Ядерные реакции

Процесс столкновения микрочастицы с атомным ядром

Первая искусственная ядерная реакция
(Э. Резерфорд, 1919 г.)

Снаряды: альфа-частицы, испускаемые естественным радиоактивным препаратом.
Результат: появление протонов.

$$_{2}He^{4} + {}_{7}N^{14} \rightarrow {}_{8}O^{17} + {}_{1}H^{1}$$

Первая ядерная реакция, осуществленная с помощью ускорителя протонов (1932 г.)

$$_{1}H^{1} + {}_{3}Li^{7} \rightarrow {}_{2}He^{4} + {}_{2}He^{4}$$

Вековая мечта алхимиков – ***трансмутация элементов***

Примеры ядерных реакций (в краткой записи)

$$p + {}_{8}O^{17} \rightarrow {}_{9}F^{17} + n$$

$$\gamma + {}_{20}Ca^{40} \rightarrow {}_{19}K^{38} + n + p$$

$$\pi^{-} + p \rightarrow n + \pi^{0}$$

Запись ядерной реакции в общем виде:

$$a + A \rightarrow B + b + \ldots \qquad (3.1)$$

a – частица-снаряд, A – ядро-мишень, B – дочернее ядро, $b, \ldots$ – образовавшиеся частицы.

Сохранение энергии

В ядерных реакциях сохраняется энергия, равная сумме **кинетической энергии** и **энергии покоя**.

Энергетическое уравнение ядерной реакции можно записать в виде:

$$E_a + E_A = E_B + E_b + \ldots - Q \qquad (3.2)$$

где

$$Q = (m_a + m_A - m_b - m_B - \ldots)\, c^2 \qquad (3.3)$$

E – кинетические энергии, m – массы частиц,

Q – **энергия реакции**.

Энергию реакции вводят в запись реакции

$$a + A \rightarrow B + b + Q \qquad (3.4)$$

Если сумма масс исходных частиц ***больше*** суммы масс частиц-продуктов, то часть энергии покоя, равная Q, перейдет в кинетическую энергию.

При этом энергия реакции Q **положительна**. Такие реакции называются **экзоэнергетическими**.

Пример: $_1H^2 + _1H^3 \rightarrow _2He^4 + _0n^1 + 17{,}6$ МэВ

(Реакция, идущая в термоядерной бомбе)

Если сумма масс исходных частиц ***меньше*** суммы масс частиц-продуктов, то часть кинетической энергии, равная Q, перейдет в энергию покоя.

При этом энергия реакции Q **отрицательна**. Такие реакции называются **эндоэнергетическими**.

Примеры: $_2He^4 + _2He^4 \rightarrow _1H^1 + _3Li^7 - 17$ МэВ

$_5B^{11} + _1H^1 \rightarrow _0n^1 + _6C^{11} - 2{,}76$ МэВ

Упругое рассеяние

$$a + A \rightarrow a + A \qquad (3.5)$$

Энергия такой реакции равна нулю.

Пример: $p + {}_3Li^7 \rightarrow p + {}_3Li^7$

В этих реакциях происходит перераспределение энергии и импульса между частицами a и A.

Экзоэнергетические **реакции** и **упругое рассеяние** могут идти при сколь угодно малой кинетической энергии частиц-снарядов.

Эндоэнергетические реакции характеризуются порогом.

Порог эндоэнергетической реакции – это минимальная энергия исходных частиц, при которой возможна реакция.

В реакции сохраняется не только энергия, но импульс системы частиц. Как следствие, в лабораторной системе порог $E_{пор}$ не совпадает с абсолютной величиной энергии реакции $|Q|$.

Рассмотрим **нерелятивистский** процесс.

В лабораторной системе отсчета частица-мишень неподвижна, т.е. $p_A = 0$.

Центр инерции системы «снаряд+мишень» имеет кинетическую энергию:

$$\frac{p_a^2}{2(m_a + m_A)}$$

Порог эндоэнергетической реакции

$$E_{пор} = \frac{p_a^2}{2(m_a + m_A)} + |Q| \qquad (3.6)$$

С другой стороны, связь энергии и импульса снаряда:

$$E_к = \frac{p_a^2}{2m_a} \qquad (3.7)$$

Приравнивая правые части уравнений (3.6) и (3.7), получим :

$$E_{пор} = |Q|\left(1 + \frac{m_a}{m_A}\right) \qquad (3.8)$$

Порог всегда ***больше*** абсолютной величиной энергии реакции

Невозможно всю кинетическую энергию снаряда превратить в энергию реакции.
Тогда бы обе частицы остановились, что противоречит сохранению импульса системы снаряд-мишень.

Сохранение момента импульса системы «снаряд+мишень»

Наибольшую вероятность имеют реакции, для которых выполняется неравенство:

$$l \leq \frac{2\pi R}{\lambda_D} \qquad (3.9)$$

где l – орбитальное число системы «снаряд+мишень» , R – радиус действия взаимодействия частиц, λ_D – дебройлевская длина частицы-снаряда.

Вероятность реакции резко падает с ростом орбитального числа l.

Каналы ядерных реакций

Пример:

$$p + {}_3Li^7 \rightarrow \begin{cases} p + {}_3Li^7 & \text{упругое рассеяние} \\ p + {}_3Li^{7*} & \text{неупругое рассеяние} \\ \alpha + \alpha & \\ \alpha + \alpha + \gamma & \\ p + \alpha + {}_1H^3 & \end{cases}$$

Каждый канал характеризуются своей ***вероятностью***.

Дифференциальное эффективное сечение

Характеристика неоднородности углового распределения рассеянных частиц.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \qquad (3.9)$$

Величина $d\sigma$ интерпретируется как площадка в пространстве, которую пересекают частицы, рассеянные в телесный угол $d\Omega$.

Дифференциальное сечение, как правило является функцией угла рассеяния θ.

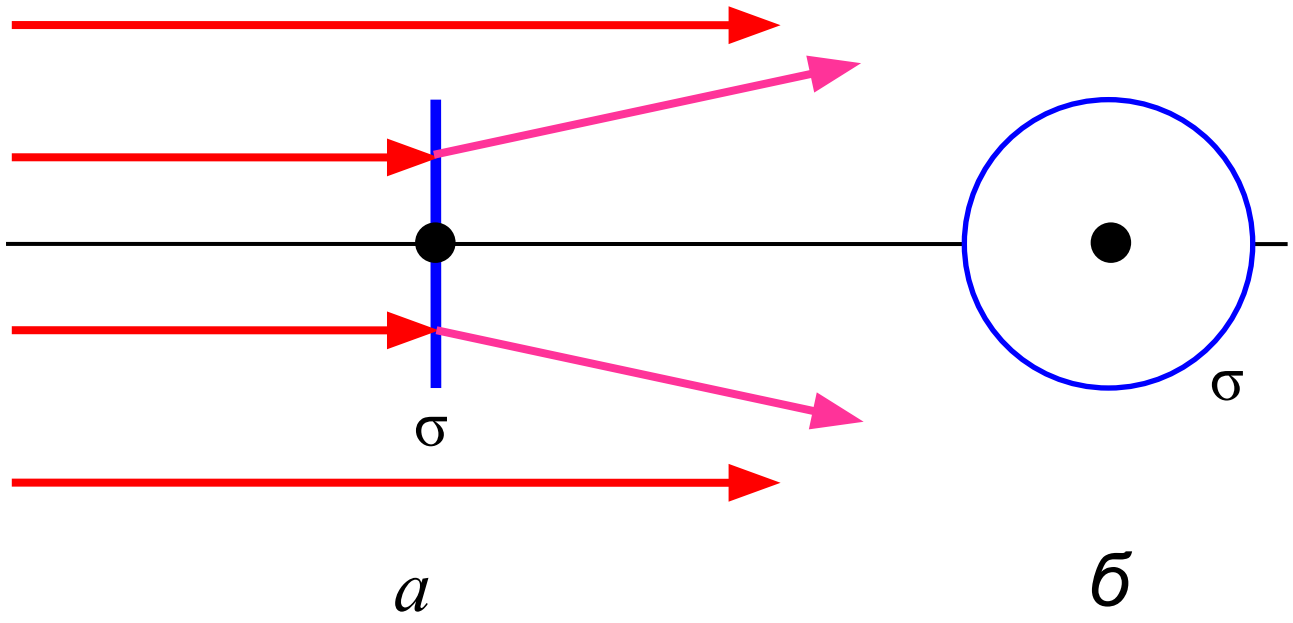
Интегральное эффективное сечение

Интегрирование дифференциального эффективного сечения по полному телесному углу дает интегральное эффективное сечение

$$\sigma = \int_{4\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin(\theta) d\theta d\varphi \qquad (3.10)$$

Величина σ интерпретируется как площадка в пространстве, проходя через которую, частицы взаимодействуют.

Геометрическая интерпретация интегрального эффективного сечения



а) Проекция в плоскости рассеивающихся частиц. Стрелки показывают направления движения частиц.
б) Проекция, перпендикулярная скоростям налетающих частиц. Заштрихована площадка, изображающая интегральное эффективное сечение σ.

Механизм составного ядра

$$a + A \rightarrow C \rightarrow B + b \qquad (3.11)$$

C – промежуточное **составное ядро**.

Частица-снаряд попадает в ядро и за характерное ***ядерное время***

$$\tau_N = R_A / \mathrm{v}_a \qquad (3.12)$$

образует составное ядро.

R_A – радиус ядра-мишени,

v_a – скорость частицы-снаряда.

В обычных лабораторных условиях $\tau_N \sim 10^{-22} \div 10^{-21}$ сек.

Составное ядро получает дополнительную энергию

$$E^* = \varepsilon_a + E_a\left(1 - \frac{m_a}{m_A}\right) \qquad (3.13)$$

ε_a – энергия связи частицы-снаряда в ядре,

E_a – кинетическая энергия частицы-снаряда в лабораторной системе отсчета.

Следовательно, **составное ядро** всегда образуется в ***возбуждённом*** состоянии.

Вследствие сильного взаимодействия нуклонов в ядре энергия возбуждения E^* быстро распределяется почти равномерно между всеми нуклонами, в результате чего каждый из них будет иметь энергию, гораздо меньшую энергии связи нуклона в составном ядре.

В результате статистических процессов энергообмена между нуклонами через некоторое время τ один нуклон (или несколько нуклонов) приобретает энергию, превышающую энергию связи нуклона в составном ядре. Эта частица выходит из ядра как продукт реакции через время τ после образования составном ядре.

Величина τ - случайная

Среднее время $\tau \sim 10^{-13} \div 10^{-16}$ сек ,

(много больше характерного ***ядерного времени***).

Атомное ядро представляет собой систему **фермионов**, движущиеся в ограниченном пространстве. Такая система обладает **дискретным** набором стационарных состояний и соответствующих энергий.

При образовании **составное ядро** находится в определенном стационарном состоянии с энергией E^* из разрешенного дискретного набора.

Переход составного ядра из возбужденного состояния в основное может происходить испусканием **гамма-фотона**.

При этом характерное время жизни составного ядра составляет $\tau \sim 10^{-14}$ сек.

Согласно энергетическому соотношению неопределенности

$$\Delta E \cdot \Delta t \sim \hbar$$

малое время жизни составного ядра обусловливает значительную ширину энергетического уровня.

Шириной энергетического уровня составного ядра , через который идет реакция, называется величина

$$\Gamma = \hbar / \tau \qquad (3.14)$$

где τ – время жизни составного ядра

Сечение реакции через составное ядро:

$$\sigma_{ab} = \sigma_{aC} \frac{\Gamma_b}{\Gamma} \qquad (3.15)$$

где Γ_b/Γ – вероятность распада составного ядра по каналу b.

$$\Gamma = \Gamma_a + \Gamma_b + \Gamma_{b'} + \ldots. \qquad (3.16)$$

$\Gamma_a , \Gamma_b , \Gamma_{b'} , \ldots$ – парциальные ширины.

σ_{aC} − сечение образования составного ядра.

Формула Брейта-Вигнера

Пусть некоторый энергетический уровень E_0 составного ядра имеет ширину Γ, меньшую чем расстояние между уровнями ΔE. Такой уровень называется **изолированным**.

Для кинетических энергий E частицы-снаряда близких к E_0 сечение образования составного ядра равно

$$\sigma_{aC} = \pi \lambda\!\!\!^{-2}_{a} \frac{\Gamma_a \Gamma}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2 / 4} \qquad (3.17)$$

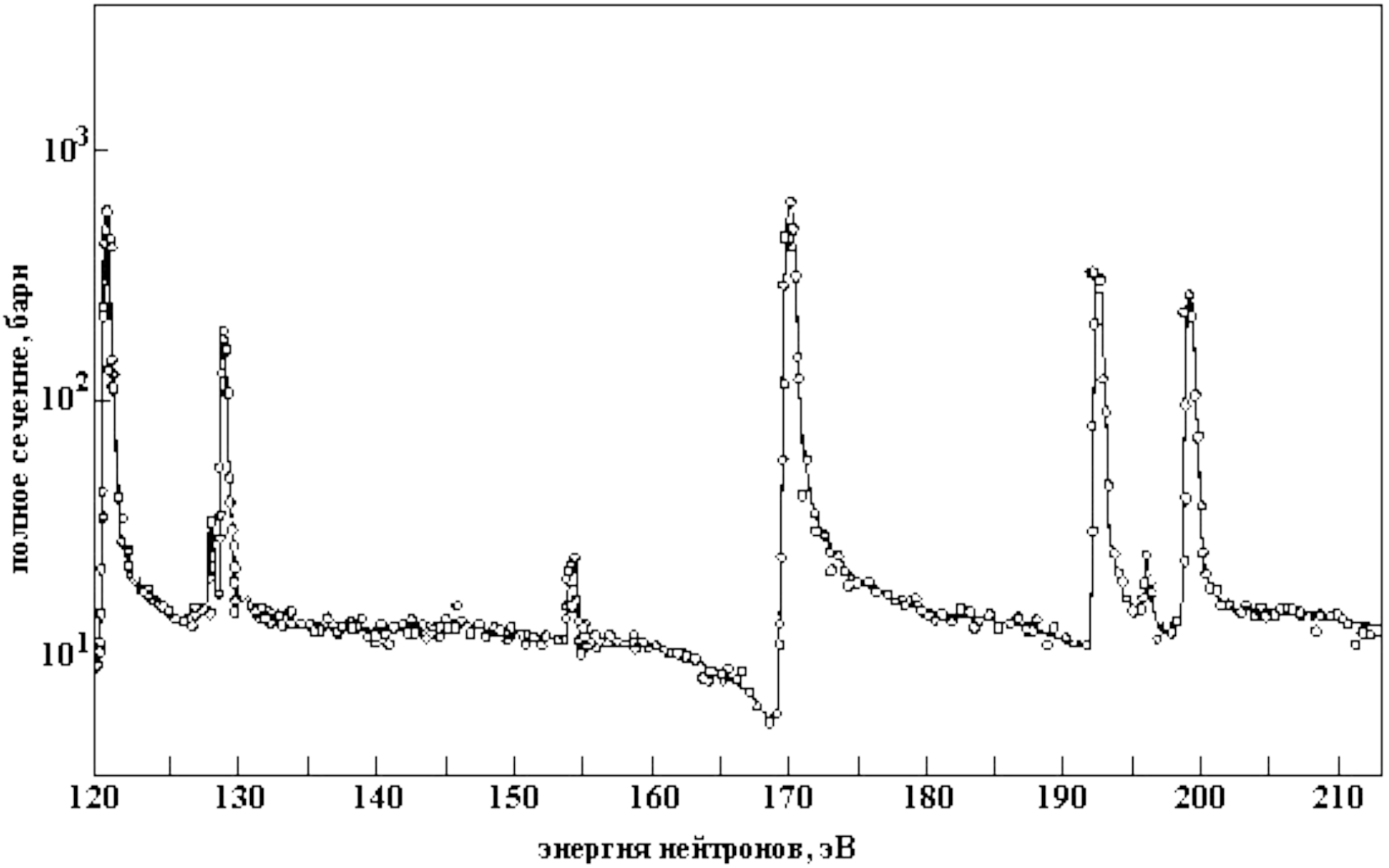
где $\lambda\!\!\!^{-} = \lambda\!\!\!^{-} / p_a$ (3.18)

Тогда, согласно (3.15) сечение реакции (3.11)

$$\sigma_{ab} = \pi \lambda_a^2 \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2 / 4} \qquad (3.19)$$

Формула (3.19) обуславливает резонансный характер зависимости $\sigma_{ab}(E)$.

Величина эффективного сечения σ_{ab} пропорциональна вероятности реакции.



Зависимость полного сечения реакции ($\mathbf{n} + {}^{232}\mathbf{Th}$) от энергии нейтронов

Нерезонансные реакции

Расстояния между энергетическими уровнями составного ядра резко уменьшаются с ростом энергии возбуждения E и с числом нуклонов в ядре A.

Плотность энергетических уровней ядра

$$\rho_E = C_1 \exp\left(2\sqrt{C_2 E}\right) \qquad (3.20)$$

где C_1 и C_2 – коэффициенты, зависящие от числа A.

Ширина энергетических уровней Γ растет с увеличением энергии E.

Следовательно, при энергиях более нескольких МэВ сечения реакций не имеют резонансного характера.

Спектр вылетающих из ядра частиц имеет следующий приближенный вид:

$$N(E) \approx C_1 E \exp\left(\sqrt{C_2 (E^* - \varepsilon_b - E)}\right) \qquad (3.21)$$

где E^* - энергия возбуждения составного ядра,

ε_b - энергия связи вылетающей частицы в составном ядре,

$\boldsymbol{C_1}$ и $\boldsymbol{C_2}$ – коэффициенты.

Прямые ядерные реакции

Кроме реакций через составное ядро, происходят прямые ядерные реакции за характерное ядерное время $\tau_N \sim 10^{-22} \div 10^{-21}$ **сек**.

В прямых ядерных реакциях энергия частицы-снаряда передается, в основном, одному нуклону.

Прямые ядерные реакции превалируют при высоких энергиях частиц-снарядов (десятки МэВ и более).

В прямых ядерных реакциях частицы вылетают из ядра в направлении, близком к направлению импульса частицы-снаряда.

Типы прямых ядерных реакций

$(n, n); (n, p); (p, n); (p, p); \ldots$

Срыв: $(d, n); (d, p); \ldots$

Подхват: $(n, d); (p, d); \ldots$

При энергии частиц-снарядов более 100 МэВ происходят реакции квазиупругого выбивания : $(p, 2p); (p, pn); \ldots$

$(n, {}_1H^3); (n, {}_2He^3); (p, \alpha); (n, \alpha); ({}_1H^3, \alpha); \ldots$

В прямых реакциях могут вылетать ядра лития, бериллия и т.д. Такие ядра называются ***фрагментами***.

Ядро может развалится на несколько частиц.

В прямых реакциях могут возникать новые частицы: **пи-мезоны, ка-мезоны, гипероны** и др.

Фотоядерные реакции

$(\gamma, n); (\gamma, p); (\gamma, d); (\gamma, np); (\gamma, \alpha); \ldots$

При энергии фотонов несколько сотен МэВ происходит рождение пи-мезонов

$$\gamma + n \rightarrow p + \pi^{-}; \qquad \gamma + p \rightarrow p + \pi^{0};$$

Зависимость сечения поглощения фотонов от энергии имеет широкий и высокий максимум (***гигантский резонанс***).

Положение гигантского резонанса монотонно сдвигается с ростом числа нуклонов в ядре:

от 20 – 25 МэВ в легких ядрах

до 13 – 15 МэВ в тяжелых ядрах.