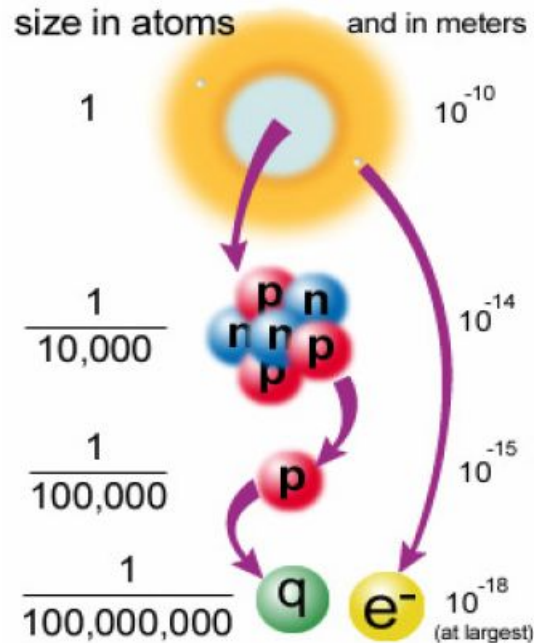


Размеры микробиъектов



- Физика ядра и частиц изучает закономерности процессов, происходящих на расстояниях меньше 10^{-14} м.
- Основной метод исследования таких масштабов — это столкновение частиц друг с другом.
- Необходимо ускорять частицы до очень больших энергий. Для этого строят ускорители частиц.
- Для регистрации результатов взаимодействия частиц создаются различного типа детекторы.

Ядерные реакции

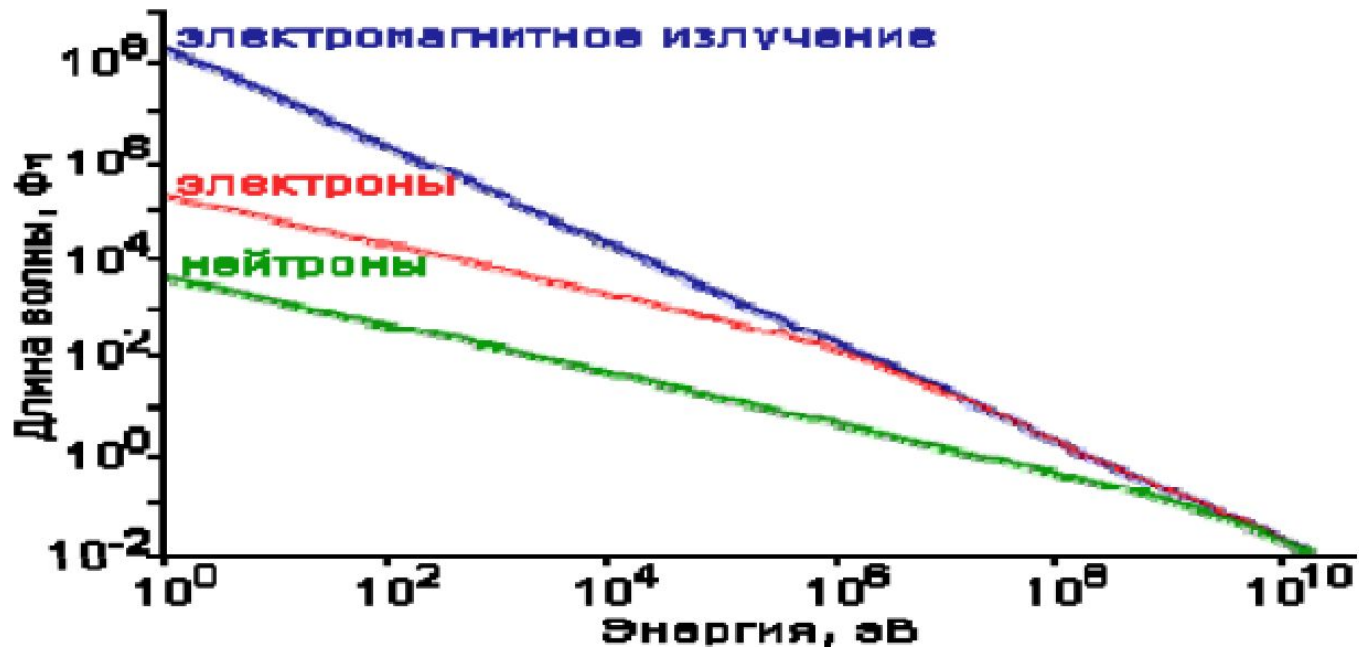
- Ядерные реакции - превращения атомных ядер при взаимодействии с элементарными частицами, γ -квантами или друг с другом.
- Для осуществления ядерных реакций. необходимо сближение частиц (двух ядер, ядра и нуклона и т. д.) на расстояние $< 10^{-13}$ см.
- Энергия налетающих положительно заряженных частиц должна быть порядка или больше высоты кулоновского потенциального барьера ядер (для однозарядных частиц ~ 10 МэВ).
- Для отрицательно заряженных и нейтральных частиц кулоновский барьер отсутствует, и ядерные реакции могут протекать даже при тепловых энергиях налетающих частиц.

Ядерные реакции

- Если длина волны налетающей частицы λ больше размеров ядра, то в таких экспериментах получается информация о ядре в целом.
- Если λ меньше размеров ядра, то из сечений реакций извлекается информация о распределении плотности ядерной материи, строении поверхности ядра, корреляции между нуклонами в ядре, распределении нуклонов по ядерным оболочкам.
- Состав сталкивающихся частиц называется входным каналом ядерной реакции,
- состав частиц, образующихся в результате ядерной реакции, - выходным каналом.

Ускорители

$$\lambda = \frac{h}{p} \approx \frac{2\pi \hbar c}{E} \approx \frac{2\pi \cdot 200 \text{ МэВ} \cdot \text{Фм}}{E(\text{МэВ})}$$

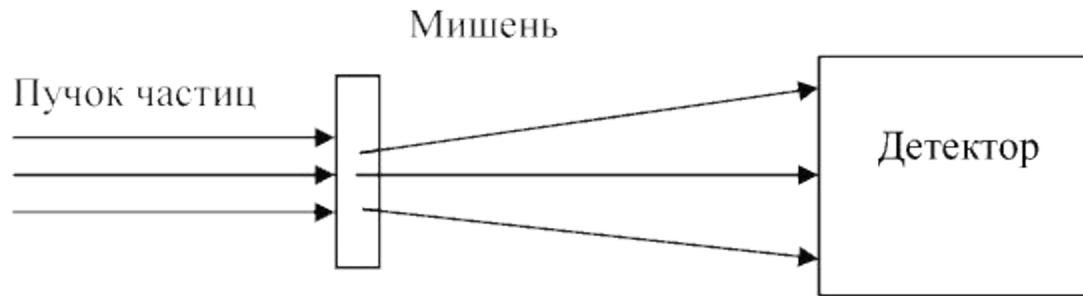


Ядерные реакции

- Ядерные реакции - основной метод изучения структуры ядра и его свойств.
- Ядерные реакции используются как источник нейтронов, мезонов и других нестабильных частиц.
- С помощью ядерных реакций получают радиоактивные нуклиды, применяемые во всех областях науки, техники и медицины.
- Исследования ядерных реакций включают:
 - идентификацию каналов реакции,
 - определение вероятности каналов в зависимости от энергии бомбардирующих частиц,
 - измерение угловых энергетических распределений образующихся частиц, а также их спина, четности, изотопического спина и др.

Методы изучения ядерных реакций

Процесс измерений в физике микромира можно описать с помощью следующей упрощенной схемы. Пучок частиц падает на мишень из исследуемого вещества.

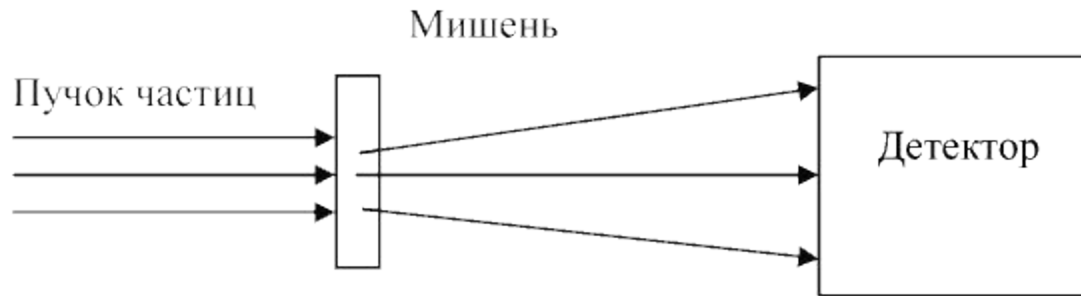


В результате взаимодействия падающих частиц с частицами мишени из мишени вылетают различные частицы, которые регистрируются с помощью детектора.

Если в результате столкновения изменяются только импульсы сталкивающихся частиц, то такой процесс называется упругим рассеянием.

Если наряду с изменением импульсов сталкивающихся частиц изменяется и их внутреннее состояние или образуются другие частицы, то такой процесс называется неупругим рассеянием или реакцией.

Методы изучения ядерных реакций



В основе любого эксперимента – источник частиц.

- Это могут быть ускорители, реакторы, космические лучи, радиоактивные препараты.
- В результате взаимодействия частиц пучка с частицами мишени из мишени вылетают различные частицы, которые регистрируются с помощью детектора.
- Мишень и детектор могут быть совмещены.
- Между мишенью и детектором может быть сепаратор.
- Возможны упругие и неупругие процессы.
- При взаимодействии падающей частицы с веществом мишени наряду с «нужными» реакциями могут происходить и другие реакции, которые являются фоновыми и затрудняют наблюдение нужного процесса.
- Выбор реакции, выбор детектора.

Принципы проведения экспериментов



С фиксированной мишенью



Ускорители - коллайдеры

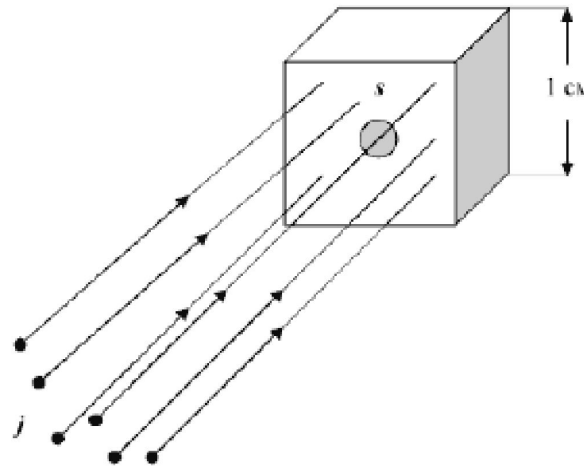
Методы изучения ядерных реакций

При обработке результатов экспериментов обычно исходят из определенных моделей описывающих исследуемую реакцию. Согласие экспериментальных данных с предсказаниями модели служит ее подтверждением.

Расхождения в случае правильно выполненного эксперимента свидетельствует о том, что нет достаточного понимания механизма исследуемого процесса и теоретическая модель нуждается в дальнейшем уточнении, либо должна быть радикально изменена.

Так, например, результаты анализа экспериментов по рассеянию альфа-частиц на ядрах золота показали, что модель атома Томсона должна быть заменена на принципиально другую модель - планетарную модель атома.

Резерфордовское рассеяние



- Пусть мишенью является ядро золота, расположенное внутри объема пространства кубической формы с длиной ребра 1 см, и на одну из граней этого кубика под углом 90° в единицу времени падает j ($\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$) α -частиц однородно распределенных в пространстве.
- В результате взаимодействия с ядром из каждой j частиц N изменит траекторию (рассеется).
- Численно вероятность взаимодействия отдельной α -частицы с ядром золота равна N/j .
- Это отношение с учетом его размерности и называют эффективным сечением, т. е. $\sigma = N/j$.
- σ имеет размерность площади (см^2).

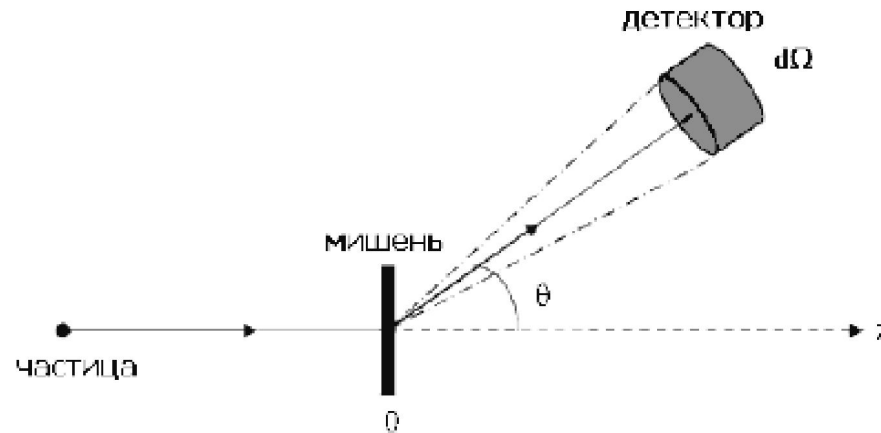
- Происхождение словосочетания “поперечное эффективное сечение” – механическое соударение шаров.
- Для взаимодействий, не являющихся механическими (контактными), эффективная площадь характеризует вероятность конкретного процесса.
- Сечение может быть как больше геометрической площади (например, кулоновское взаимодействие), так и меньше неё (слабое взаимодействие).
- Реальная мишень содержит не одно, а большое число ядер.
- В этом случае число N частиц, испытавших в единицу времени взаимодействие с ядрами и изменивших траекторию

$$N = jnSl\sigma = jM\sigma,$$

где σ – эффективное сечение рассеяния частицы ядром; n – число ядер мишени в единице объёма (в см^{-3}); S – облучаемая площадь мишени (в см^2); l – толщина мишени (в см); M – полное число ядер в облучаемой части мишени.

M часто задают в $\text{г}/\text{см}^2$, $\text{мг}/\text{см}^2$, $\text{мкг}/\text{см}^2$

Дифференциальное сечение



- Если рассматривать частицы, вылетающие в направлении, характеризуемом углами и в телесный угол $d\Omega$ (θ и φ полярный и азимутальный углы, а ось z совпадает с направлением движения налетающей частицы), то
- $dN(\theta, \varphi) = jM d\sigma(\theta, \varphi)$,
- $dN(\theta, \varphi)/d\Omega = jM d\sigma(\theta, \varphi)/d\Omega$,
- $d\sigma(\theta, \varphi)/d\Omega$ – дифференциальное сечение.
- $d^2\sigma(\theta, \varphi, E)/d\Omega dE$ – дважды дифференциальное сечение.
- 1 барн = 10^{-24} см², сравнимо с площадью сечения ядра.
- Величина сечения реакции зависит от типа и энергии частиц, а также характера их взаимодействия.

Сечение реакции

- При столкновении субатомных частиц между ними может произойти взаимодействие, а может и не произойти.
- При отсутствии взаимодействия частицы сохраняют неизменными все свои характеристики.
- Невозможно предсказать точно результат столкновения двух конкретных частиц, а лишь вероятность того или иного исхода столкновения.
- Таким образом, мы оперируем с вероятностями событий.
- Это вероятностное, а не строго определенное знание (или предсказание) того или иного события отличает физику микромира от физики классических объектов.
- Основной величиной, описывающей взаимодействие микрообъектов, является эффективное сечение или просто сечение (полное название: поперечное эффективное сечение).
- Именно эта величина определяет вероятность того или иного результата столкновения.
- Сечение имеет размерность площади. Обычно используется единица барн или ее производные - $1 \text{ барн} = 10^{-24} \text{ см}^2$,
 $1 \text{ миллибарн} = 10^{-3} \text{ барн}$, $1 \text{ микробарн} = 10^{-6} \text{ барн}$.

Сечение реакции

Величина сечения реакции зависит от типа и энергии частиц и характера их взаимодействия.

Сечения упругого рассеяния нейтронов с энергией ~ 10 МэВ на атомных ядрах. Реакция происходит в результате сильного взаимодействия между нейтроном и ядром. $\sigma(n,n) \sim 0.1$ барн.

Сечения радиационного захвата тепловых нейтронов ($E_n \sim 1$ эВ) атомными ядрами вблизи резонанса. Эта реакция также происходит в результате сильного взаимодействия. $\sigma(n,\gamma) \sim 10^6$ барн.

Сечения фотоядерных реакций на атомных ядрах в области гигантского дипольного резонанса (~ 10 МэВ). Реакция происходит в результате электромагнитного взаимодействия. $\sigma(\gamma,n) \sim 10^{-3}$ барн.

Сечение реакции слабого взаимодействия под действием реакторных нейтрино ($E_\nu \sim 1$ МэВ). $\sigma(\nu n \rightarrow e^- p) \sim 10^{-20}$ барн = 10^{-44} см².

Ускоритель

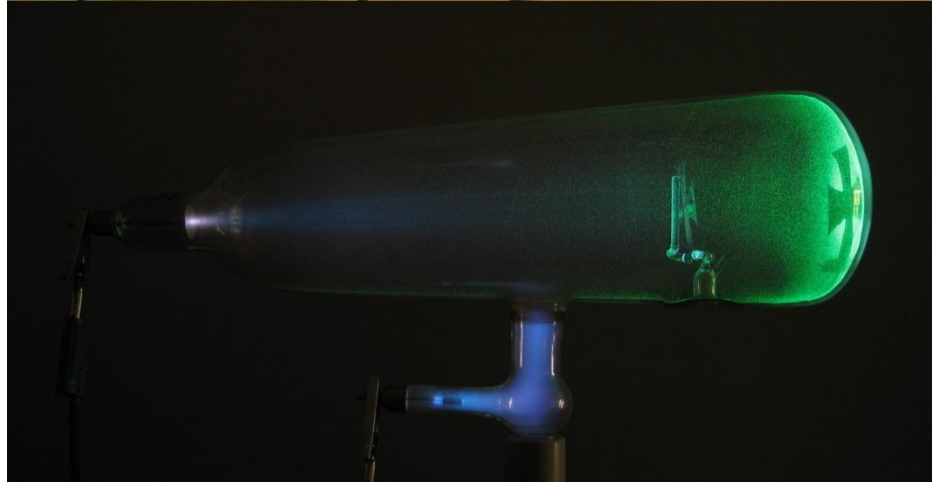
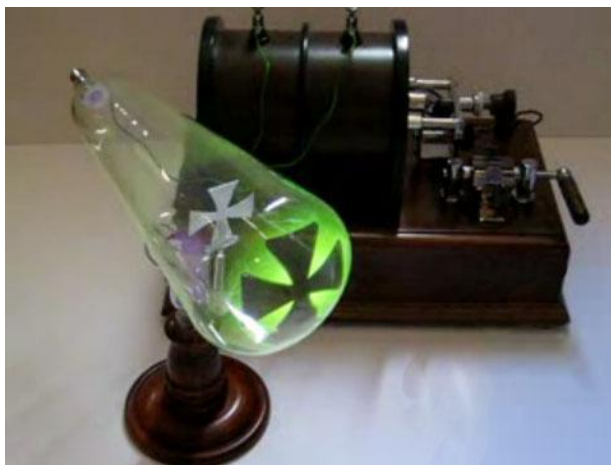
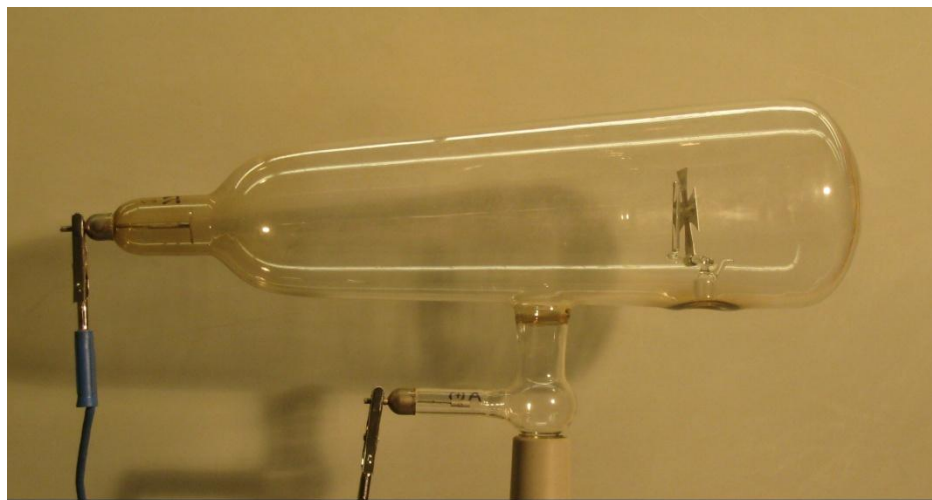
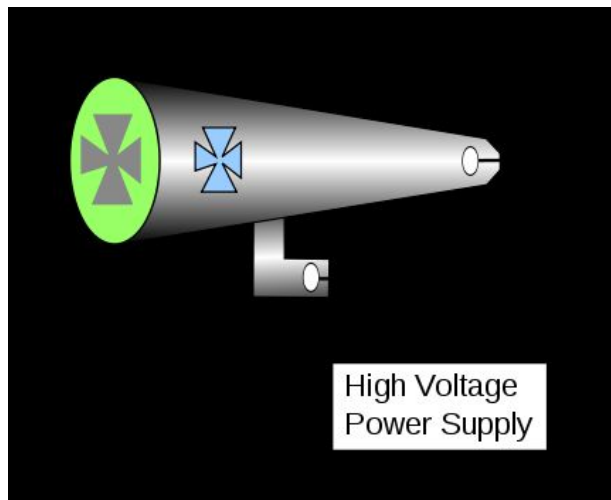
- Основными источниками пробных частиц являются ускорители.
- Ускоритель позволяет сформировать пучок частиц с требуемыми для эксперимента характеристиками (энергией, интенсивностью, поляризация, пространственными характеристиками и т. д.).
- В ускорителях могут ускоряться античастицы (позитроны, антипротоны).
- Ускорители различаются конструкцией, типом ускоряемых частиц, характеристиками пучка (энергией, интенсивностью и др.).
- Наиболее распространены ускорители электронов и протонов.
- Есть ускорители более тяжелых частиц - дейтронов, α -частиц, а также ионов других ядер, в том числе и тяжёлых, таких как уран.
- Современные ускорители высокой энергии имеют системы генерации пучков вторичных частиц - *каонов (K^+K^-)*, *пионов (π^\pm)*, *мюонов (μ^\pm)*, *нейтрино*, *антинейтрино* и др.
- В ускорителях увеличение энергии заряженных частиц происходит под действием электрического поля, направленного вдоль импульса частицы.

Принципы работы ускорителей

- Ускорители прямого действия
- Резонансные ускорители
 - Циклические
 - Линейные
- Ускорители коллайдеры

Рентгеновские (X-) лучи

(0.12 – 120) кэВ, (10 – 0.01) нм, (30×10^{15} – 30×10^{18}) Гц



1895: лучи Рентгена

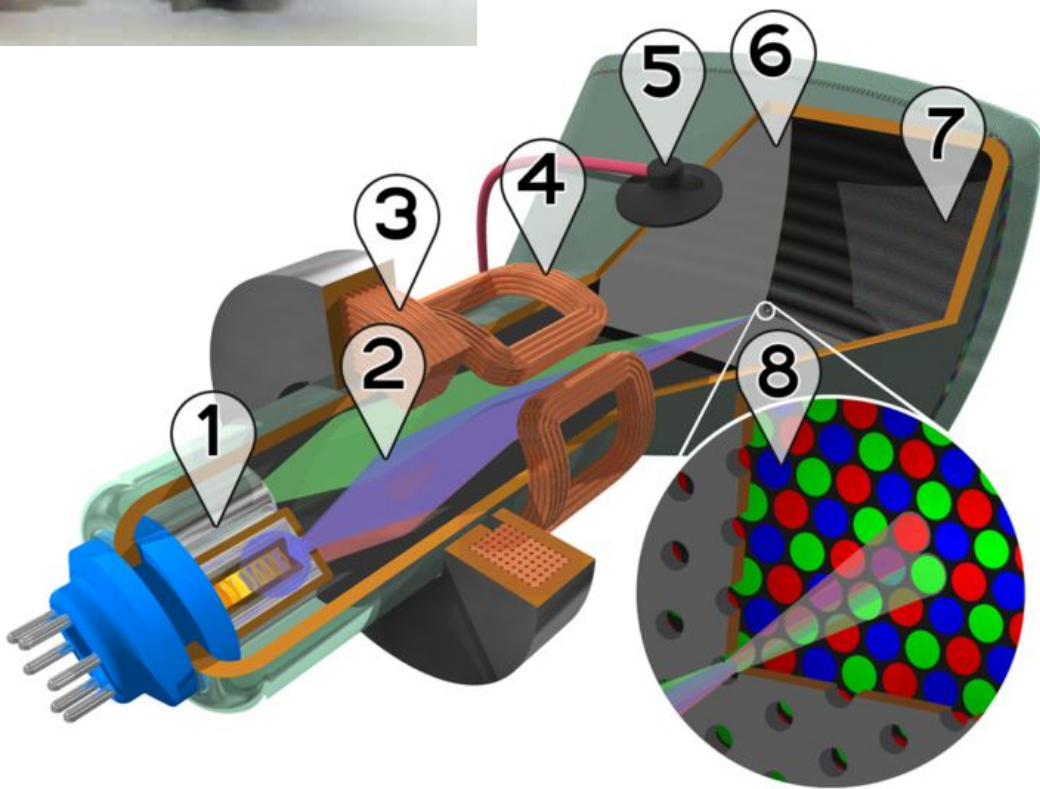
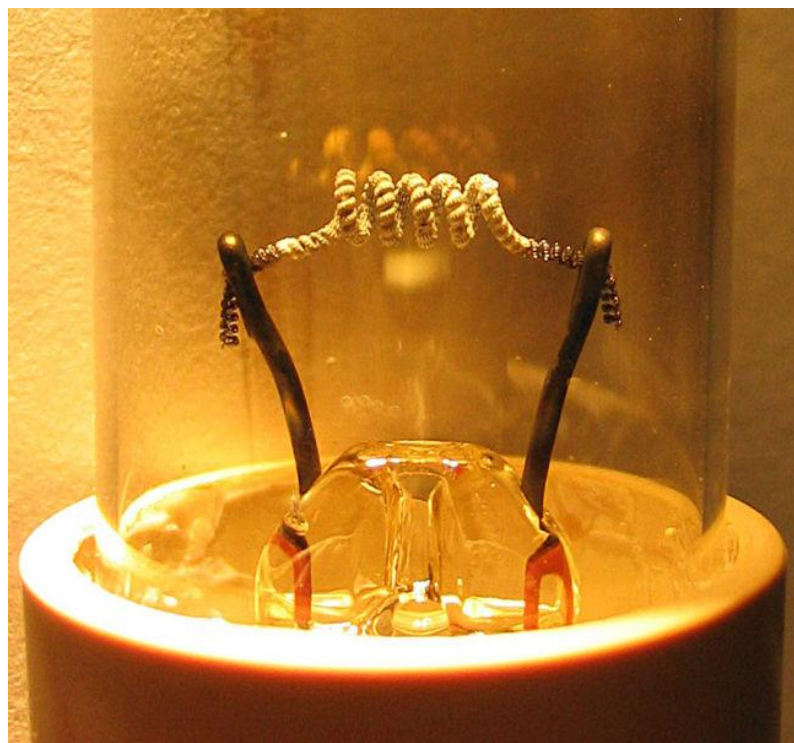


Wilhelm Conrad Röntgen
Нобелевская премия №1
1901 г.

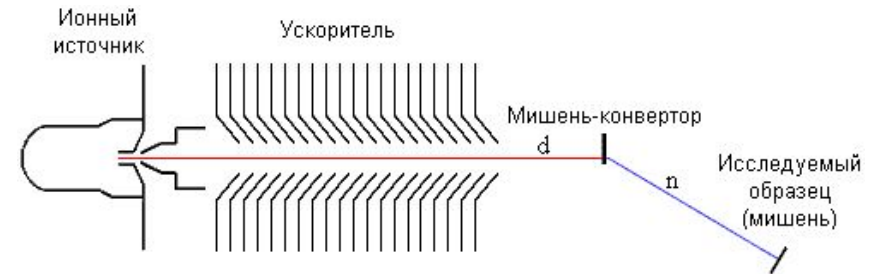
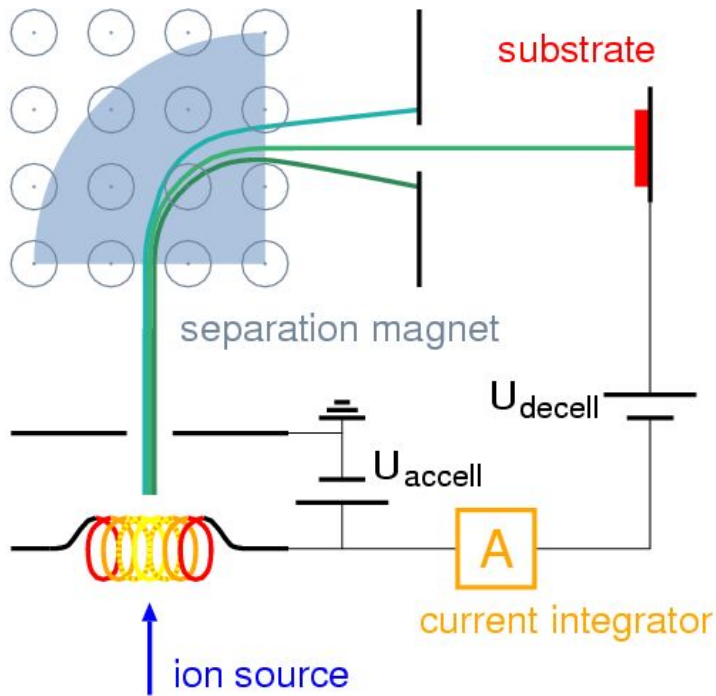


22.12.1895
«фотография» руки Анны Рентген

Электронные пушки

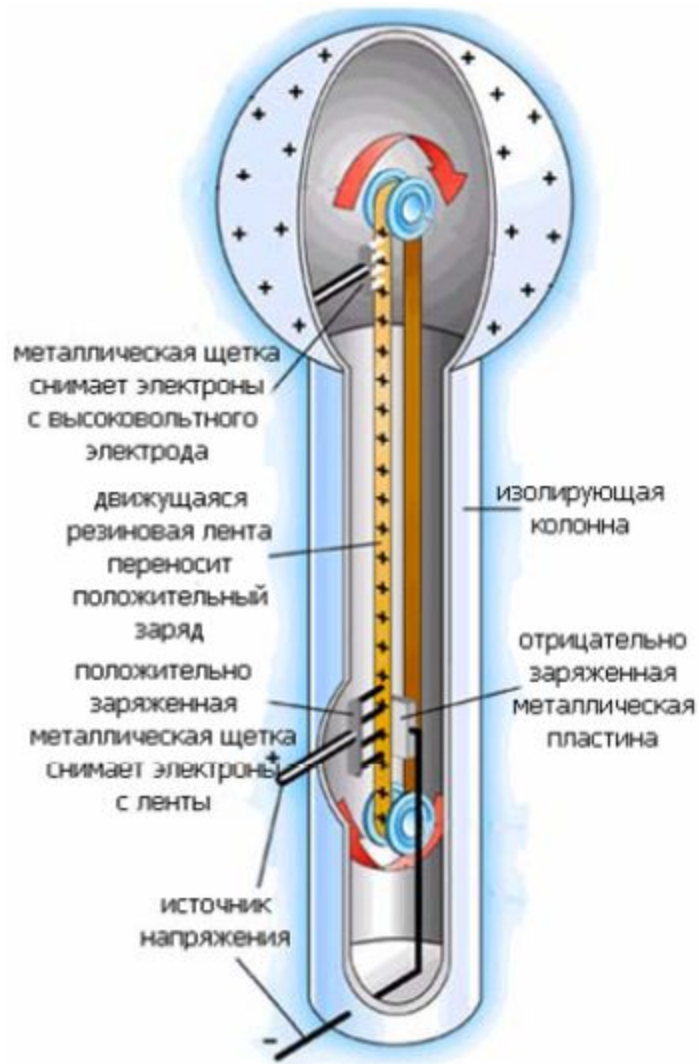


Ускорители прямого действия

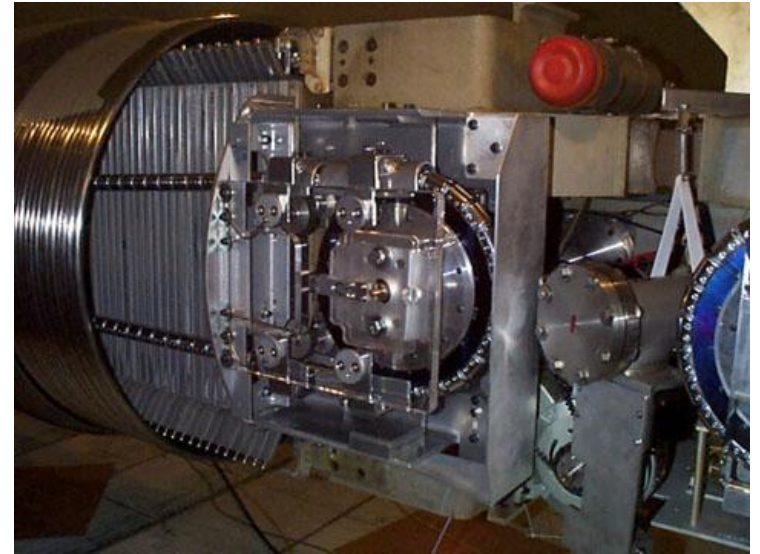


Генератор Ван де Граафа

- 1929 г. – 80 кВ.
- 1933 г. – 7МВ.
- 80-е – 20 МВ.



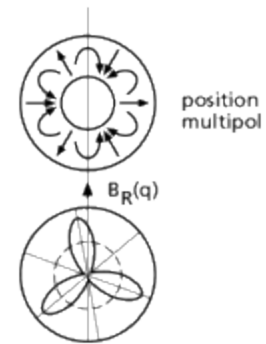
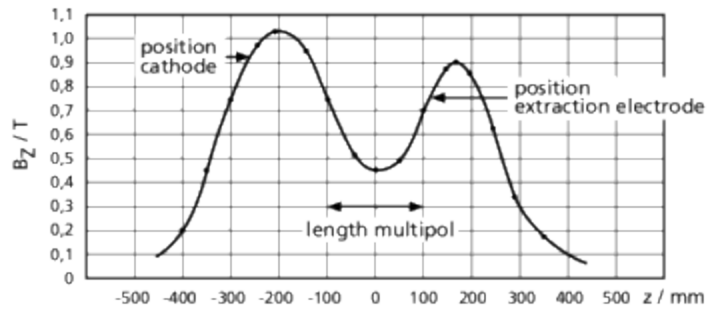
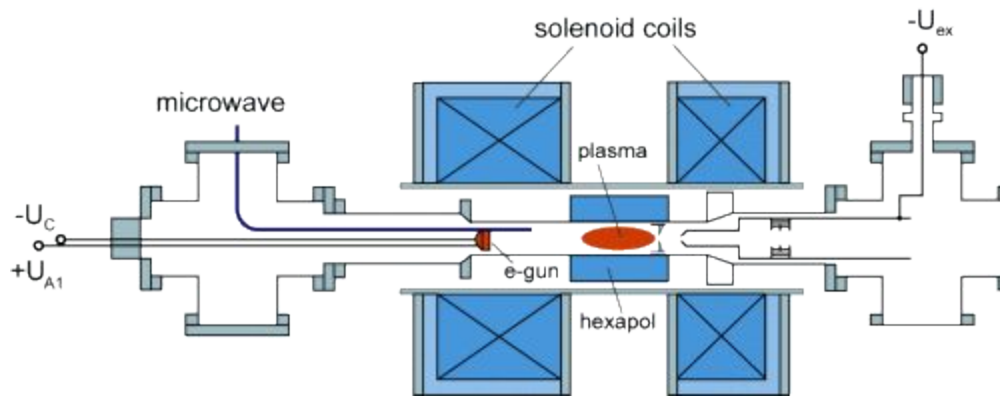
Tandem Van de Graaff



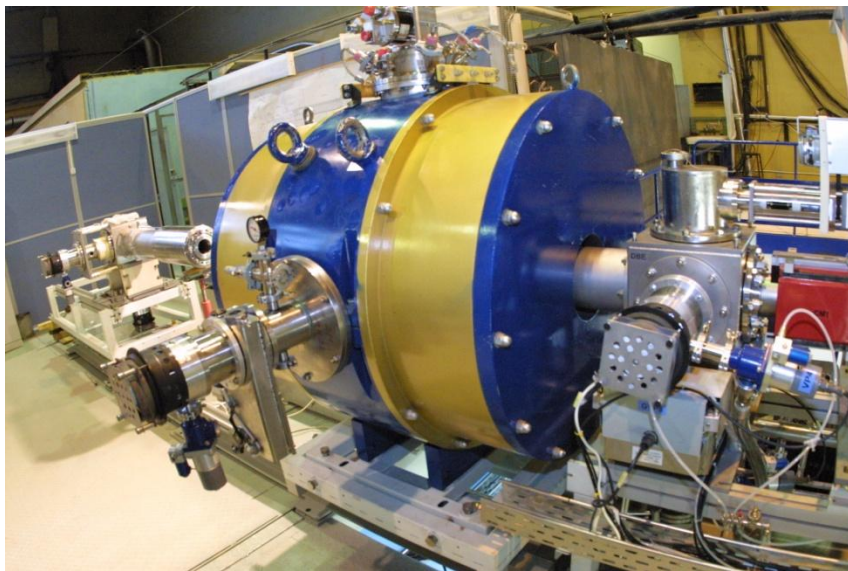
Источники ионов

- В ускорителях увеличение энергии заряженных частиц происходит под действием электрического поля, направленного вдоль импульса частицы.
- Нужно генерировать: электроны, протоны, H⁻-ионы, тяжёлые ионы.
- Электронные пушки.
- Плазмотроны, магнетроны.
- Источники Пеннинга.
- ЭЦР – источники.
- Электронно-лучевые источники.

ЭЦР - источник



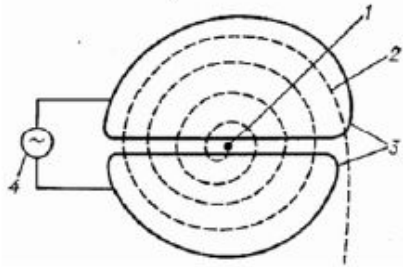
Сверхпроводящий 18 ГГц ЭЦР ИСТОЧНИК ИОНОВ



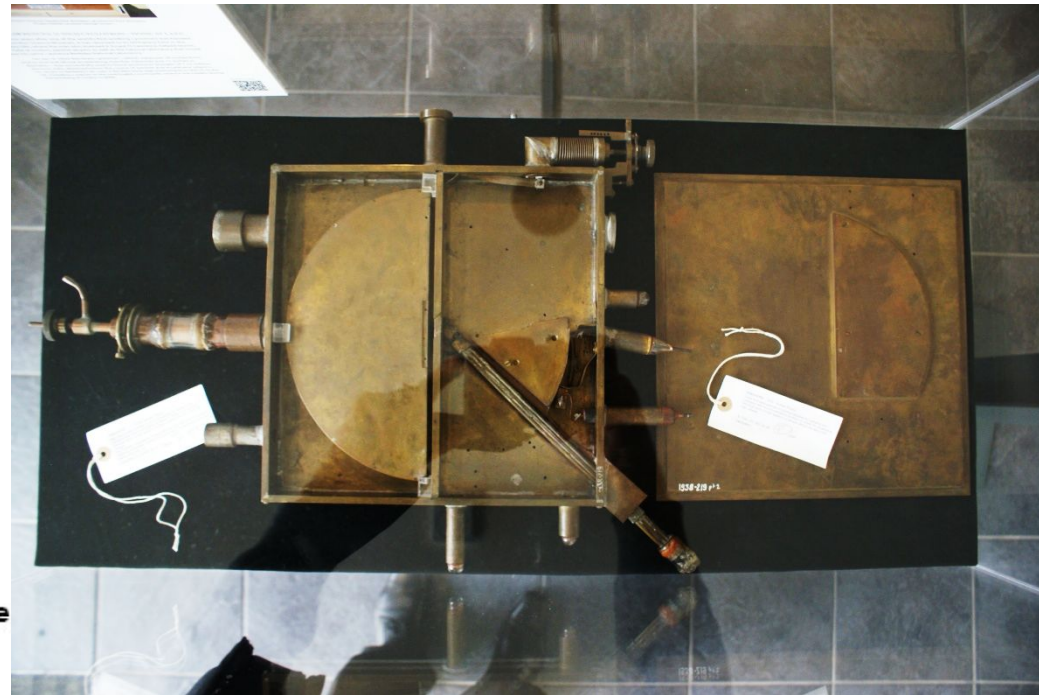
Резонансные ускорители: Циклотрон

$$R = \frac{mvc}{ZeB} \gamma,$$

γ – релятивистский фактор ($\gamma = 1/\sqrt{1-(v/c)^2}$).

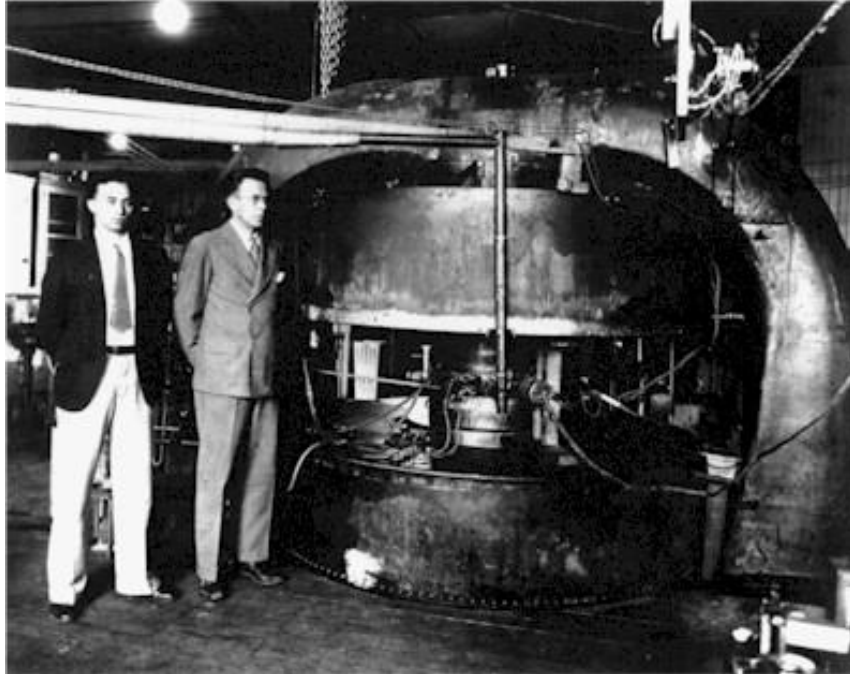


1 – источник тяжелых заряженных частиц;
2 – орбита ускоряемой частицы;
3 – ускоряющие электроды (дуанты);
4 – генератор ускоряющего поля. Однородное магнитное направлено перпендикулярно плоскости рисунка.



- В 1930 году Э. Лоуренс (США) построил первый циклический ускоритель – циклотрон на энергию протонов 1 МэВ (его диаметр был 25 см).

Циклотрон



- **С. Ливингстон и Э. Лоуренс у 27-дюймового циклотрона, который широко использовался в экспериментальных исследованиях ядерных реакций и искусственной радиоактивности**

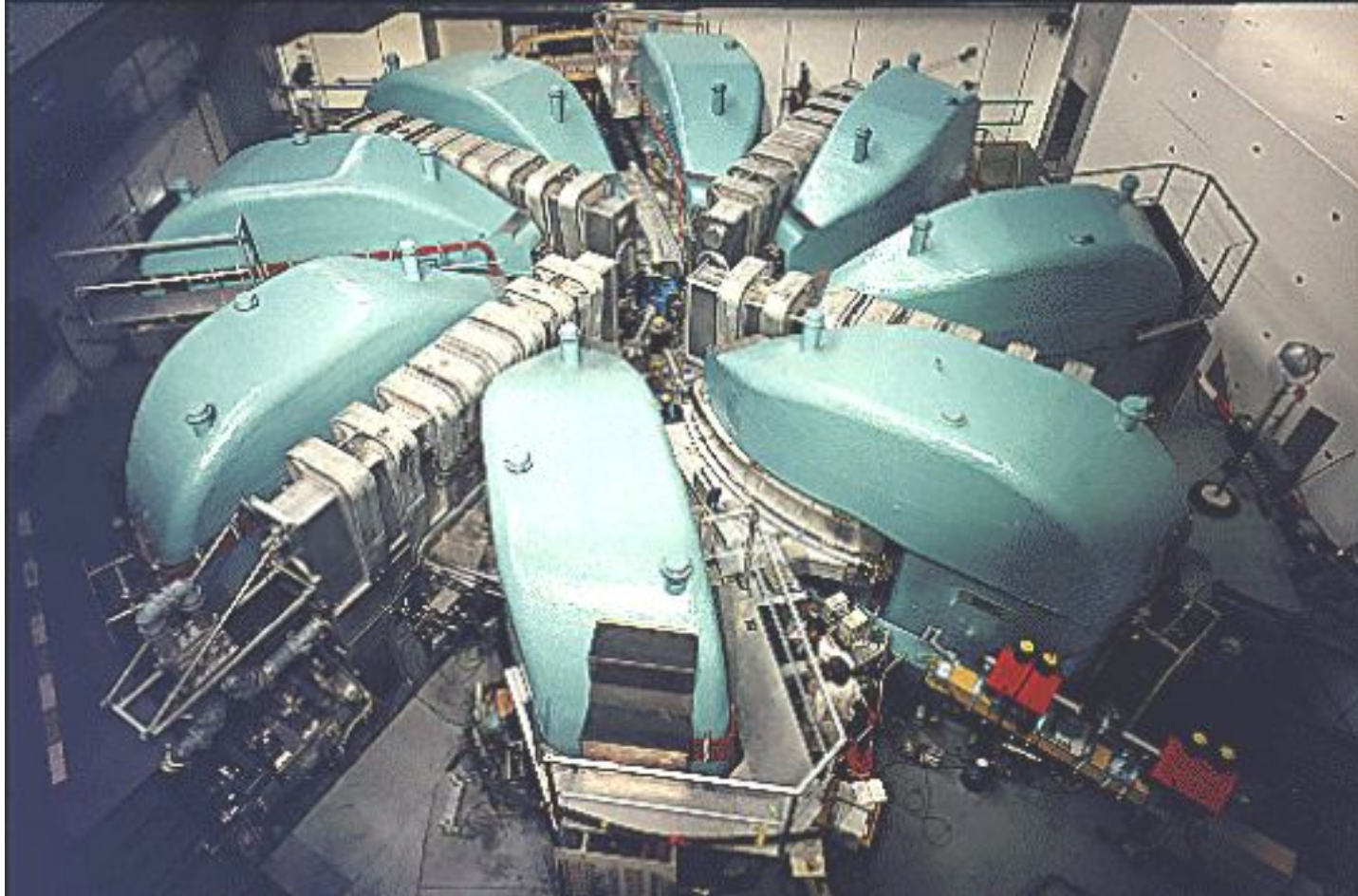
Циклотрон тяжелых ионов У400



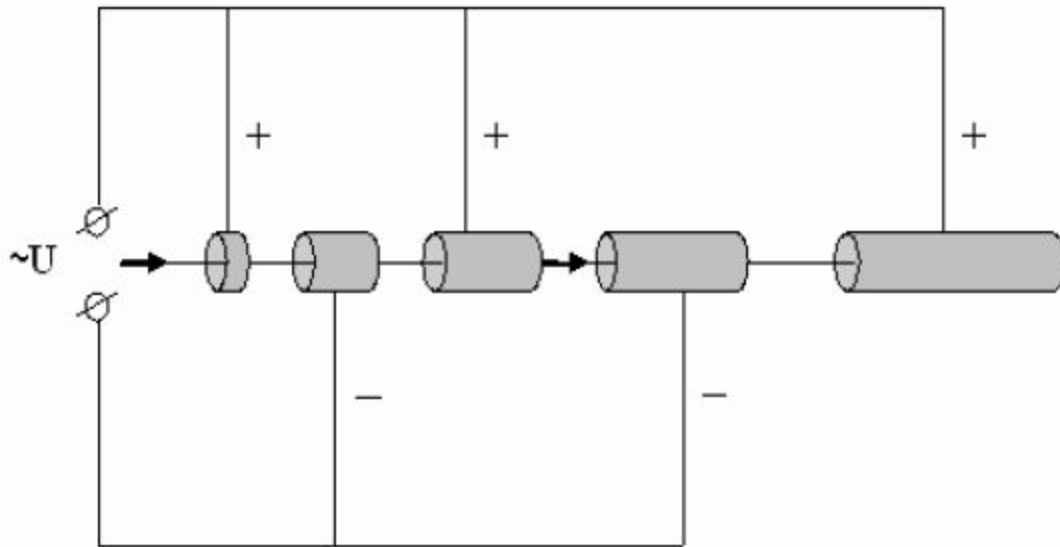
Пучки ионов циклотронаУ400

Ion	E, MeV/n	I, ECR	I, extracted	I, extracted
${}^7\text{Li}^{1+}$	16.6	100μA	30μA	$6 \cdot 10^{13}$ pps
${}^6\text{Li}^{1+}$	12.6	100μA	30μA	$6 \cdot 10^{13}$ pps
${}^{11}\text{B}^{2+}$	17.8	90μA	33μA	$4 \cdot 10^{13}$ pps
${}^{12}\text{C}^{2+}$	16.6	100μA	35μA	$4 \cdot 10^{13}$ pps
${}^{13}\text{C}^{2+}$	14.4	100μA	35μA	$3 \cdot 10^{13}$ pps
${}^{14}\text{N}^{2+}$	9.4	100μA	35μA	$3 \cdot 10^{13}$ pps
${}^{14}\text{N}^{3+}$	20.3	100μA	35μA	$3 \cdot 10^{13}$ pps
${}^{18}\text{O}^{3+}$	19.3	100μA	35μA	$2.5 \cdot 10^{13}$ pps
${}^{20}\text{Ne}^{4+}$	20.9	100μA	35μA	$2 \cdot 10^{13}$ pps
${}^{22}\text{Ne}^{4+}$	17.8	100μA	35μA	$2 \cdot 10^{13}$ pps
${}^{36}\text{S}^{6+}$	15	60μA	25μA	$9 \cdot 10^{12}$ pps
${}^{40}\text{Ar}^{8+}$	19.9	100μA	35μA	$1 \cdot 10^{13}$ pps
${}^{48}\text{Ca}^{5+}$	5.3	60μA	22μA	$7 \cdot 10^{12}$ pps
${}^{48}\text{Ca}^{9+}$	19	30μA	10μA	$3 \cdot 10^{12}$ pps
${}^{86}\text{Kr}^{9+}$	5.1	60μA	10μA	$2 \cdot 10^{12}$ pps
${}^{136}\text{Xe}^{14+}$	4.4	5μA	0.2μA	$3 \cdot 10^{10}$ pps

Изохронный циклотрон PSI: 0.65 ГэВ, 2 мА

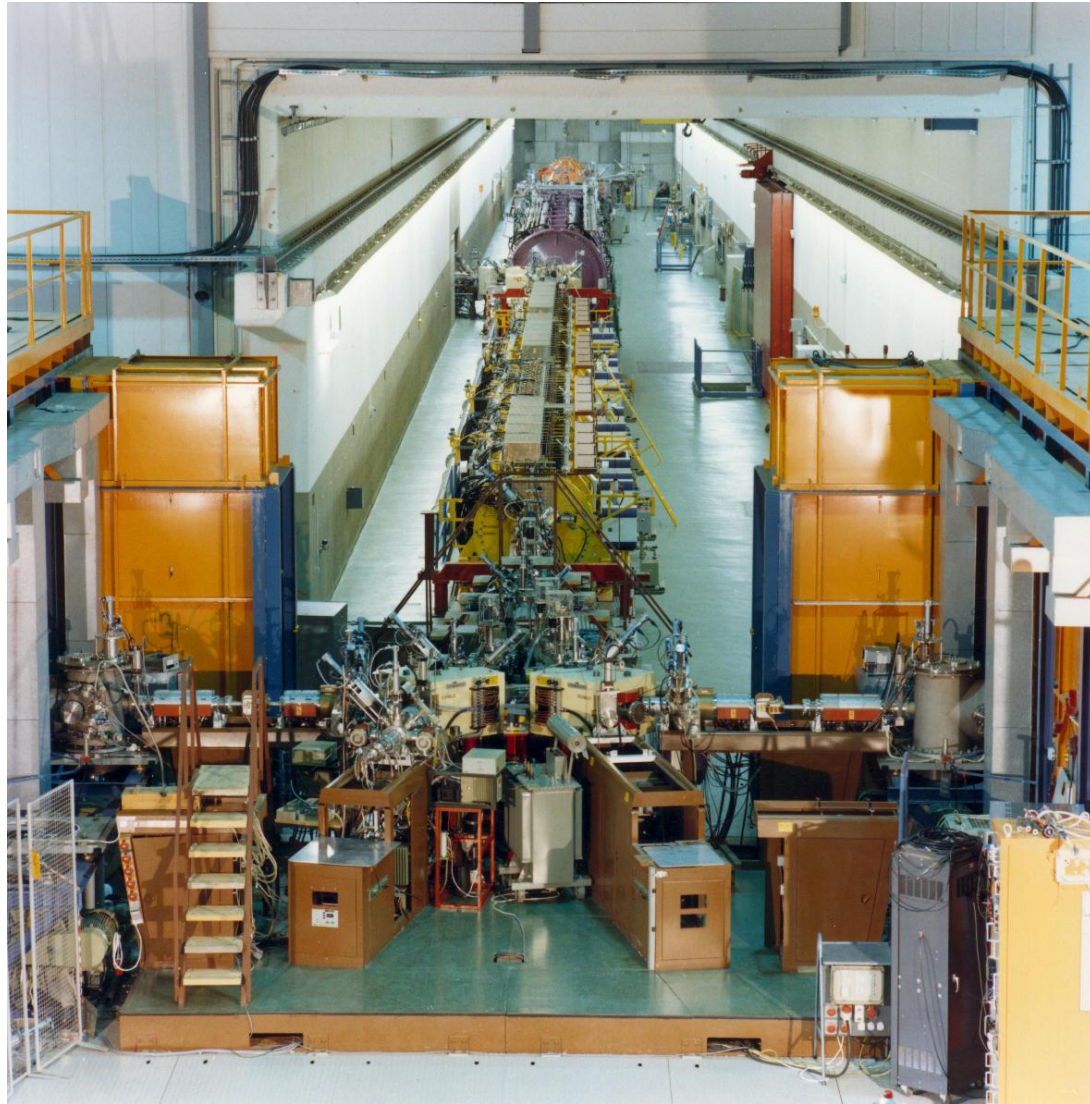


Линейный ускоритель

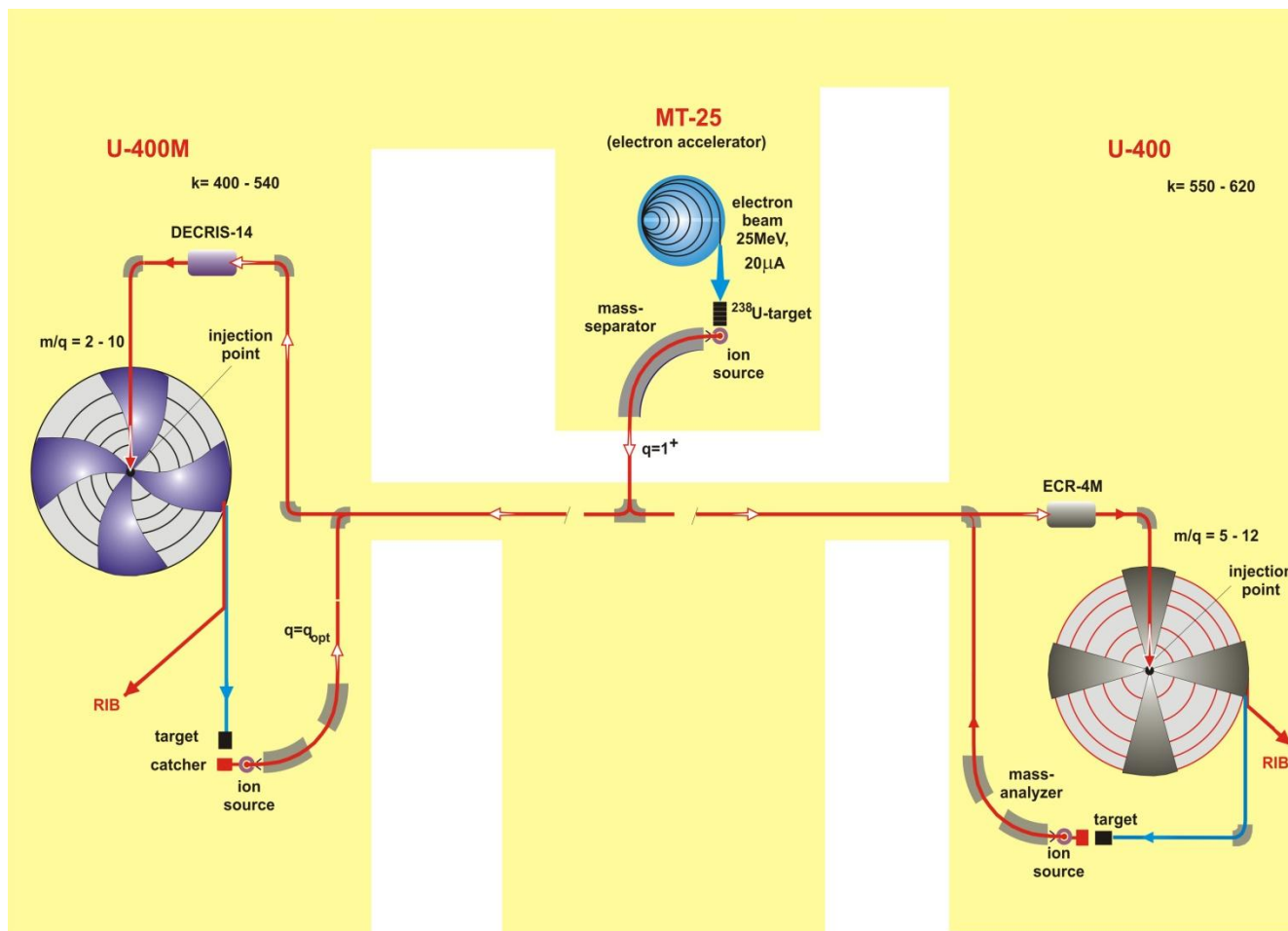


- $L = 1/2vT$

UNILAC (GSI)



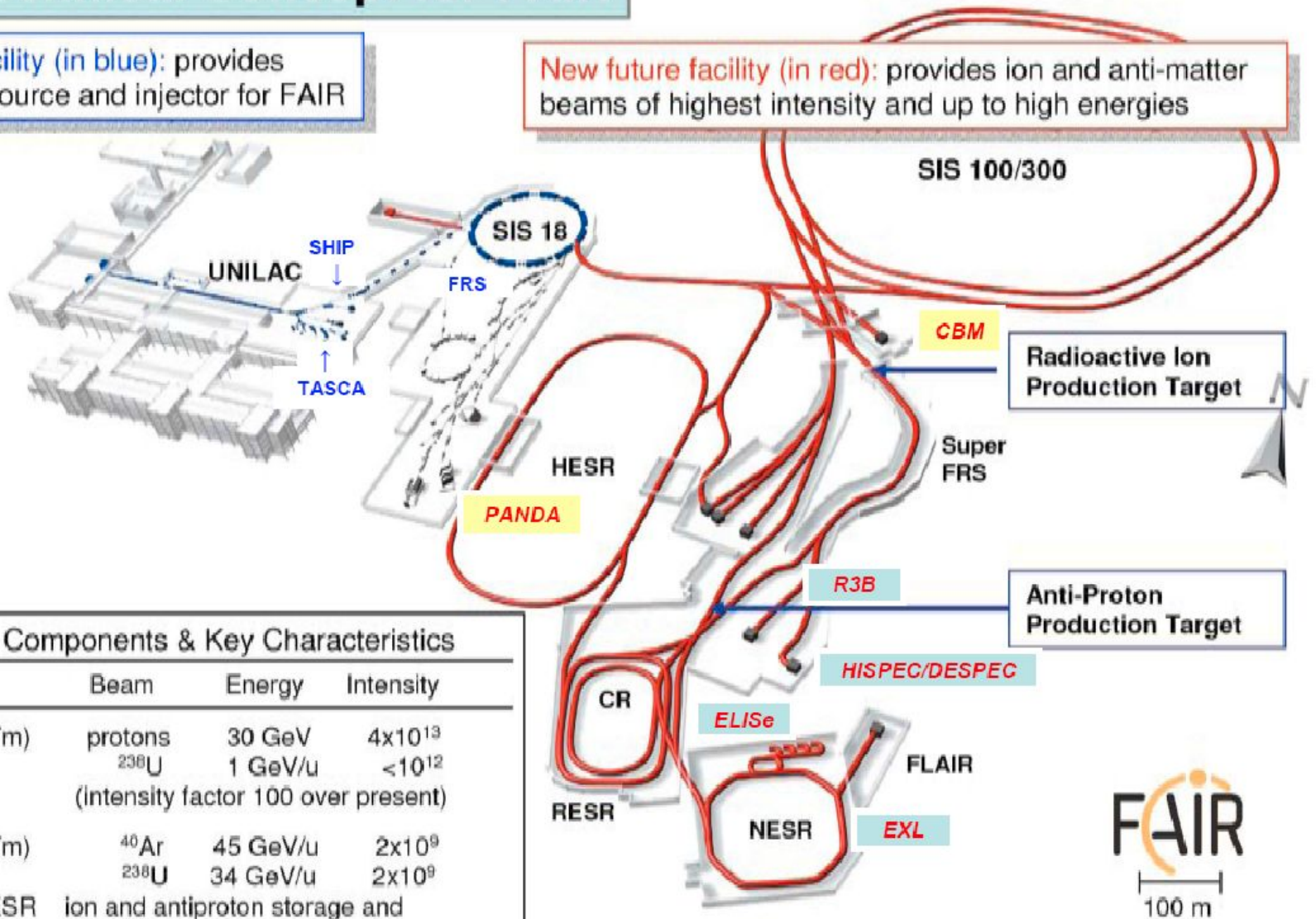
Ускорительный комплекс радиоактивных пучков ЛЯР



The Technical Concept for FAIR

Existing facility (in blue): provides ion-beam source and injector for FAIR

New future facility (in red): provides ion and anti-matter beams of highest intensity and up to high energies

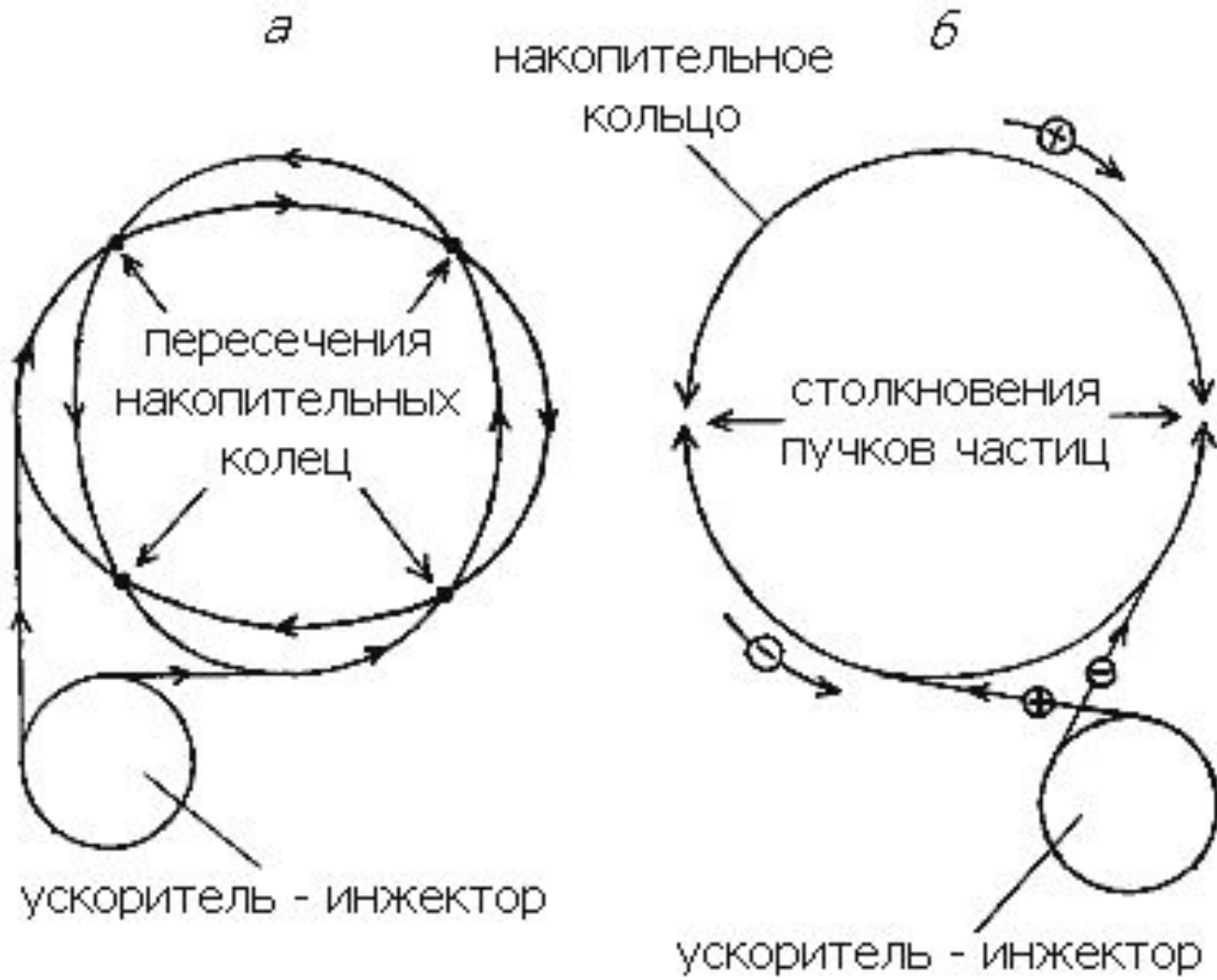


Accelerator Components & Key Characteristics

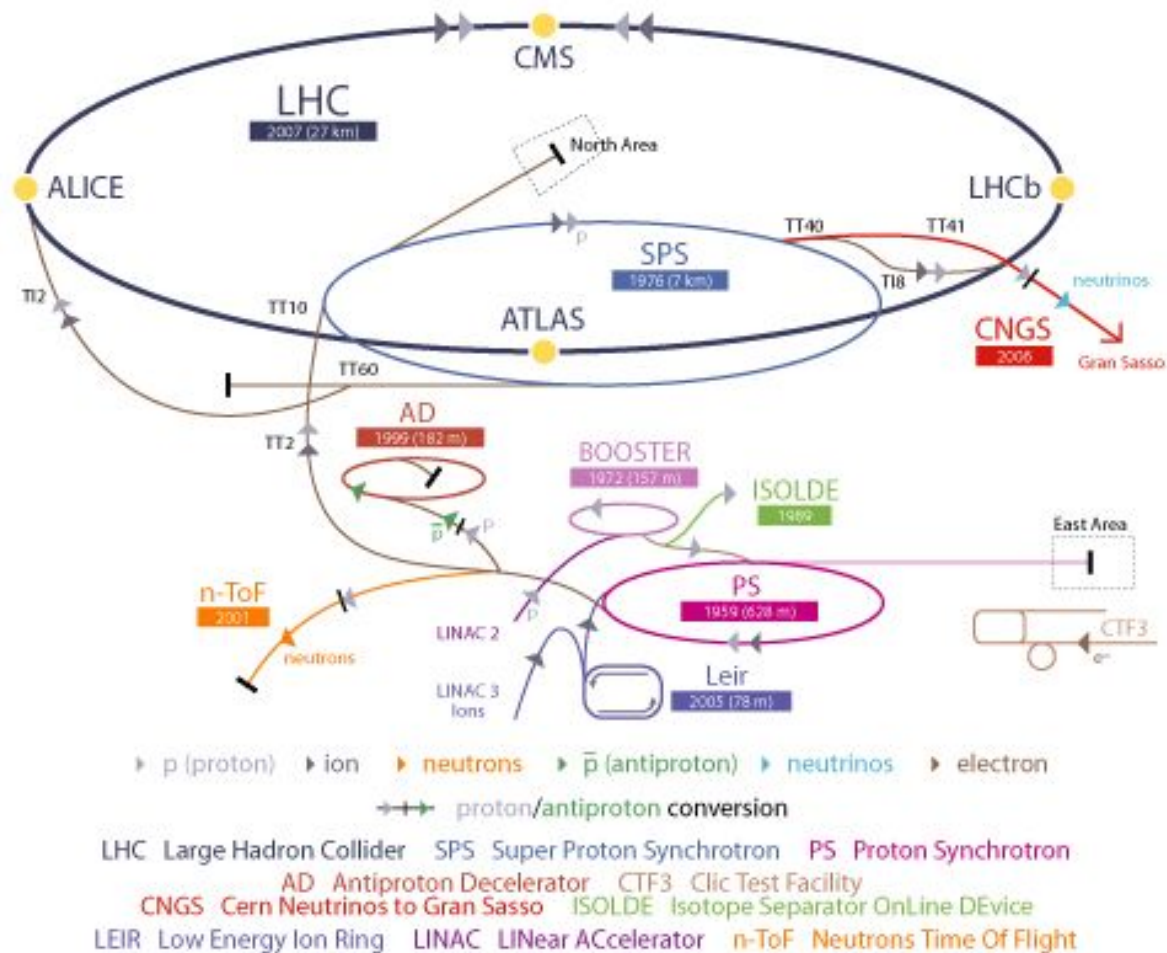
Ring/Device	Beam	Energy	Intensity
SIS100 (100Tm)	protons	30 GeV	4×10^{13}
	^{238}U	1 GeV/u	$< 10^{12}$
(Intensity factor 100 over present)			
SIS300 (300Tm)	^{40}Ar	45 GeV/u	2×10^9
	^{238}U	34 GeV/u	2×10^9
CR/RESR/NESR	ion and antiproton storage and experiment rings		
HESR	antiprotons	14 GeV	$\sim 10^{11}$



Коллайдеры



CERN Accelerator Complex



- протоны 450 ГэВ → 7 ТэВ; $\gamma = 7500$; магнитное поле 0.54 → 8.3 Т;
- $L = 26659$ м, $E_p = 7$ ТэВ, $E_{p\bar{p}} = 560$ ТэВ;
- 1232 дипольных + 392 квадрупольных магнитов; 96 т жидкого He;
- Энергия запасённая в ускорителе – 10 GJ = 2000 kg TNT !

Общие свойства детекторов

- Детекторы фиксируют потерю энергии проходящей частицей.
- Практически все детекторы, кроме координатных, вырабатывают электрический импульс – сигнал детектора.
- Электрические импульсы различаются амплитудой, длительностью и формой.
- Информация с координатных детекторов, как правило, оцифровывается.

Ядерные реакции

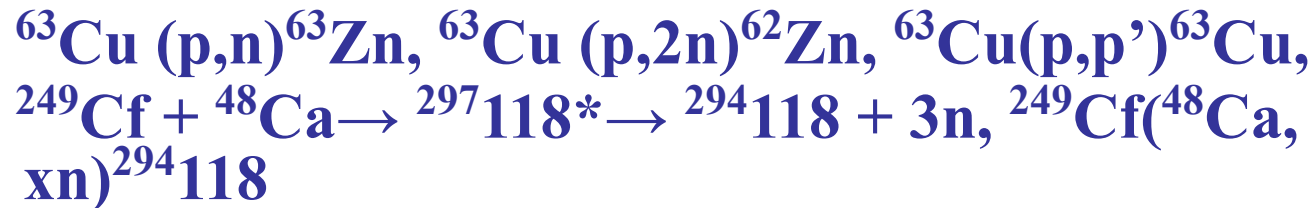
- Ядерные реакции - превращения атомных ядер при взаимодействии с элементарными частицами, γ -квантами или друг с другом.
- Для осуществления ядерных реакций. необходимо сближение частиц (двух ядер, ядра и нуклона и т. д.) на расстояние $< 10^{-13}$ см.
- Энергия налетающих положительно заряженных частиц должна быть порядка или больше высоты кулоновского потенциального барьера ядер (для однозарядных частиц ~ 10 МэВ).
- Для отрицательно заряженных и нейтральных частиц кулоновский барьер отсутствует, и ядерные реакции могут протекать даже при тепловых энергиях налетающих частиц.

Ядерные реакции

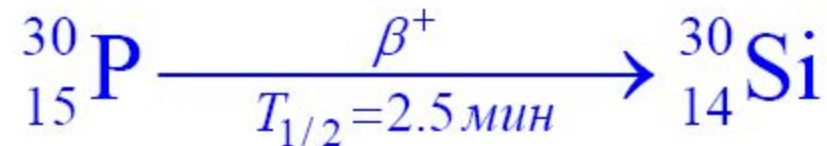
- Кулоновское возбуждение ядер под действием заряженных частиц относительно большой массы (протоны, α -частицы, тяжелые ионы) используется для изучения низколежащих вращательных уровней тяжелых ядер.
- Реакции с тяжелыми ионами на тяжелых ядрах, приводящие к слиянию сталкивающихся ядер.
- Реакции слияния легких ядер при сравнительно низких энергиях столкновения (так называемые термоядерные реакции). Эти реакции происходят за счет квантовомеханического туннелирования сквозь кулоновский барьер.
- Фотоядерные и электроядерные реакции происходят при столкновении с ядрами γ -квантов и электронов.
- Реакции деления тяжелых ядер, сопровождающиеся глубокой перестройкой ядра.
- Реакции на пучках радиоактивных ядер открывают возможности получения и исследования ядер с необычным соотношением числа протонов и нейтронов, далеких от линии стабильности.

Ядерные реакции

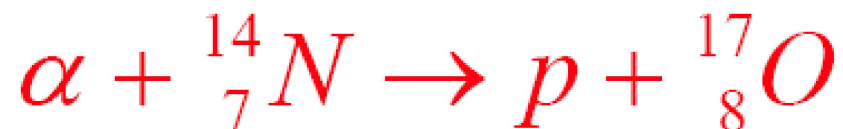
- Ядерные реакции записывают в виде: $A(a, bcd)B$, где A - ядро мишени, a - бомбардирующая частица, b, c, d - испускаемые частицы, B - остаточное ядро (в скобках записываются более лёгкие продукты реакции, вне наиболее тяжёлые).
- Ядерная реакция может идти несколькими способами, т.е. возможны несколько каналов реакции, например:



Простейшие ядерные реакции

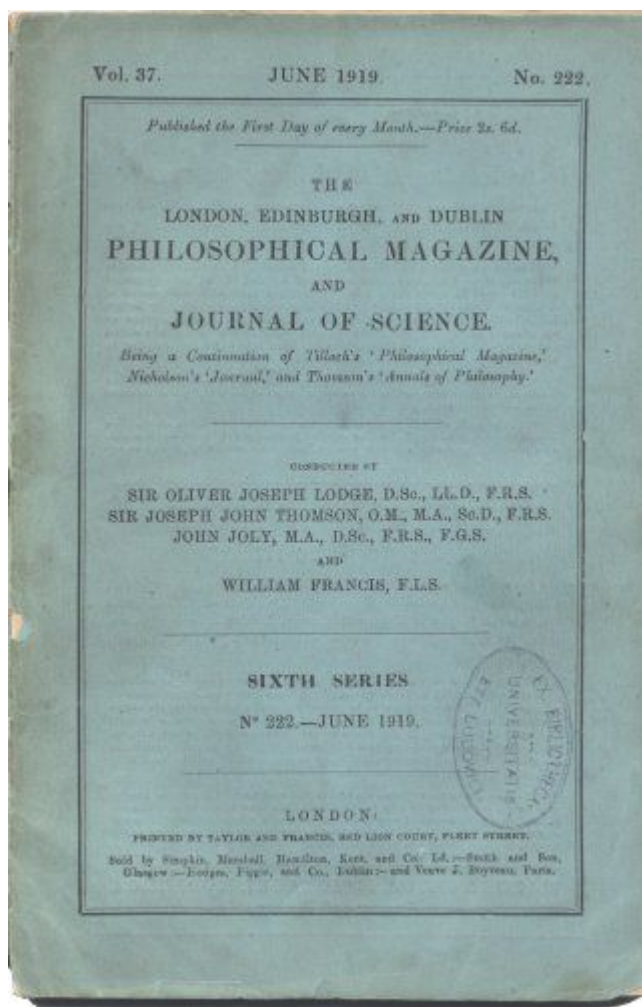


Открытие протона



«Мы должны заключить, что атом азота распадается под воздействием значительных сил, развиваемых быстрой альфа-частицей при значительном сближении, и, что освобождающийся атом водорода является существенной составной частью ядра азота»

Ernest Rutherford



Ядерные реакции

- Кулоновское возбуждение ядер под действием заряженных частиц относительно большой массы (протоны, α -частицы, тяжелые ионы) используется для изучения низколежащих вращательных уровней тяжелых ядер.
- Реакции с тяжелыми ионами на тяжелых ядрах, приводящие к слиянию сталкивающихся ядер.
- Реакции слияния легких ядер при сравнительно низких энергиях столкновения (так называемые термоядерные реакции). Эти реакции происходят за счет квантовомеханического туннелирования сквозь кулоновский барьер.
- Фотоядерные и электроядерные реакции происходят при столкновении с ядрами γ -квантов и электронов.
- Реакции деления тяжелых ядер, сопровождающиеся глубокой перестройкой ядра.

Законы сохранения в ядерных реакциях

Ядерные реакции подчиняются законам сохранения электрического заряда, числа нуклонов (барионного заряда), энергии и импульса.

Закон сохранения числа нуклонов означает сохранение массового числа A .

Ядерные реакции могут протекать с выделением и с поглощением энергии Q , которая в 10^6 раз превышает энергию, поглощаемую или выделяемую при химических реакциях.

Во всех типах реакций выполняются:

- Закон сохранения числа нуклонов
- Закон сохранения электрического заряда
- Закон сохранения энергии
- Закон сохранения импульса
- Закон сохранения момента количества движения

Законы сохранения в ядерных реакциях

Законы сохранения электрического заряда и числа нуклонов

Из законов сохранения электрического заряда и числа нуклонов следует, что суммарный электрический заряд и полное число нуклонов вступающих во взаимодействие должно сохраняться в результате ядерных реакций. Используя законы сохранения электрического заряда и числа нуклонов можно определить неизвестный продукт реакции.

Законы сохранения энергии и импульса

Законы сохранения энергии и импульса приводят к следующим соотношениям между импульсами и энергиями частиц до и после взаимодействия.

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

$$E_a + E_A = E_b + E_B$$

В соотношении E_a, E_A, E_b, E_B - полные энергии частиц

Кинетическая энергия частицы определяется соотношением

$$T = E - mc^2$$

Законы сохранения в ядерных реакциях

Законы сохранения момента количества движения J и четности P

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

\vec{J} – спины участвующих в реакции частиц и ядер,

\vec{l} – их относительные орбитальные моменты количества движения.

Если налетающей частицей является фотон, то в левой части соотношения слагаемое относительного углового момента $\vec{l}_{\gamma A}$ отсутствует, так как этот момент автоматически учитывается мультипольностью фотона. Это же справедливо и для правой части соотношения, если реакция завершается вылетом фотона.

Законы сохранения в ядерных реакциях

Сохранение чётности

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

В ядерных реакциях происходящих за счет слабых взаимодействий чётность не сохраняется.

Законы сохранения в ядерных реакциях

Энергия реакции Q это кинетическая энергия выделяющаяся или поглощающаяся в процессе ядерной реакции; она равна разности энергий покоя частиц в начальном и конечном состояниях.

$Q > 0$ - экзотермические реакции, они идут с выделением энергии при любой энергии налетающей частицы.

$Q < 0$ – эндотермические реакции.

$Q = 0$ – упругое рассеяние.

Для того чтобы была возможна эндотермическая реакция, необходимо чтобы энергия налетающей частицы превышала некоторую величину $T_{\text{пор}}$, называемую порогом реакции.

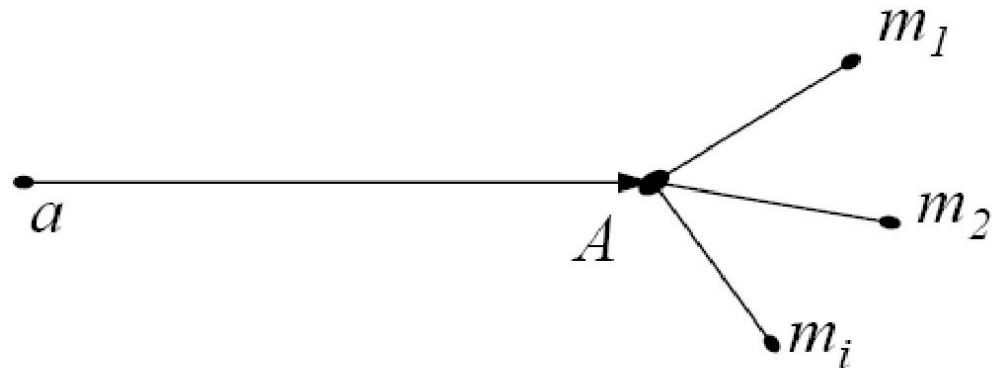
$$T_a + m_a c^2 + T_A + m_A c^2 = T_b + m_b c^2 + T_B + m_B c^2$$

$Q = m_a c^2 + m_A c^2 - m_b c^2 - m_B c^2$ - энергия реакции.

$$T_a + T_A = T_b + T_B - Q .$$

Энергия реакции. Порог реакции

Энергия Q , выделяемая или поглощаемая при ядерных реакциях, равна разности сумм масс частиц (в энергетических единицах) до и после ядерной реакции.



$$Q = \sum (m_i - m_a - m_A) c^2$$

Кинематика ядерной реакции

Рассмотрим реакцию $a+A \rightarrow b+B$. Будем использовать нерелятивистское приближение. Пусть частица A покоится в л.с., частица a с энергией T_a в л.с. налетает на нее. Для энергии в л.с. T_b частицы b, вылетающей под углом θ_b к направлению пучка справедливо соотношение

$$T_b = \frac{m_a m_b T_a}{(m_b + m_B)^2} \left(\cos \theta_b \pm \sqrt{\cos^2 \theta_b + \frac{(m_b + m_B)[(m_B - m_a)T_a + m_B Q]}{m_a m_b T_a}} \right)^2$$

где m_a, m_A, m_b, m_B - массы частиц a, A, b и B. Q – энергия реакции.

$$Q = T_b \frac{m_b + m_B}{m_B} - T_a \frac{m_B - m_a}{m_B} - \frac{2\sqrt{m_a m_b}}{m_B} \sqrt{T_a T_b} \cos \theta_b$$

Для кинетической энергии частицы b в системе центра инерции T'_b справедливо соотношение:

$$T'_b = \frac{m_B}{m_B + m_b} \left(\frac{m_A}{m_a + m_A} + Q \right) = \frac{m_B}{m_b} T'_B$$

Энергия реакции. Порог реакции

Минимальная энергия, при которой возможна реакция, равна порогу реакции.

$$E_{\text{порог}} = \frac{\sum (m_i - m_a - m_A) \sum (m_i + m_a + m_A) c^2}{2m_A}$$

$$E_{\text{порог}} = |Q| \left(1 + \frac{m_a}{m_A} + \frac{Q}{2m_A} \right)$$

Энергия реакции. Порог реакции

Отметим, что соотношения справедливы и для реакций с любым количеством частиц в конечном состоянии.

Из соотношений видно, что порог реакции не совпадает с энергией реакции. Из самого смысла величины Q видно, что Q есть порог ядерной реакции в системе центра инерции. Поэтому порог ядерной реакции $T_{\text{пор}}$ всегда больше энергии реакции Q на величину энергии связанной с движением центра инерции в лабораторной системе координат. В ускорителях с неподвижной мишенью значительная часть энергии пучка тратится на бесполезную энергию движения центра инерции. Поэтому в физике высоких энергий, где такие потери были бы особенно велики, а выбор партнера столкновения не столь существенный, как в физике ядра, используют *ускорители на встречных пучках*. Если использовать для столкновений частицы равных масс m , то для реализации реакции с данным Q необходимы встречные пучки с кинетическими энергиям T' каждого из пучков

$$T' = |Q/2|.$$

Для реализации этой же реакции на ускорителе с неподвижной мишенью энергия пучка должна была бы быть

$$T = 2T'(T' + 2mc^2)/mc^2.$$

Механизмы ядерных реакций

Различные механизмы ядерных реакций отличаются разным временем протекания.

Наименьшее время имеет прямая ядерная реакция. Это время, которое необходимо частице, чтобы пройти область пространства, занимаемую ядром ($\sim 10^{-22}$ сек).

Реакции, идущие через составное ядро, протекают за значительно большее время (до 10^{-15} — 10^{-16} сек).

Прямые ядерные реакции

Налетающая частица, например нуклон, может войти в ядро и вылететь из него под другим углом, но с той же энергией (упругое рассеяние). Нуклон может столкнуться непосредственно с нуклоном ядра; при этом, они могут покинуть ядро без взаимодействия с другими его нуклонами (прямой процесс).

Существуют более сложные прямые процессы, при которых энергия налетающей частицы передаётся непосредственно одному или небольшой группе нуклонов ядра.

Составное ядро

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

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

Налетающий нейтрон имеет длину волны зависящую от энергии:

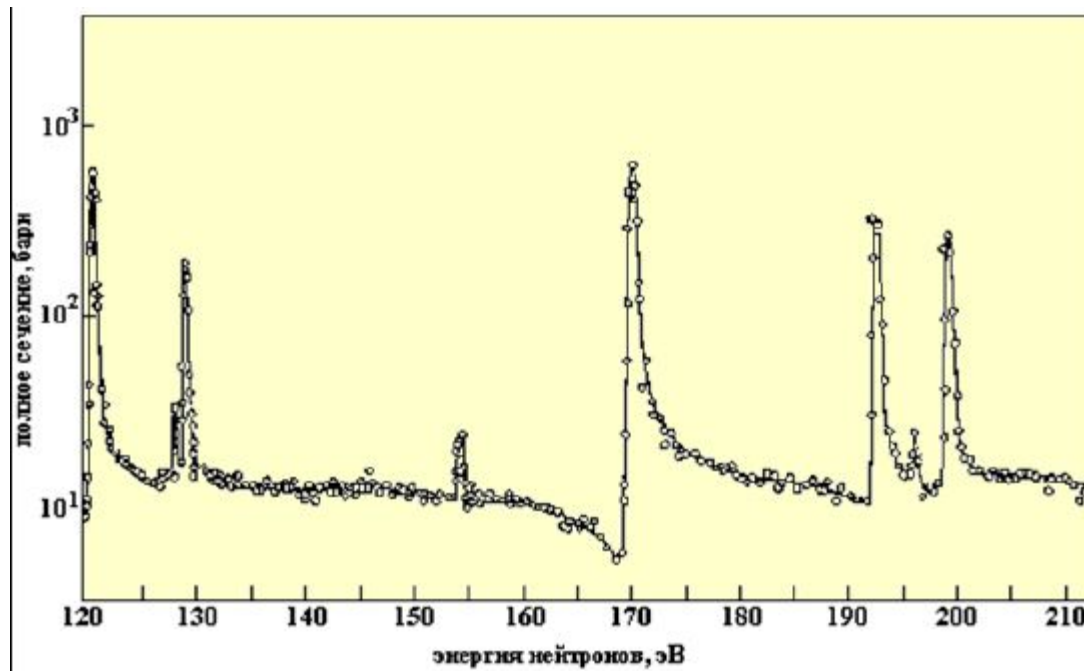
$$\hat{\lambda}_n (\text{ФМ}) = \frac{4,5}{\sqrt{E(\text{МэВ})}}$$

В квантовом случае:

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

Формула Брейта-Вигнера

В области низких энергий расстояние между энергетическими уровнями ядра больше ширины Γ уровней, поэтому энергетический спектр ядра дискретен.



$$\sigma_{\text{tot}} = \pi \hat{\lambda}_n^2 \frac{\Gamma_n^2}{(E^* - E_r)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}$$

Ядерные реакции, идущие через составное ядро

- Если энергия, внесённая влетевшей частицей, постепенно распределится между многими нуклонами ядра, то ядерные состояния будут становиться всё более и более сложными, однако через некоторое время наступит динамическое равновесие - различные ядерные конфигурации будут возникать и распадаться в образовавшейся системе, называемой составным ядром.
- Составное ядро неустойчиво и через короткое время распадается на конечные продукты.

Ядерные реакции, идущие через составное ядро

- Если в некоторых конфигурациях энергия одного из нуклонов окажется достаточной для его выброса из ядра, то составное ядро распадается с испусканием нуклона.
- Если же энергия сосредоточивается в некоторых группах частиц, существующих в составном ядре короткое время, то возможно испускание α - частиц, кластеров.
- При энергиях возбуждения составного ядра, меньших энергии отделения от него частиц, единственный путь его распада - испускание γ -квантов (радиационный захват).
- Иногда выброс частиц происходит до того, как установилось равновесие, т. е. до образования составного ядра (механизм предравновесного распада).

Модель составного ядра

Модель составного ядра была впервые сформулирована Бором.

Согласно этой модели ядерная реакция протекает в два этапа.

На первом этапе частица a и ядро мишень A образуют связанную систему составное (компаунд) ядро C

На втором этапе ядро C распадается на ядро B и частицу b :



В модели составного ядра предполагается, что длина свободного пробега налетающей частицы много меньше размеров ядра, вследствие чего каждая частица, попадающая в ядро, захватывается им.

В результате взаимодействия налетающей частицы и нуклонов ядра энергия возбуждения ядра равна $\epsilon_a + B_a$ (где ϵ_a - кинетическая энергия налетающей частицы a , B_a - энергия связи частицы a в ядре C) равномерно распределяется между нуклонами ядра, при этом средняя энергия возбуждения, приходящаяся на нуклон, равна $(\epsilon_a + B_a)/A_C$.

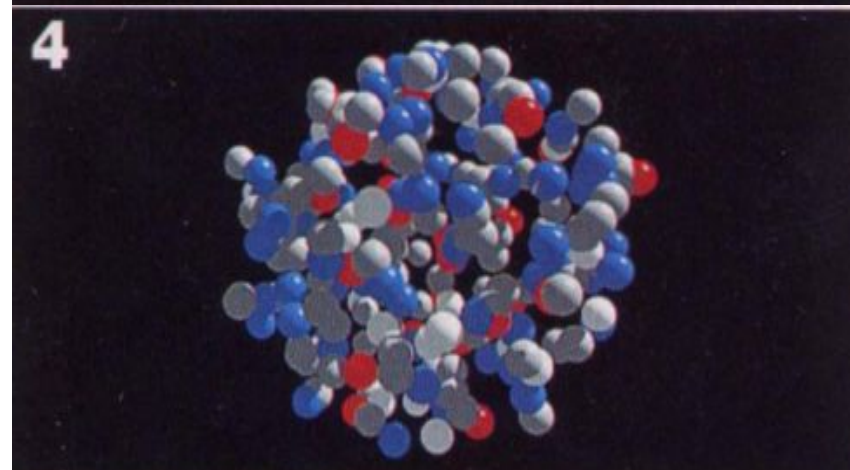
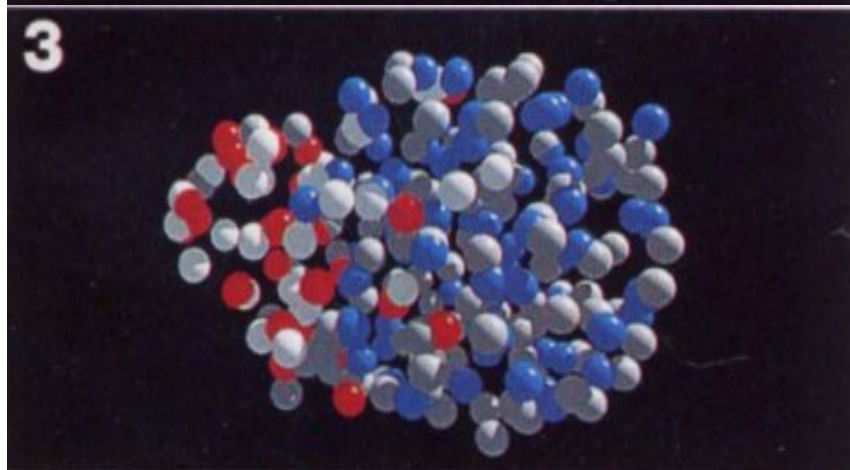
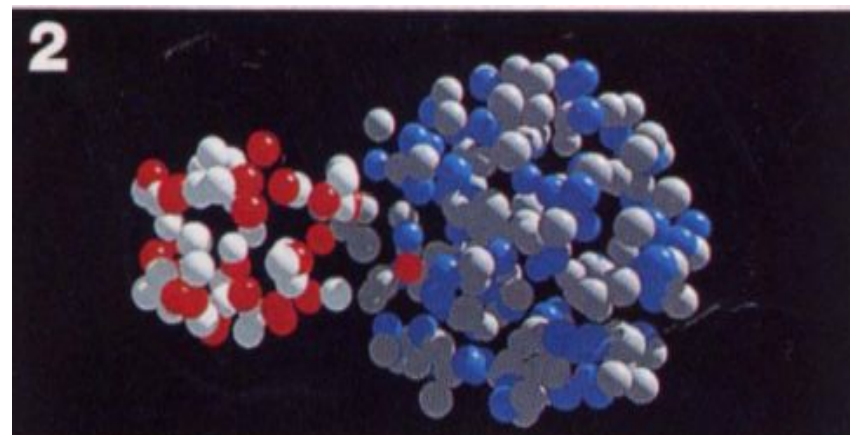
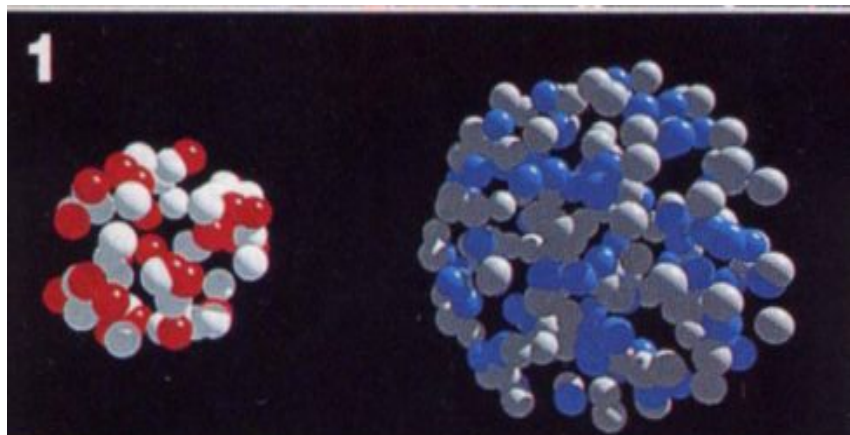
Модель составного ядра

Если $(\epsilon_a + B_a)/A \ll B_N$, где B_N - энергия связи нуклона в составном ядре C , то должно пройти сравнительно большое время по сравнению со временем пролёта частицы через ядро, равным $2R/v$, где v - скорость частицы, прежде чем на каком либо нуклоне ядра сосредоточится энергия, достаточная для того чтобы он вылетел из ядра.

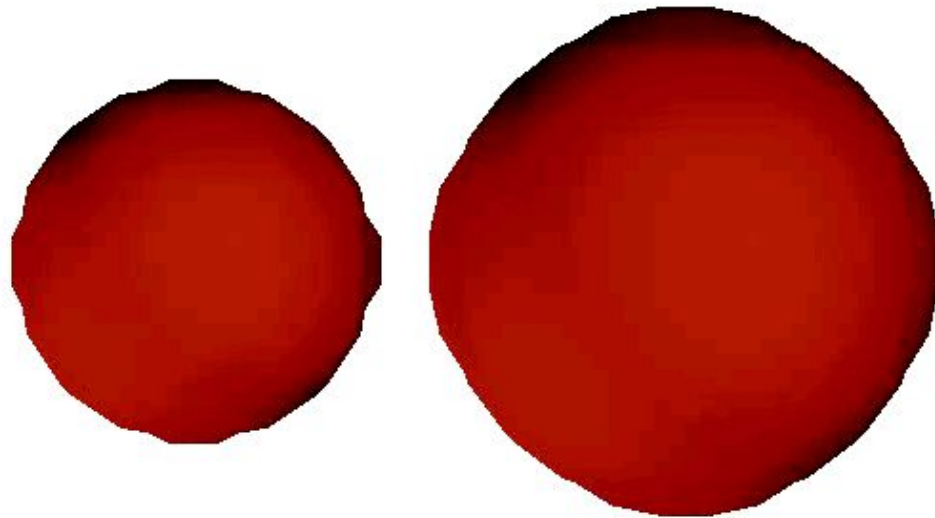
За время существования составного ядра энергия налетающей частицы распределяется между нуклонами ядра, при этом составное ядро "забывает" о способе своего образования. Это означает, что распад составного ядра не зависит от способа его образования.

Модель составного ядра

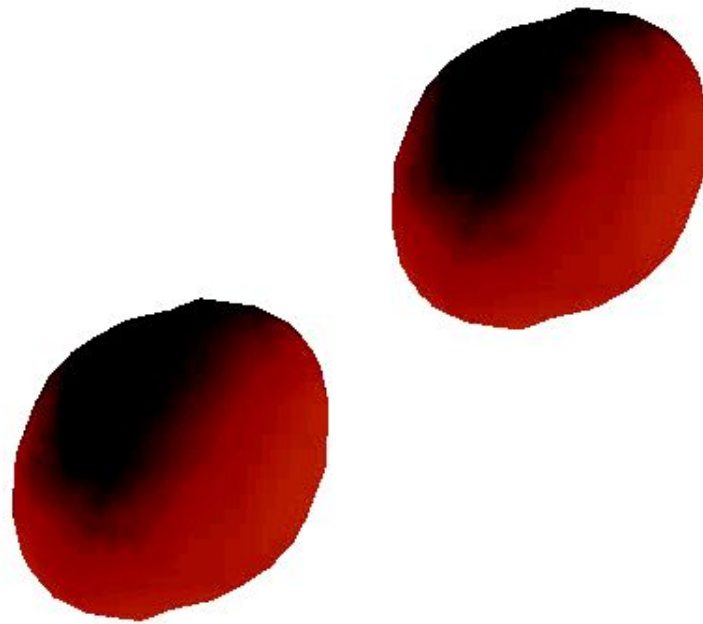
Ядерные реакции полного слияния



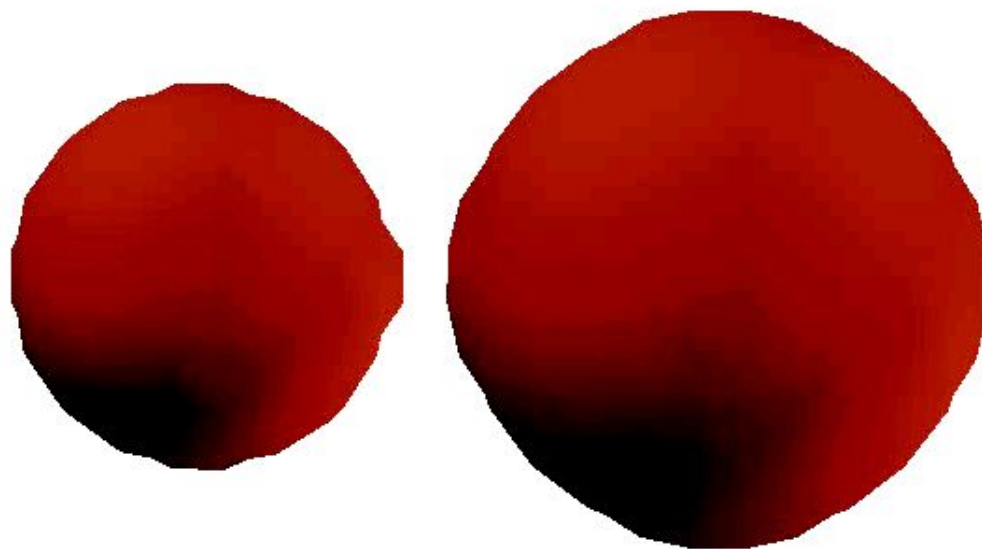
Энергия мала



Энергия велика



Правильная энергия



Модель составного ядра

Поэтому сечение ядерной реакции в модели составного ядра факторизуется (гипотеза независимости Бора) и определяется соотношением

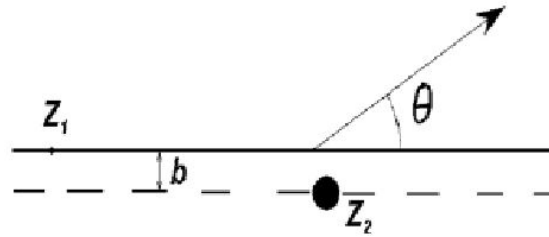
$$\sigma_{ab} = \sigma_{aC} W_b,$$

где σ_{aC} - сечение образования составного ядра, а W_b - вероятность распада составного ядра по каналу $b+B$.

Вероятность распада по данному каналу определяется конкуренцией различных, открытых при данной энергии, каналов реакций.

Процесс испускания частицы b подобен процессу испарения молекулы из кипящей жидкости, так как вероятность вылета молекулы из кипящей жидкости также определяется вероятностью концентрации на этой молекуле энергии, большей ее энергии связи в жидкости. Таким образом, форма энергетического спектра частиц b для реакций, идущих через составное ядро, будет описываться максвелловским распределением. Такие спектры частиц получили название испарительных спектров.

Сечение реакции



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

Дифференциальное эффективное сечение $\frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega}$ — сечение рассеяния под определенными углами θ, φ .

В случае Резерфордского рассеяния дифференциальное сечение имеет вид

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E} \right)^2 \times \frac{1}{\left(\sin^2 \frac{\theta}{2} \right)}$$

Полное эффективное сечение σ — дифференциальное сечение $\frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega}$, проинтегрированное по всем углам.

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

Единица измерения полного сечения σ — **барн**.
1 барн = 10^{-24} см²

Для более полного описания процесса используют дважды дифференциальное сечение $\frac{d^2\sigma(\theta, \varphi, E)}{d\Omega dE}$. В этом случае регистрируется энергия частицы, вылетевшей под определенным углом.

Сечение реакции σ и число событий N

Сечение реакции характеризует вероятность процесса. В эксперименте обычно измеряется число частиц определенного типа $\frac{dN(\theta, \varphi)}{d\Omega}$,

вылетевших из мишени в единицу времени под углами θ, φ в элемент телесного угла $d\Omega$.

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

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

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

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

$$\sigma = \frac{N}{\int_{\text{ion}} \times T_{\text{targ}} \times \varepsilon}$$

\int_{ion} – интегральный поток частиц через мишень

T_{targ} – число атомов в мишени (см^2)

ε – эффективность эксперимента

N – число событий

Ядерные реакции

1919 г. РЕЗЕРФОРД

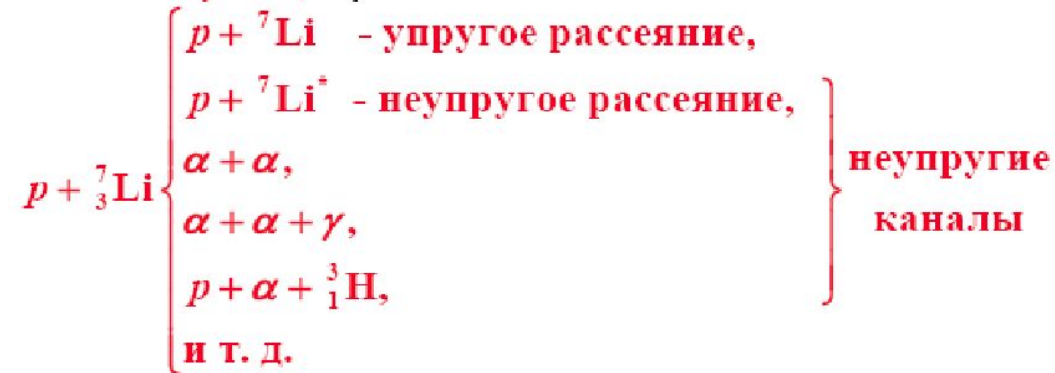


ВХОДНОЙ И ВЫХОДНОЙ КАНАЛЫ РЕАКЦИИ

1. Сильные взаимодействия
2. Электромагнитные взаимодействия
3. Слабые взаимодействия

Каналы реакций

При столкновении протона с ядром ${}^7_3\text{Li}$ могут происходить различные реакции (их называют *каналами реакции*):



${}^7\text{Li}^*$ означает возбуждённое состояние ядра ${}^7\text{Li}$.

При упругом рассеянии налетающая частица и мишень не изменяют внутренние состояния, и новые частицы не появляются.

Возможность различных каналов реакции определяется налетающей частицей, её энергией и ядром.

Различным каналам реакции соответствуют различные эффективные сечения. Среди этих сечений особую роль играет сечение упругого рассеяния $\sigma_{\text{упр}}$. Сумма сечений реакций по всем открытым неупругим каналам $\sigma_{\text{неупр}}$ и сечения упругого рассеяния $\sigma_{\text{упр}}$ называется *полным сечением* и обозначается σ_{total} или σ_t .

$$\sigma_t = \sigma_{\text{упр}} + \sigma_{\text{неупр}}.$$

Классификация ядерных реакций

Ядерные реакции являются эффективным средством изучения структуры атомных ядер. Если длина волны налетающей частицы λ больше размеров ядра, то в таких экспериментах получается информация о ядре в целом. Если λ меньше размеров ядра, то из сечений реакций извлекается информация о распределении плотности ядерной материи, строении поверхности ядра, корреляции между нуклонами в ядре, распределении нуклонов по ядерным оболочкам.

- Кулоновское возбуждение ядер под действием заряженных частиц относительно большой массы (протоны, α -частицы и тяжелые ионы углерода, азота) используется для изучения низколежащих вращательных уровней тяжелых ядер.
- Реакции с тяжелыми ионами на тяжелых ядрах, приводящие к слиянию сталкивающихся ядер, являются основным методом получения сверхтяжелых атомных ядер.
- Реакции слияния легких ядер при сравнительно низких энергиях столкновения (так называемые термоядерные реакции). Эти реакции происходят за счет квантовомеханического туннелирования сквозь кулоновский барьер. Термоядерные реакции протекают внутри звезд при температурах 10^7 - 10^{10} К и являются основным источником энергии звезд.
- Фотоядерные и электроядерные реакции происходят при столкновении с ядрами γ -квантов и электронов с энергией $E > 10$ МэВ.
- Реакции деления тяжелых ядер, сопровождающиеся глубокой перестройкой ядра.
- Реакции на пучках радиоактивных ядер открывают возможности получения и исследования ядер с необычным соотношением числа протонов и нейтронов, далеких от линии стабильности.

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.

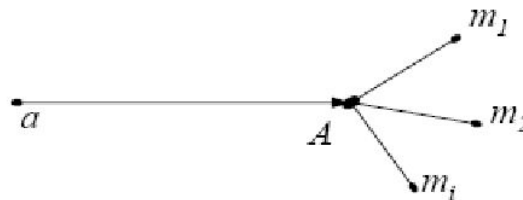
2. Если $t_p \gg \tau_{\text{я}}$, то реакция идёт через **составное ядро**. Налетающая частица a и нуклон, которому она передала энергию, «запутываются» в ядре. Энергия распределяется среди многих нуклонов, и у каждого нуклона энергия недостаточна для вылета из ядра. Лишь через сравнительно большое 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.

Законы сохранения в ядерных реакциях



1. Закон сохранения числа нуклонов
2. Закон сохранения электрического заряда
3. Закон сохранения энергии
4. Закон сохранения импульса

Энергия реакции Q



$$Q = \sum (m_i - m_a - m_A) c^2$$

Порог реакции

$$E_{\text{порог}} = \frac{\sum (m_i - m_a - m_A) \sum (m_i + m_a + m_A) c^2}{2m_A}$$

$$E_{\text{порог}} = |Q| \left(1 + \frac{m_a}{m_A} + \frac{Q}{2m_A} \right)$$

Пример

Какую минимальную кинетическую энергию в лабораторной системе T_{\min} должен иметь нейтрон, чтобы стала возможной реакция $^{16}\text{O}(n, \alpha)^{13}\text{C}$?

Минимальная энергия, при которой возможна реакция, равна порогу реакции. Вычислим энергию реакции:

$$Q = c^2 \sum_i m_i - c^2 \sum_f m_f,$$

$$Q = \Delta(n) + \Delta(^{16}\text{O}) - \Delta(^4\text{He}) - \Delta(^{13}\text{C}),$$

$$Q = 8,071 - 4,737 - 2,424 - 3,125 = -2,215 \text{ МэВ}.$$

Для вычисления пороговой энергии $T_{\text{пор}}$ используем нерелятивистское приближение

$$T_{\text{пор}} \cong |Q| \left(1 + \frac{m_a}{m_A} \right),$$

$$T_{\min} = T_{\text{пор}} = 2,215 \cdot (1 + 1/17) = 2,35 \text{ МэВ}.$$

Пример

Вычислить порог реакции $^{14}\text{N} + \alpha \rightarrow ^{17}\text{O} + p$ в двух случаях, если налетающей частицей является:

- 1) α -частица,
- 2) ядро ^{14}N .

Энергия реакции $Q = 1,18$ МэВ.

Объяснить результат.

Вычислим порог, воспользовавшись выражением

$$T_{\text{пор}} \cong |Q| \left(1 + \frac{m_a}{m_A} \right):$$

1) $T_{\text{пор}} = 1,18 \cdot (1 + 4/14) = 1,52$ МэВ,

2) $T_{\text{пор}} = 1,18 \cdot (1 + 14/4) = 5,31$ МэВ.

В первом случае на движение центра инерции «бесполезно» тратится $(4/14)Q$, во втором — $(14/4)Q$, таким образом порог реакции во втором случае выше в 3,5 раза.

Законы сохранения момента количества движения J и четности P

Сохранение момента количества движения J в реакции $A(a,b)B$:

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

\vec{J} – спины участвующих в реакции частиц и ядер,

\vec{l} – их относительные орбитальные моменты количества движения.

Если налетающей частицей является фотон, то в левой части соотношения слагаемое относительного углового момента $\vec{l}_{\gamma A}$ отсутствует, так как этот момент автоматически учитывается мультипольностью фотона. Это же справедливо и для правой части соотношения, если реакция завершается вылетом фотона.

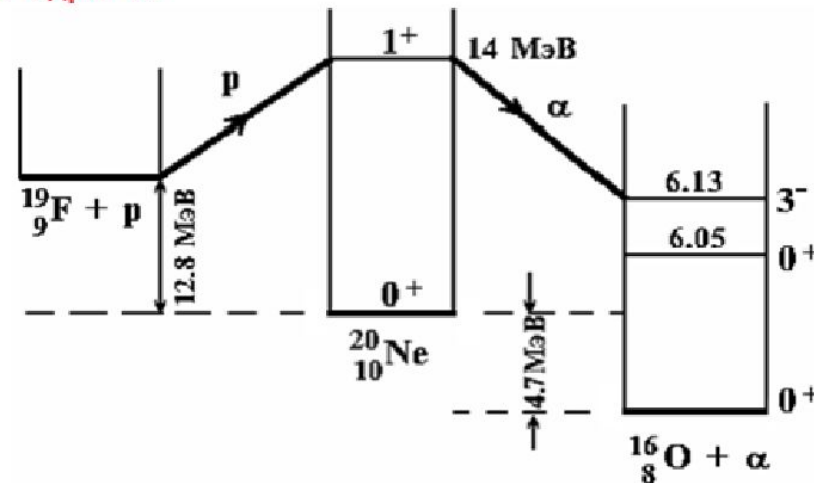
Сохранение чётности

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

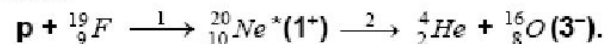
В ядерных реакциях происходящих за счет слабых взаимодействий чётность не сохраняется.

Пример

Показать, что в реакции $^{19}\text{F}(p,\alpha)^{16}\text{O}$, идущей через возбуждённое 1^+ состояние промежуточного ядра ^{20}Ne не образуются состояния $J^P = 0^+$ ядра ^{16}O .



Реакция происходит в две стадии в результате сильного взаимодействия.



Из закона сохранения углового момента для 2-й стадии

$$\vec{J}_{Ne} = \vec{J}_{\alpha} + \vec{J}_O + \vec{l},$$

где $\vec{J}_{\alpha} = \vec{0}$, $\vec{J}_{\alpha O} = \vec{3}$, $\vec{J}_{Ne} = \vec{1}$.

Для орбитального момента \vec{l} относительного движения ядра ^{16}O и α -частицы $\vec{l} = \vec{3} + \vec{l}$ ($l = 2, 3, 4$). Из закона сохранения чётности

$$P_{Ne} = P_{\alpha} P_{^{16}\text{O}} (-1)^l, \quad \text{или} \quad +1 = (+1)(-1)(-1)^l.$$

откуда остаётся лишь $l = 3$.

Переход в основное и первое возбуждённое состояния ^{16}O ($J^P = 0^+$) невозможен, так как в этих случаях $\vec{l} = \vec{0} + \vec{0} + \vec{l}$ ($l = 1$). В этом случае не выполняется закон сохранения чётности:

$$+1 \neq (+1)(+1)(-1)^{l=1} = -1.$$

Отношение вероятностей переходов $1^+ \xrightarrow{\alpha} 0^+$ и $1^+ \xrightarrow{\alpha} 3^-$ меньше $3 \cdot 10^{-13}$, что является хорошим подтверждением справедливости закона сохранения чётности в сильных взаимодействиях.

Закон сохранения изоспина I

Изотопический спин — квантовое число, отражающее свойство изотопической инвариантности сильного взаимодействия. С точки зрения сильного взаимодействия протон и нейтрон являются одинаковыми частицами. Поэтому считается, что нуклон имеет изоспин $I = 1/2$. Проекция изоспина $I_z = +1/2$ соответствует протону, $I_z = -1/2$ соответствует нейтрону.

Изоспин сохраняется в сильных взаимодействиях. Проекция изоспина I_3 сохраняется в сильном и электромагнитном взаимодействиях.

Законы сохранения изоспина \vec{I} и его проекции I_3 в реакции $a + A \rightarrow b + B$

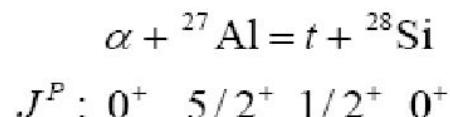
$$\vec{I}_a + \vec{I}_A = \vec{I}_b + \vec{I}_B,$$

$$(I_3)_a + (I_3)_A = (I_3)_b + (I_3)_B$$

Сохранение изоспина в сильных взаимодействиях позволяет рассчитывать сечения реакций и предсказывать структуру ядерных уровней.

Пример

Определить орбитальный момент трития l_t , образующегося в реакции $^{27}\text{Al}(\alpha, t)^{28}\text{Si}$, если орбитальный момент налетающей α -частицы $l_\alpha = 0$.



Момент количества движения во входном канале

$$\vec{J}_i = \vec{s}_\alpha + \vec{J}_{\text{Al}} + \vec{l}_\alpha = 5/2.$$

Из закона сохранения момента количества движения следует:

$$\vec{J}_i = \vec{J}_f = \vec{s}_t + \vec{J}_{\text{Si}} + \vec{l}_t.$$

Откуда $l_t = \frac{5}{2} + \frac{1}{2} = 3, 2.$

Четности во входном и выходном каналах

$$P_i = P_\alpha \cdot P_{\text{Al}} (-1)^{l_\alpha} = (+1)(+1)(-1)^0 = +1;$$

$$P_f = P_t \cdot P_{\text{Si}} (-1)^{l_t} = (+1)(+1)(-1)^{l_t}.$$

Из закона сохранения четности

$$P_i = P_f; \quad (-1)^{l_t} = +1.$$

Орбитальный момент трития l_t должен быть четным числом, т.е. $l_t = 2$.

Составное ядро

Важнейшей особенностью составного ядра является независимость процесса его распада от способа образования. Составное ядро живет настолько долго, что практически полностью «забывает», каким способом оно образовалось. Поэтому сечение реакции $A(a,b)B$ через составное ядро σ_{ab} можно записать в виде

$$\sigma_{ab} = \sigma_{aC} W_b \quad (*)$$

σ_{aC} – сечение образования составного ядра частицей a ,

W_b – вероятность распада составного ядра (с вылетом частицы b). Очевидно, $\sum_b W_b = 1$, т.к. суммирование

проводится по всем возможным конечным частицам.

Если уровни составного ядра расположены так близко, что расстояния между ними меньше их ширин, то они перекрываются. В этом случае сечение реакции будет иметь монотонную нерезонансную зависимость от энергии налетающей частицы. Такие реакции называются **нерезонансными**. Для описания нерезонансных реакций используются статистические методы.

Если ядерное состояние может распадаться с вылетом различных частиц, то полная ширина Γ является суммой **парциальных ширин**, соответствующих каждой из этих возможностей:

$$\Gamma = \Gamma_a + \Gamma_{b'} + \Gamma_{b''} + \dots = \Gamma_a + \sum_b \Gamma_b = \sum_i^{\text{все}} \Gamma_i.$$

Учитывая то, что $W_b = \Gamma_b / \Gamma$, (*) можно записать в виде

$$\sigma_{ab} = \sigma_{aC} \frac{\Gamma_b}{\Gamma}.$$

Составное ядро

Какие причины делают составное ядро долгоживущим?

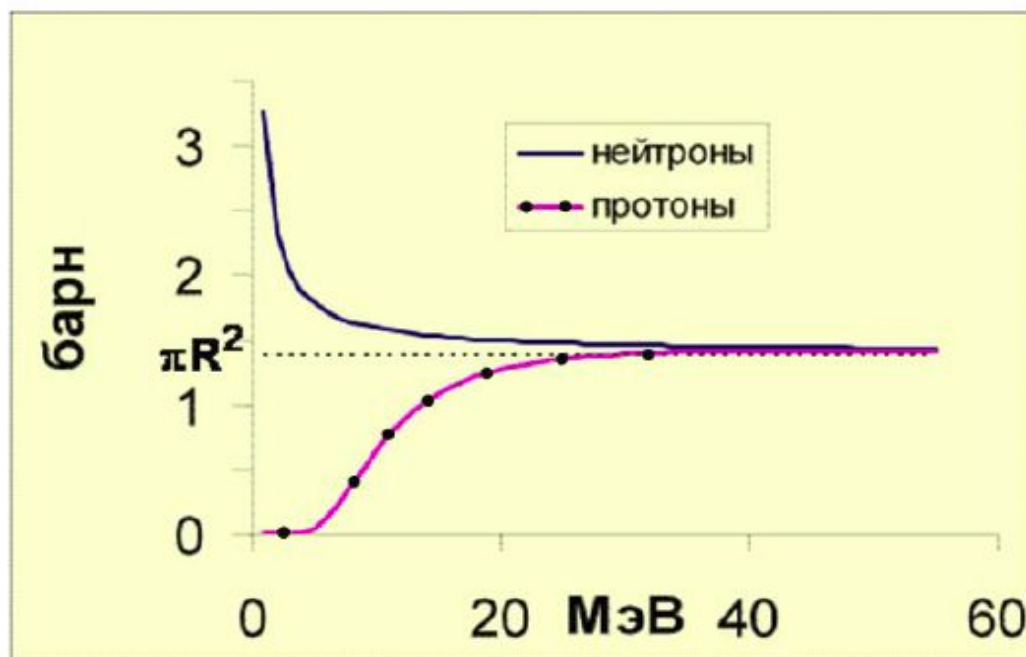
Во-первых, из-за короткодействия ядерных сил движение нуклонов в ядре может быть сильно запутанным. Вследствие этого энергия влетевшей в ядро частицы быстро перераспределяется между всеми частицами ядра. В результате часто оказывается, что ни одна частица уже не обладает энергией, достаточной для вылета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

Во-вторых, кулоновское отталкивание между протонами из-за малой проницаемости кулоновского барьера 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.

Составное ядро



Сечения образования составного ядра в реакциях $p + {}^{120}\text{Sn}$ и $n + {}^{120}\text{Sn}$ в зависимости от энергии протонов и нейтронов. При небольших энергиях сечение реакции с протонами подавлено из-за кулоновского барьера. Нейтронное сечение с уменьшением энергии растет за счет увеличения длины волны налетающего нейтрона.

Задание на дом

1. Найти энергию реакции ${}^7\text{Li}(p,\alpha){}^4\text{He}$ если известно, что средние энергии связи на один нуклон в ядра ${}^7\text{Li}$ и ${}^4\text{He}$ равны соответственно 5.60 и 7.06 МэВ
2. Найти скорости продуктов реакции ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$, протекающей в результате взаимодействия весьма медленных нейтронов с покоящимися ядрами бора.
3. Сколько атомов изотопа ${}^{254}\text{No}$ можно синтезировать за один день в реакции полного слияния ${}^{48}\text{Ca} + {}^{208}\text{Pb} \rightarrow {}^{256}\text{No}^*$ если сечение реакции с испарением двух нейтронов из компаунд ядра составляет величину 2 мкбарна. Толщина мишени составляет 0.35 мг/см^2 (Для расчета числа атомов мишени, взаимодействующих с пучком использовать число Авогадро). Интенсивность пучка 10 электрических мкА.
Заряд ускоренных ионов ${}^{48}\text{Ca} +18$