

# ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА

## Лекция 34.

### Тема: Атомное ядро.

Учебник:

*Трофимова Т.И.* Курс физики : учеб. пособ. для вузов / Т. И. Трофимова. - М.: Академия, 2007.- с. **476-490**.

**Курочкин А.Р.**  
к.ф.-м.н.

# СОСТАВ И ХАРАКТЕРИСТИКИ АТОМНОГО ЯДРА

**Ядро атома** – центральная массивная часть атома, состоящая из нуклонов:

- **протонов** и
- **нейтронов**, связанных ядерными силами (силами сильного взаимодействия).

- **Протон** (открыт в 1919 году Резерфордом) – нуклон, обладающий положительным электрическим зарядом (+e) и
- массой покоя.

$$m_p = 1,672 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$$

**Энергия покоя** частицы равна  $E_0 = mc^2$ .

$$E_{0(p)} = \frac{1,672 \cdot 10^{-27} \cdot 9 \cdot 10^{16}}{1,6 \cdot 10^{-19}} = 9,383 \cdot 10^8 = 938,3$$

**Нейтрон** (предсказан в 1921 году Резерфордом и открыт в 1932 году Чедвиком) – нуклон, обладающий

- нулевым электрическим зарядом и
- массой покоя.

$$m_n = 1,674 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$$

$$M_{0(n)} \text{ эВ} = 939,57$$

# ХАРАКТЕРИСТИКИ ЯДЕР

## 1. $Z$ – зарядовое число.

- Обозначает число протонов в ядре,
- равно номеру химического элемента в ПС Менделеева.

Заряд ядра равен  $+Ze$ .

## 2. $A$ – массовое число.

- Обозначает общее число нуклонов в ядре.

$N=A-Z$  – число нейтронов в ядре.

${}^A_Z X$  – символ химического элемента.

Пример:  ${}^7_3 Li$

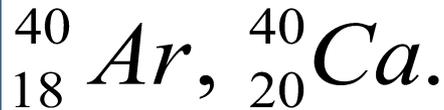
**Размер ядра** –

$$M_{\text{я}} = 1,3 A^{\frac{1}{3}} \cdot 10^{-15}$$

**I. Изотопы** – ядра с одинаковыми значениями зарядового числа  $Z$ , но разными массовыми числами, т. е. с **разным числом нейтронов в ядре.**



**II. Изобары** – ядра с **одинаковым массовым числом.**



**III. Изотоны** – ядра с **одинаковым числом нейтронов.**

# Трудности в создании модели ядра

**Невероятная трудность квантовой задачи многих тел (ядро с массовым числом  $A$  представляет собой систему из  $A$  тел).**

# МОДЕЛИ ЯДРА

## 1. КАПЕЛЬНАЯ. (1936 г. Нильс Бор и Яков Френкель)

Она основана на аналогии между поведением нуклонов в ядре и поведением в капле жидкости.

**Суть.**

Плотность ядра весьма велика ( $\approx 10^{17}$  кг/м<sup>3</sup>) и мало изменяется при переходе от одного ядра к другому. Это позволяет **рассматривать нуклоны как капли жидкости, а ядро – как большую каплю, образованную слиянием капель-нуклонов.**

## **Достижения.**

Позволила:

- 1) вывести полуэмпирическую формулу для энергии связи частиц в ядре;
- 2) дать оценку энергии связи нуклонов в ядре;
- 3) проанализировать устойчивость ядер при различных деформациях их объёма.

## **Неудачи.**

Не смогла объяснить повышенную устойчивость ядер, содержащих магические числа протонов и нейтронов.

## **2. ОБОЛОЧЕЧНАЯ.** 1949-1950 гг. Мария Гепперт-Майер и Ханс Йенсен.

**Суть.**

Предполагает **распределение нуклонов в ядре по дискретным энергетическим уровням** (оболочкам), заполняемым нуклонами согласно **принципу Паули**, и связывает устойчивость ядер с заполнением этих уровней.

**Ядра с полностью заполненными оболочками наиболее устойчивы.**

Из опыта известно, что наиболее устойчивыми оказываются ядра, у которых число протонов либо число нейтронов (либо оба эти числа) равно

2, 8, 20, 28, 50, 82, 126.

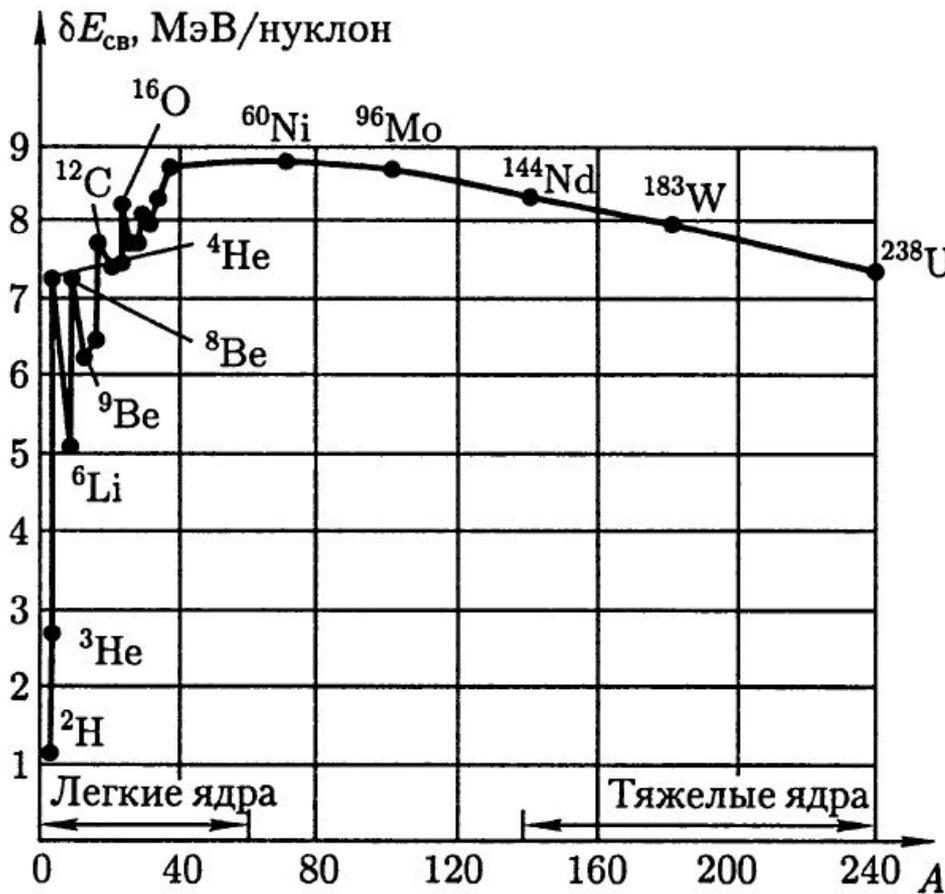


### Магические числа

**Магические ядра** (особо устойчивые ядра) – **ядра**, у которых число **протонов**  $Z$  или **нейтронов**  $N$  является **магическим**.

**Дважды магические ядра** – **ядра**, у которых **магическими** являются и  $Z$  и  $N$ .

${}^4_2\text{He}$ ,  ${}^{16}_8\text{O}$ ,  ${}^{40}_{20}\text{Ca}$ ,  ${}^{48}_{20}\text{Ca}$ ,  ${}^{208}_{82}\text{Pb}$ .



Наиболее устойчивыми с энергетической точки зрения являются ядра из **середины ПС\*** элементов.

Тяжелые и легкие ядра менее устойчивы.



**энергетически выгодны:**

1. **Деление** тяжёлых ядер на более лёгкие;
2. **Слияние** лёгких ядер друг с другом в более тяжёлые.

\*Периодическая система Д.И. Менделеева.

**Достижения.** Позволила объяснить **спи́ны** и **магнитные моменты ядер**, различную **устойчивость ядер**, а также **периодичность изменений их свойств**.

### **Все модели**

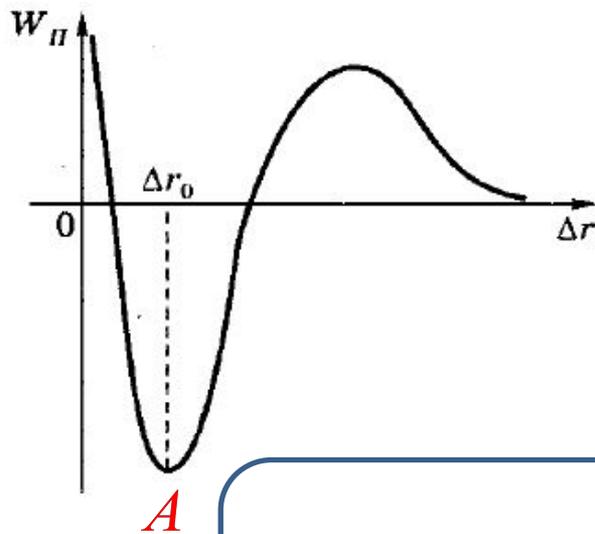
(рассмотренные выше и все остальные)  
**базируются не на «первых принципах»,**  
а на различных частных предложениях.

Последовательная теория  
**ядер атомов** ещё не создана.

# ЯДЕРНЫЕ СИЛЫ

Это силы, действующие между нуклонами в ядре.

1. Рассмотрим зависимость потенциальной энергии взаимодействия  $W_{\text{п}}$  протонов от расстояния  $\Delta r$  между ними.



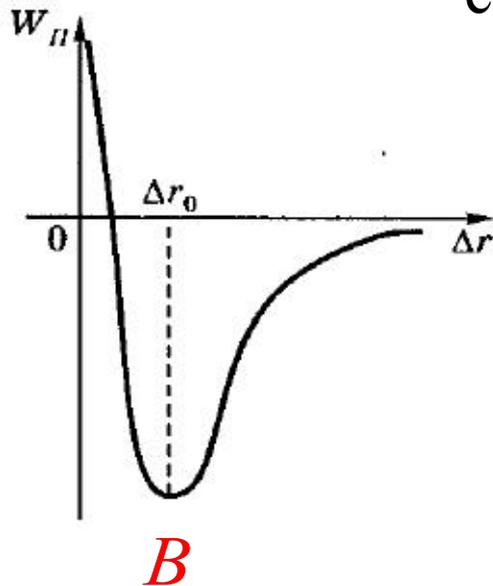
$\Delta r_0$  — расстояние между двумя протонами, соответствующее **устойчивому равновесию**;

- при  $r < \Delta r_0$  возникают **силы отталкивания**;
- при  $r > \Delta r_0$  возникают **силы притяжения**.

**В точке A происходит выравнивание ядерных сил и сил электростатического отталкивания.**

2. Рассмотрим зависимость потенциальной энергии взаимодействия  $W_{\text{п}}$  в ядре двух нейтронов или протона и нейтрона от расстояния  $\Delta r$  между ними.

$\Delta r_0 \approx 10^{-15}$  – расстояние между двумя нуклонами, соответствующее устойчивому равновесию.



В этом случае действуют только ядерные силы, обеспечивая среднее расстояние ( $\Delta r_0$ ) между нуклонами.

**Вывод:** ядерные силы действуют на протоны и нейтроны одинаково, поэтому кривые на графиках выглядят одинаково.

# СВОЙСТВА ЯДЕРНЫХ СИЛ

1. Являются короткодействующими (действие проявляется на расстояниях порядка  $10^{-15}$  м);
2. Обладают зарядовой независимостью (одинаково действуют и на протоны и нейтроны);
3. Не являются центральными (их величина неодинакова в различных направлениях);
4. Обладают эффектом насыщения (каждый нуклон в ядре взаимодействует с ограниченным числом других нуклонов).

# МАССА И ЭНЕРГИЯ СВЯЗИ ЯДРА

Масса ядра всегда меньше суммы масс входящих в него частиц.

$$m_{\text{я}} < m_{\text{р}} + m_{\text{н}}$$

Это обусловлено тем, что при объединении нуклонов в ядро выделяется энергия связи нуклонов друг с другом.

Энергия покоящегося ядра меньше суммарной энергии невзаимодействующих покоящихся нуклонов на величину **энергии связи нуклонов в ядре**

$$E_{\text{св}} = \left[ Z \cdot m_{\text{р}} + (A - Z) \cdot m_{\text{н}} - m_{\text{я}} \right] c^2 = \Delta m c^2,$$

**Энергия связи** – энергия, которую нужно затратить, чтобы расщепить ядро на отдельные нуклоны.

$m_{\text{р}}$  – масса протона;

$m_{\text{н}}$  – масса нейтрона;

$m_{\text{я}}$  – масса ядра.

В таблицах чаще приведены **массы атомов**, а не ядер, поэтому используют следующую формулу:

$$E_{св} = \left[ Z \cdot m_{1H} + (A - Z) \cdot m_n - m_a \right] c^2,$$

где  $m_{1H}$  – масса атома водорода;  
 $m_n$  – масса нейтрона;  
 $m_a$  – масса атома.

Величина

$$\Delta m = \left[ Z \cdot m_p + (A - Z) \cdot m_n \right] - m,$$

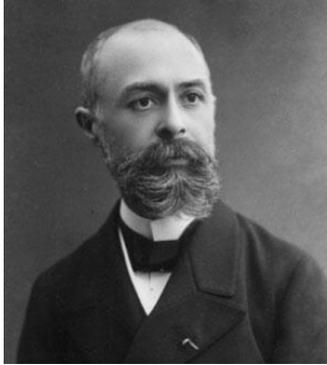
называется **дефектом массы** – разность масс свободных нуклонов (из которых составлено ядро) и массы ядра.

**Удельная энергия связи** нуклонов в ядре – энергия связи, приходящаяся на один нуклон.

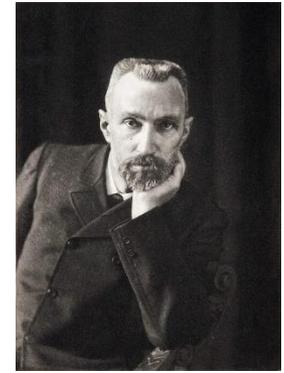
$$E_{уд} = \frac{E_{св}}{A} = \frac{\left[ Z \cdot m_{\text{H}} + (A - Z) \cdot m_{\alpha} - m \right] c^2}{A}.$$

# РАДИОАКТИВНОСТЬ

**Радиоактивность** – свойство некоторых атомных ядер самопроизвольно (спонтанно) превращаться в другие ядра с испусканием элементарных частиц.



В 1896 г. Анри Беккерель впервые наблюдал естественную радиоактивность.

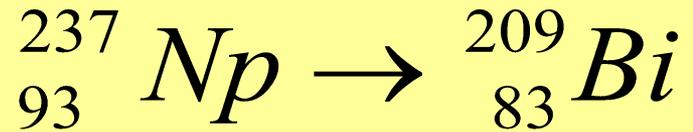
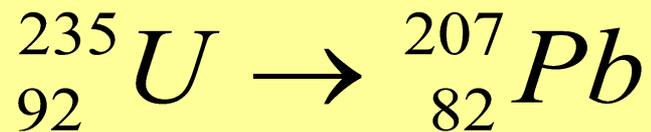
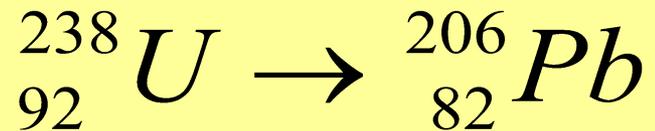
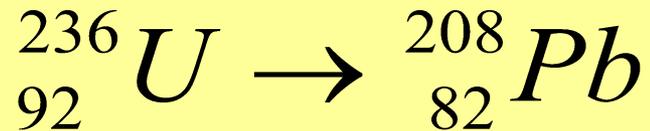


В 1934 г. Пьер и Мария Кюри открыли искусственную радиоактивность.

- а. Естественная радиоактивность** – наблюдается у неустойчивых изотопов, существующих в природе.
- б. Искусственная радиоактивность** – наблюдается у изотопов, полученных посредством ядерных реакций.

**Радионуклиды** – ядра атомов радиоактивных элементов.

**Радиоактивные ряды** (всего их **четыре**) – ряды генетически связанных **радионуклидов**, в которых каждый последующий возникает в результате распада предыдущего.



**Последний элемент каждого ряда –  
стабильный изотоп.**

# ЗАКОН РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА

Число ядер  $dN$ , распавшихся в среднем за интервал времени  $dt$ , пропорционально промежутку времени  $dt$  и числу  $N$  нераспавшихся ядер к моменту времени  $t$ :

$$dN = -\lambda N dt,$$

- дифференциальная  
форма

$[\lambda] = 1/c$  – постоянная радиоактивного распада.

Знак «-» указывает, что общее число радиоактивных ядер в процессе распада уменьшается.

Разделив переменные, получим

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt,$$

и проинтегрировав

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -\lambda \int_0^t dt, \quad \ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t,$$

получим

$$N = N_0 e^{-\lambda t},$$

**Число нераспавшихся ядер убывает со временем по экспоненте.**

$N_0$  (при  $t=0$ ) – начальное число нераспавшихся ядер;

$N$  – число нераспавшихся ядер в момент времени  $t$ .

Рассмотрим график нормированной (относительной)  $N(t)/N_0$  зависимости для двух значений радиоактивного распада  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  ( $\lambda_1 > \lambda_2$ ).



1. Из графика видно, что **скорость протекания распада зависит от постоянной распада  $\lambda$ .**

2. Вместо скорости можно ввести **постоянную времени  $\tau = 1/\lambda$ .**

3. Понятен **физический смысл  $\lambda$ :**

**$\lambda$  обратно пропорциональна промежутку времени, за который число распадающихся ядер уменьшится в  $e$  раз.**

**Среднее время жизни  $\tau$**  – величина, обратная постоянной распада  $\lambda$ . Промежуток, времени за который число нераспавшихся ядер уменьшается в  $e$  раз.

$$\tau = \frac{1}{\lambda}$$

**Период полураспада  $T_{1/2}$**  [с] – промежуток времени, за который число нераспавшихся ядер уменьшается вдвое.

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}}$$

Отсюда  $\lambda T_{1/2} = \ln 2 \approx 0,693$ .



$$T_{1/2} = \tau \ln 2 = \frac{\ln 2}{\lambda}$$

Период полураспада радиоактивных ядер находится в пределах

$$3 \cdot 10^{-7} \text{ с} \leq T_{1/2} \leq 5 \cdot 10^{15} \text{ лет}$$

**Активность** радиоактивного источника  $A$  – число радиоактивных распадов в единицу времени.

$$A = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N.$$

$[A] =$  .  
**\*беккерель**

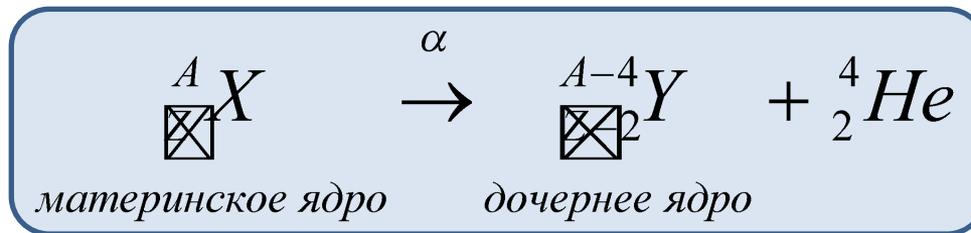
Внесистемная единица активности – **кюри (Ки)**;  
**1 Ки =  $3,7 \cdot 10^{10}$  Бк.**

# ВИДЫ РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА

1.  $\alpha$  – распад;
2.  $\beta$  – распад;
3.  $\gamma$  – излучение ядер;
4. Спонтанное деление тяжёлых ядер;
5. Протонная радиоактивность.

# $\alpha$ -распад

1.  $\alpha$ -излучение представляет собой поток ядер гелия.
2.  $\alpha$ -излучение отклоняется электрическим и магнитным полями.
3. Распад протекает по следующей схеме:

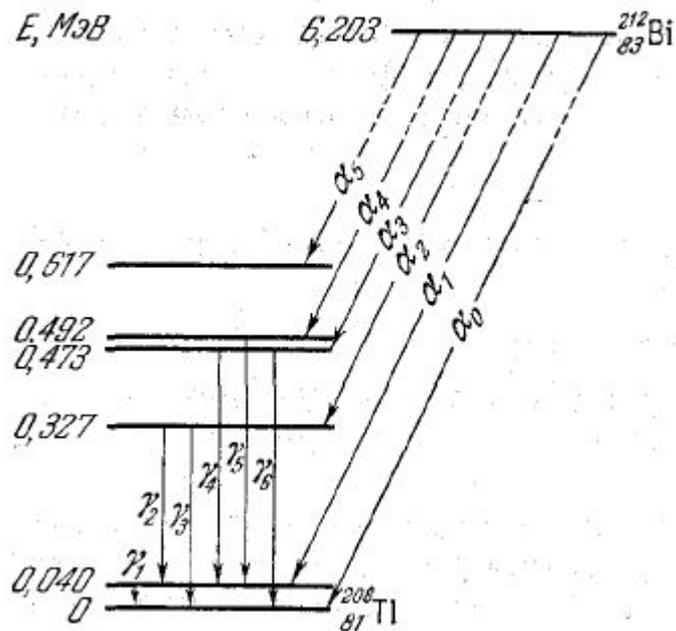


4.  $\alpha$ -распад обычно сопровождается возникновением  $\gamma$ -лучей.
5. Скорости, с которыми  $\alpha$ -частицы (т. е. ядра ) вылетают из распавшегося ядра, очень велики ( $\sim 10^7$  м/сек; кинетическая энергия порядка **5 МэВ**).
6. Пролетая через вещество,  $\alpha$ -частица постепенно теряет свою энергию, затрачивая её на ионизацию молекул вещества, и, в конце концов, останавливается.

7. В воздухе при нормальном давлении пробег составляет несколько сантиметров, в твердом веществе пробег достигает всего нескольких десятков микрон ( $\alpha$ -частицы полностью задерживаются обычным листом бумаги).
8.  $\alpha$ -частица возникает в момент радиоактивного распада ядра.
9. Кинетическая энергия  $\alpha$ -частицы возникает за счёт избытка энергии покоя материнского ядра над суммарной энергией покоя дочернего ядра и  $\alpha$ -частицы ( $E_{0\text{м.я}} > E_{0\text{д.я}} + E_{0\alpha}$ ).

10. Покидая ядро,  $\alpha$ -частице приходится преодолевать потенциальный барьер. Высота барьера заметно превышает энергию вылетающих при распаде  $\alpha$ -частиц. По классическим представлениям преодоление частицей потенциального барьера при указанных условиях невозможно. Однако согласно квантовой механике имеется отличная от нуля вероятность того, что частица просочится через барьер, как бы пройдя по туннелю (явление туннельного эффекта).

11. Спектр  $\alpha$ -частиц – дискретный (одно ядро испускает несколько групп  $\alpha$ -частиц. Энергии  $\alpha$ -частиц, в пределах групп постоянны)



Дочернее ядро может возникать не только в нормальном, но и в возбуждённом состоянии.

12. Для  $\alpha$ -распада существует сильная зависимость периода полураспада от энергии вылетающей  $\alpha$ -частицы. (уменьшение энергии  $\alpha$ -частицы на 1% может увеличить период полураспада в 10 раз)

## Время жизни возбужденных состояний ядер $10^{-14}$ с.

- a) За это время, дочернее ядро переходит в нормальное или более низкое возбужденное состояние, испускающая  $\gamma$ -квант.
- b) Возбужденное ядро может **испустить какую-либо частицу: протон, нейтрон, электрон или  $\alpha$ -частицу**.
- c) Образовавшееся в результате  $\alpha$ -распада возбужденное ядро **может отдать избыток энергии** непосредственно (без предварительного испускания  $\gamma$ -кванта) **одному из электронов К-, L-, M-слоя атома**, в результате чего электрон вылетает из атома. Этот процесс носит название внутренней конверсии.

Образовавшееся в результате вылета электрона вакантное место будет заполняться электронами с вышележащих энергетических уровней. Поэтому внутренняя конверсия всегда сопровождается испусканием характеристических рентгеновских лучей.

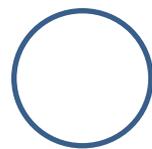
Испускаемый конверсионный электрон не является  $\beta$ -частицей, так как в результате внутренней конверсии не происходит изменения заряда атомного ядра.

Спектр испущенных конверсионных электронов всегда является линейчатым ввиду их моноэнергетичности из-за привязки к конкретной электронной оболочке, в то время как спектр электронов  $\beta$ -распада является непрерывным (из-за того, что при  $\beta$ -распаде энергия распределяется между электроном и электронным антинейтрино).

Спектр – распределение числа частиц по энергиям.

Электромагнитный спектр – распределение интенсивности электромагнитного излучения по частотам или длинам волн.

$10^{-14}$  с



Ядро\*

(возбуждённое состояние)

характеристическое  
рентгеновское излучение

Покинувший  
атом электрон

$$h\nu = E_2 - E_1$$

$E_2$

$E_1$

$\gamma$ -квант

Частица  
( $p, e, n, \alpha$ )

электрон К-слоя атома

$h\nu$

внутренняя  
конверсия

Ядро

Ядро

Ядро

Ядро

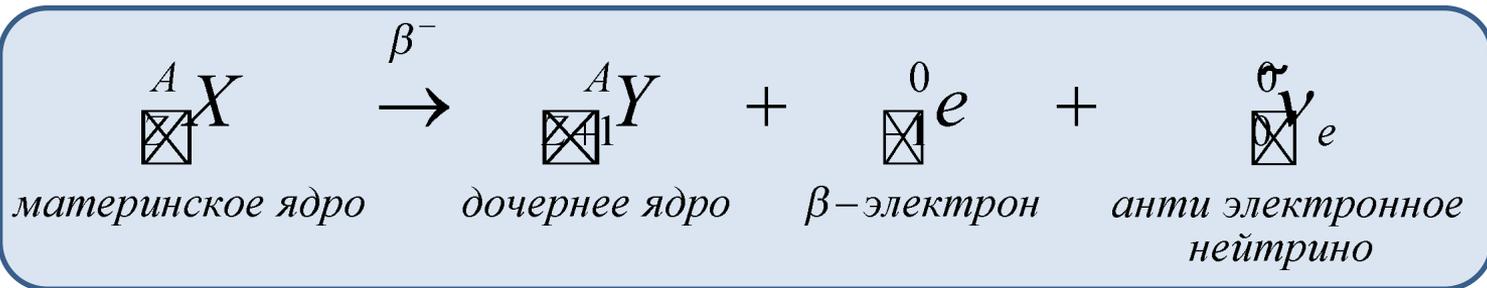
(нормальное или более низкое возбужденное состояние)

# $\beta$ -распад

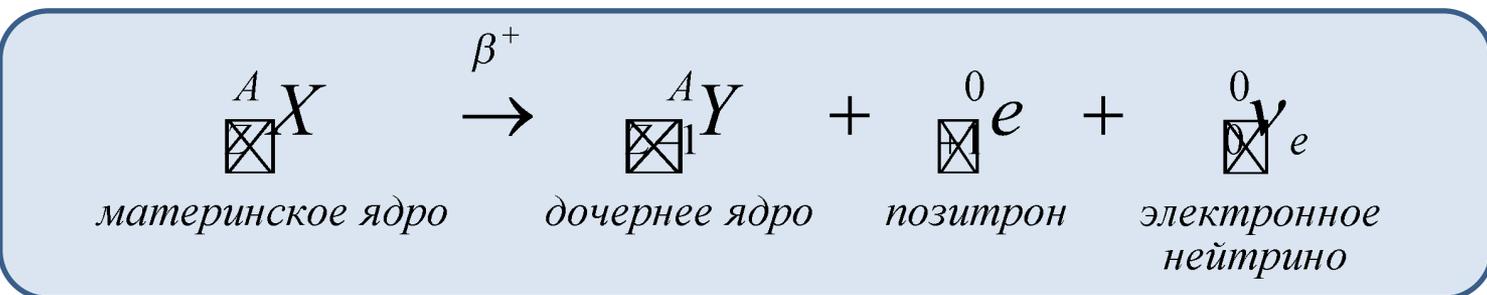
Термином бета-распад обозначают **III** типа ядерных превращений:

1. электронный  $\beta^-$  - распад;
2. позитронный  $\beta^+$  - распады;
3. электронный захват (**K-захват**).

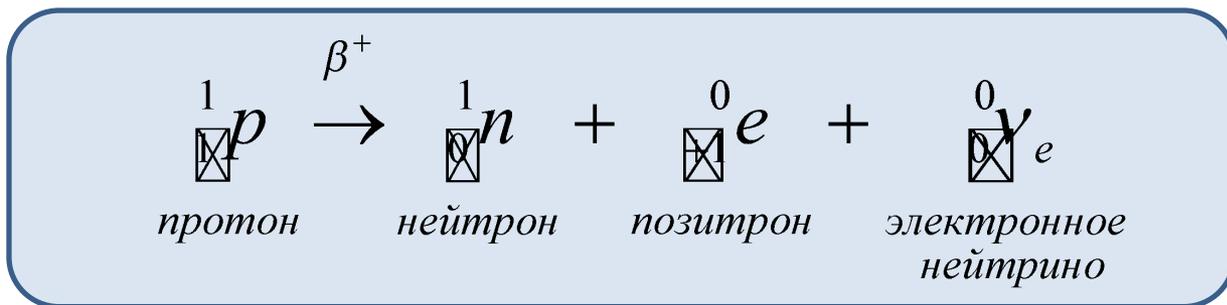
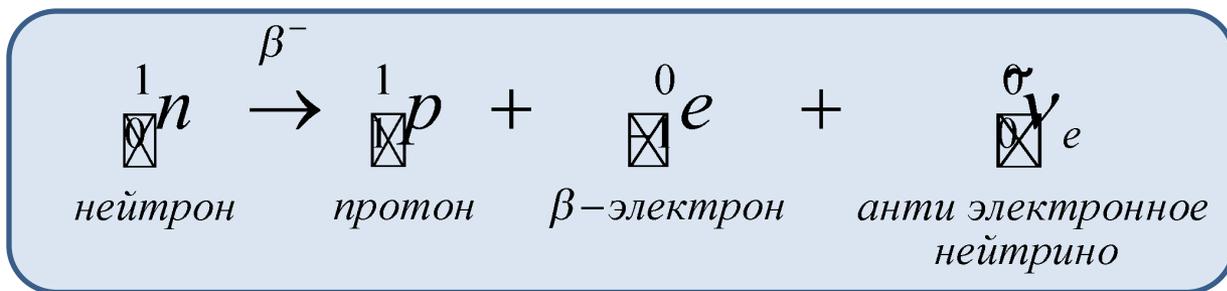
## $\beta^-$ -распад



## $\beta^+$ -распад



$\beta$ -электроны (позитроны) рождаются в результате процессов, происходящих внутри ядра при превращении одного вида нуклона в ядре в другой — нейтрона в протон или протона в нейтрон:



Энергия покоя нейтрона  $E_{0n}$  превышает энергию покоя атома водорода (т.е. протона и электрона вместе взятых). За счет этой энергии может происходить самопроизвольное превращение нейтрона в протон —  $\beta$ -распад, в том числе и вне ядра.

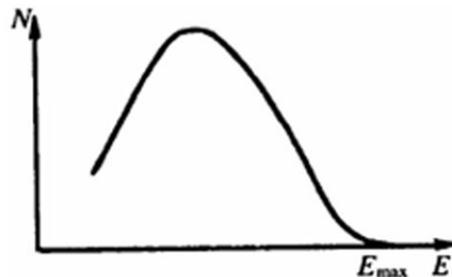
Время жизни нейтрона – 15 мин.

$\beta^+$ -распад для свободного протона наблюдаться не может, однако для протона, связанного в ядре благодаря ядерному взаимодействию частиц, эта реакция оказывается энергетически возможной.

Энергетический спектр испускаемых при бета-распаде электронов является непрерывным.

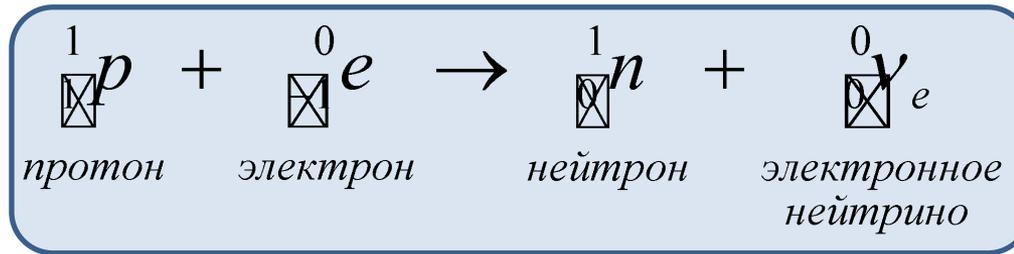
Полная энергия, теряемая ядром при бета-распаде всегда равна  $E_{max}$ , но она по-разному распределяется между электроном и антинейтрино.

(максимальное значение энергии электрона означает, что вся энергия уносится электроном, нулевое значение энергии электрона соответствует тому, что вся энергия уносится антинейтрино)



# Электронный захват (*K*-захват)

В случае *K*-захвата превращение протона в нейтрон идёт по схеме



При этом исчезает один из электронов на ближайшем к ядру *K*-слое атома.

Протон, превращаясь в нейтрон, как бы «захватывает» *K*-электрон.

Особенностью этого типа бета-распада является вылет из ядра только нейтрино.

Исчезновение одного из электронов в *K*-слое атома приводит к электронным переходам между внутренними электронными оболочками атома, что сопровождается характеристическим рентгеновским излучением.

# $\gamma$ -излучение

1.  $\gamma$ -излучение является жестким электромагнитным излучением  $\lambda < 10^{-10} \text{ м}$ .
2. Энергия  $\gamma$ -излучения испускается при переходах ядер из возбужденных энергетических состояний в основное или менее возбужденные состояния, а также при ядерных реакциях.
3.  $\gamma$ -излучение не самостоятельный тип радиоактивности. Оно сопровождает процессы  $\alpha$ - и  $\beta$ -распадов и не вызывает изменения заряда и массового числа ядер.
4.  $\gamma$ -излучение испускается дочерним (а не материнским) ядром, которое в момент своего образования оказывается возбужденным.

(переход из возбужденного состояния ядра в основное происходит за время примерно  $10^{-14} \text{ с}$ , что значительно меньше времени жизни возбужденного атома (примерно  $10^{-8} \text{ с}$ ).

5. Спектр  $\gamma$ -излучения является линейчатым, что доказывает дискретность энергетических состояний атомных ядер.
6.  $\gamma$ -излучение является столь коротковолновым, что его волновые свойства проявляются весьма слабо, а на первый план выступают корпускулярные свойства. Поэтому  $\gamma$ -излучение рассматривают как поток частиц —  $\gamma$ -квантов.
7.  $\gamma$ -кванты, обладая нулевой массой покоя, не могут замедляться в среде, поэтому при прохождении  $\gamma$ -излучения сквозь вещество они либо поглощаются, либо рассеиваются им.

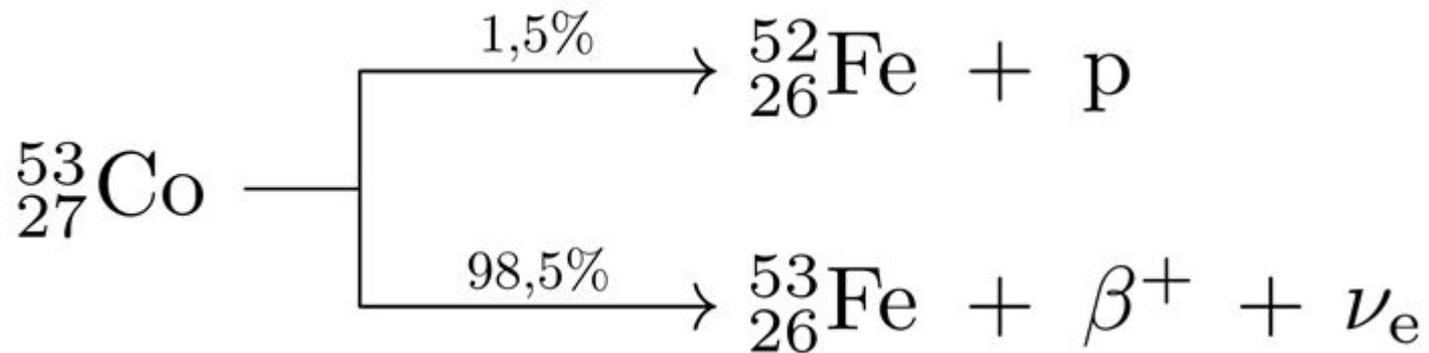
# Процессы, сопровождающие прохождение $\gamma$ -излучения через вещество:

- **Фотоэффект** — испускание атомом, вследствие поглощения  $\gamma$ -кванта, электрона с одной из внутренних электронных оболочек, которое сопровождается характеристическим рентгеновским излучением. Фотоэффект является преобладающим механизмом поглощения в области малых энергий  $\gamma$ -квантов  $E_\gamma < 100$  кэВ;
- **Комптон-эффект** (комптоновское рассеяние) является основным механизмом взаимодействия  $\gamma$ -квантов с веществом при энергиях  $E \sim 500$  кэВ;
- **Образование электрон-позитронных пар** становится основным процессом взаимодействия  $\gamma$ -квантов с веществом при  $E_\gamma > 10$  МэВ.

# ПРОТОННАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ

**Протонная радиоактивность** — вид радиоактивного распада, при котором атомное ядро испускает протон.

Протонный распад обычно конкурирует с  $\beta$ -распадами



# ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

**Ядерной реакцией** называется процесс **сильного** **взаимодействия** атомного ядра с

- элементарной частицей или с
- другим ядром,

приводящей к преобразованию ядра.

Взаимодействие реагирующих частиц возникает при сближении их до расстояний порядка  **$10^{-15}$  м.**

# ВИДЫ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ:

1. Прямые ядерные реакции;
2. Реакции идущие через составное ядро.

**Прямые ядерные реакции** – реакции в которых энергия, вносимая в ядро, передаётся преимущественно одному или небольшой группе нуклонов, которые и покидают ядро.

**Время протекания прямых ядерных реакций** – время, необходимое частице, чтобы пролететь область пространства, заполненную ядром (порядка  $10^{-22}$  с).

# СОСТАВНОЕ ЯДРО

Реакции вызванные малоэнергетическими частицами, протекают в два этапа.

1. Первый этап заключается в захвате приблизившейся к ядру  $X$  на достаточно малое расстояние (такое, чтобы могли вступить в действие ядерные силы) посторонней частицы  $a$  и в образовании промежуточного ядра  $P^*$ , называемого составным ядром.

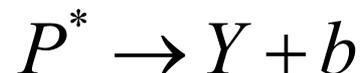
Энергия, привнесённая частицей  $a$

- кинетической энергии частицы и
- энергии её связи с ядром,

за очень короткое время перераспределяется между всеми нуклонами составного ядра, в результате чего это **составное ядро оказывается в возбужденном состоянии**.



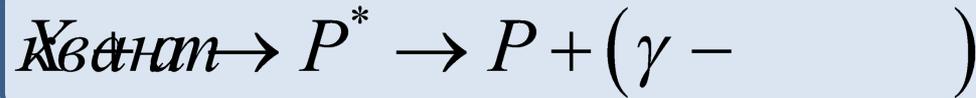
2. На втором этапе составное ядро испускает частицу  $b$ .



Время жизни  
составного ядра  
 $10^{-14}$  -  $10^{-16}$  с

Конкурирующий процесс – радиационный захват.

**Радиационным захватом** называется процесс, в ходе которого ядро приходит в возбуждённое состояние в результате захвата частицы. В основное состояние ядро возвращается испустив  $\gamma$ -квант.



**В любой ядерной реакции выполняются законы сохранения:**

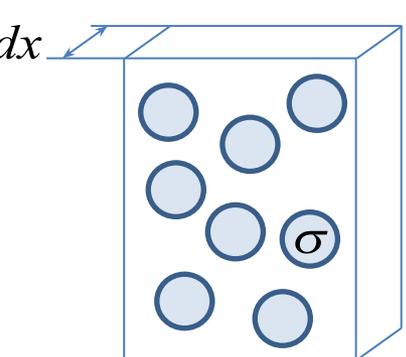
1. Зарядового числа;
2. Массового числа;
3. Энергии;
4. Импульса;
5. Момент импульса.

**Эффективное сечение** – величина, характеризующая вероятность взаимодействия частицы с атомным ядром или другой частицей.

Пусть поток из  $N_{\text{всех}}$  частиц падает на мишень толщиной  $dx$ .

- $N_{\text{всех}}$  – число всех частиц, падающих за единицу времени на единицу площади поперечного сечения вещества;
- $n_{\text{я}}$  – концентрация ядер (число их в единице объёма мишени);
- $dN_{\text{взаим}}$  – число частиц, вступающих в ядерную реакцию (проходящих с ядрами мишени частиц) в слое толщиной  $dx$ ;
- $\sigma$  – поперечное сечение ядер вещества.

Вероятность того, что падающие частицы провзаимодействует с ядрами мишени


$$\left\{ \begin{array}{l} dP = \frac{dN_{\text{взаим}}}{N_{\text{всех}}}, \Rightarrow dN_{\text{взаим}} = N_{\text{всех}} \cdot dP = N_{\text{всех}} n_{\text{я}} \sigma \cdot dx \\ dP = n_{\text{я}} \sigma \cdot dx. \end{array} \right.$$

$$\sigma = \frac{1}{n_{\text{я}} N_{\text{всех}}} \frac{dN_{\text{взаим}}}{dx}$$

$$[\sigma] = \text{барн}$$
$$1 \text{ барн} = 10^{-28} \text{ м}^2$$

В случае толстой мишени поток частиц будет по мере прохождения через неё постепенно ослабевать.

Разбив мишень на тонкие слои, получим

$$dN_{\text{взаим}} = -N_{\text{всех}}(x) \cdot n_{\text{я}} \cdot \sigma \cdot dx$$

$N_{\text{всех}}(x)$  – поток частиц на глубине  $x$ .

$$N(h) = N_0 \exp(-\sigma n_{\text{я}} h)$$

$N(h)$  – поток частиц на глубине  $h$ ;

$N_0$  – первоначальный поток частиц.

Сечения взаимодействия

$$\sigma = \frac{1}{n_{\text{я}} h} \ln \frac{N_0}{N(h)}$$

Эта величина с одной стороны имеет тот же физический смысл, что и в классической механике, то есть

**эффективное сечение** — это площадь поперечного сечения такой области пространства около частицы-мишени, при пересечении которой бомбардирующей частицей-точкой со 100% вероятностью возникает взаимодействие,

но при этом имеются существенные различия:

- ни в пределах объёма ядра, ни вблизи элементарной частицы нет такой области, при пересечении которой другой частицей обязательно произойдёт взаимодействие.

В некоторых случаях даже при пересечении бомбардирующей частицей области эффективного сечения взаимодействия не происходит, тогда как в других случаях взаимодействие происходит, несмотря на пролёт частицы за пределами области эффективного сечения.

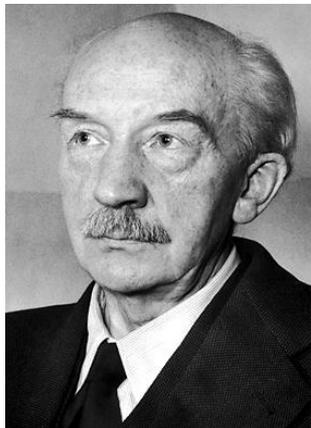
- эффективные сечения определяются не столько геометрическими размерами сложных микрочастиц или радиусами действия сил, сколько волновыми свойствами частиц.
- Область пространства, занятая взаимодействующей частицей, имеет радиус порядка дебройлевской длины волны  $\lambda$ , а следовательно, сечение порядка  $\pi\lambda^2$ . Поскольку  $\lambda$  обратно пропорциональна скорости, сечение возрастает при убывании энергии.

# Классификация ядерных реакций

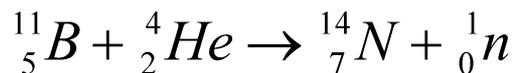
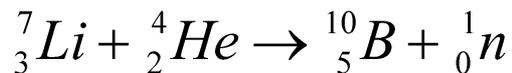
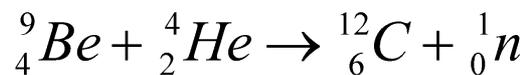
1. По роду участвующих в них частиц (реакции под действием)
  - нейтронов;
  - заряженных частиц (протоны и  $\alpha$ -частицы);
  - $\gamma$ - квантов.
2. По энергии вызывающих их частиц
  - энергии порядка эВ – нейтроны;
  - энергии порядка МэВ –  $\gamma$ -кванты и заряженные частицы;
  - энергии порядка 100-1000 МэВ – частицы, отсутствующие в свободном состоянии.
3. По роду участвующих в них ядер
  - Лёгкие ядра  $A < 50$
  - Средние ядра  $50 < A < 100$ ;
  - Тяжёлые ядра  $A > 100$ .

# ОТКРЫТИЯ НЕЙТРОНА

**В. Боте** и **Г. Беккер** в 1930 г., облучая ядра бериллия, лития, бора  **$\alpha$ -частицами**, обнаружили возникновение излучения очень большой проникающей способности.



**Боте**  
**Вальтер**  
(1891 - 1957)



**Д. Чэдвик** предположил (1932), а впоследствии доказал, что новое проникающее излучение представляет собой поток тяжелых нейтральных частиц, названных им **нейтронами**.



**Чедвик**  
**Джеймс**  
(1891 - 1974)

**Свободный нейтрон** - это **нестабильная**, электрически нейтральная частица с **временем жизни около 15 минут**.

**Характер ядерных реакций под действием нейтронов зависит от их скорости (энергии).**

В зависимости от энергии нейтроны условно делят на две группы:

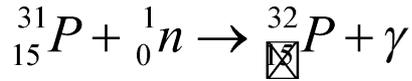
**I. Медленные  $<100$  кэВ,**

**II. Быстрые  $>100$  кэВ.**

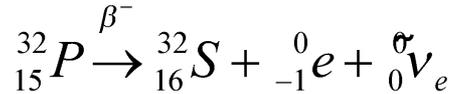
Медленные нейтроны эффективны для возбуждения ядерных реакций, так как они относительно долго находятся вблизи атомного ядра. Благодаря этому вероятность захвата нейтрона ядром становится довольно большой. Однако энергия медленных нейтронов мала, потому они не могут вызывать, например, неупругое рассеяние.

## I. Для **медленных** нейтронов характерны:

- упругое рассеяние на ядрах (реакция типа **(n, n)**);
- радиационный захват (реакция типа **(n, γ)**);



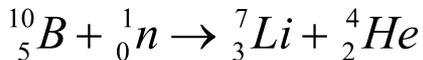
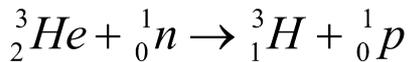
↓



Упругим называют столкновение, в результате которого внутреннее состояние взаимодействующих частиц не меняется.

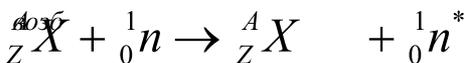
## II. Для **быстрых** нейтронов характерны:

- реакции захвата нейтронов с испусканием заряженных частиц (протонов и α-частиц), (реакции типа **(n, p)** и **(n, α)**);



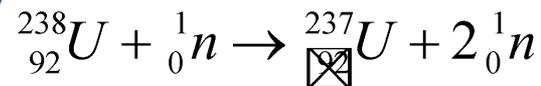
Реакции радиационного захвата, часто ведут к образованию β<sup>-</sup>-активных ядер.

- неупругое рассеяние на ядрах (реакция типа **(n, n\*)**)

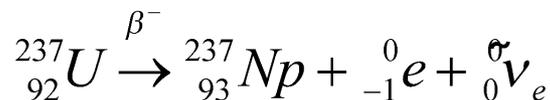


- Вылетевший из ядра нейтрон  $n^*$  имеет энергию меньшую по сравнению с энергией нейтрона  $n$ ;
- Остающееся после вылета нейтрона ядро находится в возбужденном состоянии, поэтому его переход в нормальное состояние сопровождается испусканием  $\gamma$ -кванта.

Когда энергия нейтронов достигает значений **10 МэВ**, становятся возможными реакции типа **(n, 2n)**.



↓



# Наведенная радиоактивность. Активация под действием нейтронов.

**Наведённая радиоактивность** — это радиоактивность веществ, возникающая под действием облучения их ионизирующим излучением, особенно нейтронами.

При облучении частицами

- нейтронами,
- протонами,
- гамма-квантами

стабильные ядра могут превращаться в радиоактивные ядра с различным периодом полураспада, которые продолжают излучать длительное время после прекращения облучения.

## Особенно сильна радиоактивность, наведённая нейтронным облучением.

Для того, чтобы вызвать ядерную реакцию с образованием радиоактивных ядер,  $\gamma$ -кванты и заряженные частицы должны иметь большую энергию.

- $\gamma$ -кванты взаимодействуют с электронными оболочками атомов намного интенсивнее, чем с ядрами, и быстро теряют при этом энергию.
- положительно заряженные частицы (протоны,  $\alpha$ -частицы) быстро теряют энергию, упруго рассеиваясь на ядрах.

Поэтому вероятность гамма-кванта или заряженной частицы вызвать ядерную реакцию ничтожно мала.

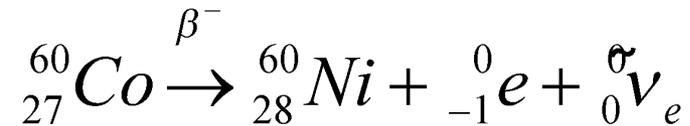
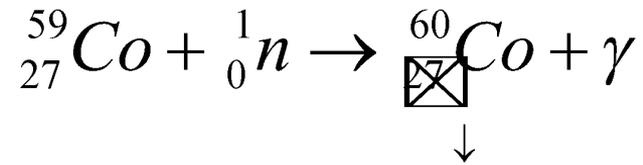
Например, при бомбардировке бериллия альфа-частицами лишь одна из нескольких тысяч или десятков тысяч (в зависимости от энергии альфа-частиц) вызывает ( $\alpha$ , n)-реакцию, а для других веществ эта вероятность ещё меньше.

Нейтроны, захватываются ядрами при любой энергии. **Максимальна вероятность захвата именно нейтронов с низкой энергией.** Поэтому, распространяясь в веществе, нейтрон может попадать в множество ядер последовательно, пока не будет захвачен очередным ядром, и вероятность захвата нейтрона практически равна единице.

**Поглощение нейтронов не обязательно ведёт к появлению наведённой радиоактивности. Многие ядра могут захватывать нейтрон с образованием стабильных ядер.**

Процесс превращения нерадиоактивных ядер в радиоактивные и образования в веществе радиоактивных изотопов под действием облучения называется **активацией**.

**1. Путем активации получают большинство искусственно-радиоактивных изотопов, применяемых в медицине и других областях.**



**2. Активация является одним из поражающих факторов ядерного оружия.**

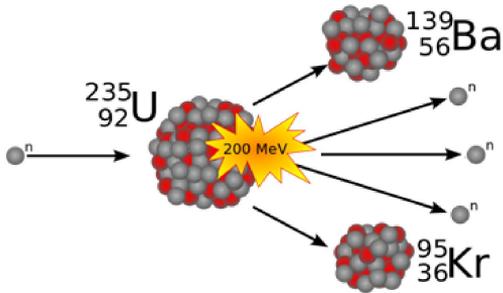
Мощный поток нейтронов, сопровождающий ядерный взрыв, создает наведенную активность в почве, воде, конструкциях зданий, пищевых продуктах и т. д.

# Реакция деления ядра

**Реакция деления ядра**, заключается в том, что тяжёлое ядро под действием нейтронов (и других частиц), делится на два ядра (**осколка деления**), близких по массе.

Особенностью деления ядер является то, что оно сопровождается испусканием **2-3** вторичных нейтронов, называемых **нейтронами деления**.

**Пример.** Возможные реакции деления урана  $^{235}\text{U}$

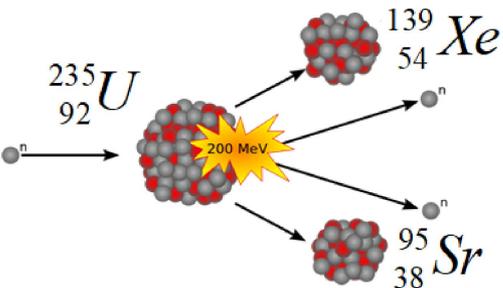
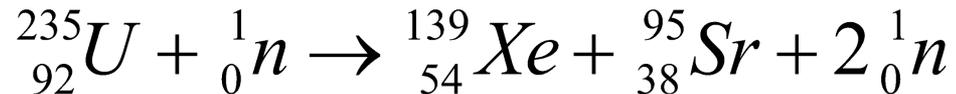


1.



*Образовавшиеся осколки деления перегружены нейтронами, в результате чего они и выделяют нейтроны деления.*

2.



- **Мгновенные нейтроны** испускаются осколками деления через  $10^{-14}$ с;
- **Запаздывающие нейтроны** (от 0,05 до 60с)

Выделение **мгновенных** и **запаздывающих** нейтронов не устраняет полностью перегрузку осколков деления нейтронами. Поэтому осколки оказываются в большинстве радиоактивными и претерпевают цепочку  $\beta^-$ -превращений, сопровождаемых испусканием  $\gamma$ -лучей.

**При облучении нейтронами делятся ядра:**

- урана ( ${}_{92}\text{U}$ ),
- тория ( ${}_{90}\text{Th}$ ),
- протактиния ( ${}_{91}\text{Pa}$ ),
- плутония ( ${}_{94}\text{Pu}$ ).

**Деление тяжёлых ядер может быть вызвано:**

- нейтронами ( ${}^1_0n$ ),
- протонами ( ${}^1_1p$ ),
- дейтронами ( ${}^2_1H$ ),
- $\alpha$ - частицами ( ${}^4_2He$ ),
- $\gamma$ - квантами.

# Энергия деления

При делении тяжёлого ядра выделяется примерно **200 МэВ**

Более 80% этой энергии составляет кинетическая энергия осколков деления.

Остальная часть распределяется между нейтронами, гамма-квантами,  $\beta^-$ -частицами и антинейтрино.

# Механизм деления.

## Описание на основе капельной модели

Для деления с большой вероятностью тяжёлое ядро должно получить энергию извне, превышающую значение барьера деления.

После присоединения нейтрона ядро обладает энергией возбуждения, равной

- энергии связи нейтрона и
- кинетической энергии захваченного нейтрона.

Этой дополнительной энергии может быть достаточно, чтобы ядро перешло в возбуждённое состояние с интенсивными **колебаниями.**

Физически аналогичную ситуацию можно получить, если поместить **каплю воды** на горячую горизонтальную поверхность.

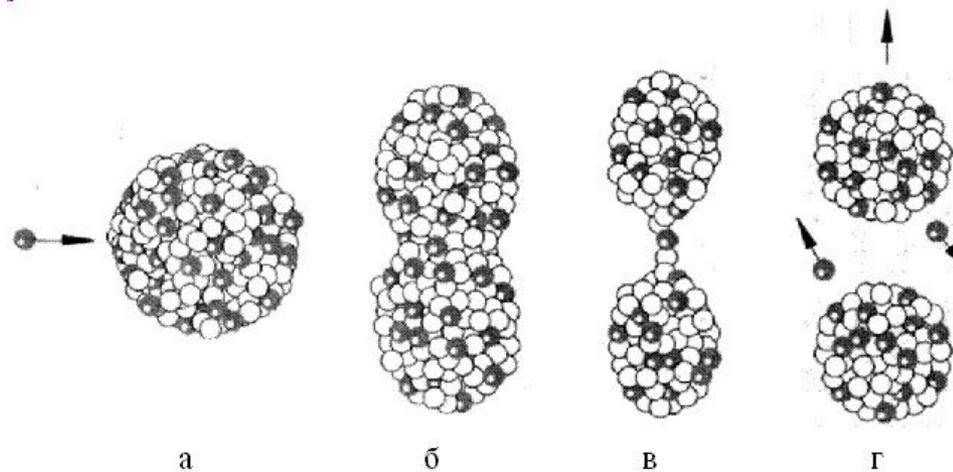
- Если поверхность достаточно горячая, то капля будет плавать на изолирующем слое пара, поддерживающем её над поверхностью в свободном состоянии.
- При этом могут возникнуть колебания формы капли, при которых она примет последовательно шарообразную и эллипсоидальную форму.
- Такое колебательное движение представляет собой состояние динамического равновесия между инерционным движением вещества капли и поверхностным натяжением, которое стремится поддерживать сферически симметричную форму капли.

a. **Если силы поверхностного натяжения достаточно велики, то процесс вытягивания капли прекратится раньше, чем капля разделится.**

b. Если же кинетическая энергия инерционного движения вещества капли окажется большой, то капля может принять гантелеобразную форму и при своём дальнейшем движении разделиться на две части.

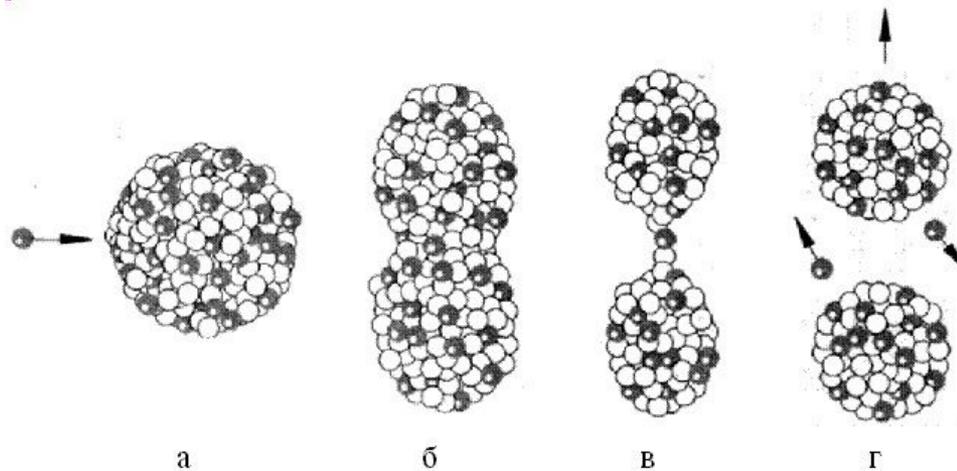
**В случае ядра** процесс происходит аналогично, только к нему добавляется электростатическое отталкивание протонов, действующее как дополнительный фактор против ядерных сил, удерживающих нуклоны в ядре.

- Если ядро находится в возбуждённом состоянии, то оно совершает колебательные движения, связанные с отклонениями его формы от сферической.
- Максимальная деформация увеличивается с ростом энергии возбуждения и при некотором её значении может превысить критическое значение, что приведёт к разрыву исходной капли и образованию двух новых.
- Колебательные движения возможны под действием сил поверхностного натяжения (аналог ядерных сил в капельной модели ядра) и кулоновских.



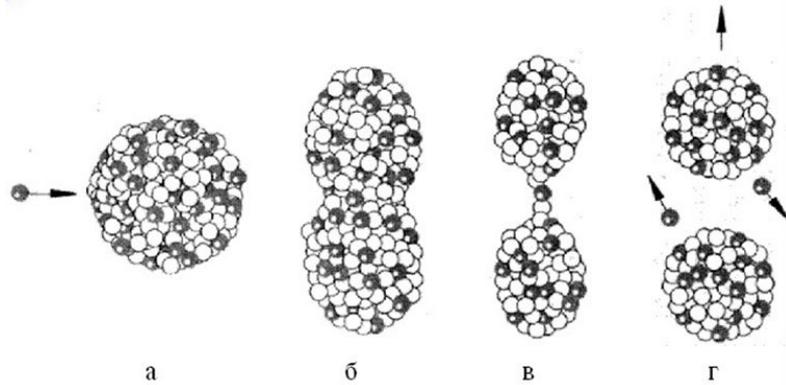
**В капельной модели ядро рассматривается как капля электрически заряженной несжимаемой жидкости.**

Кроме ядерных сил, действующих между всеми нуклонами ядра, протоны испытывают дополнительное электростатическое отталкивание, вследствие которого они располагаются на периферии ядра.



В невозбужденном состоянии силы электростатического отталкивания скомпенсированы, поэтому ядро имеет сферическую форму (**рис. а**).

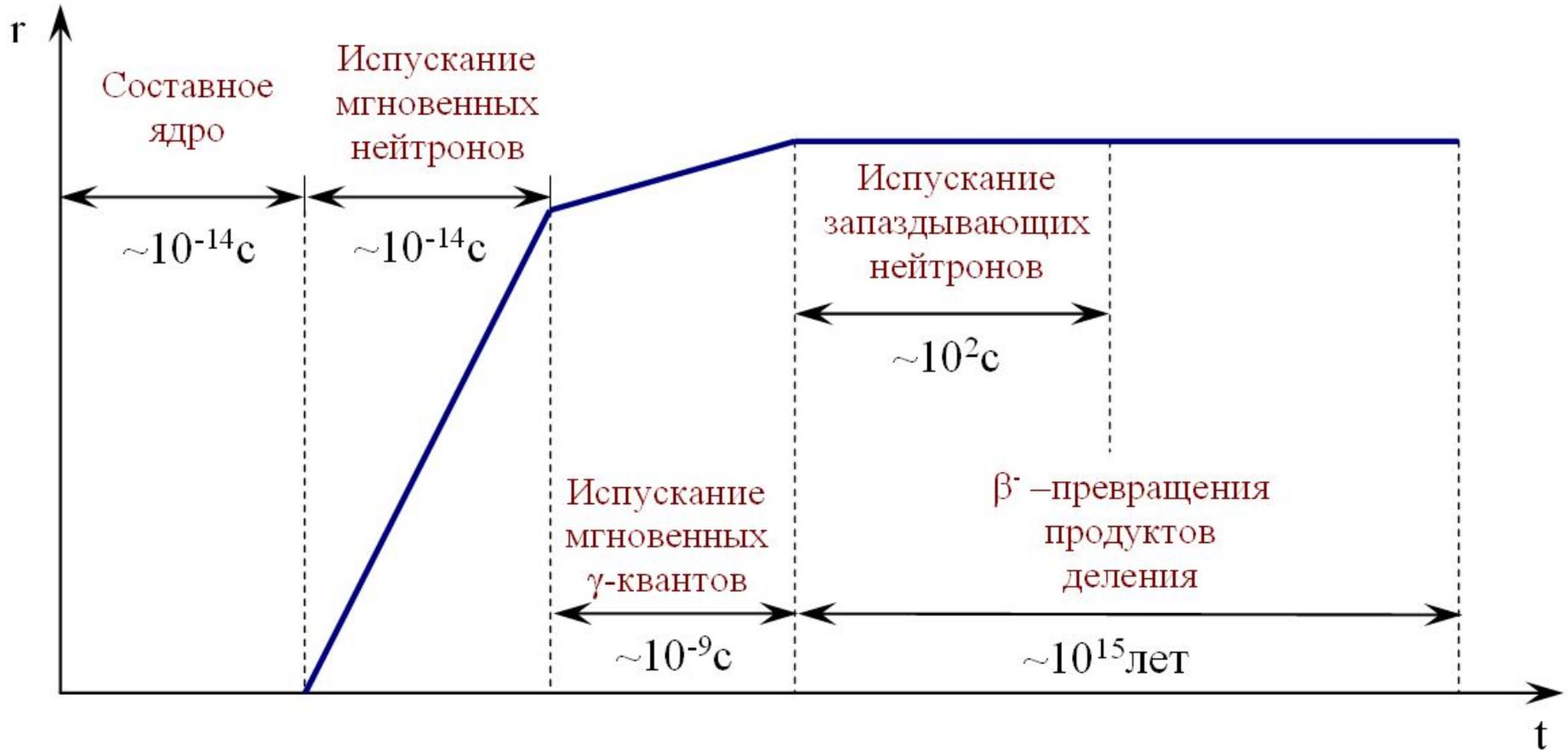
- После захвата ядром  $^{235}\text{U}$  нейтрона образуется промежуточное ядро  $^{236}\text{U}^*$ , которое находится в возбужденном состоянии.
- При этом энергия нейтрона равномерно распределяется между всеми нуклонами, а само промежуточное ядро деформируется и начинает колебаться.



1. **Если возбуждение невелико**, то ядро (**рис. б**), освобождаясь от излишка энергии путем **испускания  $\gamma$ -кванта или нейтрона**, **возвращается в устойчивое состояние**.
2. **Если энергия возбуждения велика**, то деформация ядра при колебаниях может быть настолько большой, что в нем образуется перетяжка (**рис. в**), аналогичная перетяжке между двумя частями раздваивающейся капли жидкости.

Ядерные силы, действующие в узкой перетяжке, уже не могут противостоять значительной кулоновской силе отталкивания частей ядра. Перетяжка разрывается, и ядро распадается на два «осколка» (**рис. г**), которые разлетаются в противоположные стороны.

# Стадии процесса деления



$r$  — расстояние между образовавшимися ядрами,

$t$  — время протекания стадий.

- Деление начинается с **образования составного ядра**.
- Спустя примерно  $10^{-14}$ с это **ядро делится на два осколка**, которые, ускоряясь под действием кулоновских сил, разлетаются в противоположные стороны.
- Ускоренное движение осколков заканчивается спустя  $10^{-17}$ с с момента их образования. К этому времени они имеют суммарную кинетическую энергию примерно **170МэВ** и находятся на расстоянии друг от друга примерно  $10^{-8}$ см, то есть порядка размера атома.
- **Часть энергии деления переходит в энергию возбуждения осколков деления**, которые ведут себя как любые возбуждённые ядра
  - либо переходят в основные состояния, излучая гамма-кванты,
  - либо испускают нуклоны и превращаются в новые ядра, которые также могут оказаться в возбуждённом состоянии и их поведение будет аналогично поведению ядер, образовавшихся при делении исходного составного ядра.

- Испускание ядром нуклона возможно лишь в случае, когда энергия возбуждения превышает энергию связи нуклона в ядре, тогда он испускается с большей вероятностью, чем гамма-квант, так как последний процесс протекает гораздо медленнее (электромагнитное взаимодействие намного слабее ядерного).

Чаще всего испускаемым нуклоном является **нейтрон**,

- так как ему не нужно преодолевать кулоновский барьер при вылете из ядра,
- а для осколков деления это ещё вероятнее, так как они перегружены нейтронами, что приводит к понижению энергии связи последних.

Энергия возбуждения осколков деления примерно равна 20 МэВ, что намного больше энергии связи нейтронов в осколках, а следовательно возможно испускание одного или двух нейтронов каждым из осколков спустя  $10^{-17}$ – $10^{-14}$  с с момента их образования. В результате практически **мгновенно после деления составного ядра осколки деления испускают два или три нейтрона**, которые принято называть **мгновенными**.

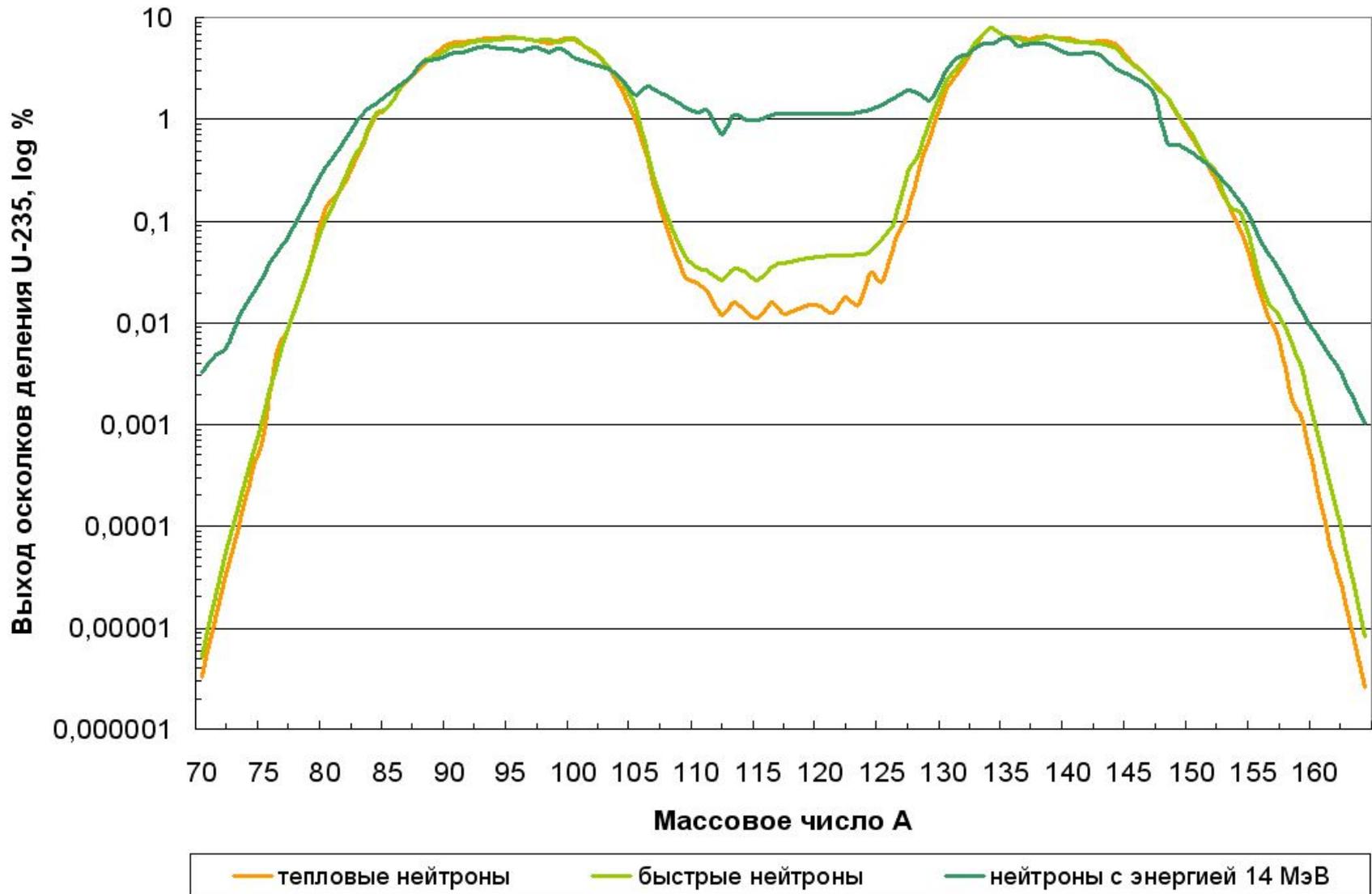
- Образовавшиеся ядра по-прежнему находятся в возбуждённых состояниях, однако в каждом из них энергия возбуждения меньше энергии связи нейтрона, поэтому остатки энергии возбуждения излучаются в виде гамма-квантов спустя  $10^{-14}$ – $10^{-9}$  с с момента испускания нейтронов, такие гамма-кванты также называются мгновенными.
- В дальнейшем движение осколков деления не связано с их превращениями. Так как они увлекают за собой не все электроны исходного атома, из них образуются многозарядные ионы, кинетическая энергия которых тратится на ионизацию и возбуждение атомов среды, что вызывает их торможение. В результате ионы превращаются в нейтральные атомы с ядрами в основных энергетических состояниях. Такие атомы называются продуктами деления.

- **Продукты деления** имеют ядра со всё ещё избыточным количеством нейтронов по сравнению со стабильными ядрами в той же области массовых чисел и являются  $\beta^-$ -радиоактивными, каждое из них служит началом серии  $\beta^-$ -превращений, заканчивающихся только при достижении стабильного состояния.

**В результате  $\beta^-$ -распадов могут образовываться ядра в возбуждённых состояниях**, которые переходят в основные состояния

1. путём излучения  $\gamma$ -квантов либо, крайне редко,
2. превращаются в другие ядра путём испускания нейтронов.  
Такие нейтроны называются запаздывающими.

# Осколки



При делении  ${}_{235}^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами образуется около 30 различных пар осколков, преимущественно **неравной массы**.

Самый лёгкий из них имеет **массовое число 72**, самый тяжёлый — **161**.

**Наиболее вероятно деление на осколки с отношением масс 3/2.**

Выход таких осколков достигает примерно 6%, в то время как осколков с равными массами — примерно  $10^{-2}\%$ .

Такой характер распределения осколков по массам наблюдается для всех делящихся нуклидов как при спонтанном делении, так и при делении возбуждённых составных ядер независимо от вида частиц, бомбардирующих исходные ядра.

Кривые выхода осколков деления слабо различаются для разных делящихся ядер, это говорит о том, что асимметрия в распределении осколков присуща самому механизму деления ядер.

**Асимметричность деления осколков противоречит предсказаниям капельной модели ядра, так как бесструктурная капля с наибольшей вероятностью должна делиться как раз на две равные части.**

**Деление на неравные части объясняется в рамках оболочечной модели ядра как результат преимущественного образования ядер с заполненными оболочками, содержащими **50** и **82** нейтронов (магические числа).**

Однако асимметрия деления уменьшается при увеличении энергии возбуждения делящегося ядра и при больших её значениях исчезает. Например, в случае деления  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами вероятность симметричного деления составляет примерно 0,01%, нейтронами с энергией 14 МэВ около 1%, а при энергии нейтрона более 100 МэВ распределение осколков деления по массам имеет один максимум, соответствующий симметричному делению ядра. Такая тенденция находится в согласии с представлением о применимости ядерных моделей.

# ПРОДУКТЫ ДЕЛЕНИЯ

Массовое число продуктов деления, как правило, не изменяется в процессе  $\beta^-$ -превращений, поэтому выход осколка деления с определённым массовым числом можно рассматривать и как выход всех продуктов деления с тем же массовым числом. Таким образом, среди продуктов деления находятся в основном атомы с массовыми числами ядер в интервалах 90—105 и 130—145.

Состав продуктов деления в общем случае постоянно изменяется, однако если процесс деления продолжается достаточно долго с постоянной скоростью, то в большинстве цепочек  $\beta^-$ -распада достигается равновесие и химический состав продуктов деления становится неизменным. Каждый элемент при этом представлен многими изотопами из разных цепочек. В состоянии равновесия из всех продуктов деления примерно:

25 % — редкоземельные элементы,  
15 % — цирконий,  
12 % — молибден,  
6,5 % — цезий,  
16 % — благородные газы (ксенон и криптон).

Количество продуктов деления примерно в 2 раза превышает количество разделившихся ядер. Так как размеры всех атомов приблизительно одинаковы, то продукты деления занимают больший объём, чем атомы делящегося материала, что приводит к радиационному набуханию ядерного топлива, то есть образование в нём пор, заполненных газообразными продуктами деления или рост его объёма.

# НЕЙТРОННАЯ БОМБА

Нейтронная бомба отличается от «классических» видов ядерного оружия — атомной и водородной бомб — прежде всего мощностью. Она имеет мощность около 1 кт, что в 20 раз меньше мощности бомбы, сброшенной на Хиросиму, и примерно в 1000 раз меньше больших (мегатонных) водородных бомб.

Ударная волна и тепловое излучение, возникающие при взрыве нейтронной бомбы, в 10 раз слабее, чем при воздушном взрыве атомной бомбы типа «Хиросима». Так, взрыв нейтронной бомбы на высоте 100 м над землёй, вызовет разрушения только в радиусе 200—300 м.

Губительное для всего живого действие оказывает излучение быстрых нейтронов, плотность потока которых при взрыве нейтронной бомбы в 14 раз выше, чем при взрыве «классических» ядерных бомб.

Нейтроны убивают всё живое в радиусе 2,5 км.

Поскольку нейтронное излучение создаёт короткоживущие радиоизотопы, к эпицентру взрыва нейтронной бомбы можно «безопасно» приблизиться — по утверждению её создателей — уже через 12 ч. Для сравнения укажем, что водородная бомба надолго загрязняет радиоактивными веществами территорию радиусом около 7 км.

# ЗАЩИТА ОТ НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Быстрые нейтроны плохо поглощаются любыми ядрами, поэтому для защиты от нейтронного излучения применяют комбинацию **замедлитель - поглотитель**.

Наилучшие **замедлители** - водородсодержащие материалы.

Обычно применяют:

- воду,
- парафин,
- полиэтилен,
- бериллий,
- графит.

Замедленные нейтроны хорошо **поглощаются** ядрами бора, кадмия.

Проникающая способность нейтронов очень велика по причине отсутствия заряда и, как следствие, слабого взаимодействия с веществом.

**Слой половинного ослабления нейтронного излучения для лёгких материалов в несколько раз меньше, чем для тяжёлых.**

**Слой половинного ослабления** - толщина слоя поглотителя, ослабляющего плотность потока энергии излучения в два раза.

Нейтронное излучение радиоизотопных источников часто сопровождается  $\gamma$ -излучением, поэтому необходимо проверять, обеспечивает ли защита от нейтронов также защиту от  $\gamma$ -излучения. Если не обеспечивает, то необходимо вводить в защиту компоненты с высоким атомным номером (**железо, свинец**).

# ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ В НЕДРАХ ЗВЁЗД

К 1939 году было установлено, что источником звёздной энергии является происходящий в недрах звёзд термоядерный синтез.

Большинство звёзд испускают излучение потому, что в их недрах четыре протона соединяются через ряд промежуточных этапов в одну альфа-частицу.

Это превращение может идти двумя основными путями, называемыми

1. протон-протонным (p-p-циклом) и
2. углеродно-азотным (CN-циклом).

**В маломассивных звёздах энерговыделение, в основном, обеспечивается первым циклом, в тяжёлых — вторым.**

# 1. ПРОТОН-ПРОТОННЫЙ ЦИКЛ

**Протон-протонный цикл** — совокупность термоядерных реакций, в ходе которых водород превращается в гелий в звёздах, находящихся на главной звездной последовательности.

Протон-протонный цикл доминирует в звёздах с массой порядка массы Солнца или меньше, на него приходится до 98% выделяемой энергии.

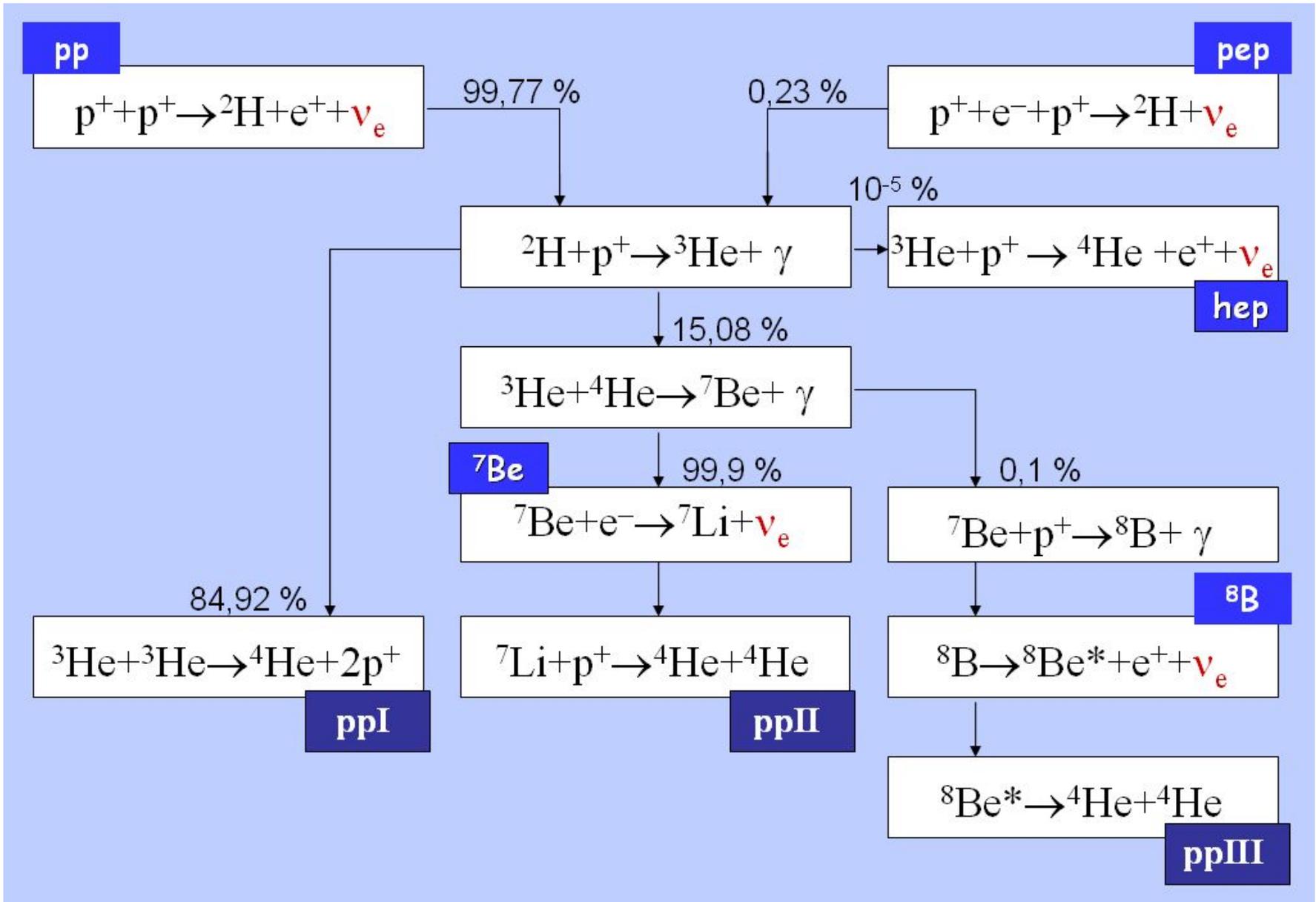
Цикл принято делить на три основных цепочки:

1. ppI,
2. ppII,
3. ppIII.

Существенный вклад в энергоснабжение вносят только первые две. Оставшиеся превращения существенны только при точном подсчёте количества высокоэнергичных нейтрино.

# Протон-протонный цикл

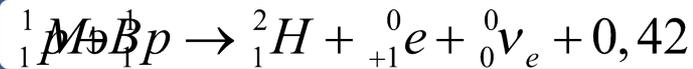
(все три цепочки, а также her- и pep-ветви)



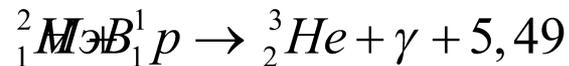
Конечным продуктом цепочки ppI, доминирующей при температурах **от 10 до 14 миллионов градусов**, является **ядро атома гелия**, возникшее в результате **слияния четырёх протонов** с выделением энергии, эквивалентной 0,7% массы этих протонов.

Цикл включает в себя три стадии:

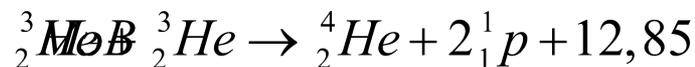
1. Вначале два протона, имеющие достаточно энергии, чтобы преодолеть кулоновский барьер, сливаются, образуя дейтрон, позитрон и электронное нейтрино;



2. затем дейтрон сливается с протоном, образуя ядро  ${}^3\text{He}$ ;



3. наконец, два ядра атома гелия-3 сливаются, образуя ядро атома гелия-4. При этом высвобождаются два протона.



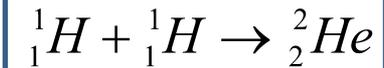
Другие две цепочки (ppII и ppIII) вносят вклад в цикл при более высоких температурах, чем ppI.

На Солнце около 85% слияний водорода в гелий-4 происходят через ppI.

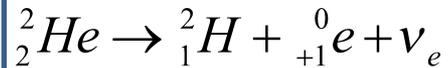
## pp-реакция

Реакция слияния двух протонов происходит в две стадии.

1. Сначала два протона образуют дипротон:



2. Дипротон практически моментально распадается обратно на два протона (протонный распад), однако, в крайне редком случае он успевает испытать бета<sup>+</sup> распад, превращаясь в дейтрон



# реp-реакция

В некоторых случаях (на Солнце 0,25 %, или в одной реакции из 400) слияние протонов в ядро дейтерия происходит не с эмиссией позитрона, а с поглощением электрона.

Это **слияние двух протонов и электрона называется реp-реакцией** (по частицам в начальном состоянии);

В ней излучается моноэнергетическое нейтрино с энергией 1,44МэВ, выпускаемое при электронном захвате.

## Һер-реакция

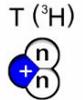
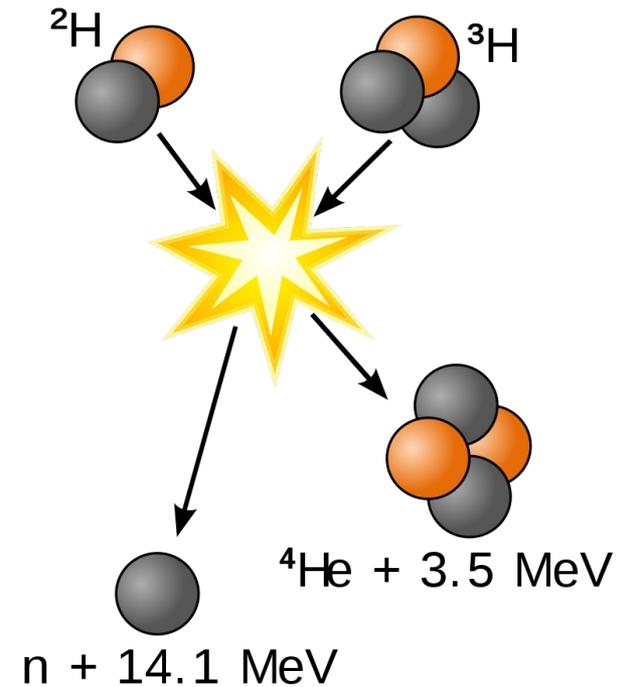
Обычно ядро гелия-3, образовавшееся во второй реакции рр-цикла после слияния дейтрона и протона, реагирует с другим ядром  $^3\text{He}$  (ветвь ррI, 85% в условиях Солнца) или  $^4\text{He}$  (ветви ррII и ррIII, суммарно около 15% на Солнце).

В очень редких случаях ( $10^{-5}\%$  на Солнце)  $^3\text{He}$  захватывает протон с образованием ядра гелия-4, позитрона и электронного нейтрино. Эта так называемая һер-реакция (название от He+p) редка, так как она происходит посредством слабого взаимодействия — один из трёх протонов, имеющих в начальном состоянии, должен превратиться в нейтрон — в то время как конкурирующие реакции  $^3\text{He}+^3\text{He}$  и  $^3\text{He}+^4\text{He}$ , несмотря на более высокий кулоновский барьер, не связаны с изменением заряда нуклонов.

# ТЕРМОЯДЕРНАЯ РЕАКЦИЯ

**Термоядерная реакция** — разновидность ядерной реакции, при которой лёгкие атомные ядра объединяются в более тяжёлые за счёт кинетической энергии их теплового движения.

Для того чтобы произошла ядерная реакция, исходные атомные ядра должны преодолеть «**кулоновский барьер**» — силу электростатического отталкивания между ними. Для этого они должны иметь большую кинетическую энергию.



Согласно кинетической теории, кинетическую энергию движущихся микрочастиц вещества (атомов, молекул или ионов) можно представить в виде температуры, а следовательно, нагревая вещество, можно достичь термоядерной реакции. Именно эту взаимосвязь нагревания вещества и ядерной реакции и отражает термин «термоядерная реакция».

# КУЛОНОВСКИЙ БАРЬЕР

- Атомные ядра имеют положительный электрический заряд.
- Для того, чтобы произошло слияние ядер, они должны сблизиться на расстояние, на котором действует сильное взаимодействие. Это расстояние — порядка размера самих ядер и во много раз меньше размера атома. На таких расстояниях они испытывают сильное электростатическое отталкивание. Сила этого отталкивания, в соответствии с законом Кулона, обратно пропорциональна квадрату расстояния между зарядами.
- На расстояниях порядка размера ядер величина сильного взаимодействия, которое стремится их связать, начинает быстро возрастать и становится больше величины кулоновского отталкивания.

- Чтобы вступить в реакцию, ядра должны преодолеть потенциальный барьер.

Например, для реакции дейтерий-тритий величина этого барьера составляет примерно **0,1 МэВ**. Для сравнения, энергия ионизации водорода — **13 эВ**.

Поэтому вещество, участвующее в термоядерной реакции, будет представлять собой практически полностью ионизированную плазму.

- Температура, эквивалентная **0,1МэВ**, приблизительно равна **10<sup>2</sup>К**, однако есть два эффекта, которые снижают температуру, необходимую для термоядерной реакции:

1. Во-первых, температура характеризует лишь среднюю кинетическую энергию, есть частицы как с меньшей энергией, так и с большей. На самом деле в термоядерной реакции участвует небольшое количество ядер, имеющих энергию намного больше средней (т. н. «хвост максвелловского распределения»).
2. Во-вторых, благодаря квантовым эффектам, ядра не обязательно должны иметь энергию, превышающую кулоновский барьер. Если их энергия немного меньше барьера, они могут с большой вероятностью туннелировать сквозь него.

# ТЕРМОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

Некоторые важнейшие экзотермические термоядерные реакции с большими сечениями:

- (1)  $D + T \rightarrow {}^4\text{He} \text{ (3,5 MeV)} + n \text{ (14,1 MeV)}$
- (2)  $D + D \rightarrow T \text{ (1,01 MeV)} + p \text{ (3,02 MeV)}$  (50 %)
- (3)  $D + D \rightarrow {}^3\text{He} \text{ (0,82 MeV)} + n \text{ (2,45 MeV)}$  (50 %)
- (4)  $D + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} \text{ (3,6 MeV)} + p \text{ (14,7 MeV)}$
- (5)  $T + T \rightarrow {}^4\text{He} + 2 n + 11,3 \text{ MeV}$
- (6)  ${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + 2 p + \gamma \text{ (+12,85 MeV)}$
- (7)  ${}^3\text{He} + T \rightarrow {}^4\text{He} + p + n + 12,1 \text{ MeV}$  (51 %)
- (8)  $D + D \rightarrow {}^4\text{He} \text{ (4,8 MeV)} + D \text{ (9,5 MeV)}$  (43 %)
- (9)  $D + D \rightarrow {}^4\text{He} \text{ (0,5 MeV)} + n \text{ (1,9 MeV)} + p \text{ (11,9 MeV)}$  (6 %)
- (10)  $D + {}^6\text{Li} \rightarrow 2 {}^4\text{He}^{[2]} + 22,4 \text{ MeV}$  -
- (11)  $p + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} \text{ (1,7 MeV)} + {}^3\text{He} \text{ (2,3 MeV)}$
- (12)  ${}^3\text{He} + {}^6\text{Li} \rightarrow 2 {}^4\text{He} + p + 16,9 \text{ MeV}$
- (13)  $p + {}^{11}\text{B} \rightarrow 3 {}^4\text{He} + 8,7 \text{ MeV}$
- (14)  $n + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + T + 4,8 \text{ MeV}$

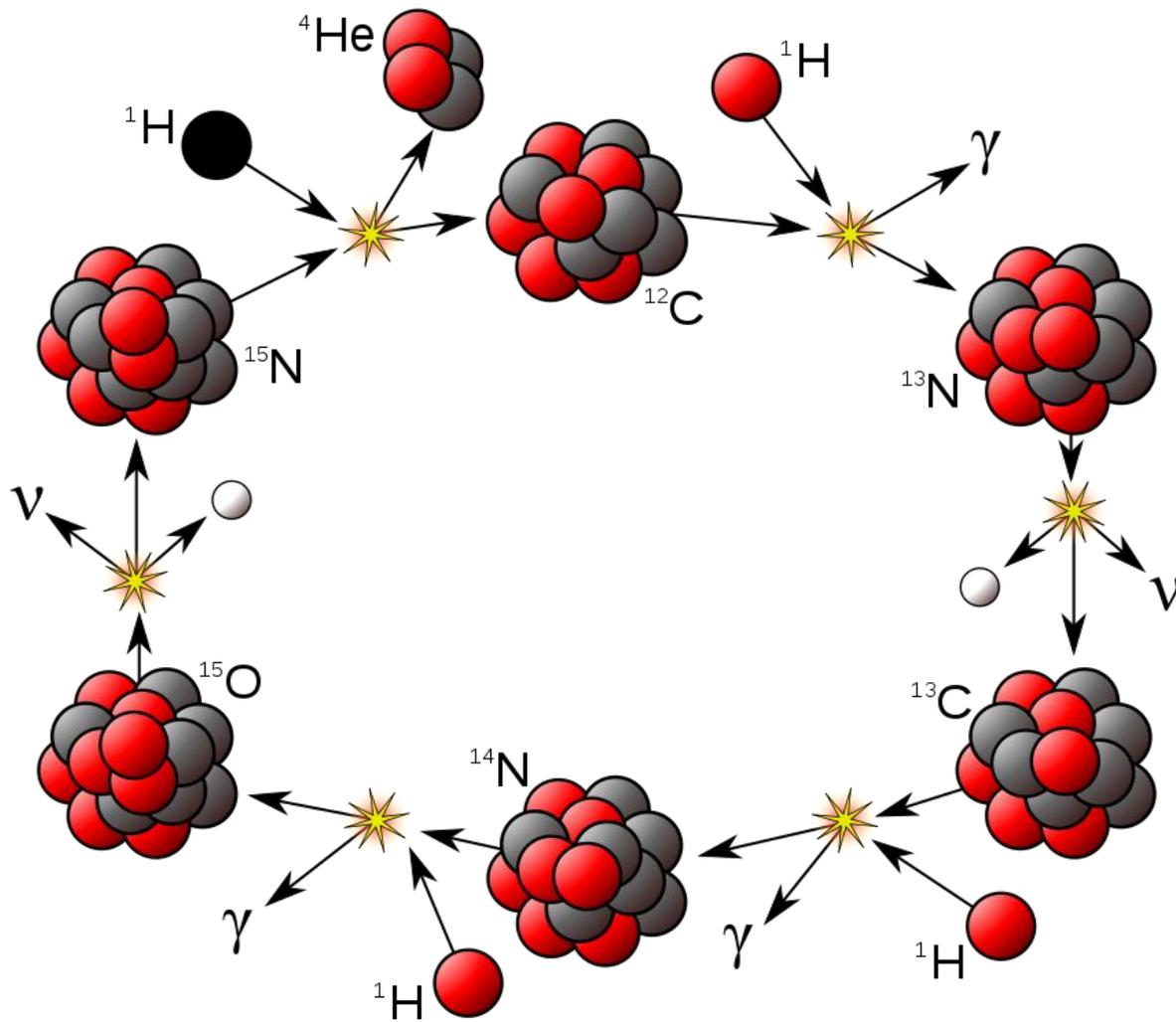
## 2. CNO-ЦИКЛ

**CNO-цикл** — термоядерная реакция превращения водорода в гелий, в которой углерод, кислород и азот выступают как катализаторы.

Считается одним из основных процессов термоядерного синтеза в **массивных звёздах** главной последовательности.

**CNO-цикл** — это совокупность трёх частично перекрывающихся циклов.

Самый простой из них — CN-цикл (цикл Бете, или углеродный цикл) — был предложен в 1938 году Хансом Бете и независимо от него Карлом Вайцзеккером.

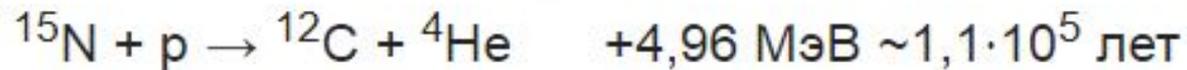
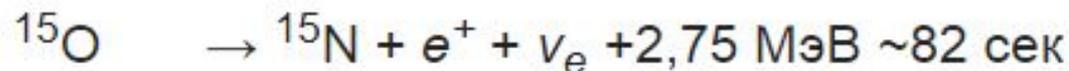
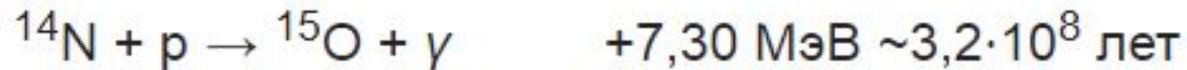
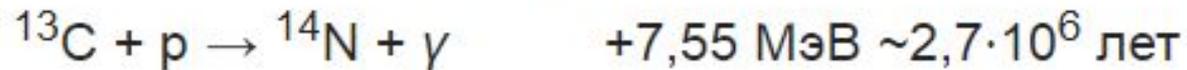
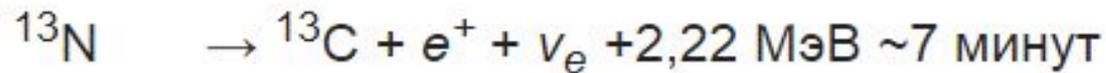
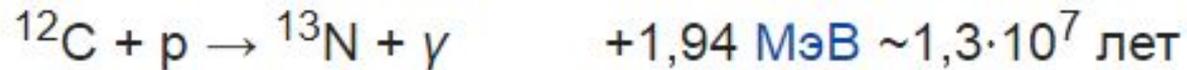


	Протон	$\gamma$	Гамма-излуч.
	Нейтрон	$\nu$	Нейтрино
	Позитрон		

# CN-цикл

Суть **CN-цикла** состоит в непрямом синтезе  $\alpha$ -частицы из четырёх протонов при их последовательных захватах ядрами, начиная с  $^{12}\text{C}$ .

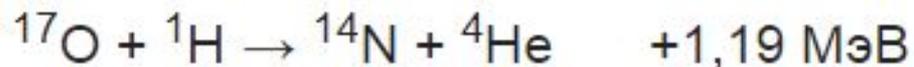
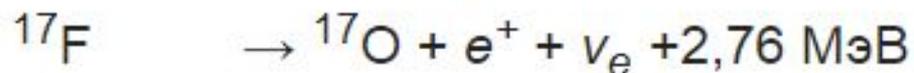
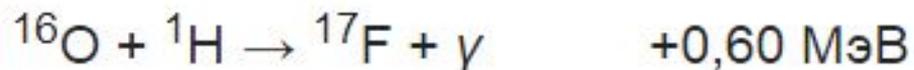
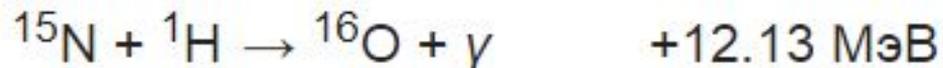
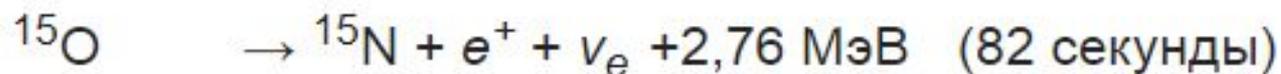
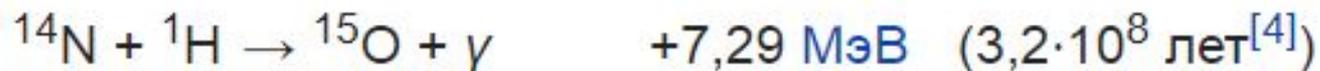
Основной путь реакции CN-цикла (дополнительно указано характерное время протекания реакций)



# ПРОЦЕССЫ КИСЛОРОДНОГО СГОРАНИЯ

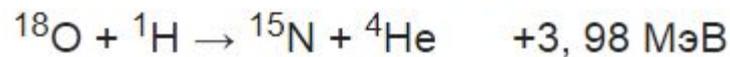
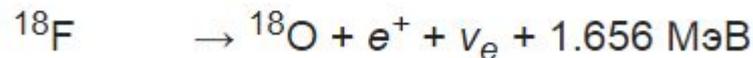
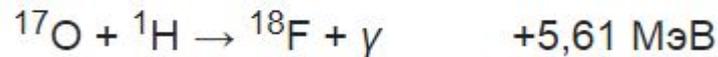
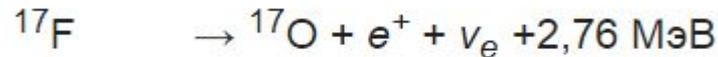
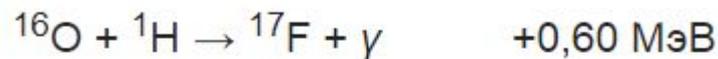
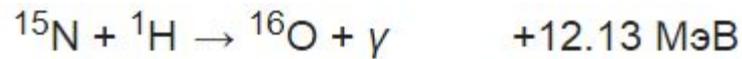
В реакции с захватом протона ядром  $^{15}\text{N}$  возможен ещё один исход: образование ядра  $^{16}\text{O}$  и рождение нового цикла, называемого **NO I-циклом**.

Он имеет в точности ту же структуру, что и CN-цикл:



**NO I-цикл** повышает темп энерговыделения в CN-цикле, увеличивая число ядер-катализаторов CN-цикла.

Последняя реакция этого цикла также имеет два варианта протекания, один из которых даёт начало ещё одному циклу - **NO**  
**II-циклу**:



Таким образом, циклы

- **CN**,
- **NO I** и
- **NO II**

образуют *тройной CNO-цикл*.