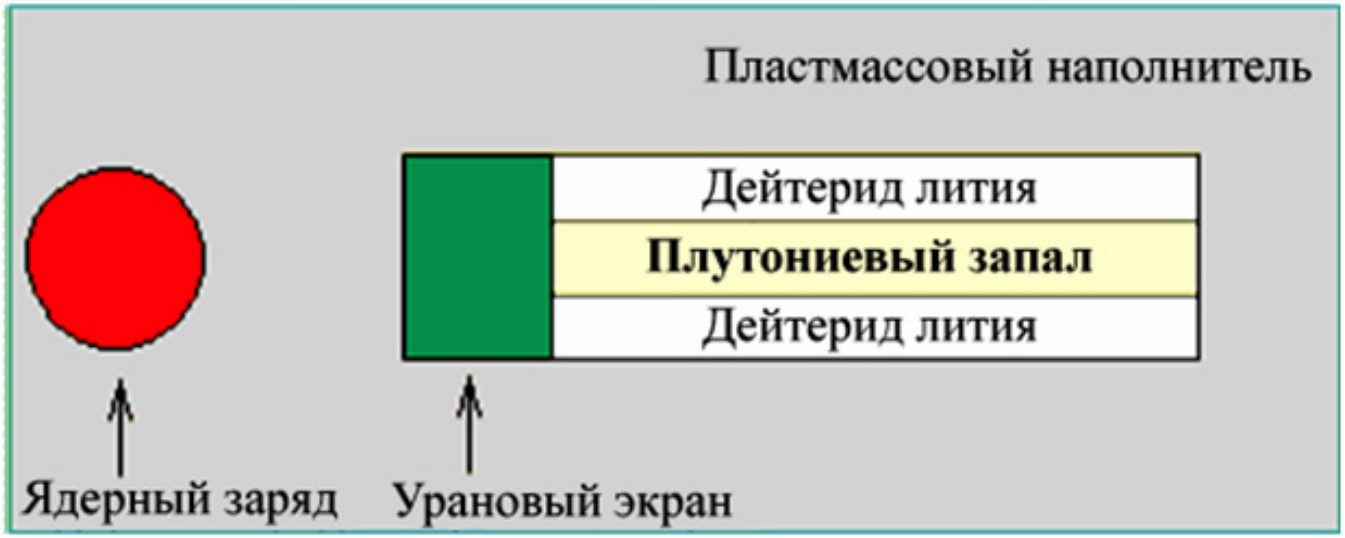
Идея устройства термоядерной бомбы чрезвычайно проста. Это цилиндрический контейнер с жидким дейтерием (^{2}H). Дейтерий нагревается после взрыва ядерной бомбы. При достаточно сильном нагреве выделяется большое количество энергии в результате реакции термоядерного синтеза между ядрами дейтерия. Температура, необходимая для начала термоядерной реакции должна составлять миллион градусов. Однако детальное исследование величины сечения реакции синтеза ядер дейтерия, от которой зависит скорость распространения реакции горения, показало, что она протекает недостаточно эффективно и быстро. Тепловая энергия, которая высвобождается за счет термоядерных реакций, рассеивается гораздо быстрее, чем пополняется за счет последующих реакций синтеза. В этом случае взрывной процесс происходить не будет — произойдет разброс горючего материала.

Термоядерный взрыв



Принципиально новое решение состоит в том, что инициирование термоядерной реакции происходит в результате создания сверхплотной среды дейтерия. Был предложен способ создания сверхплотной среды дейтерия под действием рентгеновского излучения, образующегося при взрыве ядерной бомбы. В качестве исходного горючего вещества для термоядерного синтеза использовалось твердое соединение – дейтерид лития $^{6}Li^{2}H$. В результате сжатия горючего вещества происходит самоподдерживающаяся реакция термоядерного синтеза.

Термоядерный взрыв



После взрыва ядерного заряда, рентгеновские лучи, испущенные из области ядерного заряда распространяются по пластмассовому наполнителю, ионизуя атомы углерода и водорода. Урановый экран, расположенный между областью ядерного заряда и объемом с дейтеридом лития предотвращает преждевременный нагрев дейтерида лития. Под действием рентгеновских лучей и высокой температуры возникает огромное давление, сжимающее капсулу с дейтеридом лития. Плотность материала капсулы возрастает в десятки тысяч раз. Находящийся в центре плутониевый запал в результате сильной ударной волны также сжимается в несколько раз и переходит в надкритическое состояние. Быстрые нейтроны, образовавшиеся при взрыве ядерного заряда, замедлившись в дейтериде лития до тепловых скоростей, приводят к цепным реакциям деления плутония, что действует наподобие дополнительного запала, вызывающего рост давления и температуры. Температура, возникающая в результате термоядерной реакции повышается до 300 млн. К, что и приводит в конечном счете к взрывному процессу. Весь процесс взрыва длится в течение десятых долей микросекунды.

Выводы

1. Деление – процесс, в котором тяжёлые ядра делятся на два осколка сравнимой массы.

2. Деление может быть спонтанным или вынужденным под действием взаимодействующих с атомным ядром частиц.

3. В каждом акте деления высвобождается энергия ~200 МэВ

4. Z^2 / A – параметр деления – величина, определяющая вероятность деления.

5. Цепная реакция деления.

6. Формула четырех сомножителей

$$K_\infty = \eta \cdot p \cdot f \cdot \varepsilon$$

7. Ядерный реактор на тепловых нейтронах

8 Воспроизводство ядерного горючего

$$n + {}^{238}_{92}U \rightarrow {}^{239}_{92}U \xrightarrow{\beta^-,\ 23 мин} {}^{239}_{93}Np \xrightarrow{\beta^-,\ 2.4\ дня} {}^{239}_{94}Pu$$

$$n + {}^{232}_{90}Th \rightarrow {}^{233}_{90}Th \xrightarrow{\beta^-,\ 22 мин} {}^{233}_{91}Pa \xrightarrow{\beta^-,\ 27\ дней} {}^{233}_{92}U$$

9. Ядерный взрыв

$$N(t) = N_0 e^{t/\tau}$$

10. Термоядерный взрыв

$${}^3He + {}^2H \rightarrow {}^4He + p + 18.35 \text{ МэВ}$$

Дополнение 1. Замедление нейтронов. Замедление нейтронов происходит при упругих столкновениях с ядрами. Так как до столкновения ядро покоилось, то после столкновения оно приходит в движение, получая от нейтрона некоторую энергию. Поэтому нейтрон замедляется. Однако это замедление нейтронов не может привести к их полной остановке из-за теплового движения ядер. Энергия теплового движения порядка kT. Если нейтрон замедлился до этой энергии, то при столкновении с ядром он может с равной вероятностью как отдать, так и получить энергию. Нейтроны с энергиями kT находятся в тепловом равновесии со средой. Поглощение и диффузия нейтронов происходят как во время замедления, так и после окончания этого процесса.

Практическая важность процесса замедления обусловлена тем, что в большинстве нейтронных источников (реактор, радон-бериллиевая ампула и т. д.) нейтроны рождаются в основном с энергиями от десятков *кэВ* до нескольких *МэВ*, в то время, как большинство важных в прикладном отношении нейтронных реакций, согласно закону «1/v», наиболее интенсивно идёт при низких энергиях нейтронов.

Определим среднюю потерю энергии быстрого нейтрона при столкновении с ядром водорода – протоном. Так как массы нейтрона и протона примерно равны, то баланс энергии при столкновении имеет вид

$$E_0 = \frac{Mv^2}{2} = \frac{Mv_n^2}{2} + \frac{Mv_p^2}{2},$$

где E_0, v — начальные энергия и скорость нейтрона, v_n, v_p — соответственно скорости нейтрона и протона после столкновения.

Поскольку в системе центра инерции рассеяние изотропно, то в среднем протон и нейтрон и в лабораторной системе имеют после столкновения одинаковые энергии (благодаря примерному равенству их масс):

$$E_1 = \frac{\overline{Mv_n^2}}{2} = \frac{\overline{Mv_p^2}}{2} = \frac{E_0}{2}$$

где E_1 – средняя энергия нейтрона после столкновения. Таким образом, в водороде энергия нейтрона в среднем уменьшается вдвое при каждом столкновении. Если нейтрон сталкивается не с протоном, а с более тяжёлым ядром, то средняя потеря энергии при столкновении уменьшается При рассеянии нейтрона на ядре с массовым числом A средняя потеря энергии определяется соотношением

$$E_1 = (1 - a/2)E_0, \text{ где } a = \frac{4A}{(A+1)^2}.$$

Например, если замедлителем является углерод ${}^{12}_{6}\mathrm{C}$, то $E_1 \approx 0{,}8E_0$.

Таким образом, в углероде энергия нейтрона в среднем будет уменьшаться вдвое лишь после трёх столкновений. Замедление идёт тем эффективнее, чем легче ядра замедлителя. Кроме того, от хорошего замедлителя требуется, чтобы он слабо поглощал нейтроны, т.е. имел малое сечение поглощения. Малые величины имеют сечения поглощения нейтронов на дейтерии и кислороде. Поэтому хорошим замедлителем является тяжёлая вода D_2O. Приемлемым, но несколько худшим замедлителем является обычная вода H_2O, так как водород поглощает нейтроны интенсивнее, чем дейтерий. Неплохими замедлителями являются также углерод, бериллий, двуокись бериллия.

Важной чертой процесса замедления является то, что потеря энергии на столкновение пропорциональна самой энергии. Так, при столкновении с атомом водорода нейтрон с энергией 1 *МэВ* теряет 0.5 *МэВ*, а нейтрон с энергией в 10 *эВ* – всего 5 *эВ*.

Дополнение 2. Альбедо нейтронов. Интересным свойством нейтронов является их способность отражаться от различных веществ. Это отражение не когерентное, а диффузное. Его механизм таков. Нейтрон, попадая в среду, испытывает беспорядочные столкновения с ядрами и после ряда столкновений может вылететь обратно. Вероятность такого вылета носит название *альбедо* нейтронов для данной среды. Очевидно, что альбедо тем выше, чем больше сечение рассеяния и чем меньше сечение поглощения нейтронов ядрами среды. Хорошие отражатели отражают до 90% попадающих в них нейтронов, т.е. имеют альбедо до 0,9. В частности, для обычной воды альбедо равно 0,8. Отражатели нейтронов широко применяются в ядерных реакторах и других нейтронных установках. Возможность отражения нейтронов объясняется следующим образом. Вошедший в отражатель нейтрон при каждом столкновении с ядром может рассеяться в любую сторону. Если нейтрон у поверхности рассеялся назад, то он вылетает обратно, т.е. отражается. Если же нейтрон рассеялся в другом направлении, то он может рассеяться так, что уйдёт из отражателя при последующих столкновениях. Этот же процесс приводит к тому, что концентрация нейтронов резко снижается вблизи границы среды, в которой они рождаются, т.к. вероятность для нейтрона уйти обратно в среду велика.