

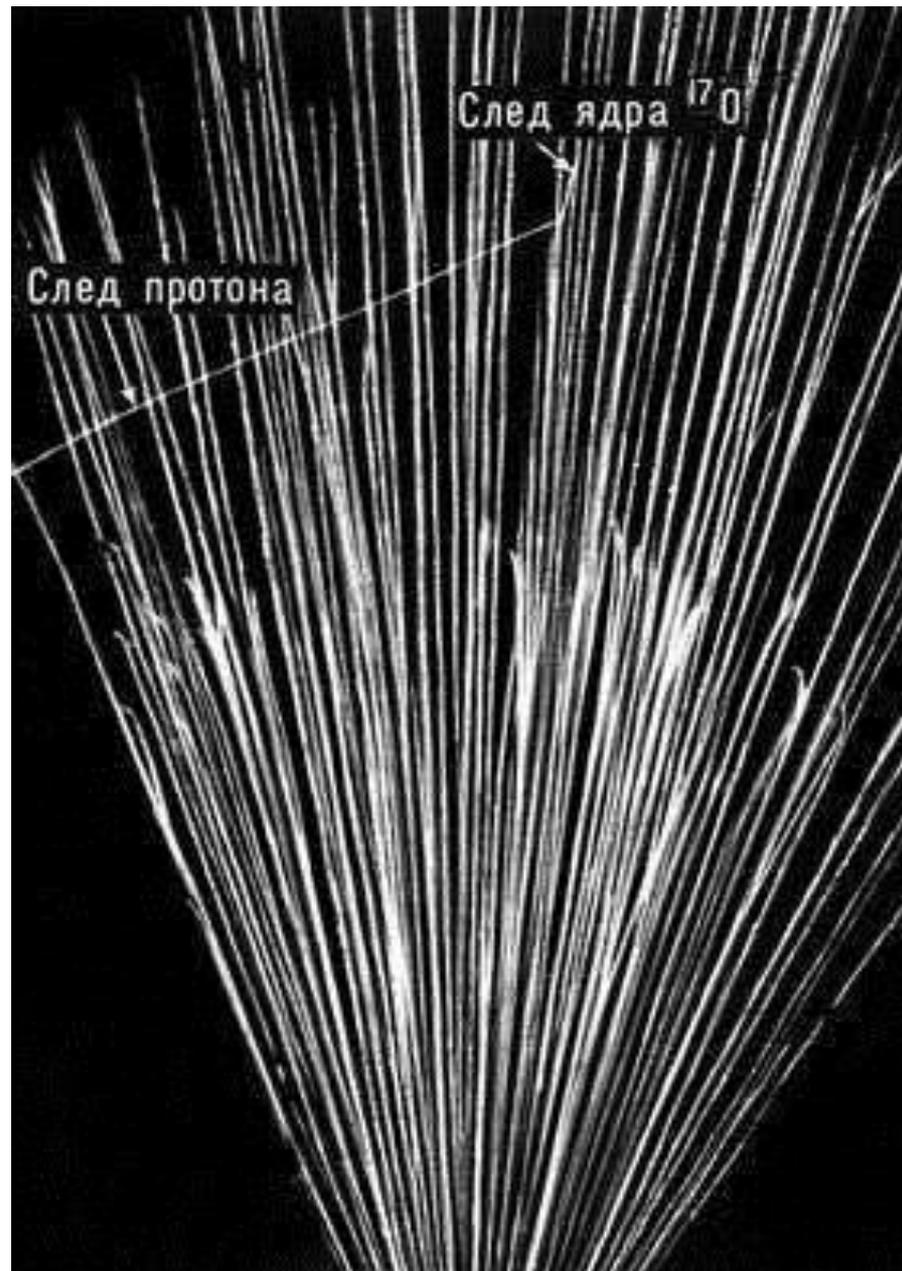
Тайны атомных ядер

2017

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

1919 г.

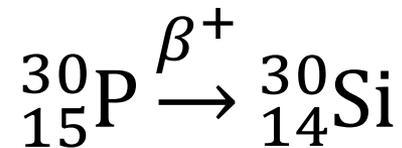
Э. Резерфорд осуществил первую искусственную ядерную реакцию $^{14}\text{N}(\alpha, p)^{17}\text{O}$ и доказал наличие в атомном ядре протонов.



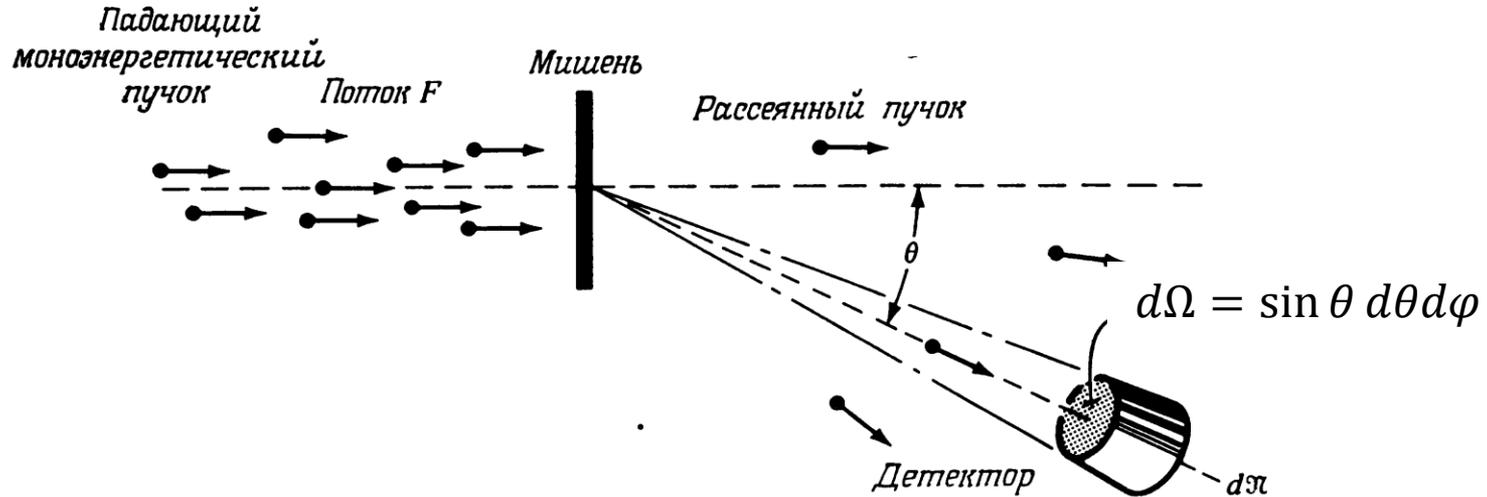
Любой процесс столкновения элементарной частицы с ядром или ядра с ядром называется **ядерной реакцией**.

Ядерные реакции – основной метод изучения структуры и свойств атомных ядер. В ядерных реакциях изучаются механизмы взаимодействия частиц и атомных ядер с атомными ядрами. В результате ядерных реакций получают новые не встречающиеся в естественных условиях изотопы и химические элементы.

Обозначения



Сечение реакции σ



Сечение реакции – величина, определяющая вероятность перехода системы взаимодействующих частиц в определенное конечное состояние.

Сечение реакции под определенным углом называется **дифференциальным эффективным сечением** $\frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega}$

(Интегральное) эффективное сечение σ – дифференциальное сечение, проинтегрированное по всем углам

$$\sigma = \int \frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega} \sin \theta d\theta d\varphi$$

Сечение реакции и число событий N

$$\frac{dN(\theta, \varphi)}{d\Omega} = j \cdot n \cdot l \cdot s \cdot \frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega}$$

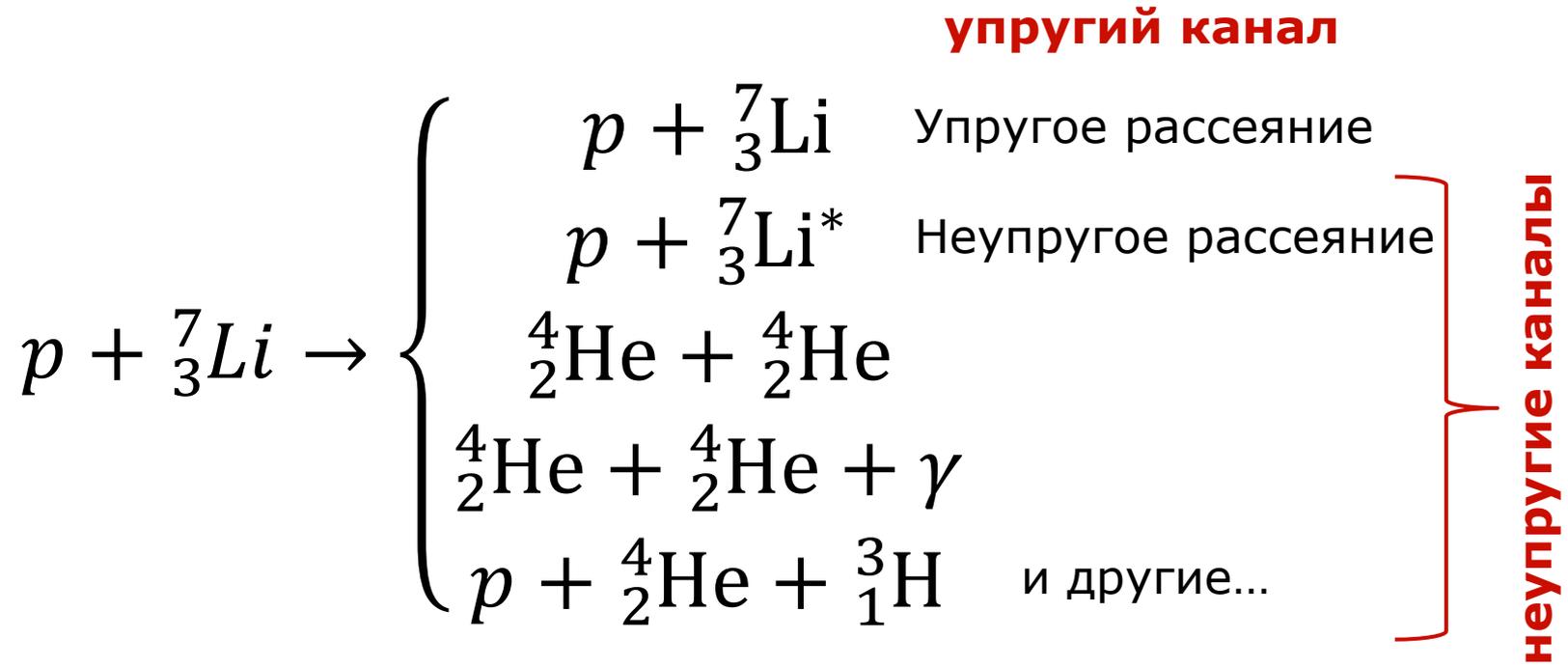
$$N = j \cdot n \cdot l \cdot s \cdot \sigma$$

- N – число событий в секунду,
- j – поток частиц a через 1 см^2 поверхности мишени,
- n – число частиц в 1 см^3 мишени,
- s – площадь мишени в см^2 ,
- l – толщина мишени в см,
- σ – сечение реакции.

$$\left| \frac{N}{\text{сек}} \right| = \left| \frac{j}{\text{сек} \times \text{см}^2} \right| \left| \frac{n}{\text{см}^3} \right| \left| l \right| \left| s \right| \left| \sigma \right|$$

N j n l s σ

Каналы ядерной реакции



Полное сечение: сумма сечений по всем неупругим каналам и сечения упругого рассеяния

$$\sigma_{\text{полн}} = \sigma_{\text{упр}} + \sigma_{\text{неупр}}$$

Законы сохранения в ядерных реакциях

Законы сохранения в ядерных реакциях



1. Закон сохранения энергии
2. Закон сохранения импульса

Энергия реакции Q

$$Q = \sum m_i c^2 - \sum m_f c^2$$

$$Q = (m_a + m_A - m_b - m_B)c^2$$

$Q > 0$ – экзотермические реакции

$Q < 0$ – эндотермические реакции

Упругое рассеяние: $Q = 0$

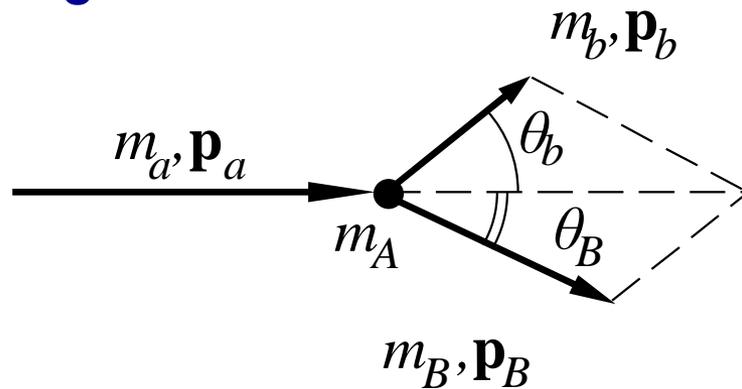
Распад: $Q > 0$

Законы сохранения в ядерных реакциях

Законы сохранения энергии и импульса

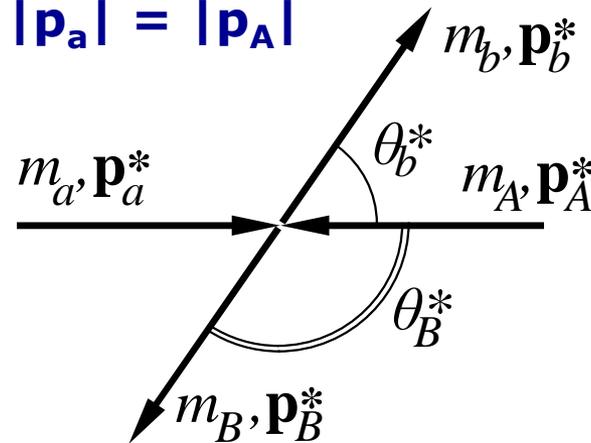
$$\left\{ \begin{array}{l} \sum T_i + \sum m_i c^2 = \sum T_f + \sum m_f c^2 \\ \sum \vec{p}_i = \sum \vec{p}_f \end{array} \right.$$

Лабораторная система отсчета
 $|\mathbf{p}_A| = 0$



$$\left\{ \begin{array}{l} T_a + Q = T_b + T_B \\ \vec{p}_a = \vec{p}_b + \vec{p}_B \end{array} \right.$$

Система центра инерции
 $|\mathbf{p}_a| = |\mathbf{p}_A|$



$$\left\{ \begin{array}{l} T_a^* + T_A^* + Q = T_b^* + T_B^* \\ \vec{p}_a^* + \vec{p}_A^* = \vec{p}_b^* + \vec{p}_B^* = 0 \end{array} \right.$$

Законы сохранения в ядерных реакциях

Порог эндотермической реакции $Q < 0$ —

минимальная кинетическая энергия, при которой возможно протекание эндотермической реакции

Лабораторная система отсчета
 $|\mathbf{p}_A| = 0$

Система центра инерции
 $|\mathbf{p}_a| = |\mathbf{p}_A|$

$$\begin{cases} T_a + Q = T_b + T_B \\ \vec{p}_a = \vec{p}_b + \vec{p}_B \end{cases}$$

$$\begin{cases} T_a^* + T_A^* + Q = T_b^* + T_B^* \\ \vec{p}_a^* + \vec{p}_A^* = \vec{p}_b^* + \vec{p}_B^* = 0 \end{cases}$$

$$T_a = |Q| \left(1 + \frac{m_a}{m_A} + \frac{|Q|}{2m_A c^2} \right)$$

$$T_b^* = T_B^* = 0$$

При $Q \ll m_A$

$$T_a \approx |Q| \left(1 + \frac{m_a}{m_A} \right)$$

$$T_a^* + T_A^* = -Q$$

Законы сохранения в ядерных реакциях



Число нуклонов (барионный заряд **B**)

$$A(a) + A(A) = A(b) + A(B)$$

Электрический заряд **Q**

$$Z(a) + Z(A) = Z(b) + Z(B)$$

Момент количества движения **J**

$$\vec{J}_a + \vec{J}_A + \vec{l}_{aA} = \vec{J}_b + \vec{J}_B + \vec{l}_{bB}$$

Четность **P**

$$P_a P_A (-1)^{l_{aA}} = P_b P_B (-1)^{l_{bB}}$$

Законы сохранения в ядерных реакциях

Изотопический спин (I) – квантовое число, отражающее свойство зарядовой независимости сильного взаимодействия. С точки зрения ядерных сил протон и нейтрон являются одинаковыми частицами, нуклонами.

нуклон

$$\vec{I}(p) = \vec{I}(n) = \frac{1}{2}$$

$$I_3(p) = +\frac{1}{2} \quad I_3(n) = -\frac{1}{2}$$

ядро

$$\frac{|N - Z|}{2} \leq |\vec{I}(N, Z)| \leq \frac{|N + Z|}{2}$$

$$I_3(N, Z) = \frac{|N - Z|}{2}$$

Закон сохранения изотопического спина I

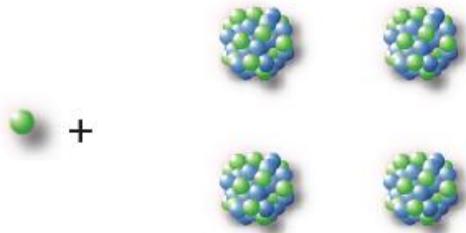
$$\vec{I}_a + \vec{I}_A = \vec{I}_b + \vec{I}_B$$

$$I_3(a) + I_3(A) = I_3(b) + I_3(B)$$

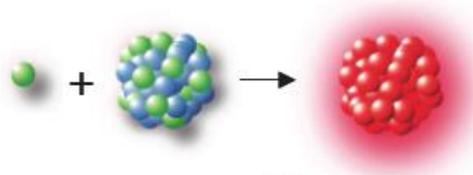
Механизмы ядерных реакций

Реакции под действием нейтронов

Рассеяние в
конденсированных
средах

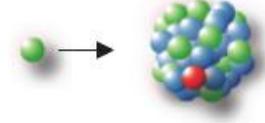


Реакции с
образованием
составного ядра

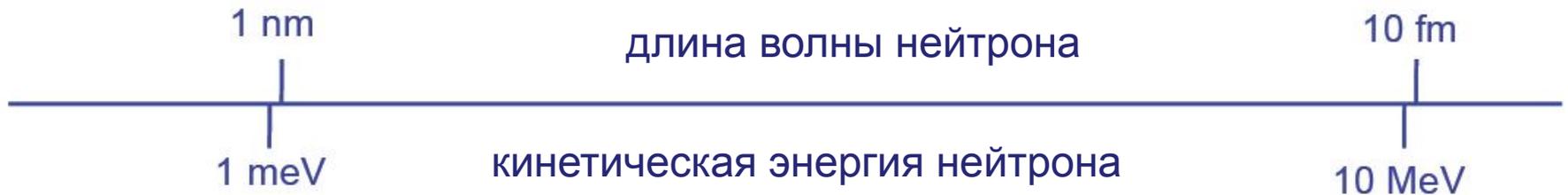


$$\tau \sim 10^{-16}$$
$$E_n < 10 \text{ MeV}$$

Прямые
ядерные
реакции



$$\tau \sim 10^{-22}$$
$$E_n > 10 \text{ MeV}$$



Классификация ядерных реакций

При классификации ядерных реакций по времени протекания в качестве временного масштаба используют ядерное время – время пролёта частицы через ядро:

$$\tau_{\text{я}} = \frac{2R}{v} \approx 10^{-22} \text{ с}$$

1. Если время реакции $t_p \approx \tau_{\text{я}}$, то это **прямая реакция.**

Налетающая частица a передаёт энергию одному-двум нуклонами ядра, не затрагивая остальных, и они сразу покидают ядро, не успев обменяться энергией с остальными нуклонами. Например, реакция (p, n) может произойти в результате столкновения протона с одним нейтроном ядра. К прямым процессам относятся реакции срыва (d,p), (d,n) и реакции подхвата (p,d), (n,d), реакции фрагментации, при которых нуклон высокой энергии, сталкиваясь с ядром, выбивает из него фрагмент, состоящий из нескольких нуклонов.

2. Если $t_p \gg \tau_{\text{я}}$, то реакция идёт через **составное ядро.** Налетающая частица a и нуклон, которому она передала энергию, «запутываются» в ядре. Энергия распределяется среди многих нуклонов, и у каждого нуклона энергия недостаточна для вылета из ядра. Лишь через сравнительно большое время в результате случайных перераспределений она концентрируется на одном из нуклонов или нескольких связанных нуклонах, и они покидают ядро. Механизм составного ядра предложен Нильсом Бором в 1936 г.

Реакции с образованием составного ядра



Оболочечная модель:
Состояния нуклонов в
потенциальной яме

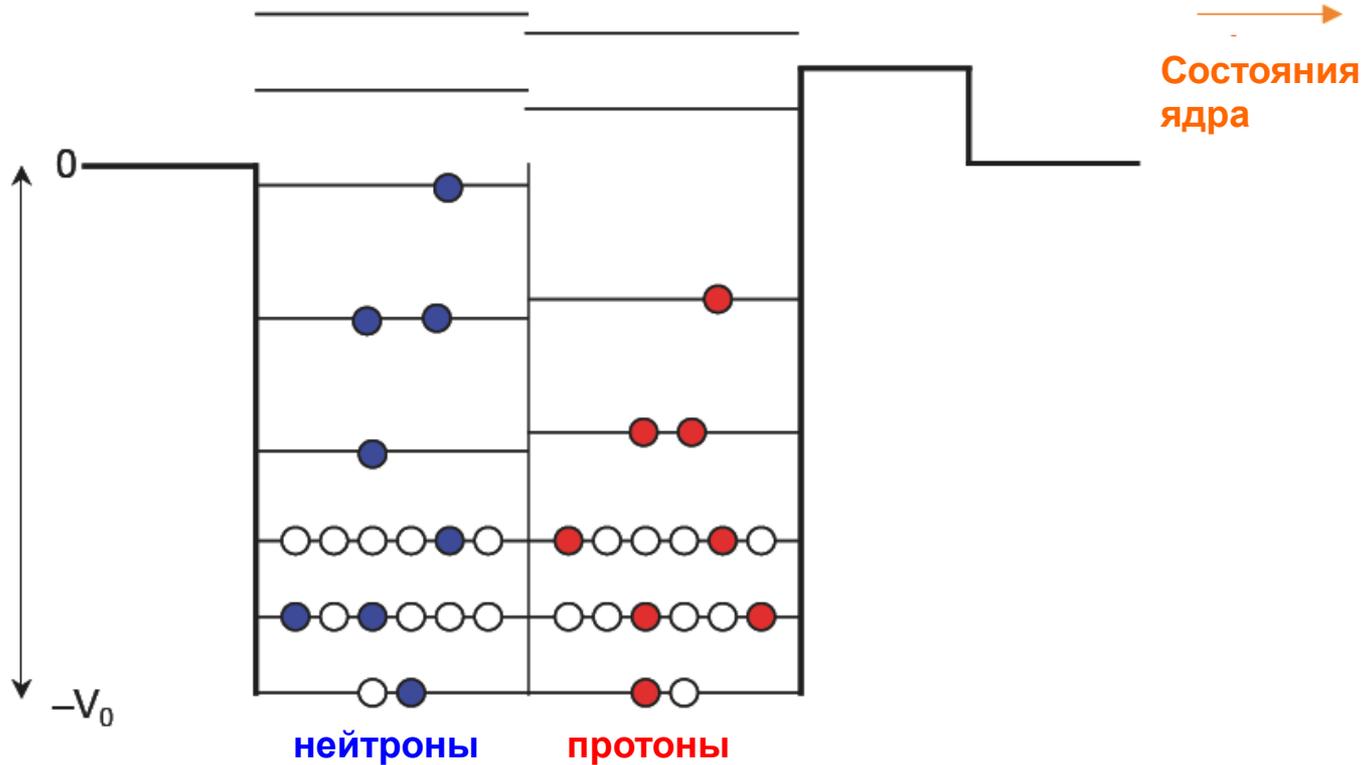
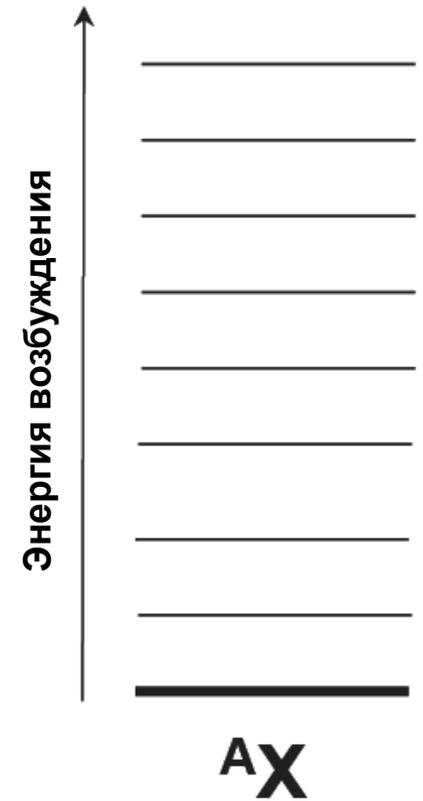
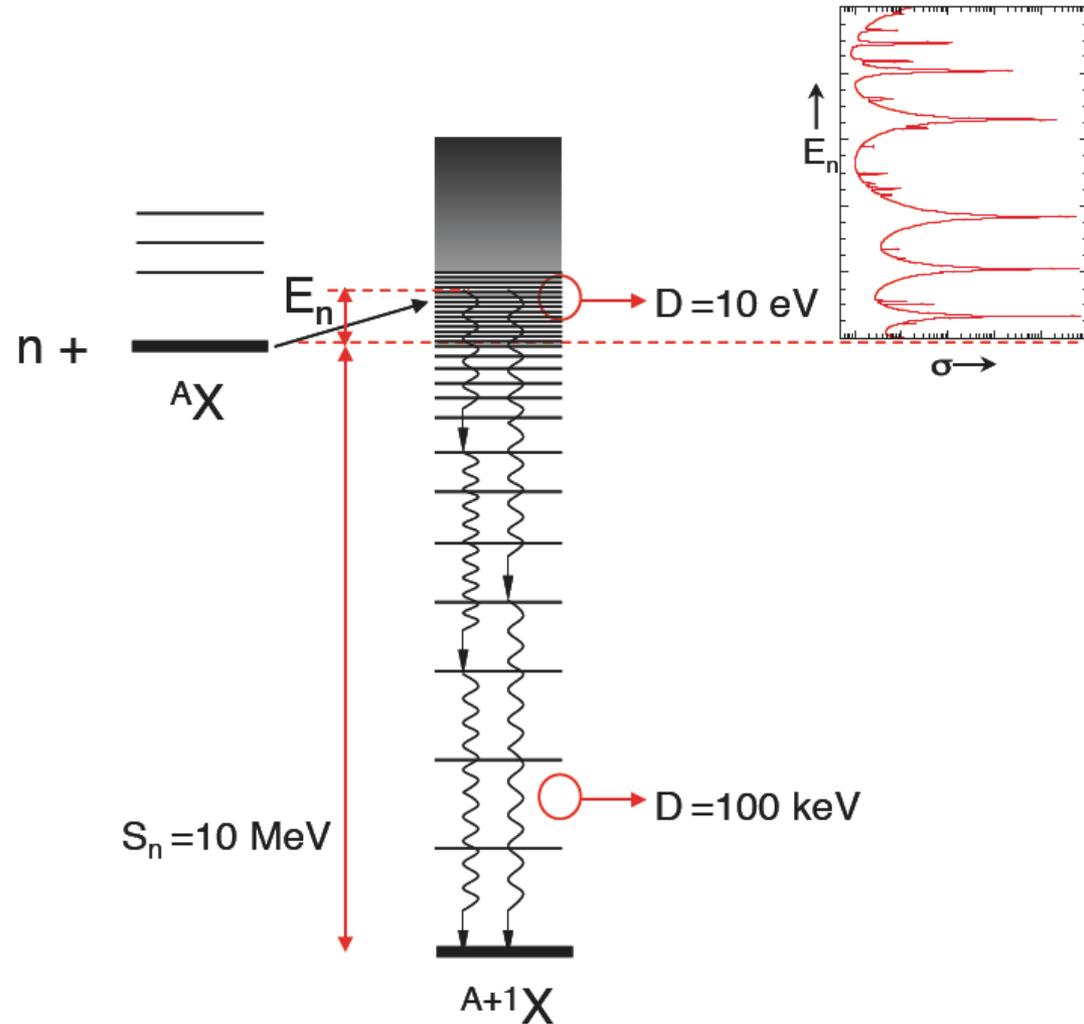
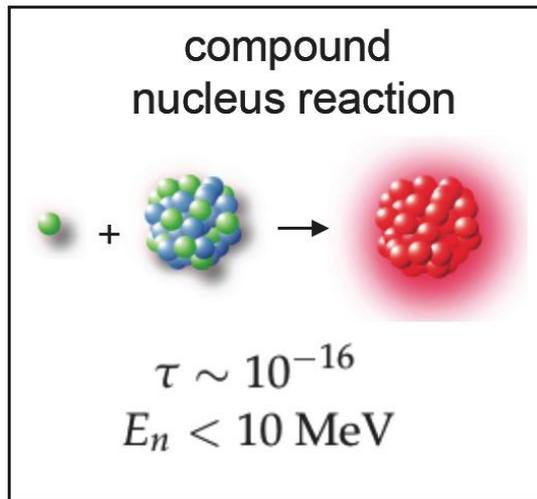
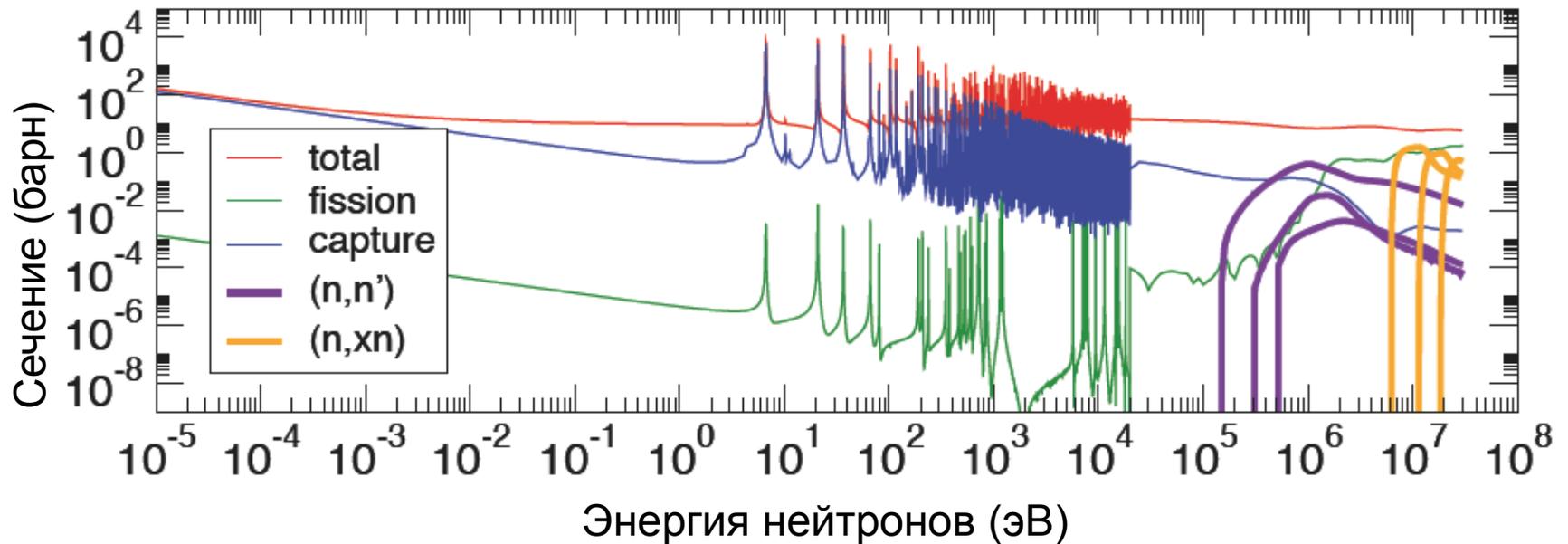


Схема уровней:
Возбужденные
состояния ядра



Реакции с образованием составного ядра





Холодные: большое сечение захвата $\sigma \sim 1/v$, выраженные волновые свойства

Тепловые: $E = kT = 0,025$ эВ ($T = 300\text{K}$)

Резонансные: 0.5 эВ $< E < 1$ кэВ

Быстрые: 100 кэВ $< E < 14$ МэВ

Составное ядро

Вероятность образования составного ядра нейтроном σ_{nc} определяется произведением вероятностей трёх последовательных процессов:

- 1) вероятности попадания нейтрона в область действия ядерных сил. Эффективное сечение этого процесса σ_0 ;
- 2) вероятности P проникновения нейтрона внутрь ядра;
- 3) вероятности ξ захвата нейтрона ядром.

$$\sigma_{nc} = \sigma_0 \cdot P \cdot \xi$$

Составное ядро

В классическом пределе сечение взаимодействия точечной частицы с мишенью радиуса R описывается величиной

$$\sigma = \pi R^2 .$$

При переходе к квантовому описанию процесса взаимодействия нейтрона с ядром необходимо учесть, что налетающий нейтрон имеет длину волны $\hat{\lambda}_n$, которая зависит от кинетической энергии нейтрона E

$$\hat{\lambda}_n (\text{ФМ}) = \frac{4,5}{\sqrt{E(\text{МэВ})}} .$$

Поэтому вместо классического сечения в квантовом случае сечение взаимодействия нейтрона с ядром радиуса R описывается соотношением

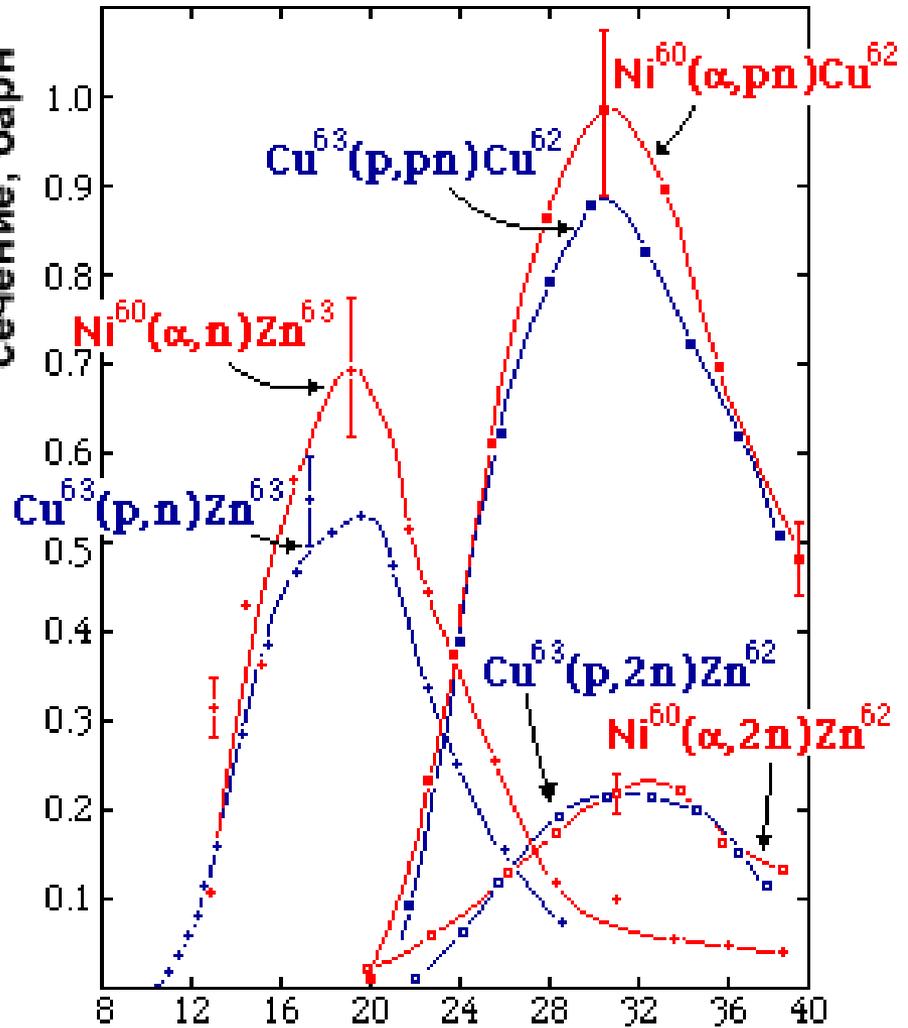
$$\sigma_0 = \sigma_{\text{геом}} = \pi (R + \hat{\lambda}_n)^2$$

Составное ядро ^{64}Zn

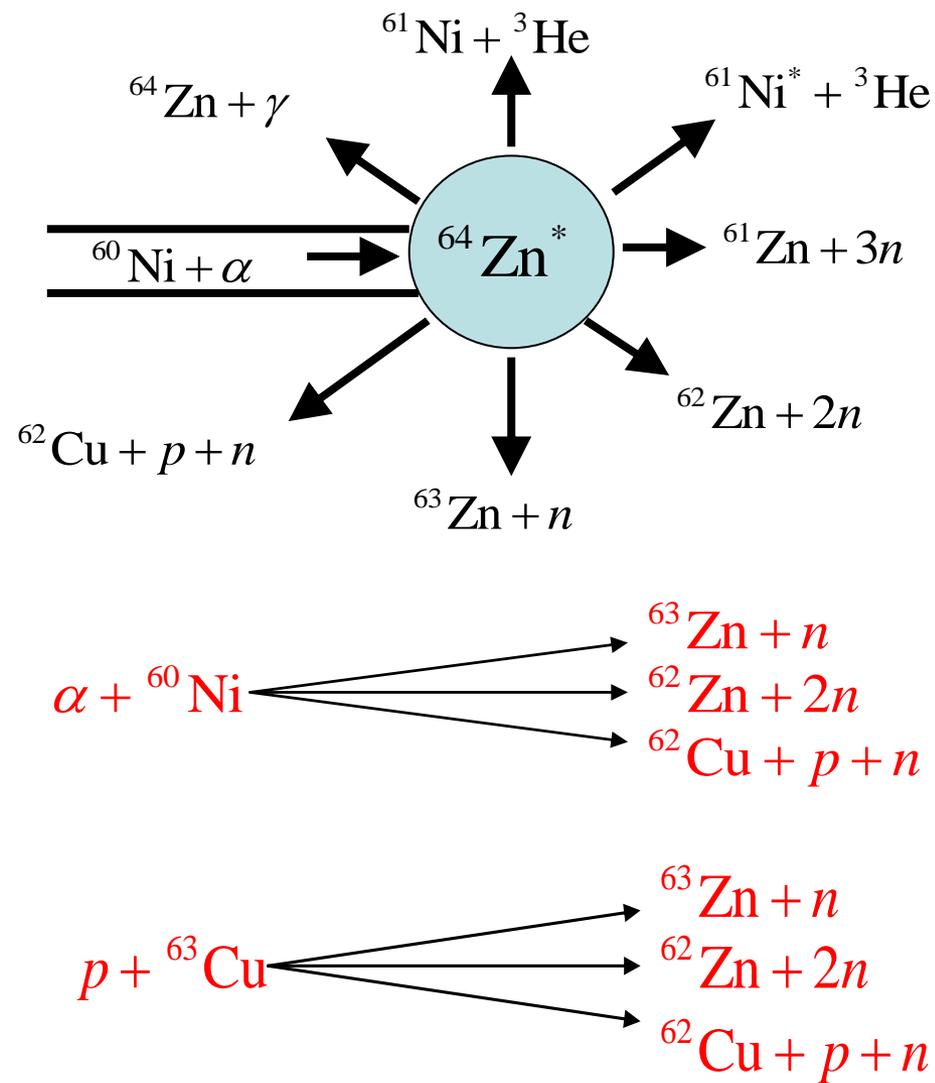
энергия протона, МэВ

5 9 13 17 21 25 29 33

сечение, барн



энергия α -частицы, МэВ



Составное ядро

Какие причины делают составное ядро долгоживущим?

Во-первых, из-за короткодействия ядерных сил движение нуклонов в ядре может быть сильно запутанным. Вследствие этого энергия влетевшей в ядро частицы быстро перераспределяется между всеми частицами ядра. В результате часто оказывается, что ни одна частица уже не обладает энергией, достаточной для вылета из ядра. В этом случае ядро живет до флуктуации, при которой одна из частиц приобретает достаточную для вылета энергию.

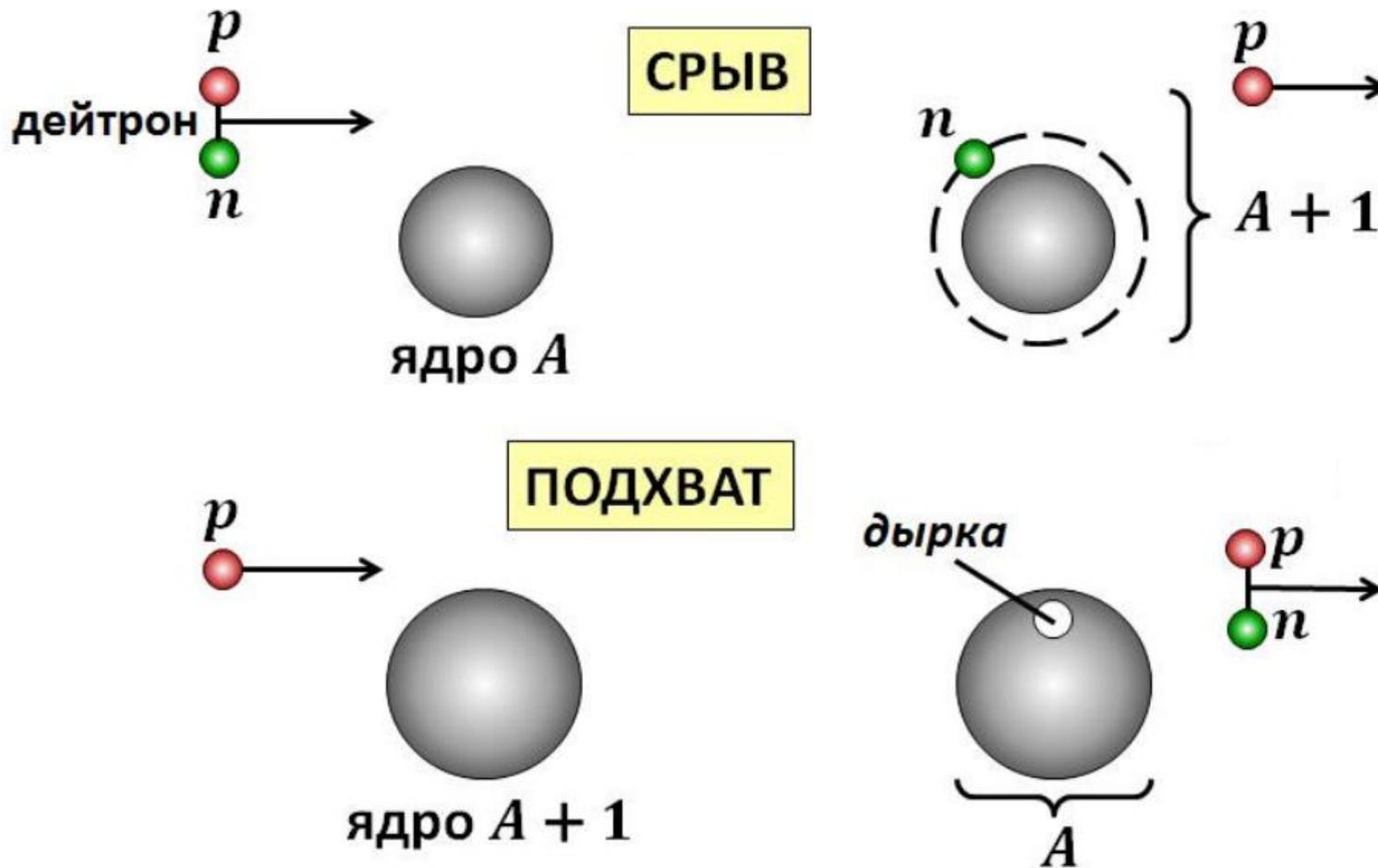
Во-вторых, малая проницаемость потенциального барьера для заряженных частиц на несколько порядков уменьшает вероятность вылета протонов из средних и тяжелых ядер.

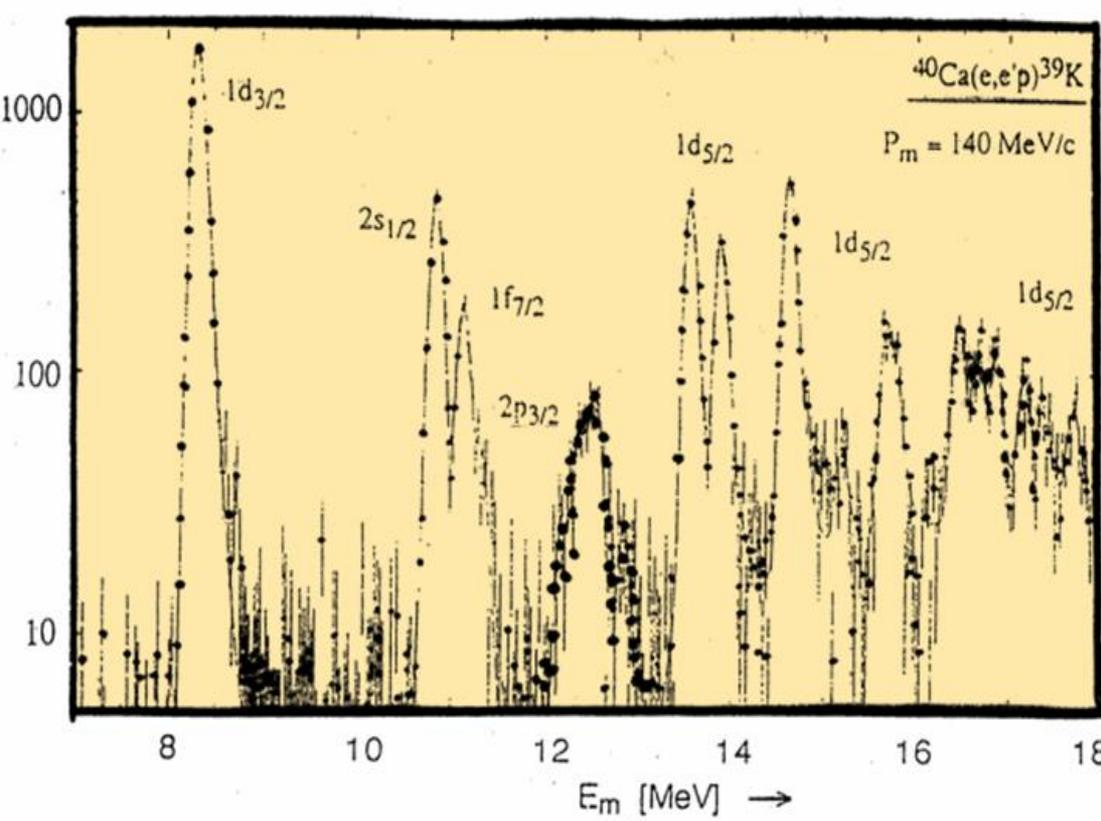
В-третьих, вылет частиц из составного ядра может затрудняться различными правилами отбора.

В-четвертых, в реакциях с испусканием γ -квантов, на средних и тяжелых ядрах в ядре происходит сильная перестройка структуры при испускании γ -кванта. Время перестройки значительно превышает характерное ядерное время 10^{-22} с.

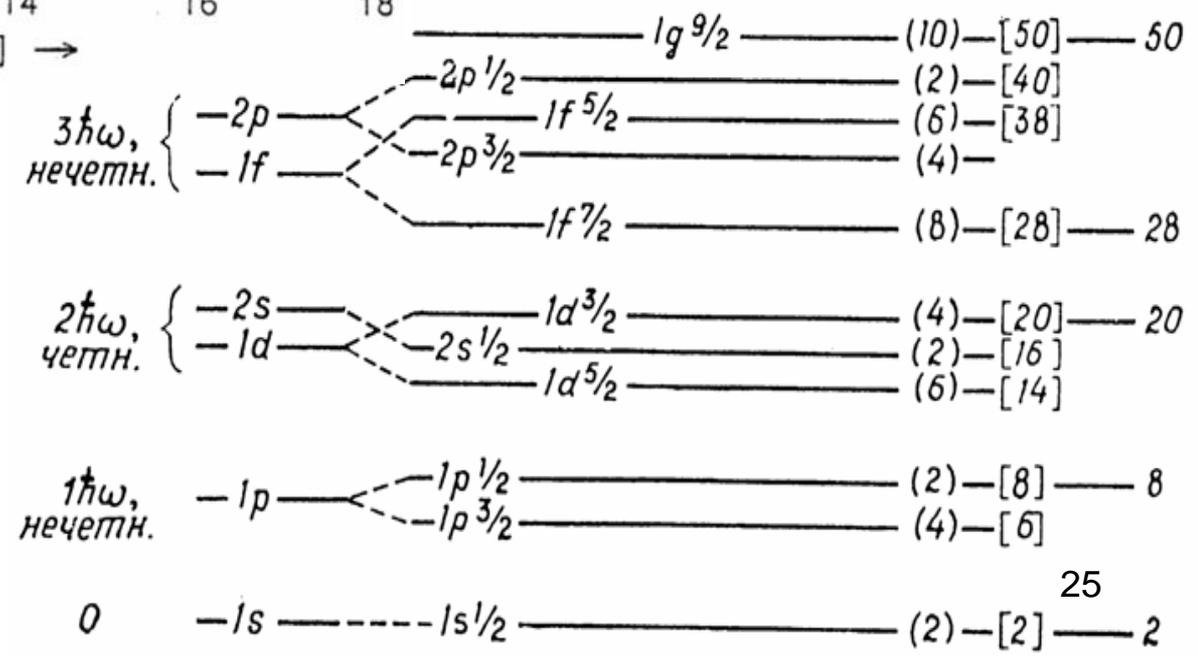
Прямые ядерные реакции срыва и подхвата

Пример: реакции однонуклонной передачи (срыва и подхвата нуклона)

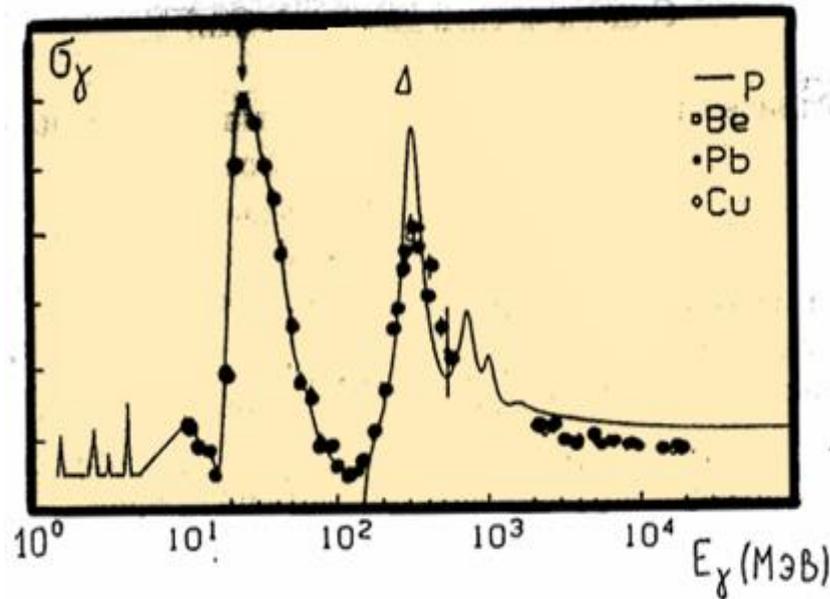




$^{40}\text{Ca}(e,e'p)^{39}\text{K}$



Взаимодействие γ -квантов с атомными ядрами



При небольших энергиях γ -квантов $E_\gamma < 5 \div 10$ МэВ в сечении реакции наблюдаются чётко выраженные резонансы, соответствующие возбуждению отдельных уровней ядра. В области энергий $E_\gamma \approx 10 \div 40$ МэВ в ядре возбуждается гигантский дипольный резонанс, который можно интерпретировать как колебания протонов относительно нейтронов под действием электромагнитной волны. В результате поглощения γ -кванта из возбужденного состояния ядра испускаются протоны и нейтроны. При энергиях $E_\gamma > 100$ МэВ γ -кванты взаимодействуют с отдельными нуклонами ядра. При этом образуются возбужденные состояния нуклона — Δ и N-резонансы, распадающиеся с испусканием π -мезонов.

Формула Резерфорда

Рассеяние точечной заряженной частицы на точечном объекте

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{z_1 z_2 e^2}{4E} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}},$$

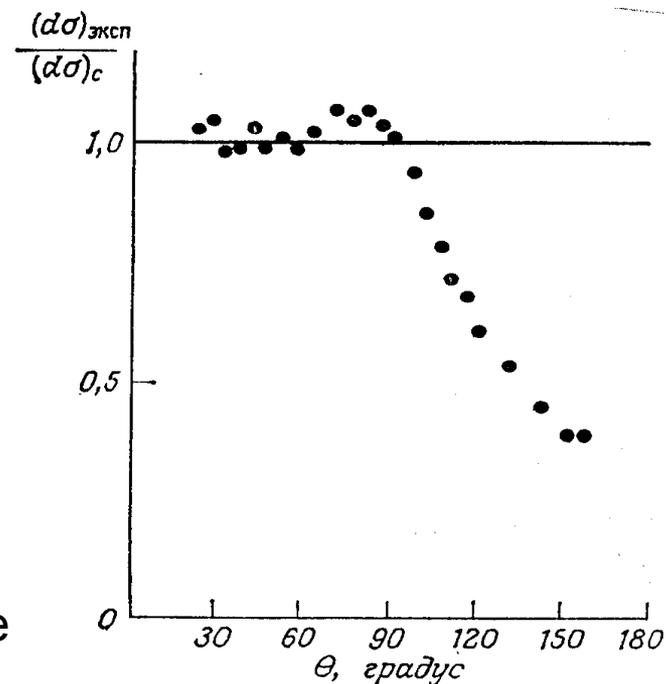
z_1 - заряд налетающей частицы,

z_2 - заряд рассеивающей частицы,

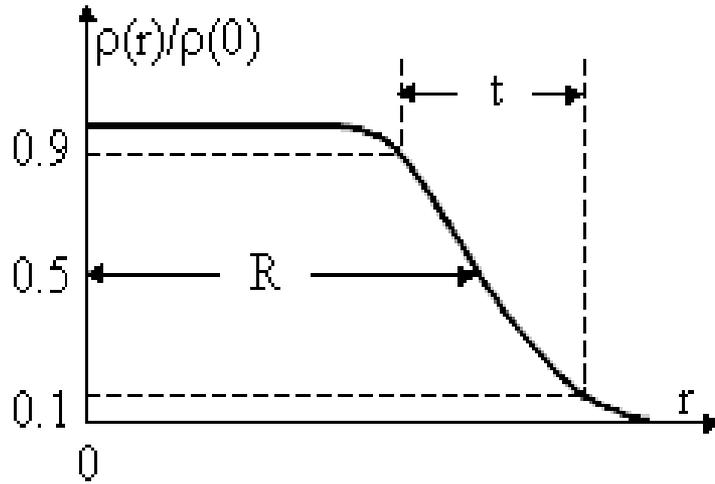
E - энергия налетающей частицы,

θ - угол рассеяния налетающей частицы.

Зависимость отношения измеренного эффективного сечения к сечению кулоновского рассеяния от угла рассеяния в случае упругого рассеяния α -частиц с энергией 22 МэВ на свинце



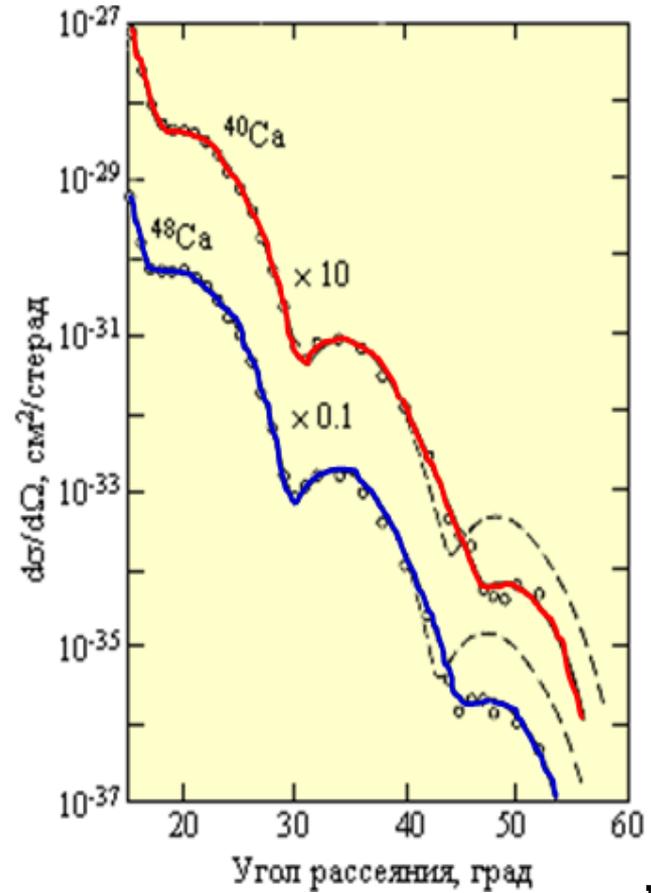
Размер ядра



$$R = 1,2A^{1/3}$$

$$t = 2,5 \text{ фМ}$$

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp[(r - R)/a]}$$



ρ_0 — плотность ядерной материи в центре ядра,
 R — радиус ядра — расстояние, на котором плотность ядерной материи спадает в два раза,
 t — параметр диффузности (спад плотности от $0.9 \rho_0$ до $0.1 \rho_0$).

$$t = 4,4a.$$

Размеры протона и нейтрона

Распределения электрического заряда и магнитного момента протона

$$\langle r_E^2 \rangle_p^{1/2} = (0.86 \pm 0.01) \text{ Фм}, \quad \langle r_M^2 \rangle_p^{1/2} = (0.86 \pm 0.06) \text{ Фм}.$$

Распределения электрического заряда и магнитного момента нейтрона

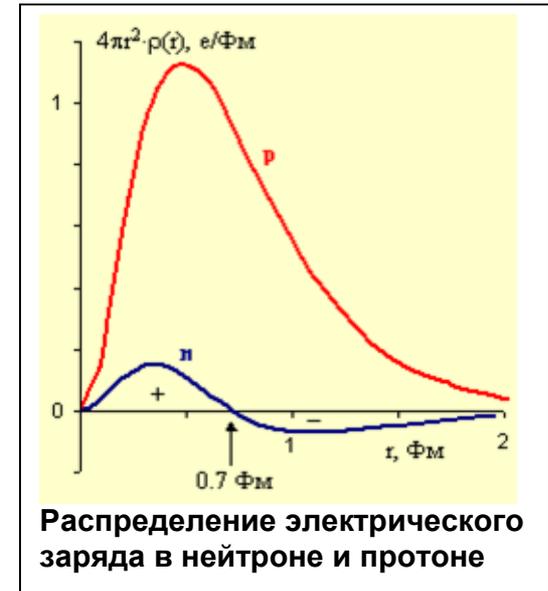
$$\langle r_E^2 \rangle_n^{1/2} = (0.10 \pm 0.01) \text{ Фм}. \quad \langle r_M^2 \rangle_n^{1/2} = (0.89 \pm 0.07) \text{ Фм}.$$

- Размер протона ~ 0.8 Фм. Размер нейтрона приблизительно такой же.
- Протон лишен четкой границы. Плотность заряда в протоне плавно убывает по закону $\rho(r) = \rho(0)\exp(-r/a)$, где $\rho(0) = 3 \text{ е/Фм}^3$, $a = 0.23 \text{ Фм}$.

- Среднее от квадрата радиуса протона

$$\langle r^2 \rangle = \frac{\int_0^\infty 4\pi r^2 \rho(r) r^2 dr}{\int_0^\infty 4\pi r^2 \rho(r) dr} = 0,62 \text{ Фм}^2.$$

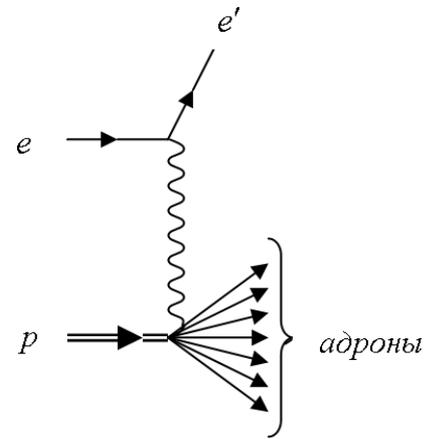
- Отличие величины $\langle r_E^2 \rangle_n^{1/2}$ от нуля означает, что заряд нейтрона только после усреднения по всему объему нейтрона равен нулю.
- В нейтроне центральная часть ($r < 0.7 \text{ Фм}$) заряжена положительно, периферийная часть — отрицательно.
- Распределения магнитных моментов протона и нейтрона совпадают.



Распределение электрического заряда в нейтроне и протоне

Данные о структуре нуклона свидетельствуют о том, что нуклон имеет сложную внутреннюю структуру. По современным представлениям он состоит из кварков, взаимодействующих посредством обмена квантами сильного взаимодействия — глюонами.

Глубоко неупругое рассеяние электрона на протоне



Для анализа глубоко неупругого процесса удобно использовать введенную Дж. Бьёркеном Лоренц-инвариантную безразмерную переменную

$$x = \frac{Q^2}{2Pq} = \frac{Q^2}{2M\nu}.$$

Поскольку x безразмерна, то на неё не влияют масштабы образующих её величин (импульса, энергии, массы). **Переменную x называют бьёркеновской масштабной переменной.**

Величина x является мерой неупругости процесса.

Для упругого рассеяния $W = M$

$$2M\nu - Q^2 = 0, \quad \text{что даёт } x = 1.$$

Для неупругого рассеяния $W > M$

$$2M\nu - Q^2 > 0, \quad \text{что даёт } 0 < x < 1.$$

Используя бьёркеновскую переменную x , две имеющие размерность структурные функции $W_1(Q^2, \nu)$ и $W_2(Q^2, \nu)$ заменяют на две безразмерные структурные функции:

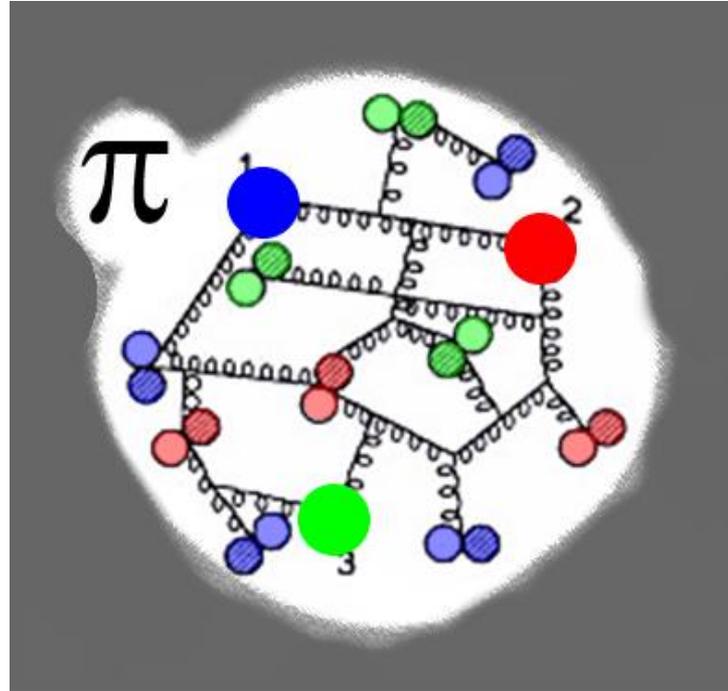
$$F_1(x, Q^2) = Mc^2 W_1(Q^2, \nu)$$

$$F_2(x, Q^2) = \nu \cdot W_2(Q^2, \nu)$$

Извлеченные из экспериментальных сечений электрон-нуклонного рассеяния в области непрерывного спектра $F_1(x, Q^2)$ и $F_2(x, Q^2)$ при фиксированном x либо очень слабо зависят от Q^2 , либо при больших x не зависят от Q^2 . Независимость структурных функций от Q^2 означает, что рассеяние электронов происходит на точечном заряде. Так как нуклоны – протяженные объекты, то это означает, что

нуклоны состоят из точечноподобных конституэнтов

Структура протона



В экспериментах по глубоко неупругому рассеянию электронов и нейтрино были определены заряды и спины партонов внутри нуклона.

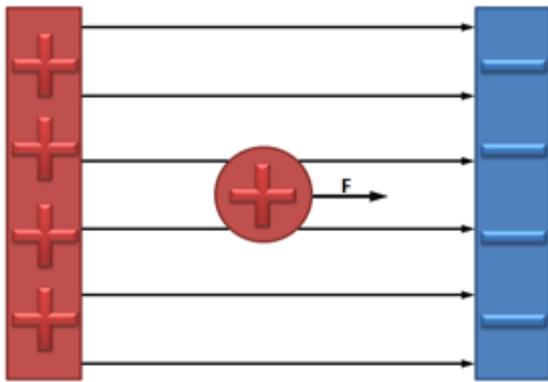
1. Внутри нуклона обнаружены точечноподобные объекты – партоны, в которых сосредоточена вся масса нуклона. Размер партонов $< 10^{-17}$ см.
2. Заряженные партоны имеют характеристики кварков – их спин $1/2$, а заряды в единицах e либо $+2/3$, либо $-1/3$.
3. Нейтральные партоны, отождествляемые с глюонами, несут около половины внутренней энергии нуклона.

Результаты этих исследований подтверждают, что нуклон это частица, состоящая из трех валентных кварков, виртуальных морских кварков-антикварков и глюонов.

Ускорители

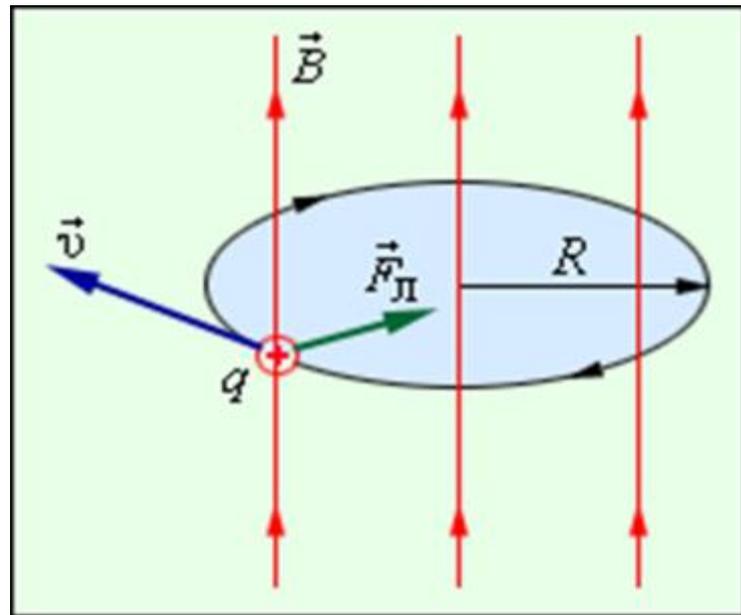
Движение частиц в электромагнитном поле

Электрическое поле



$$E_{\text{кин}} = q(\varphi_2 - \varphi_1)$$

Магнитное поле



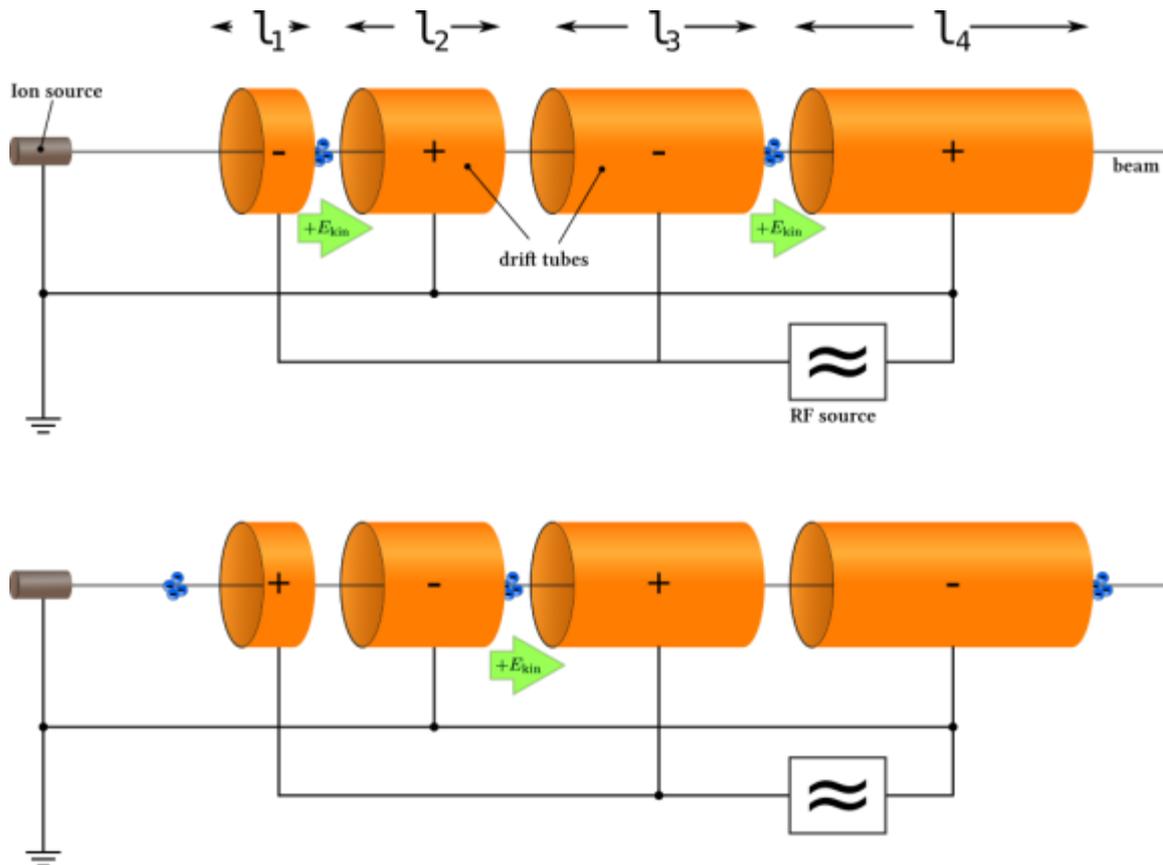
$$T = \frac{2\pi R}{v} = \frac{2\pi m}{qB}$$

Линейный ускоритель

1925 г. Г. Изинг Схема линейного ускорителя

1928 г. Р. Видероз Дрейфовая трубка

1946 г. Л. Альварец, В. Панофски Беркли, США ($E_{кин}(p) = 32$ МэВ)



Циклотрон

1929 г. Э. Лоуренс предложил идею циклотрона

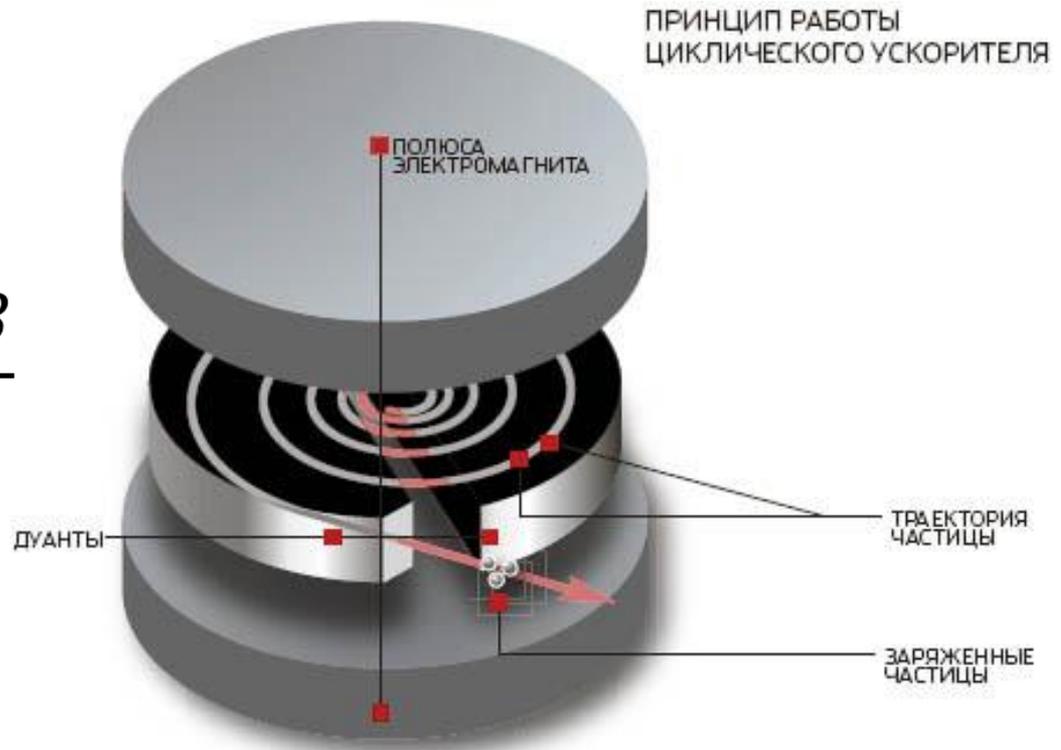
1932 г. $E_{кин}(\rho) = 1,2 \text{ МэВ}$ ($D = 25 \text{ см}$)



$$\omega = \frac{v}{R} = v \frac{qB}{mv} = \frac{qB}{m}$$

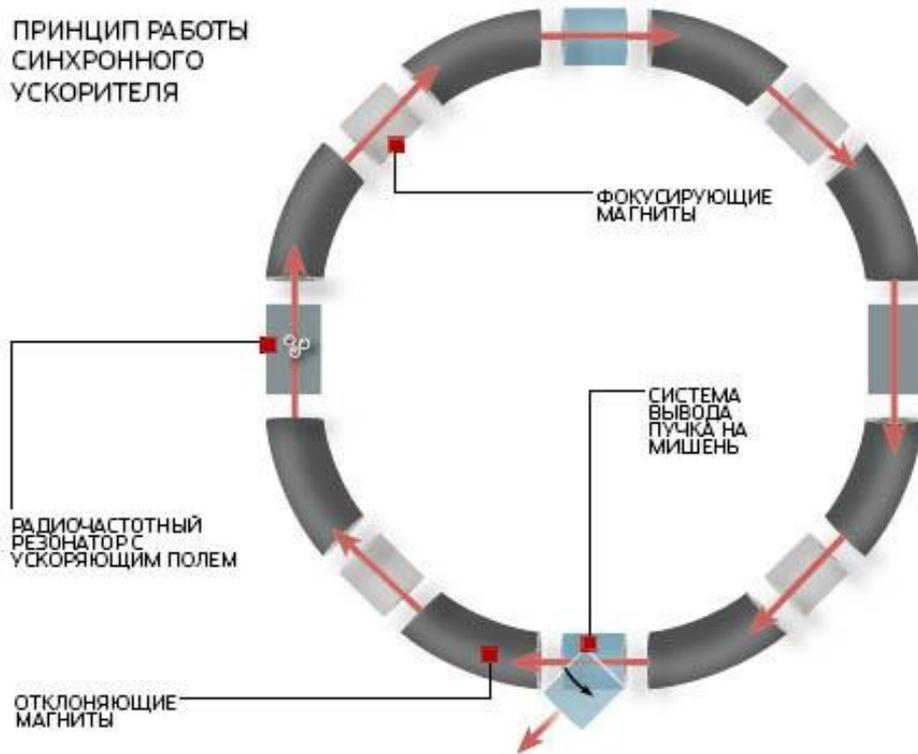
Максимальная кинетическая энергия протонов

$E_{кин}(\rho) = 22 \text{ МэВ}$ (1939 г.)



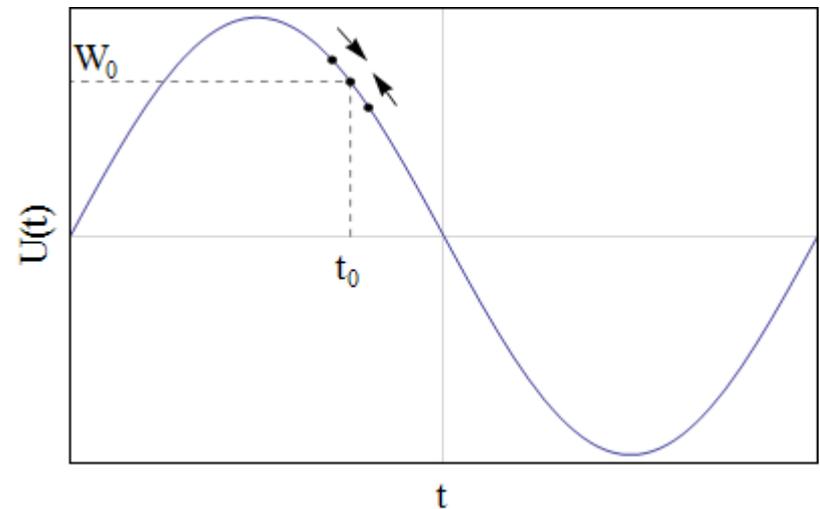
Синхроциклотрон

ПРИНЦИП РАБОТЫ
СИНХРОННОГО
УСКОРИТЕЛЯ

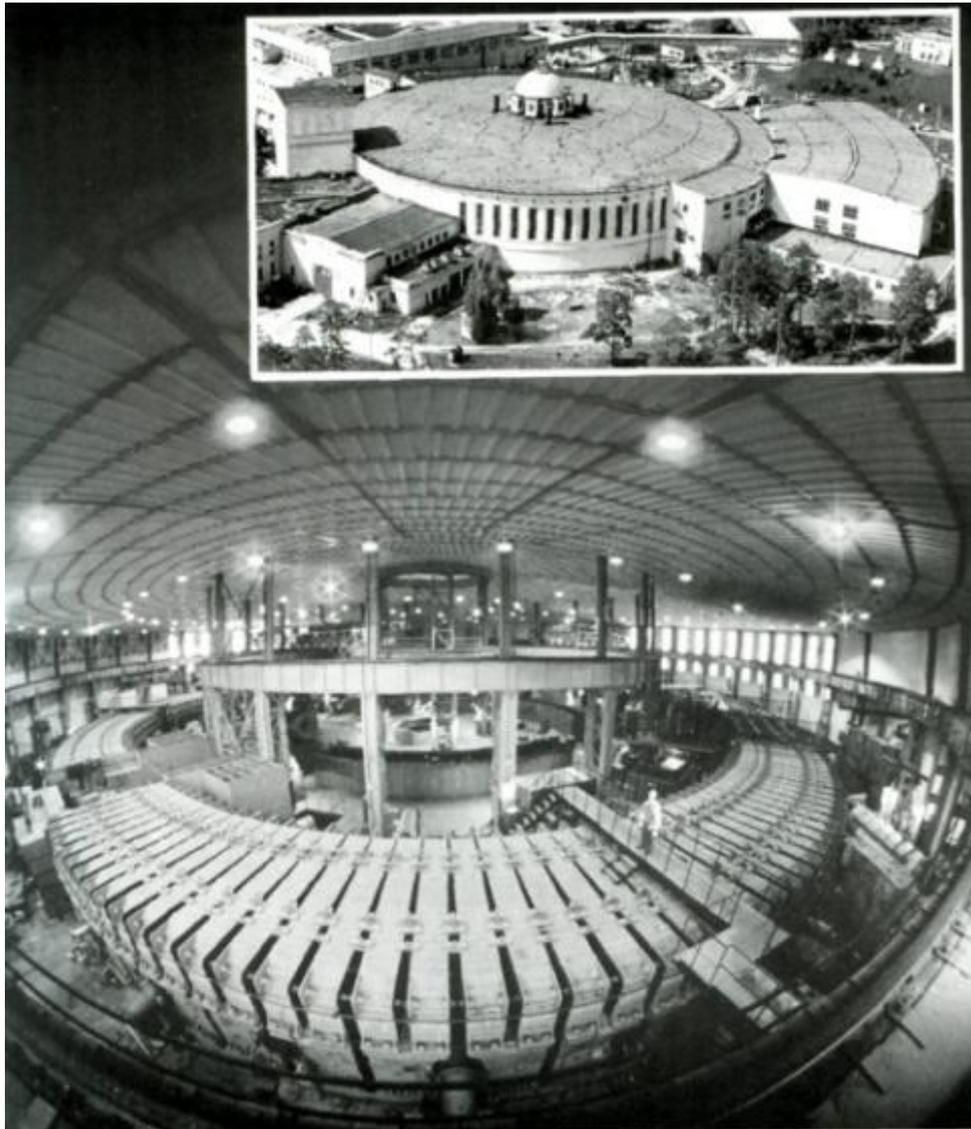


1944 г. В. Векслер ,
Принцип автофазировки

1945 г. US patent 2615129,
Edwin McMillan,
«Synchro-Cyclotron»,
issued 1952-10-21



Синхрофазотрон



Объединенный институт
ядерных исследований,
Дубна, СССР
1957 г.

$$E(p) = 10 \text{ ГэВ} = 10^{10} \text{ эВ}$$

Диаметр магнита	60 м
вес магнита	36 000 т

Встречные пучки

$$a + b \rightarrow M$$

$$(E_a + E_b)^2 - (\vec{p}_a + \vec{p}_b)^2 = M^2$$

$$E^2 - p^2 = M^2$$

Неподвижная мишень



$$(E_a + E_b)^2 - (\vec{p}_a)^2 = M^2$$
$$m_a^2 + m_b^2 + 2m_b E_a = M^2$$

Встречные пучки ($m_a = m_b$)

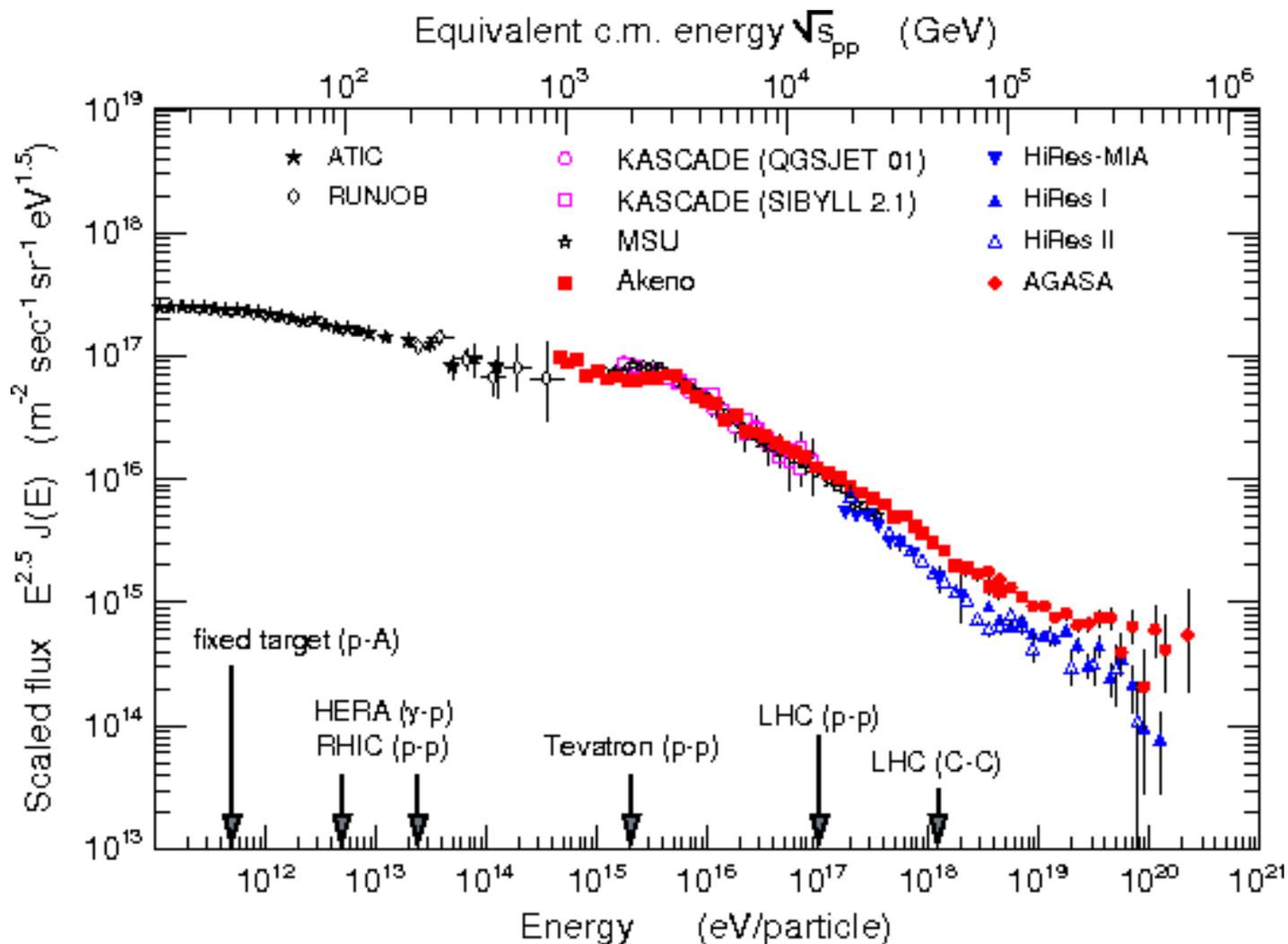


$$M^2 = (E_a^* + E_b^*)^2$$
$$M^2 = 4E^{*2}$$

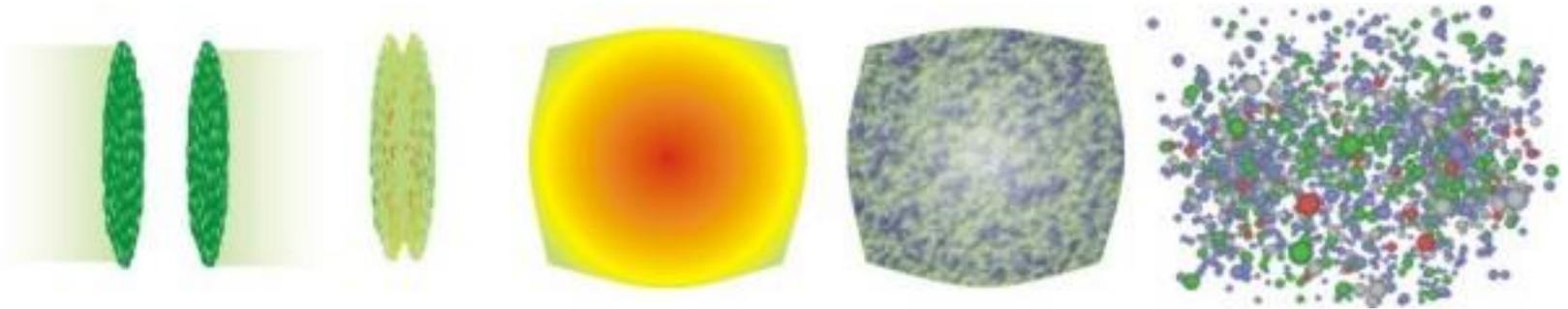
$$E_a = \frac{2E^{*2}}{m} - m$$

Большой адронный коллайдер (LHC): $\mathbf{p} + \mathbf{p}$, $E^* = 7$ ТэВ $\Rightarrow E_a = 10^5$ ТэВ

Встречные пучки Vs. космические лучи



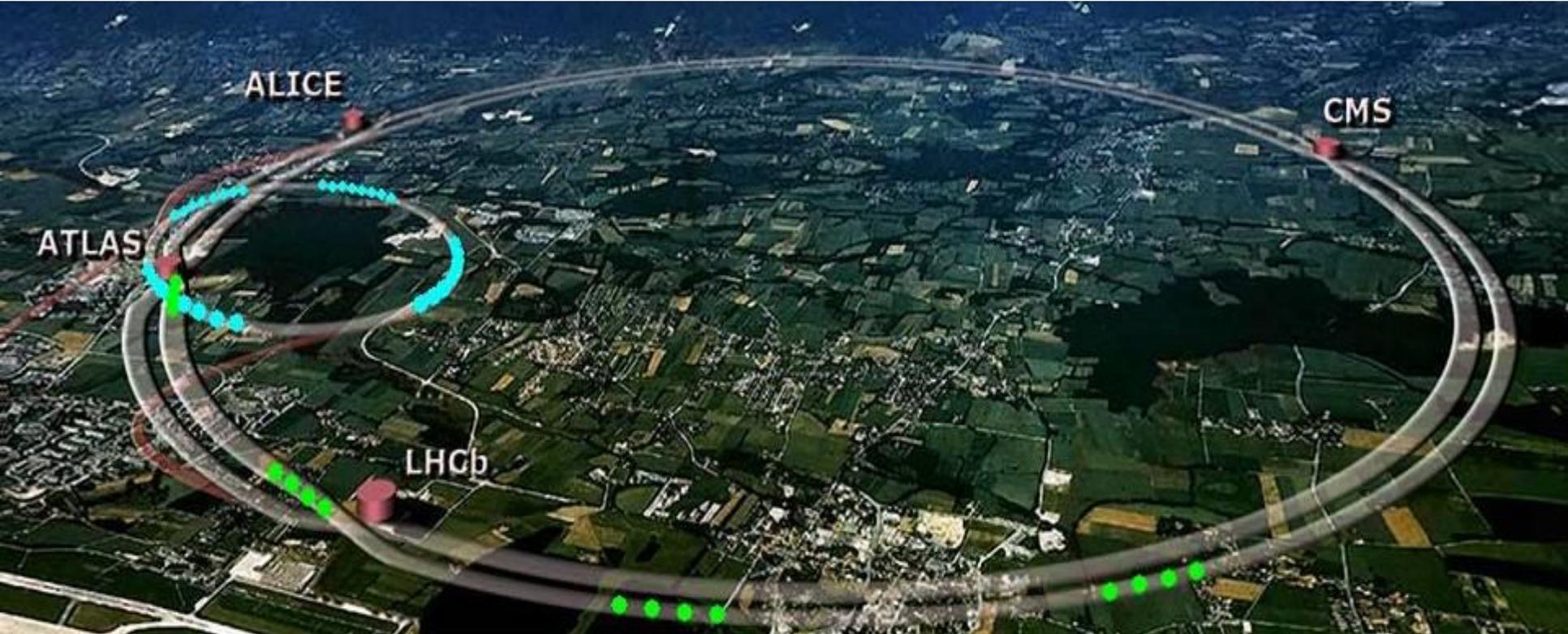
Столкновения релятивистских ядер



Ультрарелятивистское столкновение тяжелых ионов. Слева направо: два ядра сближаются, сталкиваются, формируется кварк-глюонная плазма, адронизация КГП, перерассеяние и охлаждение адронов

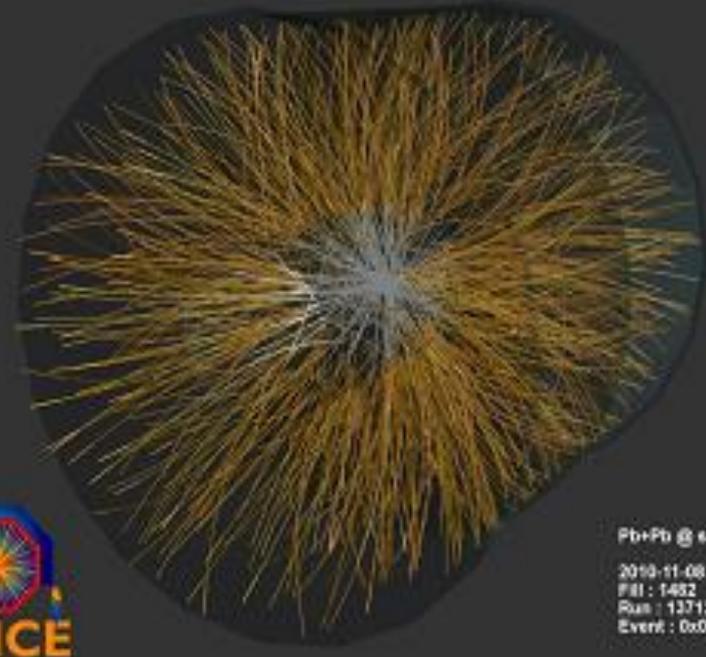
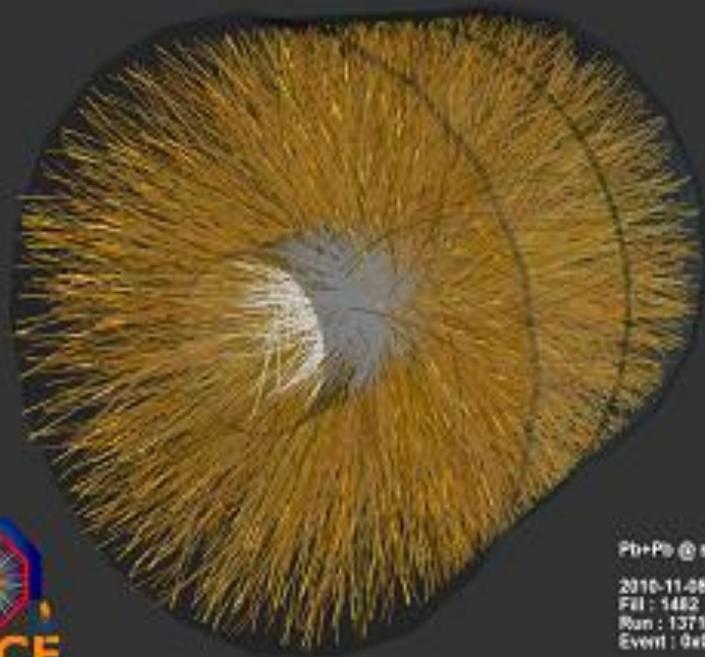
Large Hadron Collider (LHC), CERN

Большой адронный коллайдер, ЦЕРН, Женева, Швейцария



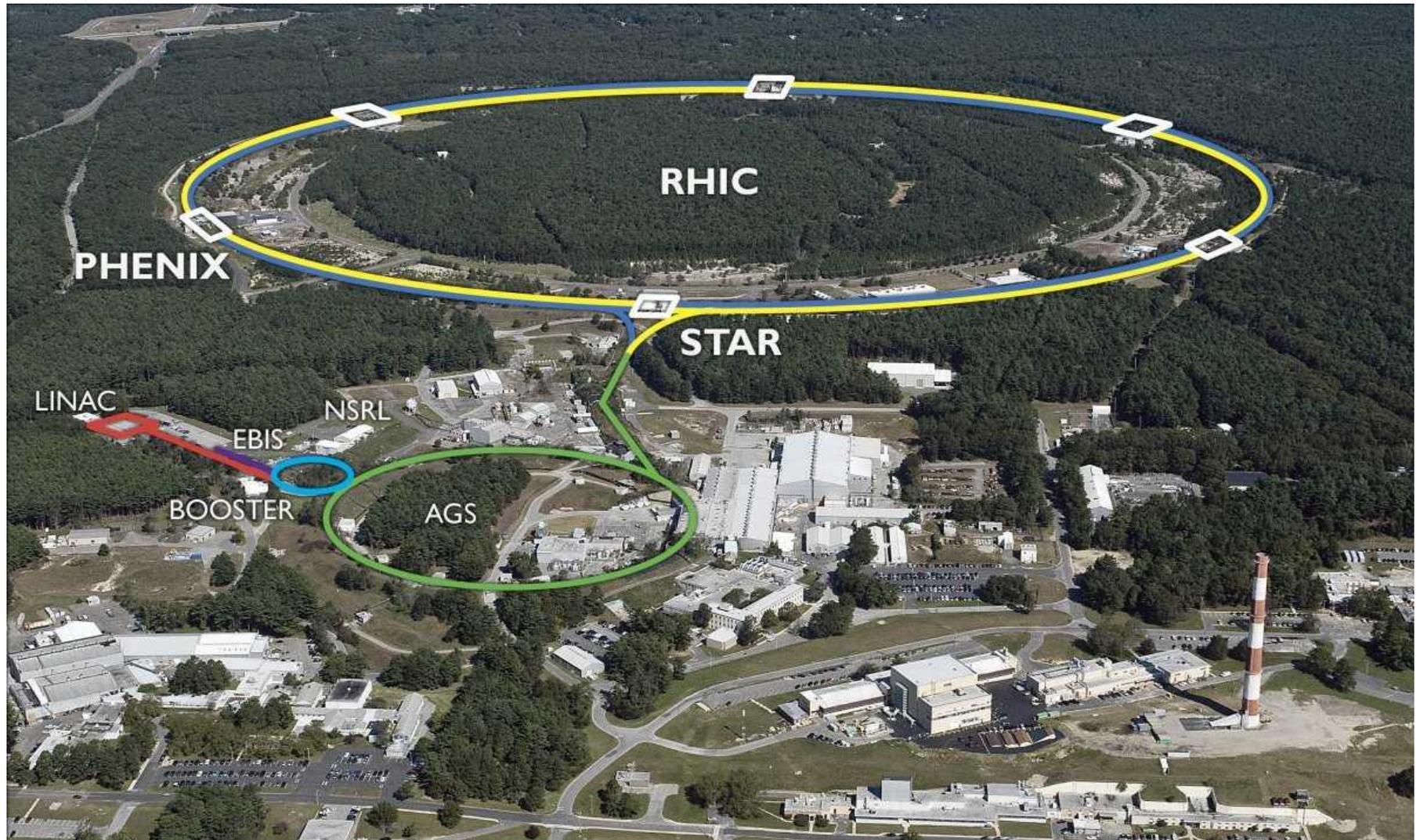
Столкновения ионов свинца

Pb + Pb, $\sqrt{s} = 2,36$ A TeV

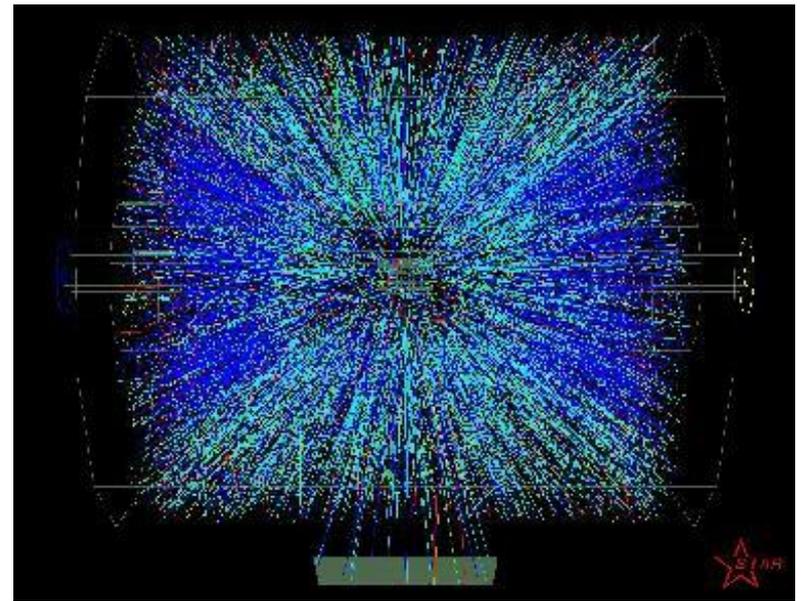
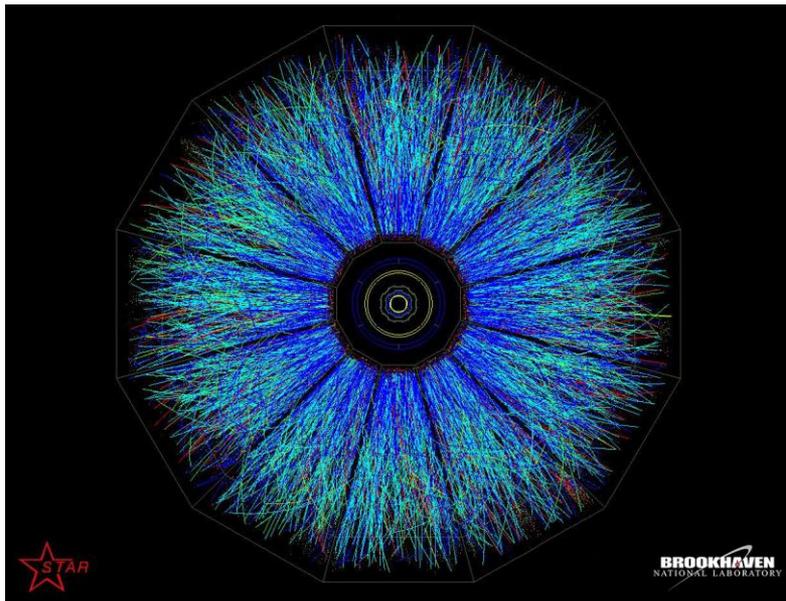


Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC)

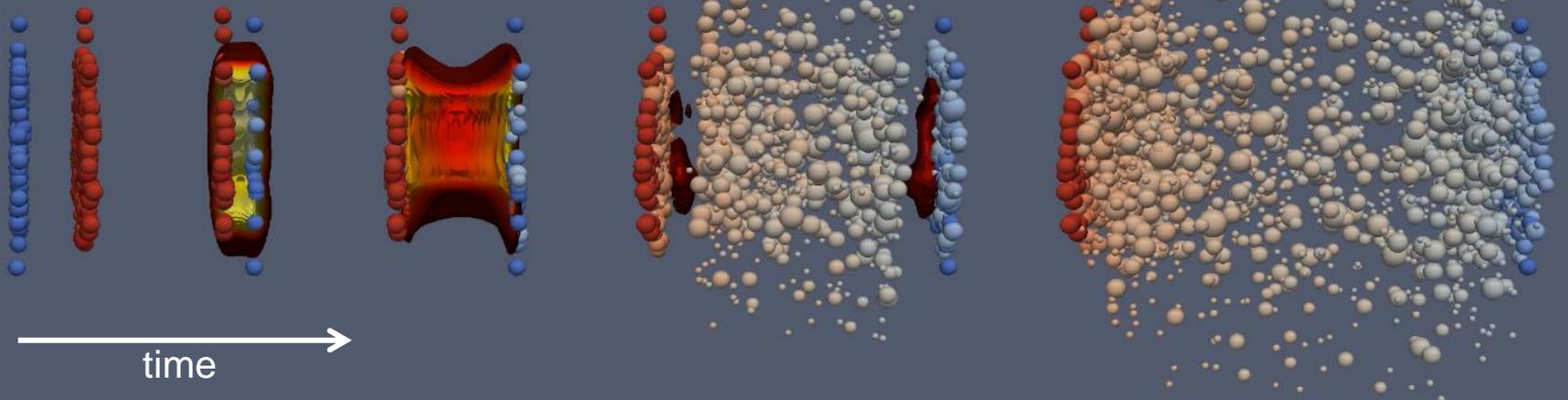
Брукхейвенская национальная лаборатория (BNL), NY, USA



Столкновения ионов золота

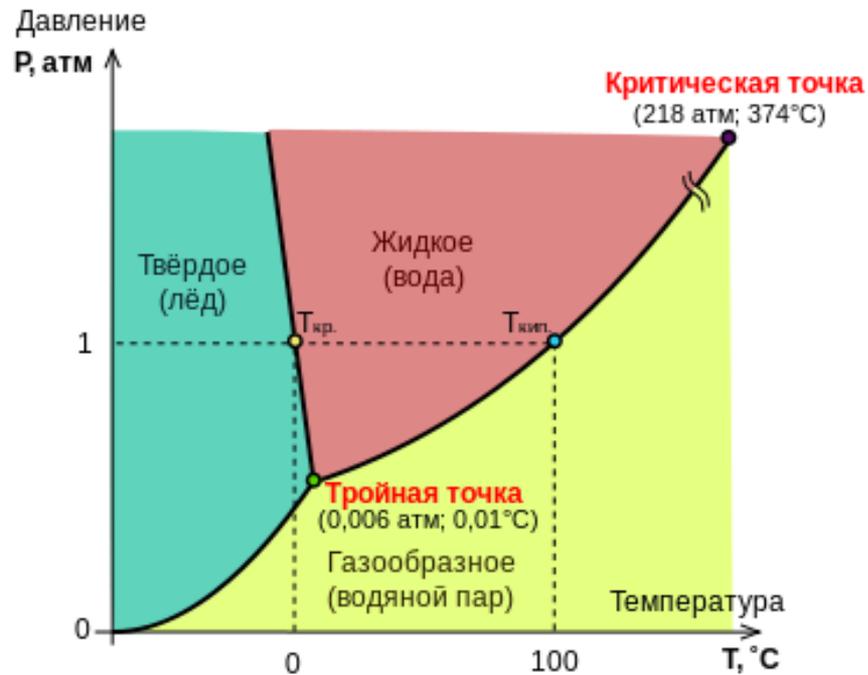


Au + Au, $\sqrt{s} = 200$ A GeV

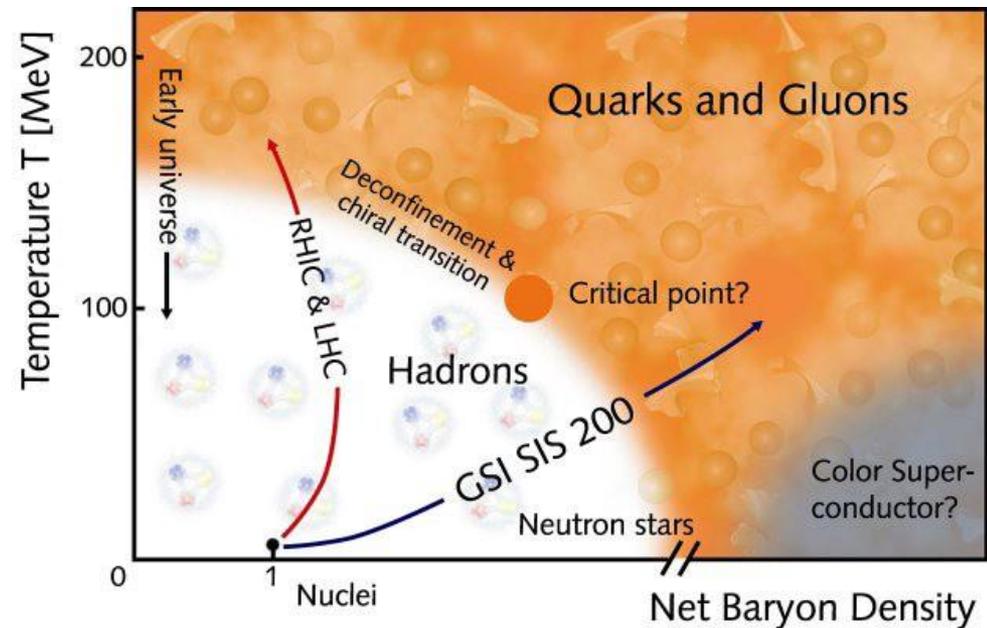


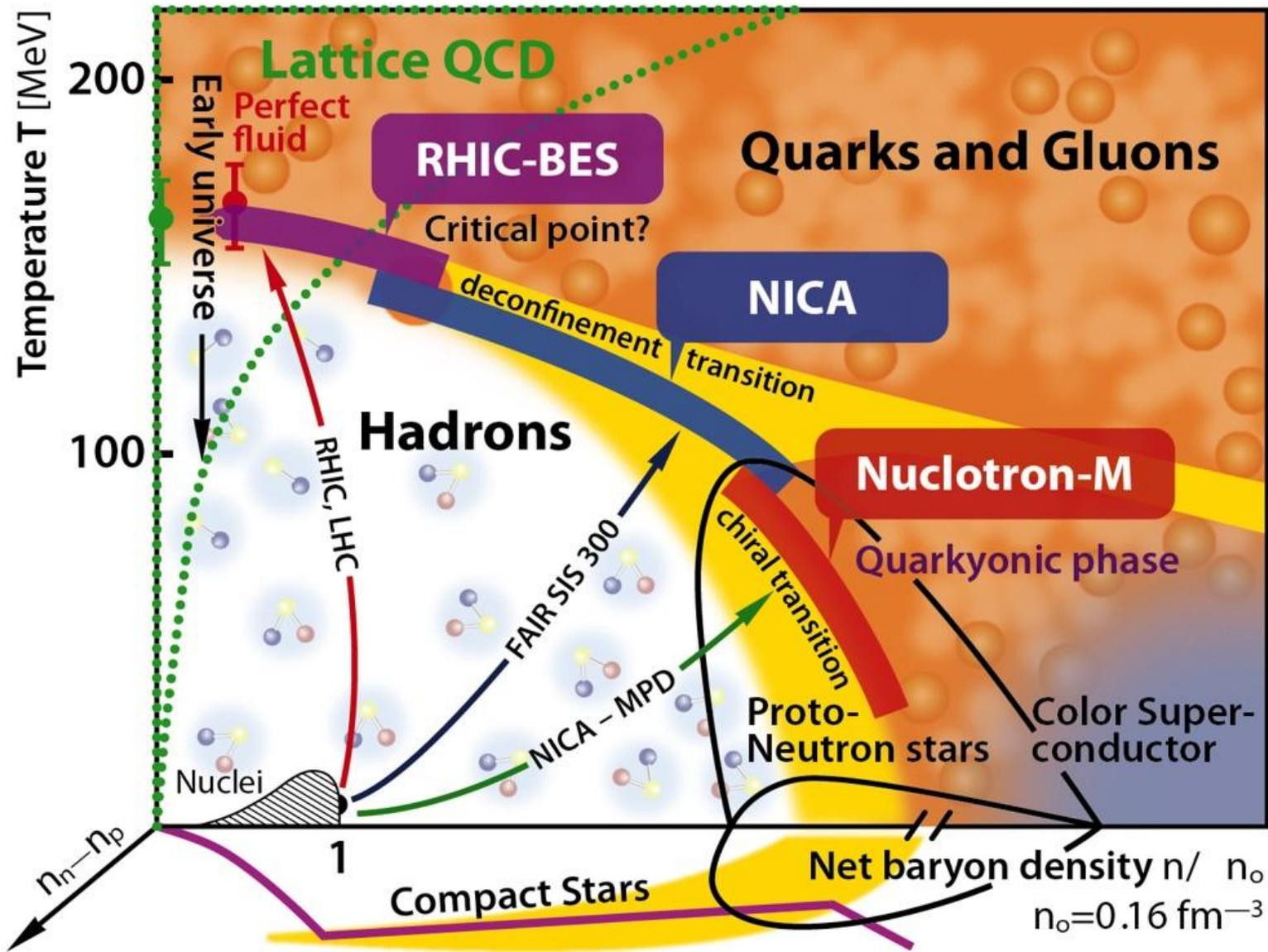
Фазовая диаграмма

ВОДЫ



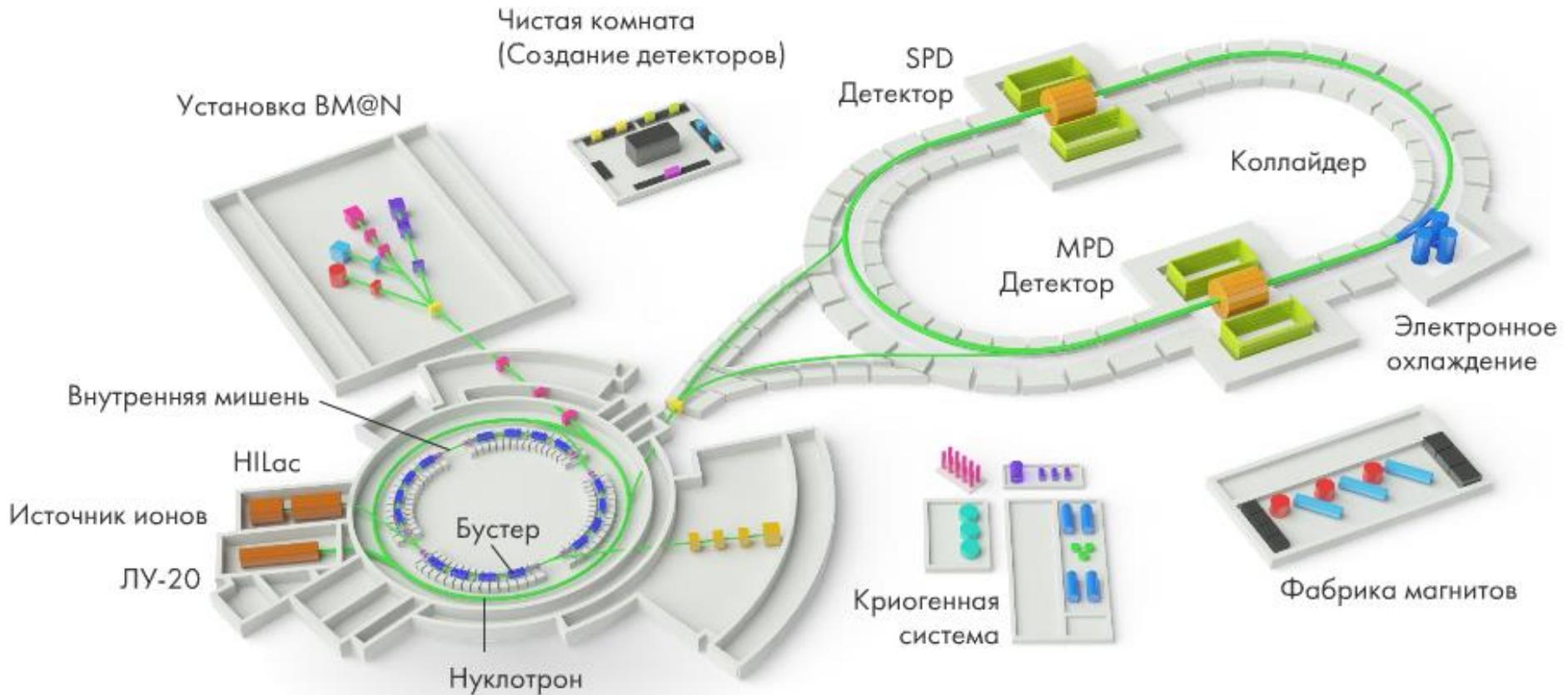
ядерного вещества



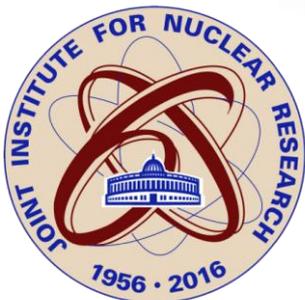


NICA (Nuclotron based Ion Collider fAcility)

Объединенный институт ядерных исследований (ОИЯИ), Дубна, Россия



$\text{Au} + \text{Au}$, $\sqrt{s} = 11 \text{ A GeV}$



Открытый видеоролик
«NICA — Вселенная в лаборатории»

<http://nica.jinr.ru/ru/open-lesson.php>