

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Лекция 15. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

Известно много типов ядерных реакций. В зависимости от частиц, вызывающих реакцию, их можно классифицировать на реакции под действием нейтронов, под действием заряженных частиц и под действием гамма-квантов. Возможна классификация ядерных реакций по энергиям их вызывающим, а так же по продуктам, возникающим в результате реакций (синтез, деление, скалывание и т.п.). И, наконец, возможна классификация ядерных реакций по их механизмам.

Известно, что характер взаимодействия налетающей частицы с ядром зависит от её кинетической энергии, массы, заряда и др. характеристик. Он определяется теми степенями свободы ядра (ядер), которые возбуждаются в ходе столкновения. Различие между ядерными реакциями включает и их различную длительность. Если налетающая частица лишь касается ядра-мишени, а длительность столкновения приблизительно равна времени, необходимому для прохождения налетающей частицей расстояния, равного радиусу ядра-мишени (т. е. составляет $\sim 10^{-22}$ с), то такие ядерные реакции относят к классу прямых реакций. Общим для всех *прямых реакций* является селективное возбуждение небольшого числа определённых состояний (степеней свободы). В прямом процессе после 1 -го столкновения налетающая частица имеет достаточную энергию, чтобы преодолеть ядерные силы притяжения, в область действия которых она попала. Примерами прямого взаимодействия являются *неупругое рассеяние нейтронов* (n, n'), реакции обмена зарядом, напр. (p, n). Сюда же относят процессы, когда налетающий нуклон и один из нуклонов ядра связываются, образуя дейтрон, который вылетает, унося почти всю имеющуюся энергию [реакция подхвата (p, d)], или когда ядру передаётся нуклон из налетающей частицы [реакция срыва (d, p)]. Продукты прямых реакций летят преимущественно вперёд.

Вклад прямых процессов в полное сечение взаимодействия налетающей частицы с ядром-мишенью относительно мал. Углового распределения продуктов прямых ядерных реакций (зависимость вероятности вылета от угла, отсчитанного от направления пучка) позволяют определить квантовые числа селективно заселяемых состояний в каждой конкретной реакции, а величина сечения при заданной энергии - структуру этих состояний.

Если падающая частица (например, нуклон) не покидает область взаимодействия (ядро-мишень) после первого столкновения, то она вовлекается в каскад последовательных столкновений, в результате которых её начальная кинетическая энергия постепенно распределяется среди нуклонов ядра и возбуждёнными оказываются многочисленные степени свободы, а состояние ядра постепенно усложняется. В ходе этого процесса на отдельном нуклоне или группе нуклонов (кластере) может сконцентрироваться энергия, достаточная для их эмиссии из ядра. Такая эмиссия происходит до установления равновесия в ядре и поэтому называется *предравновесной*. Угол испускания ещё может оставаться сильно скоррелированным с направлением падающего на мишень пучка.

В процессе дальнейшей релаксации наступает статистическое равновесие и образуется составное ядро, время жизни которого $\sim 10^{-14}$ - 10^{-18} с. Распад составного ядра не зависит от способа его образования. Тип распада определяется энергией возбуждения, угловым моментом, чётностью и изотопическим спином ядра. Энергетический спектр частиц, испускаемых в процессе девозбуждения составного ядра, характеризуется максвелловской формой и симметричным распределением "вперёд-назад" относительно пучка (в системе центра инерции). При распаде средних и тяжёлых составных ядер вероятность испускания нейтронов превышает вероятность эмиссии заряженных частиц, вылету которых препятствует кулоновский барьер ядра. В тяжёлых ядрах с испусканием нейтронов конкурирует деление ядер и α -распад.

В данной лекции мы на конкретных примерах продемонстрируем особенности протекания ядерных реакций разного типа.

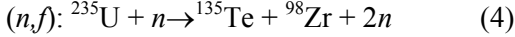
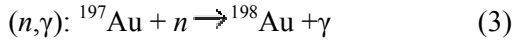
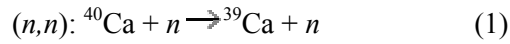
1. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ С УЧАСТИЕМ НЕЙТРОНОВ

Взаимодействия нейтронов с ядрами составляют самый обширный и разнообразный класс ядерных реакций. Объясняется это тем, что нейтроны (наряду с протонами) входят в состав любого ядерного ядра, в котором они прочно связаны ядерными силами. Поэтому при сближении с ядром нейтроны должны с ним эффективно взаимодействовать, причём в отличие от протонов, которые из-за кулоновского барьера не могут

эффективно взаимодействовать с ядром при малых энергиях, нейтроны, не имеющие заряда, взаимодействуют с ядром при низких энергиях.

Ядерные реакции с нейтронами занимают особое место и в прикладной физике ядра. С помощью этих реакций получают радиоактивные элементы, используемые в настоящее время в оружии, медицине и исследованиях твёрдых тел. Деление тяжёлых ядер нейтронами лежит в основе работы ядерных реакторов.

Примеры ядерных реакций с нейтронами:



Первая и вторая из этих реакций – соответственно – упругое и неупругое рассеяние нейтрона на ядре. Третья реакция – реакция активации. Из стабильного изотопа получается нестабильный изотоп, который далее испытывает β -распад. Четвёртая реакция – реакция вынужденного деления ${}^{235}\text{U}$.

Эффективные сечения всех этих реакций зависят от энергии нейтронов. В связи, с этим нейтроны по шкале энергий делят на медленные и быстрые.

К медленным относятся нейтроны с кинетической энергией до 100 кэВ. Различают ультрахолодные нейтроны ($0\text{--}10^{-7}$ эВ), холодные нейтроны ($10^{-7}\text{--}5 \times 10^{-3}$ эВ), тепловые нейтроны ($5 \times 10^{-3}\text{--}0,5$ эВ), резонансные нейтроны (0,5 эВ - 10 кэВ) и промежуточные нейтроны (10-100 кэВ). Часто резонансные и промежуточные нейтроны объединяют под общим термином "промежуточные нейтроны" (0,5 эВ - 100 кэВ). Тепловые нейтроны - нейтроны, замедленные до скорости, соответствующей средней тепловой энергии атомов или молекул, через которые они проходят (примерно 0,025 эВ). Резонансные нейтроны - нейтроны, кинетическая энергия которых соответствует резонансной энергии определённого нуклида; если нуклид не указан, термин относится к резонансным нейтронам ${}^{238}\text{U}$. Медленные нейтроны, вследствие своей малой энергии и соответственно скорости, больше времени находятся в области действия ядерных сил и имеют высокую вероятность захвата ядром. Быстрые нейтроны - свободные нейтроны, кинетическая энергия которых больше некоторой величины, конкретное значение которой зависит от контекста, в котором используется термин. В физике ядерных реакторов быстрыми называют нейтроны с энергиями больше 0,1 МэВ. Обычно к быстрым относят нейтроны - с энергией от 10^4 до 10^8 эВ. Зависимость сечений взаимодействия с веществом для таких нейтронов имеет гладкий характер, без пиков, характерных для более медленных резонансных нейтронов. Быстрые нейтроны в большинстве случаев успевают пролететь возле ядра без взаимодействия.

Реакции под действием нейтронов наиболее вероятны в области низких энергий налетающих нейтронов. Отсутствие у нейтрона электрического заряда позволяет ему беспрепятственно проникать в ядро при сколь угодно малых энергиях и вызывать ядерную реакцию. При этом сечения реакций изменяются от Мб до мбарн. В случае медленных нейтронов основным процессом для большинства ядер является *радиационный захват* нейтрона (n, γ) с образованием составного ядра. Сечение процесса имеет резонансный характер. С увеличением энергии нейтрона вероятность его радиационного захвата падает, а сечение упругого рассеяния увеличивается. В реакциях последовательного радиационного захвата нейтронов (например, в реакторах) образуются *трансурановые элементы*. При последующем росте энергии нейтрона становятся возможными процессы неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением низколежащих состояний ядра-мишени малой энергии, а также реакции деления ядер (n, f) и реакции с вылетом заряженных частиц (n, p) и (n, α). Дальнейшее увеличение энергии нейтрона приводит к реакции типа ($n, 2n$), (n, np).

Для медленных нейтронов важны их волновые свойства. Если энергия нейтрона 0,025 эВ, то длина волны де Бройля $\sim 10^{-8}$ см и соизмерима с межатомными расстояниями в твёрдом теле. В этих условиях может наблюдаться *дифракция нейтронов*, которая используется для изучения строения твёрдых тел.

1.1 Радиационный захват нейтрона

Радиационный захват нейтронов - ядерная реакция (n, γ), в которой ядро-мишень захватывает нейтрон, а энергия возбуждения образующегося ядра излучается в виде γ -кванта. Вероятность радиационного захвата зависит от свойств ядра-мишени и от энергии нейтрона E . Вероятность радиационного захвата, как правило, уменьшается с ростом E (исключения составляют резонансные реакции). Для медленных нейтронов эффективное поперечное сечение радиационного захвата пропорционально $E^{-1/2}$. Исследование спектра γ -лучей радиационного захвата позволяет определять характеристики образующихся ядер (уровни энергии, спины, чётности). Радиационный захват широко используется для получения радиоактивных изотопов. Этим объясняется его применение в смежных областях. Радиационный захват является основным процессом,

обусловливающим поглощение нейтронов в процессе работы ядерных реакторов; его используют для регулирования работы реактора.

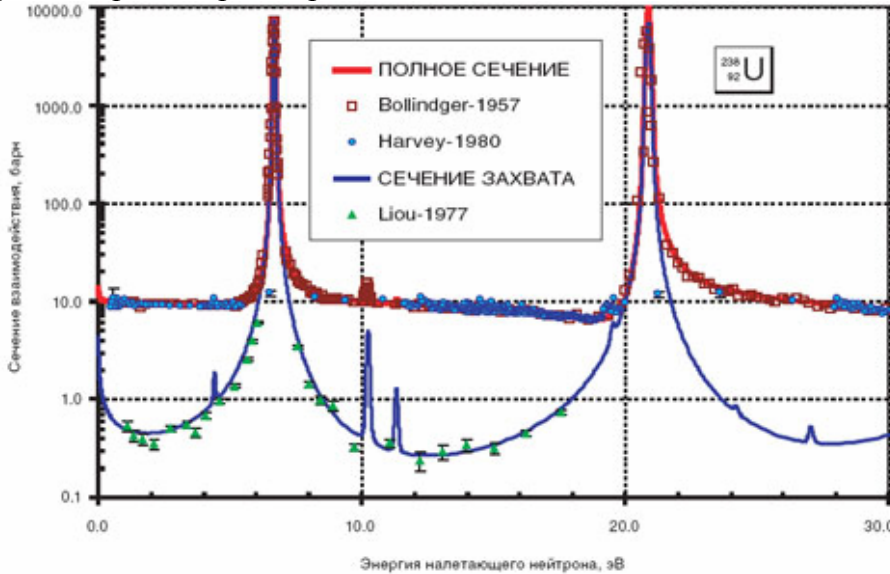
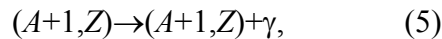
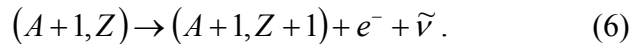


Рис. 1. Энергетическая зависимость полного сечения взаимодействия ядер ^{238}U с нейтронами и сечение радиационного захвата. То, что сечение поглощения сосредоточено в узких резонансах, где длина пробега нейтрона в металлическом уране составляет доли миллиметра, приводит к знаменитому эффекту резонансной самоэкранировки: во внутренние области урановых блоков нейтроны, которые могут поглощаться в ^{238}U , почти не попадают и имеют возможность замедлиться в окружающем эти блоки замедлителе до низких энергий, где сечение деления ^{235}U чрезвычайно возрастает. Именно резонансная самоэкранировка позволила создать первые ядерные реакторы, состоявшие из блоков природного урана в графитовом замедлителе.

Одним из самых распространённых видов ядерных реакций под действием нейтронов являются реакции (n, γ)



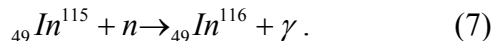
в результате которых образуется ядро $(A+1, Z)$, обычно являющееся β^- -радиоактивным, т.е. распадающимся по схеме



Так как реакции вида (n, γ) сводятся к захвату нейтрона с последующим испусканием γ -кванта, они называются реакциями радиационного захвата нейтрона. Реакции радиационного захвата идут под действием медленных нейтронов с энергией от 0 до 500 кэВ и широко используются для их детектирования.

Реакция радиационного захвата, являясь экзоэнергетической реакцией, идёт на всех ядрах (за исключением ^3He и ^4He), начиная с ядра ^1H и заканчивая ядром ^{238}U . Сечение для тепловых нейтронов в зависимости от нуклида варьируется в широких пределах от 0,1 до $10^3 \div 10^6$ барн, для быстрых — от 0,1 до несколько барн.

Примером (n, γ) -реакции является процесс захвата нейтронов с энергией 1,46 эВ индием:



Образующийся в этом процессе радиоактивный изотоп $_{49}\text{In}^{116}$ распадается с периодом полураспада $T=54$ мин

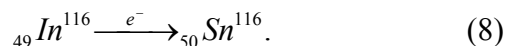
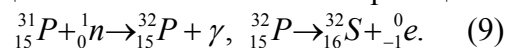
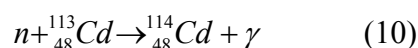


Рис. 2. Энергетическая зависимость сечения реакции $^{113}\text{Cd}(n, \gamma)^{113}\text{Cd}$.

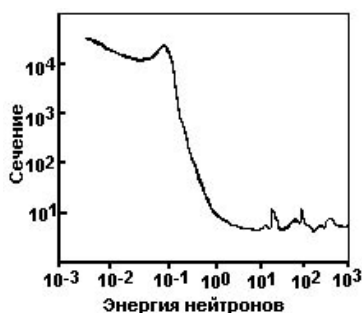
Другим примером радиационного захвата является реакция на фосфоре-31:



Реакция

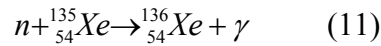


имеет очень большое сечение в тепловой области, достигающее в резонансе ($E_n=0,17$ эВ) величины 20000 барн (**Рис. 2**). Характерная «ступенька» вблизи энергии $E_n \approx 0,4$ эВ для зависимости $\sigma_{n\gamma}(E_n)$ используется для



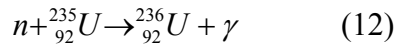
разделения потока нейтронов на две энергетические группы – с энергией большей 0,4 эВ, которая носит название надкадмиевых нейтронов, и с энергией меньше 0,4 эВ, называемой подкадмиевой.

Реакция



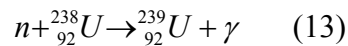
имеет одно из рекордных сечений в тепловой области, равное $3,5 \cdot 10^6$ барн (резонанс при энергии 0,084 эВ). Зависимость сечение $\sigma_{n\gamma}(E_n)$ имеет вид ступеньки при $E_n \approx 0,2$ эВ. ${}^{135}\text{Xe}$ является β^- -активным нуклидом и образуется в результате β^- -распада осколка деления ${}^{135}\text{I}$. Огромная величина сечения поглощения тепловых нейтронов и большой выход (6,34%) ${}^{135}\text{I}$ относительно других осколков деления приводят к т.н. *ксеноновому отравлению* ядерного реактора и неустойчивой работе реактора из-за появления *ксеноновых волн*.

Канал реакции



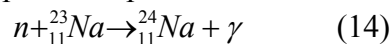
имеет вероятность около 20 %, уменьшая тем самым вероятность деления при захвате нейтрона ядром ${}^{235}\text{U}$ до 80 %.

Реакция



имеет сечение в тепловой области около 2,8 барн и вызывает захват большой доли нейтронов, участвующих в цепной реакции деления, так как в реакторах на тепловых нейтронах содержание ${}^{238}\text{U}$ составляет 95 ÷ 97 % состава смеси изотопов ${}^{238}\text{U}$ и ${}^{235}\text{U}$. В то же время она определяет процесс преобразования сырьевого нуклида ${}^{238}\text{U}$ в делящийся нуклид ${}^{239}\text{Pu}$.

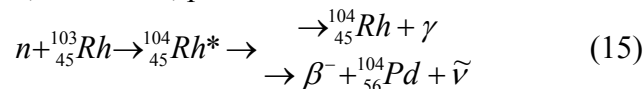
Образующиеся в реакции (n, γ) ядра, как правило, оказываются β^- -активными, т.к. они смещаются с дорожки стабильности в область β^- -радиоактивных ядер. Поэтому реакции (n, γ) часто служат причиной активации. Примером сильноактивируемого вещества может служить натрий, который используется в качестве теплоносителя в реакторах на быстрых нейтронах:



В реакции образуется β^- -активный ${}^{24}\text{Na}$ с $T_{1/2} = 15$ ч. Процесс β^- -распада сопровождается испусканием γ -квантов с энергией 2,76 МэВ. По этой причине в реакторах на быстрых нейтронах используется двухконтурная схема.

Вода, которая применяется как замедлитель и теплоноситель в реакторах на тепловых нейтронах, активируется слабо из-за малых сечений радиационного захвата у ядер. В большей степени активируются обычно примеси, попадающие в теплоноситель.

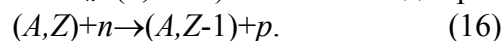
Активация нейтронами серебра и, особенно, родия



широко используется в *детекторах прямого заряда*, предназначенных для контроля плотности потока нейтронов в активной зоне ядерных реакторов. Измеряется ток β^- -частиц, которые возникают в нижней ветви реакции (15).

1.2 Реакции с образованием протонов

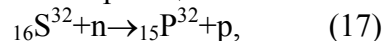
Под действием нейтронов с энергией $E_n \approx (0,5 \div 10)$ МэВ часто идёт реакция вида (n, p) :



Обычно (n, p) -реакции имеют $Q > 0$ (так как $m_n > m_p$), а если $Q < 0$, то $|Q| \approx 1$ МэВ. Однако для того, чтобы образующийся протон мог преодолеть кулоновский барьер при вылете из ядра, нейтрон должен иметь достаточно большую энергию.

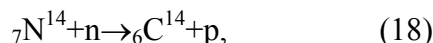
Как и радиационный захват, эта реакция приводит к образованию нестабильных ядер.

Примером (n, p) -реакции является пороговая реакция



у которой $Q \approx -0,92$ МэВ.

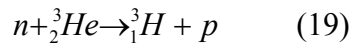
Реакция



имеет $Q \approx 0,6$ МэВ и идёт даже от тепловых нейтронов ($\sigma_{np} = 1,75$ барн). Применяется для получения очень важного в *методе меченых атомов* β^- -активного нуклида ${}^{14}\text{C}$ ($T_{1/2} = 5730$ лет), а также для регистрации нейтронов с помощью фотоэмульсий, содержащих ${}^{14}\text{N}$. Вторичные нейтроны космического излучения

вызывают реакцию (47) на границе тропосферы и атмосферы и образование радиоуглерода ^{14}C . Радиоуглерод используется в археологии для определения возраста древних органических останков

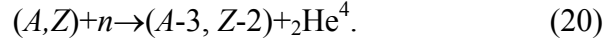
Реакция



применяется для регистрации нейтронов в счетчиках, наполненных ${}^3\text{He}$. Сечение для тепловых нейтронов $\sigma_{\text{np}} = 5400$ барн.

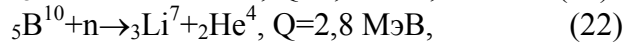
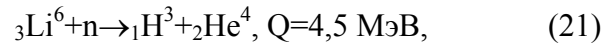
1.3 Реакции с образованием α -частиц

Очень широко используются в ядерной физике реакции вида (n, α) :



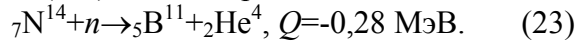
Для эффективного протекания (n, α) -реакций также нужны нейтроны с энергиями от 0,5 до 10 МэВ. Однако в некоторых случаях энергия реакции настолько велика, а кулоновский барьер настолько мал, что реакция с большой вероятностью идёт на тепловых нейтронах.

Примером таких реакций являются



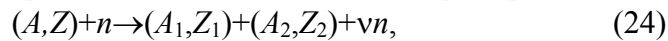
Реакция (50) имеет сечение на тепловых нейтронах $\sigma_{\text{n}\alpha} = 3840$ барн и широко применяется для регистрации тепловых нейтронов в различных *борных счетчиках* и ионизационных камерах. Для этой же цели используется и экзоэнергетическая реакция (49), имеющая сечение на тепловых нейтронах $\sigma_{\text{n}\alpha} = 945$ барн.

Эндотермической реакцией вида (n, α) является реакция



1.4 Реакции деления под действием нейтронов

При облучении тяжёлых ядер (тория, протактиния, урана, плутония и многих других) нейтронами с энергией $E_n > 1$ МэВ (а для некоторых изотопов урана и плутония даже тепловыми нейтронами) происходит реакция разделения тяжёлого ядра на два осколка с массами, примерно относящимися как 2:3



где $A_1 + A_2 = A + 1$, $Z_1 + Z_2 = Z$, ν - число нейтронов, образующихся в процессе деления.

Реакция такого вида называется реакцией деления и обозначается знаком (n, f) (по первой букве английского слова *fission*, что значит деление).

Вынужденное деление было открыто Ханом, Штрассманом и Мейтнер в 1938, спонтанное деление К.А.Петержаком и Г.Н.Флёровым в 1940. Теория деления была создана в 1939 Н.Бором, Дж. Уиллером и Я.И.Френкелем, которые проанализировали гипотезу Фриша и Мейтнер о неустойчивости тяжёлых ядер к изменению их формы при помощи капельной модели ядра. Теория позволила вычислить Q , понять роль параметра деления Z^2/A , объяснить природу спонтанного деления.

Делением называется реакция расщепления атомного ядра (обычно тяжёлого) на две (иногда на три) примерно равные по массе части (осколки деления). Тяжёлые ядра ($Z \geq 90$) делятся как после предварительного слабого возбуждения атомного ядра, например в результате облучения его нейтронами с энергией $E_n \approx 1$ МэВ, а для некоторых ядер даже тепловыми нейтронами (вынужденное деление), так и без предварительного возбуждения, т.е. самопроизвольно (спонтанное деление). Ядра с $Z < 90$ делятся только вынужденным способом, причём энергия возбуждения, необходимая для деления, растёт с уменьшением параметра деления Z^2/A . Вынужденное деление происходит практически мгновенно ($\tau \approx 10^{-14}$ сек).

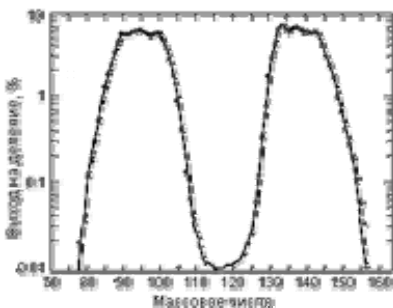


Рис. 3. Распределение по массам осколков деления урана-235 тепловыми нейтронами.

В процессе деления ядра освобождается энергия $Q \approx 200$ МэВ, значительную часть которой уносят осколки в форме кинетической энергии. Осколки, образующиеся при делении, сильно перегружены нейтронами, вследствие чего они дают начало β^- -радиоактивным цепочкам из продуктов деления. В процессе деления испускаются мгновенные ($t < 10^{-14}$, 2,5 на один акт деления ${}^{235}\text{U}$) нейтроны. А продукты деления испускают запаздывающие (через некоторое время после

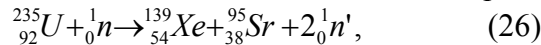
деления, $0,05 \text{ с} < t < 60 \text{ с}$, 1% мгновенных) нейтроны. Мгновенные и запаздывающие нейтроны имеют энергию, в пределах от 0 до 7 МэВ, где на один нейтрон приходится в среднем около 2 МэВ. В процессе β^- -распада осколков освобождается 20 МэВ энергии, 5 МэВ уносят мгновенные γ -кванты, испусканием которых сопровождается деление. Деление ядер сопровождается выделением большого количества энергии. При делении тяжелого ядра на два осколка освобождается энергия, равная примерно 1,1 МэВ на один нуклон. Например, при делении ядра ${}_{92}^{238}\text{U}$ освобождается $238 \times 1,1 \approx 260$ МэВ. Эта энергия уносится осколками, нейтронами деления, а также продуктами последующего распада осколков деления.

Мгновенные нейтроны испускаются движущимися осколками, запаздывающие – остановившимися продуктами деления после предварительного β^- -распада. Спектр мгновенных нейтронов деления передаётся полуэмпирической формулой

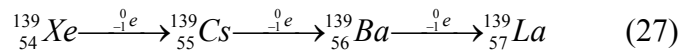
$$f(T) \approx e^{-T} sh\sqrt{2T}, \quad (25)$$

запаздывающие нейтроны образуют несколько моноэнергетических групп.

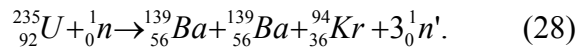
Этот процесс деления может происходить в несколько этапов. Например, при делении ядра урана



осколок деления ${}_{54}^{139}\text{Xe}$ в результате трёх актов испускания электронов превращается в стабильный лантан ${}_{57}^{139}\text{La}$:



Осколки деления могут быть разнообразными, поэтому возможна также реакция деления урана ${}_{92}^{235}\text{U}$ с образованием осколков ${}_{56}^{139}\text{Ba}$, ${}_{36}^{94}\text{Kr}$:



Вынужденное деление слабовозбуждённых ядер и спонтанное деление происходят не симметрично: отношение масс лёгкого и тяжёлого осколков равно примерно 2/3 (двугорбая массовая кривая, **Рис. 3.**). При повышении энергии возбуждения прогиб на кривой выхода продуктов постепенно уменьшается, и кривая распределения осколков по массам становится одногорбой.

***Продукт деления** - нуклид, образующийся в результате либо деления, либо последующего радиоактивного распада образовавшегося таким же образом радиоактивного нуклида.*

Деление энергетически выгодно ($Q > 0$) при $Z^2/A > 17$ (т.е. при $Z > 47$), причём Q растёт с ростом Z^2/A . В процессе деформации предшествующей делению, энергия ядра первоначально возрастает и только после этого убывает (энергетический барьер деления). Высота барьера деления убывает с ростом Z^2/A и при $Z^2/A = 45 \div 49$ становится равной нулю ($Z \approx 120$). Вынужденное деление возможно только при предварительном возбуждении ядра на энергию, превышающую высоту барьера деления.

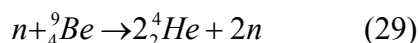
Деление ядер под действием тепловых нейтронов возможно только для чётно-нечётных или нечётно-нечётных ядер с $Z > 90$. ${}^{235}\text{U}$, ${}^{233}\text{U}$ и ${}^{239}\text{Pu}$ способны к делению под действием **нейтронов** любых энергий, в том числе – тепловых. Реакции деления других тяжёлых нуклидов имеют барьер; например, для деления ${}^{238}\text{U}$ и ${}^{232}\text{Th}$ необходимы нейтроны с энергией выше 1 МэВ. Большинство элементов, более тяжёлых, чем висмут, делятся под воздействием **протонов**, если энергия протонов достаточно велика, чтобы преодолеть кулоновское отталкивание ядра.

Сечение реакции деления зависит от вида ядер и энергии нейтронов. Например, высокоэнергетичные нейтроны с энергией в несколько десятков мегаэлектрон-вольт вызывают деление практически всех ядер. Нейтроны с энергией в несколько мега-электрон-вольт вызывают деление только тяжёлых ядер $A > 210$. Нейтроны с энергией порядка 1 МэВ вызывают деление ядер урана ${}_{92}^{238}\text{U}$, тория ${}_{90}^{232}\text{Th}$, протактиния ${}_{91}^{231}\text{Pa}$ и плутония ${}_{94}^{239}\text{Pu}$. Нейтроны с энергией 0,001 - 0,5 эВ (тепловые нейтроны) активно вступают в реакции с ядрами ${}_{92}^{235}\text{U}$, ${}_{94}^{239}\text{Pu}$, ${}_{92}^{233}\text{U}$, ${}_{90}^{230}\text{Th}$. Испускаемые при делении ядер нейтроны могут вызывать новые акты деления, что делает возможным осуществление цепной реакции деления - ядерной реакции, в которой частицы, вызывающие реакцию, образуются как продукты этой реакции.

Некоторые важные особенности реакции деления не только нейтронами, но и другими частицами мы рассмотрим позднее в отдельной лекции.

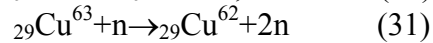
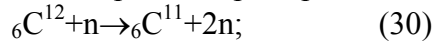
1.5 Реакции с образованием двух и большего числа нейтронов

Реакции $(n, 2n)$ являются эндоэнергетическими и имеют порог, примерно равный 10 МэВ, за исключением реакции



с порогом ~ 2 МэВ. Сечение $\sim 0,1$ барн.

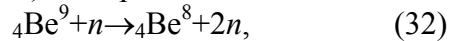
При $E_n > 10$ МэВ становятся возможными реакции вида $(n, 2n)$, (n, np) , $(n, 3n)$ и другие, которые широко используются в качестве детекторов быстрых нейтронов. Примерами этих реакций являются



с пороговыми, соответственно равными 20 и 10 МэВ.

Большой порог реакций вида $(n, 2n)$ и аналогичных им объясняется тем, что для освобождения из ядра двух нуклонов надо затратить энергию, которая должна быть равна хотя бы удвоенной энергии связи (отделения) нуклона, тогда как при захвате первичного нейтрона в ядро вносится только одна порция энергии связи.

Исключением является реакция $(n, 2n)$ на бериллии



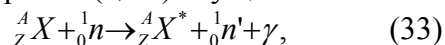
порог которой составляет всего 3 МэВ. К сожалению, эта реакция идёт не с выделением, а с поглощением энергии.

1.6 Неупругое рассеяние нейтронов

Нейтрон с энергией в несколько сот кэВ после попадания в ядро может перевести его в возбуждённое состояние и снова вылететь из него (может вылететь не тот, что влетел), но уже с меньшей энергией. Такой процесс называется процессом неупругого рассеяния нейтрона. Граничная энергия $E_n > 0,5$ примерна - её положение для каждого конкретного ядра зависит от расположения уровня возбуждённых состояний.

Неупругое рассеяние (n, n') нейтронов происходит в том случае, когда кинетическая энергия вылетающего из составного ядра нейтрона меньше первичного, а конечное ядро образуется в возбуждённом состоянии.

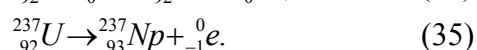
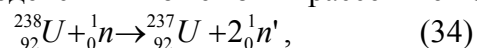
Неупругое рассеяние быстрых нейтронов (n, n') осуществляется по схеме



где ${}_0^1n$ - вылетающий из ядра нейтрон (вторичный нейтрон), имеющий энергию, меньшую, чем первичный ${}_0^1n$; ${}_Z^AX^*$ - возбуждённое ядро, переход которого в основное состояние сопровождается испусканием γ -кванта.

Для реализации этого процесса нейтрон должен иметь кинетическую энергию, достаточную для образования составного ядра во втором, третьем и т.д. возбуждённых состояниях. Неупругое рассеяние при сравнительно небольших энергиях нейтронов (порядка нескольких сотен кэВ) может наблюдаться у тяжелых ядер и зависит от расположения уровней возбуждённых состояний конкретного ядра.

Рассеяние $(n, 2n')$, как правило, происходит на тяжелых ядрах при энергии нейтронов порядка нескольких МэВ. Примером этого взаимодействия может быть рассеяние нейтронов ядром урана:



1.7 Упругое рассеяние нейтронов

Упругое рассеяние (n, n) нейтронов не изменяет состояния ядра. В процессе упругого рассеяния сохраняется кинетическая энергия нейтрона в СЦИ (система центра инерции), а в ЛСК (лабораторная система координат) сохраняется суммарная кинетическая энергия нейтрона и ядра. Упругое рассеяние может осуществляться посредством двух различных механизмов. В первом случае образуется составное ядро, которое распадается с испусканием нейтрона. Этот процесс носит название резонансного рассеяния. Рассеяние без образования составного ядра происходит на ядерном потенциале и называется потенциальным рассеянием. Вероятность реализации одного из двух механизмов зависит от соотношения между естественной шириной Γ уровня и расстоянием D между соседними уровнями. Кроме того, вылет нейтрона при резонансном рассеянии происходит из составного ядра, для образования которого необходимо строгое выполнение энергетических и спиновых соотношений. Если же кинетическая энергия нейтрона меньше той, которая необходима для образования составного ядра в первом возбуждённом состоянии, то образование составного ядра вообще невозможно, и будет наблюдаться только потенциальное рассеяние.

В результате упругого рассеяния ядро остаётся в прежнем состоянии, а нейтрон сохраняет свою первоначальную кинетическую энергию.

Упругое рассеяние нейтронов широко используется для регистрации быстрых нейтронов методом наблюдения следов ядер отдачи в различных трековых приборах, для измерения их кинетической энергии, а также для регистрации ядер отдачи ионизационными методами.

Упругое рассеяние является основным процессом замедления нейтронов при распространении нейтронов в веществе и играет исключительную роль в ядерных реакторах.

2. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ С УЧАСТИЕМ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Если в качестве налетающих частиц используются заряженные частицы, они должны иметь достаточную кинетическую энергию, для того чтобы преодолеть кулоновское отталкивание ядра и попасть в область действия ядерных сил. (Если энергия заряженной частицы меньше высоты кулоновского барьера, вероятность ядерной реакции будет сильно подавлена.) Пучки частиц необходимых энергий легко получаются на современных ускорителях. Если энергия частицы недостаточна для преодоления кулоновского барьера, то она будет испытывать упругое рассеяние в кулоновском поле ядра, описываемое формулой Резерфорда.

При прохождении заряженных частиц через вещество одним из основных механизмов их взаимодействия с электронами и ядрами вещества является электромагнитное взаимодействие. Проиллюстрируем это на конкретных примерах.

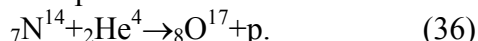
2.1 Реакции под действием α -частиц

Рассмотрим ядерные реакции, протекающие под действием α -частиц, испускаемыми радионуклидами природного происхождения. Реакциями с участием ионов гелия, ускоренных до высоких энергий, займёмся позднее.

Первая ядерная реакция была осуществлена в 1919 Резерфордом, который использовал в качестве бомбардирующих частиц α -частицы, испускаемые тяжёлыми α -радиоактивными ядрами. В течение длительного времени реакции под действием α -частиц были единственным известным видом ядерных реакций. Только в 1932, когда Кокрофт и Уолтон предложили способ искусственного ускорения протонов, появилась возможность изучать реакции, идущие под действием протонов и ускоренных ионов различных элементов.

Под действием α -частиц α -радиоактивных ядер можно изучать ядерные реакции только на лёгких ядрах, т.к. тяжёлые ядра имеют высокий кулоновский барьер (до 25 МэВ), величина которого значительно превышает кинетическую энергию α -частиц (не более 9 МэВ). Основными видами ядерных реакций, идущих под действием α -частиц, являются реакции типа (α, p) и (α, n) . Характер протекания ядерных реакций под действием α -частиц определяется двумя факторами: высотой кулоновского барьера и величиной энергии связи α -частицы в ядре.

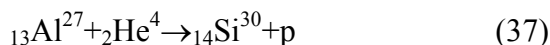
Первая открытая ядерная реакция в современной записи:



Эта реакция - эндотермическая ($Q = -1,06$ МэВ) и имеет выход $2 \cdot 10^{-5}$ (при $E_\alpha = 7,8$ МэВ).

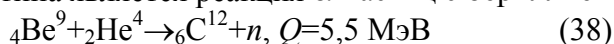
Реакция поглощения тепловых нейтронов завершается излучением избыточной энергии в виде γ -квантов.

Реакция



экзотермическая с $Q = 2,26$ МэВ, что приводит к образованию длиннопробежных протонов (пробег в воздухе 90 см). Выход реакции ${}_{13}\text{Al}^{27}(\alpha, n){}_{14}\text{Si}^{30}$ ступенчато увеличивается с ростом энергии α -частиц, что свидетельствует о резонансной зависимости сечения реакции от энергии. Наличие максимумов в сечении означает, что α -частица с соответствующей энергией захватывается на один из квазистационарных уровней промежуточного ядра.

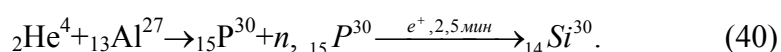
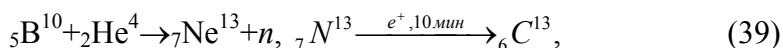
Реакции типа (α, n) были открыты Чедвигом в 1932 в опытах по обнаружению нейтрона. Одной из самых известных реакций этого типа является реакция α -частиц с бериллием



которая отличается чрезвычайно большим выходом $2,5 \cdot 10^4$ при $E_\alpha = 5,44$ МэВ.

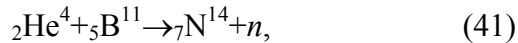
Реакции типа (α, n) в отличие от реакций типа (α, p) , которые, как правило, дают стабильные продукты, часто используются для получения радиоактивных изотопов

Примерами таких реакций являются:

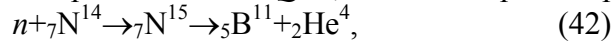


Однако иногда реакция (α, n) может приводить к образованию стабильного ядра. Такие случаи интересны тем, что подобные реакции можно без особого труда направить на обратную сторону, используя ядра, образующиеся в прямой реакции, в качестве мишени для обратной реакции.

Примером является реакция



дающая стабильный изотоп ${}_7\text{N}^{14}$. Эта реакция имеет $Q=0,28$ МэВ. Обратной реакцией является процесс



для которого $Q=-0,28$ МэВ.

Обе реакции идут через одно и то же промежуточное ядро ${}_7\text{N}^{15}$, что позволяет определить положение его энергетических уровней.

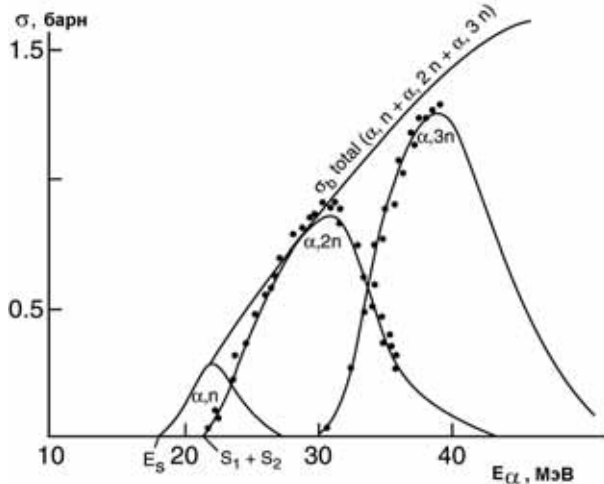


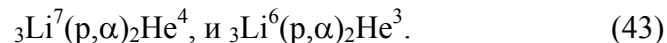
Рис. 4. Функция возбуждения реакции ${}^{209}\text{Bi}(\alpha, xn)$.

Как уже упоминалось в предыдущей лекции, ядерные реакции с заряженными частицами (в том числе – реакция α, n) являются пороговыми, причём чем выше энергия α -частицы, тем выше сечение ядерной реакции. Однако, здесь встречаются определённые сложности. Проиллюстрируем их на примере реакции ${}^{209}\text{Bi}(\alpha, xn)$, т.е. реакции в которой возможно испарение нескольких нейтронов. Зависимость сечений происходящих здесь реакций от энергии α -частицы представлена на **Рис. 4**. Реакция начинается после достижения порога E_S , затем сечение увеличивается с ростом энергии, т.к. сечение образования составного ядра также увеличивается. В конце концов, энергия возбуждения составного ядра становится настолько большой, что энергетически становится возможной эмиссия двух нейтронов. Этот процесс эмиссии двух нейтронов доминирует над процессом эмиссии одного нейтрона и сечение однеитронного процесса уменьшается. После этого уже трёхнейтронный процесс доминирует над двухнейтронным.

2.2 Реакции под действием протонов

Под действием протонов идут следующие ядерные реакции: (p, α) , (p, n) , (p, p) , (p, γ) и (p, d) .

Реакции (p, α) обычно бывают экзотермическими. На тяжёлых ядрах их вероятность не велика, т.к. вылету α -частицы из ядра сильно препятствует высокий кулоновский барьер. Этот барьер позволяет выходить за пределы ядра только самым быстрым α -частицам, испускание которых соответствует переходу ядра на нижние и, следовательно, наиболее редко расположенные энергетические уровни. А так как статический вес состояния определяется плотностью уровней, то отсюда и вытекает малая вероятность реакций типа (p, α) . На лёгкие ядра, где кулоновский барьер невысок, это правило не распространяется. Примерами являются реакции



Реакции (p, n) на стабильных ядрах всегда бывают эндотергическими и имеют порог, величина которого больше 0,8 МэВ (обычно 1÷3 МэВ). Типичным примером такой реакции является реакция ${}_3\text{Li}^7(p, n){}_4\text{Be}^7$, которая имеет $Q=-1,65$ МэВ и $E_{\text{мин}}=1,88$ МэВ.

Ввиду того, что при (p, n) -реакции ядро-продукт приобретает добавочный положительный электрический заряд, оно, как правило, проявляет β^+ или K -активность. Вероятность реакций (p, p) сравнима с вероятностью реакций типа (p, n) , если кинетическая энергия падающих протонов превышает высоту барьера. Так как вероятность испускания промежуточным ядром частиц значительно больше вероятности испускания γ -кванта, то реакция типа (p, γ) имеет очень малый выход. Однако в тех случаях, когда испускание частиц почему-либо невозможно или сильно затруднено, реакция (p, γ) приобретает большое значение. Например, когда $E_p < E_{\text{мин}}$ для (p, n) -реакции, реакция типа (p, γ) может идти наряду с реакцией (p, p) . Одним из интересных примеров реакций (p, γ) с большим выходом является реакция ${}_3\text{Li}^7(p, \gamma){}_4\text{Be}^8$.

Реакции (p, d) встречаются значительно реже остальных, так как дейтрон представляет собой слабосвязанное ядро, для образования которого нужна большая энергия. Реакции типа (p, d) – эндотермические. Пример: ${}_4\text{Be}^9(p, d){}_4\text{Be}^8$. Протоны и более тяжёлые ионы, движущиеся слишком медленно, для того чтобы преодолеть кулоновский барьер, приближаясь к ядру, создают относительно медленно меняющееся электрическое поле, которое действует на протоны ядра. В этих случаях ядро, поглощая электромагнитную энергию, переходит в возбуждённое состояние, а налетающий ион теряет часть своей

энергии. Кулоновское возбуждение - одно из основных средств изучения низколежащих коллективных состояний ядер.

2.3 Ядерные реакции под действием заряженных частиц, ускоренных при высоких энергиях

Основными процессами в реакциях под действием заряженных частиц (p , d , t , α ,...) здесь также являются упругое и неупругое рассеяния, радиационный захват, реакции (p, n), (n, α), (p, f) и др. Отличия от ядерных реакций, вызванных нейтронами, связаны с зарядом частиц. Вероятность реакции (сечение) заметно отличается от нуля, начиная с энергии, при которой проникаемость кулоновского барьера достаточно велика. С увеличением заряда растёт высота кулоновского барьера ядра. В упругом рассеянии существенный вклад в сечение даёт кулоновское взаимодействие.

Ядерные реакции под действием дейтронов характеризуются наиболее высоким выходом по сравнению с другими ядерными реакциями под действием заряженных частиц. Например, выход реакции ${}^9\text{Be}(d, n)\text{В}$ при энергии дейтрона $E_d = 16$ МэВ достигает 0,02, а для ядерных реакций с другими заряженными частицами таких энергий - порядка 10^{-3} - 10^{-6} . Ядерные реакции с дейтронами могут протекать с образованием составного ядра, путём расщепления дейтрона кулоновским полем ядра мишени и прямым механизмом срыва. Эффективные сечения этих трёх процессов примерно одного порядка. Так как в дейтроне среднее расстояние между протоном и нейтроном относительно велико, а их энергия связи мала, то при бомбардировке ядер дейтронами наиболее вероятен захват ядром лишь одного из нуклонов дейтрона, тогда как второй пролетает дальше, не испытав взаимодействия с ядром. В этом случае ядерная реакция осуществляется не внутри ядра, а на его поверхности. Протоны и нейтроны, образующиеся в ядерной реакции срыва, летят в основном вперёд. Дейтроны, ускоренные в циклотронах, широко используются для получения радиоактивных нуклидов и интенсивных потоков нейтронов.

Ядерные реакции между легчайшими ядрами имеют заметный выход даже при малых энергиях налетающих частиц (порядка 1-10 кэВ). Поэтому они могут осуществляться не только бомбардировкой мишени пучком ускоренных частиц, но и нагреванием смеси взаимодействующих ядер до температуры $\sim 10^7$ К.

На характер реакций с участием *дейтрона* большое влияние оказывают его структурные особенности - малая энергия связи ($\sim 2,23$ МэВ), относительно большой (по сравнению с близкими по массовому числу A ядрами) радиус ($4 \cdot 10^{-13}$ см). Дейтрон в ядерной реакции легко расщепляется, и с ядром-мишенью взаимодействует только один из его нуклонов. Доминирующий механизм реакции - прямой. Однако во многих случаях дейтрон ведёт себя аналогично другим заряженным частицам и с большой вероятностью испытывает упругое и неупругое рассеяния, вызывает реакции (d, t), (d, α) и др. Такие реакции лежат в основе *управляемого термоядерного синтеза*.

Кроме упругого и неупругого рассеяний важный тип ядерных реакций представляют квазиупругие процессы (p, p'), (${}^3\text{He}, t$) и др., когда вылетевшая частица по своим характеристикам (в том числе и энергии) мало отличается от падающей. Если налетающая и вылетающая частицы обмениваются зарядом, то в квазиупругих реакциях при энергиях ~ 100 МэВ на нуклон наблюдаются зарядово-обменные резонансы. Исследования этих процессов дают информацию о взаимодействии нуклонов в ядрах и свойствах ядерных мезонных полей. При теоретической описании квазиупругих процессов часто используют понятия оптики. В этом случае рассеяние частицы на ядре, состоящем из многих нуклонов, трактуют как прохождение падающей волны через среду, оптические свойства которой определяются потенциалом, параметры которого подбираются из условия соответствия расчётных и экспериментальных данных. Аналогии дифракции, также обнаруживаются в рассеянии лёгких ядер ($2 < Z < 12$) на ядрах.

Рассмотрим теперь ядерные реакции с частицами (снарядами), ускоренными до энергий, значительно превышающих энергию связи нуклонов в ядре.

Ядерная реакция называется низко-энергетичной ядерной реакцией, если энергия снаряда меньше 10 МэВ/нуклон, что примерно соответствует кулоновскому барьеру. Ядерная реакция называется высоко-энергетичной ядерной реакцией, если энергия снаряда много больше кулоновского барьера и приближается к массе неподвижного ядра, например, 400 МэВ/нуклон. (Реакции, вызванные снарядами с 20-250 МэВ/нуклон называются реакциями на промежуточных энергиях).

Что различает низко- и высоко-энергетические реакции? В низкоэнергетических ядерных столкновениях, нуклоны снаряда взаимодействуют со средним ядерным силовым полем, связанным со всем ядром мишени. В высоко энергетичных реакциях ядра снаряда взаимодействуют с нуклонами ядра мишени индивидуально, через нуклон-нуклонные взаимодействия. Чтобы понять, почему это происходит, определим

длину волны Дебройля 10 МэВ протона и 1000 МэВ протона. Имеем $\lambda_{10\text{МэВ}}=9,0$ фм и $\lambda_{1000\text{МэВ}}=0,73$ фм. Среднее пространство между нуклонами в ядре 1,2 фм. Таким образом, можно заключить, что при низких энергиях ядро снаряда может взаимодействовать с несколькими нуклонами сразу, в то время, как при высоких энергиях столкновения происходят между парой нейтронов. Малая длина волны позволяет "зондировать" ядро: влетающий в ядро нуклон взаимодействует в каждый момент времени только с одним нуклоном и при этом так, как будто он свободен. Важная особенность ядерных реакций под действием частиц высоких энергий - возможность передать даже лёгкому ядру возбуждение ~ 100 МэВ.

Какие типы реакции мы наблюдаем при высоких энергиях? Поскольку мы имеем дело с процессами, доминирующими при нуклон-нуклон соударениях, то мы не ожидаем образования сколько-нибудь значительного количества составных ядер. Вместо этого большинство реакций должно быть прямыми реакциями, происходящими очень быстро. На **Рис. 5** показано типичное распределение масс остаточных ядер, возникших при взаимодействии ГэВ протонов с тяжёлым ядром (^{209}Bi).

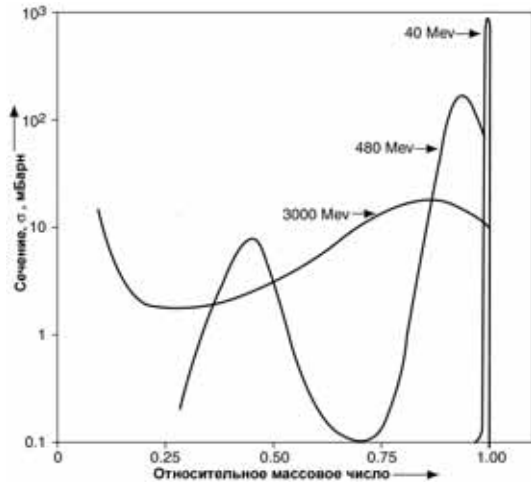


Рис. 5. Распределение масс для реакции $p+^{209}\text{Bi}$.

При высоких энергиях наблюдается непрерывное распределение масс продукта, изменяющееся от массы ядра мишени до очень низких значений A . Три области можно выделить в распределении получаемых продуктов. Первая – в районе масс $A_{\text{мишень}}/2$ ($A=50-140$). Продукты с большой массой, $A_{\text{фрагмент}} \geq (2/3)A_{\text{мишени}}$, возникают в прямой реакции, называемой скалыванием. Начальный протон выбивает несколько нуклонов в серии двухтельных соударений, оставляя за собой высоковозбуждённое тяжёлое ядро. Это ядро распадается путём испарения заряженных частиц и нейтронов, формируя непрерывное распределение продуктов: от малых A от массы мишени. Для низкого массового числа $A_{\text{фрагмент}} \leq (2/3)A_{\text{мишени}}$ наблюдается другая группа фрагментов, которые называются фрагментами промежуточной массы. Эти фрагменты возникают из очень высоковозбуждённых остатков лобовых столкновений путём или последовательных эмиссий частиц или процесса ядерного распада названного мультифрагментацией.

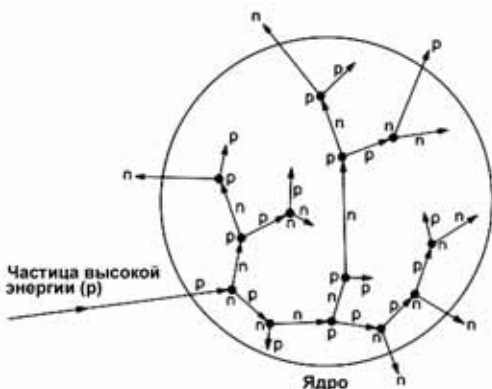
Ход реакции при высоких энергиях отличается от такового при низких энергиях. При взаимодействии быстрого нуклона с ядром он может испытывать упругое рассеяние и вызывать ядерную реакцию. Сечение упругого рассеяния σ_y плавно зависит от энергии налетающих частиц. Полное сечение взаимодействия быстрых нуклонов $\sigma_{\text{полн}}$ меняется в пределах от $2\pi R^2$ до πR^2 . Как упомянуто ранее, столкновение вероятнее произойдёт между парой нуклонов, чем один нуклон провзаимодействует с несколькими нуклонами одновременно. Сечение ядро-ядро рассеяния изменяется обратно пропорционально энергии снаряда. При очень высоких энергиях, сечение может стать настолько малым, что некоторые нуклоны будут проходить через ядро без каких-либо соударений, т.е. ядро станет для него прозрачно (говорят, что при энергии нуклона > 150 МэВ ядро ведёт себя не как абсолютно поглощающая среда). Угловые распределения упруго рассеянных частиц сходны с дифракционной картиной - имеется ярко выраженная направленность вперёд.

Полезной количественной мерой число соударений нуклона при его прохождении через ядро является свободный пробег. Формально имеем

$$L = \frac{1}{\rho\sigma} \quad (44)$$

где σ - среднее сечение нуклон-нуклон рассеяния (30 миллибарн) и ρ - ядерная плотность ($\sim 10^{38}$ нуклон/см³).

Рис. 6. Схема ядерного каскада.



Средний пробег 3×10^{-13} см. В каждом столкновении кинетическая энергия, переданная поражённому нуклону, равна 25 МэВ и поэтому поражённый нуклон может соударяться с другими нуклонами, генерируя каскад выбитых частиц (**Рис. 6**). Если энергия начального пучка нуклонов превышает 300 МэВ, то возможна генерация π мезонов, которые в свою очередь могут взаимодействовать

с другими нуклонами. Типичное время каскада 10^{-22} сек. Результат этого внутриядерного каскада – возбуждённое ядро, которое может распасться предравновесной эмиссией частиц, испарением нуклонов, последующей эмиссией ядер промежуточной массы или развалиться на множество фрагментов.

При очень высоких энергиях снаряда (0.250-2.1 ГэВ/нуклон) ядерная реакция интерпретируется в терминах простой геометрической модели, называемой моделью стирания-удаления или моделью болида (шаровой молнии) (Рис. 7). В этой модели налетающий надламывает сектор мишени (соответствует перекрытию областей снаряда и мишени - шаг "стирания") (скалывания). Не перекрывшаяся область мишени и снаряда остаётся не задетой и не нагретой - "очевидец" столкновения. Горячая перекрытая область ("участник" столкновения) формирует "болид", который распадается с испусканием нуклонов и фрагментов. Поражённое ядро мишени, имеет область с дополнительной площадью поверхности, срезаемой снарядом, и в результате сокращающейся. При ходе релаксации ядра, избыток поверхностной энергии переходит в энергию возбуждения и реализуемой эмиссией нуклонов и фрагментов (стадия "удаления"). Использование этой модели для столкновений ядро-ядро высокой энергии привело к разделению высокоэнергичных столкновений ядро-ядро на "периферийные" и "центральные". Реакции, производящие большое число «очевидцев», называются реакциями фрагментации. Они интересны для производства новых радиоактивных ядер и создания радиоактивных пучков.

Таким образом, большая энергия налетающей частицы может распределиться между многими нуклонами ядра. При этом часть из них приобретает энергию, достаточную, чтобы покинуть ядро. При взаимодействии частицы высокой энергии с ядром может развиваться внутриядерный каскад, в результате которого испускается несколько энергичных частиц, а оставшаяся часть оказывается сильно возбуждённым составным ядром, которое, распадаясь, испускает частицы малых энергий. Среднее число испускаемых частиц растёт с увеличением энергии первичной частицы. В ходе ядерной реакции, кроме нуклонов, могут (с меньшей вероятностью) испускаться более тяжёлые ядерные осколки (дейтроны, тритоны, α -частицы).

Под действием быстрых частиц наблюдают и более простые ядерные реакции: неупругое рассеяние (p, p'), ядерные реакции «перезарядки» (p, n), «подхвата» (p, d), «выбивания» ($p, 2p$) и др. Вклад этих процессов в полное сечение ядерных реакций невелик (~ 10 -20%). Реакция выбивания протона ($p, 2p$) оказалась очень удобной для исследования структуры ядер. Измеряя энергию вылетающих протонов, можно определить потерю энергии в ядерной реакции и энергию связи выбитого протона. В распределении по энергиям остаточных ядер наблюдаются максимумы, соответствующие возбуждённым уровням остаточного ядра. Энергия возбуждения этих уровней достигает 50-70 МэВ, и они соответствуют дырочным возбуждениям глубоких оболочек.

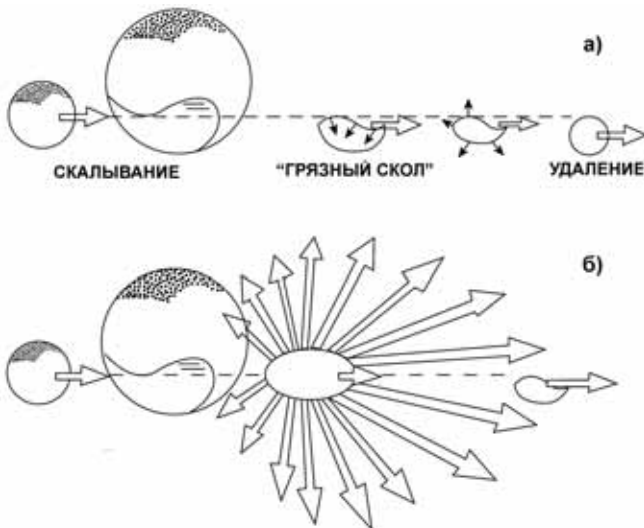


Рис. 7. Модель скалывания-удаления релятивистских ядерных столкновений.

Займёмся теперь к уже упомянутой ранее реакции мультифрагментации.

В лобовых столкновениях компоненты реакции имеют меньшие параметры воздействия, большую энергию и трансферт импульса. В центральных ядро-ядро столкновениях при промежуточных энергиях (20-200 МэВ/нуклон), большие величины энергии возбуждения ядер (>1000 МэВ) и температуры (>10 МэВ) достигаются очень быстро (за 10^{-22} сек). Ядра при таких высоких энергиях возбуждения могут распадаться эмиссией комплексов или фрагмента промежуточной массы (последний определяется как продукт реакции, чья масса больше чем 4 и меньше чем у фрагмента деления.) Мультифрагментация имеет место, если произведено несколько фрагментов промежуточной массы. Это может быть результатом последовательных

бинарных процессов, "статистическим" распадом на многие фрагменты, или динамическом процессом, в котором процесс распространяется в объёмные и приповерхностные нестабильности, приводя к образованию мультифрагментарности.

Один из вариантов теории мультифрагментации постулирует формирование горячего ядерного пара в течение реакции, который впоследствии уплотняется в капельки жидкости в районе критической температуры. "Тепловая кривая" предсказывает начальное повышение температуры ядра при росте энергии возбуждения, типичное для нагревания жидкости, затем следует плато (переходная стадия), после чего начинается, соответствующая нагреванию пара.

2.4 Ядерные реакции с тяжёлыми ионами

Рассмотрим теперь реакции с тяжёлыми ионами, т.е. глубоконеупругие процессы. Такие реакции требуют ускорения ионов до весьма высоких энергий. Первой стадией реакции является синтез, который затем сменяется распадом составного ядра на продукты реакции с испусканием частиц и квантов. Зачастую составное ядро делится. В таком случае синтез сменяется делением – реакция интересная с точки зрения ряда приложений. Первоначально интерес к реакциям с тяжёлыми ионами высоких энергий стимулировался работами по синтезу трансурановых элементов. Попытки синтезировать трансурановые элементы в лабораторных условиях неоднократно приводили к важным открытиям. Так еще в 1934 эксперименты Ферми и Сегре, в которых они бомбардировали уран нейтронами, привели к открытию деления атомных ядер, хотя трансурановые элементы им получить не удалось. Позже, в экспериментах по синтезу трансурановых элементов в ЛЯР ОИЯИ, были открыты спонтанное деление из изомерных состояний и запаздывающее деление. Так и в экспериментах по синтезу сверхтяжелых элементов в ОИЯИ был открыт новый механизм ядерных реакций – реакции глубоконеупругих передач.

В случае тяжёлых ионов во взаимодействие вовлекаются большие массы, во входном канале реализуются очень большие угловые моменты, а длина волны де Бройля λ мала по сравнению с характерными размерами области взаимодействия ядер. Например, в реакции $U + U$ при энергии налетающего иона ~ 7 МэВ на нуклон орбитальный угловой момент достигает $600 \hbar$, а $\lambda \approx 4 \cdot 10^{-13}$ см. Малость λ означает, что с хорошей точностью можно говорить о движении взаимодействующих ядер по траектории. Ядра при этом обмениваются нуклонами, энергией, изменяют форму, что, в свою очередь, влияет на их движение по траектории. Представление о движении по траектории используют для классификации ядерной реакции с тяжёлыми ионами.

В зависимости от величины прицельного параметра b (расстояния, на котором частица прошла бы мимо центра ядра-мишени, если бы взаимодействие отсутствовало) осуществляются ядерные реакции разного типа. При больших значениях прицельного параметра сталкивающиеся ядра A_1, A_2 оказываются вне области действия ядерных сил – взаимодействие чисто кулоновское: либо упругое рассеяние, либо кулоновское возбуждение ядра.

Рис. . Классификация реакций с тяжёлыми ионами по значению прицельного параметра b и времени протекания реакции.



При касательных столкновениях ядер A_1, A_2 ($b > b'$) идут только прямые реакции (**Рис. 8а**). При ещё меньших значениях b ($b_{кр} \leq b \leq b'$) наблюдаются глубоконеупругие столкновения (**Рис. 8б**). Для них характерны большие величины потерь кинетической энергии, которая переходит во внутреннюю энергию возбуждения ядер, большие ширины массовых и зарядовых распределений. Кинетическая энергия ядер в выходном канале приближённо равна их энергии кулоновского отталкивания. Максимумы проинтегрированных по энергии и углу зарядовых распределений продуктов реакции располагаются около значений зарядов сталкивающихся

ядер. Различным парциальным волнам, которые дают вклад в глубоко неупругие столкновения, отвечают разные времена взаимодействия и вследствие этого разные углы отклонения налетающего ядра. Поэтому исследование корреляций характеристик реакций с угловыми распределениями даёт информацию о развитии процесса во времени. При глубоко неупругих столкновениях формируется двойная ядерная система, которая живёт приблизительно 10^{-20} с, а затем распадается на два фрагмента: A_1^*, A_2^* , не достигая состояния статистического равновесия.

При значениях $b \leftarrow b_{кр}$ ядра сближаются настолько, что становятся возможными процессы слияния ядер (**Рис. 8в**). Образовавшееся при слиянии составное ядро эволюционирует в направлении статистического равновесия. Процесс заканчивается или испарением лёгких частиц и образованием остаточного ядра, или делением на два осколка $A/2$. Реакции слияния перспективны в связи с возможностью синтеза в этом процессе сверхтяжёлых элементов. Доля столкновений, ведущих к образованию составного ядра, зависит от произведения зарядов сталкивающихся ядер Z_1, Z_2 . Если $Z_1 Z_2 > 2000$, то эта доля становится малой.

При анализе ядерных реакций с тяжёлыми ядрами выделяют реакции квазиделения. Они заполняют переходную область между глубоконеупругими столкновениями и реакциями слияния. Для продуктов квазиделения характерны полная релаксация кинетической энергии и типичные для деления угловые распределения. Однако в отличие от реакций слияния, которые проходят стадию составного ядра, форма системы не успевает стать равновесной до момента развала на два фрагмента.

Глубоконеупругие передачи занимают промежуточное положение между прямыми ядерными реакциями и реакциями с образованием составного ядра. Характерная особенность глубоконеупругих передач - интенсивная диссипация кинетической энергии во время столкновения ядер. Если учесть, что высота входного кулоновского барьера ($^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$), которую можно оценить по формуле

$$V = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) + a} \quad (45)$$

где $r_0 \approx 1.36$ фм; $a \approx 0.5$ фм; $e^2 \approx 1.44$ фм·МэВ, составляет 170 МэВ, становится ясно, что передача нуклонов может сопровождаться полной диссипацией кинетической энергии столкновения.

Для тяжёлых ионов ($Z > 2$) в качестве налетающих частиц потенциальный кулоновский барьер E_0 в Z раз больше, чем для протонов, и поэтому необходимо, чтобы энергия иона, приходящаяся на 1 нуклон ядра, превышала нескольких МэВ (тем больше, чем больше Z мишени). Эффективное сечение ядерной реакцией с тяжёлыми ионами, обладающими энергией $E > 1,2$ МэВ, даётся выражением: $\sigma = \pi R^2 (1 - E_0/E)$, где

$$R = 1,4(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}). \quad (46)$$

Это соответствует классическим представлениям о соударении двух заряженных чёрных шаров радиусом R . При энергиях $E < E_0$ ядерная реакция осуществляется за счёт туннельного просачивания через барьер. Налетающие ионы могут и не вызвать ядерной реакции, а испытать упругое рассеяние в поле кулоновских и ядерных сил. Угловое распределение ионов при упругом рассеянии (при λ иона порядка расстояния макс, сближения с ядром) имеет дифракционный характер. При меньших λ дифракционная структура исчезает. Энергетическая зависимость эффективных сечений для ядерных реакций тяжёлыми ионами носит, как правило, нерезонансный характер. Исключение составляет упругое рассеяние. В энергетической зависимости эффективного сечения упругого рассеяния ^{12}C на ^{12}C , ^{14}N на ^{14}N , ^{16}O на ^{14}N и др. в интервале энергии $E_0 \sim 5 - 35$ МэВ наблюдаются резонансы с шириной порядка нескольких МэВ и более тонкая структура.

Под реакциями, вызванными тяжёлыми ионами, понимают ядерные реакции стимулированные налетающими ионами тяжелее α -частицы. Интервал снарядов довольно большой, простирающийся от лёгких ионов C, O и Ne и ионов средней массы, таких как S, Ar, Ca и Kr до тяжёлых типа Xe, Au и даже U. Реакции, индуцированные тяжёлыми ионами, обладают некоторыми уникальными характеристиками, отличающими их от других реакций. Длина волны тяжёлых ионов при энергиях 5 МэВ/нуклон и выше мала по сравнению с размерами иона. Поэтому результаты взаимодействий этих ионов описывают методами классической механики. Значения угловых моментов этих соударений относительно велики. Например, для реакции 226 МэВ $^{40}\text{Ar} + ^{165}\text{Ho}$ $l_{max} = 163\hbar$, что существенно больше угловых моментов реакций, индуцированных нуклонами. Наконец, часто произведение атомных номеров снаряда и мишени очень велики (> 1000), что указывает на участие в этих взаимодействиях больших кулоновских сил.

На **Рис. 9** представлена совокупность различных параметров соударений и траекторий, которые встречаются в реакциях с тяжёлыми ионами. Большинство отдалённых соударений ведут к упругому рассеянию или кулоновскому возбуждению. Кулоновское возбуждение – трансферт энергии к ядру мишени через длинно-пробежное взаимодействие, которое возбуждает низколежащие уровни ядра мишени. Задающие соударения приводят к неупругому рассеянию и началу нуклонного обмена. Лобовые соударения приводят к сплавлению реагирующих ядер, что приводит к образованию составного ядра или «квази-синтеза» реакции, в которой имеет место обмен массой и энергией между снарядом и ядром мишени без «истинной амнезии» характеристик образования составного ядра. Ударные параметры между скользящими и лобовыми столкновениями, наблюдается в ядерных реакциях, протекающих по механизму глубоко неупругого рассеяния. При глубоко неупругом рассеянии, ядро контактирует, частично амальгамируется, обмениваясь значительным количеством энергии и массы, вращается как частично

сплавленный комплекс, а затем снова разделяется под влиянием взаимного кулоновского отталкивания так и не образовав составное ядро.

Рис. 10 демонстрирует различие между разными механизмами реакции в терминах энергии, необходимой для индуцирования реакции. Энергия, необходимая, чтобы привести ионы в контакт и тем самым заставить их прореагировать, называется барьером взаимодействия, V_{int} . Сечение реакции можно выразить в терминах одномерного барьера взаимодействия:

$$\sigma_R = \pi R_{int}^2 \left[1 - \frac{V(R_{int})}{E_{cm}} \right] \quad (47)$$

(cm – система координат с центром масс)

Радиус взаимодействия задаётся:

$$R_{int} = R_1 + R_2 + 3,2 \text{ фм} \quad (48)$$

Радиус i-го ядра $R_i = 1,12 A_i^{1/3} - 0,94 A_i^{-1/3} \text{ фм}$

Барьер взаимодействия:

$$V(R_{int}) = 1,44 \frac{Z_1 Z_2}{R_{int}} - b \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \quad (49)$$

где $b \sim 1 \text{ МэВ/фм}$.

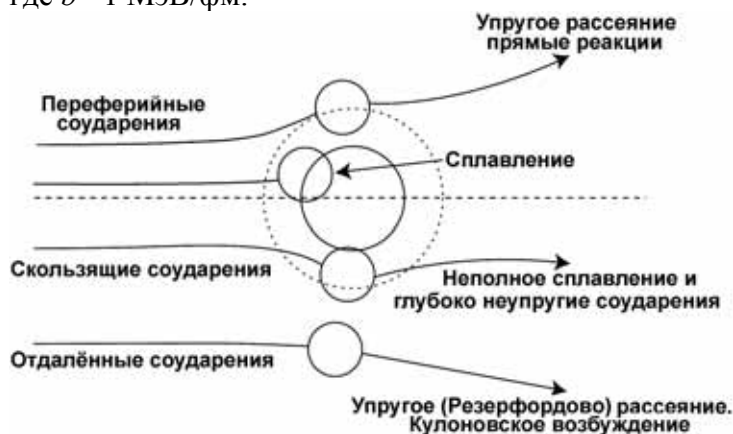


Рис. 9. Схема классификации соударений, основанная на параметрах воздействия.

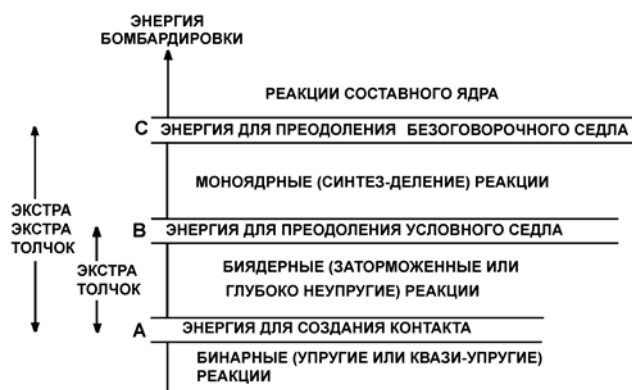


Рис. 10. Схема, иллюстрирующая три критических энергии и четыре типа реакций с тяжёлыми ионами

Энергия, необходимая для дальнейшего проникновения иона и создания квази-сплавления называется экстра толчковая (ударная) энергия. Энергия, необходимая для истинного сплавления ионов с забыванием способа образования составного ядра, называется экстра-экстратолчковая энергия.

Ядерные реакции с тяжёлыми ионами характеризуются большим числом выходных каналов. Например, при бомбардировке ^{232}Th ионами ^{40}Ar с энергией 379 МэВ образуются ядра Ca, Ar, S, Si, Mg и Ne.

В случае ядерной реакции с тяжёлыми ионами различают: реакции передачи нуклонов, реакции передачи более сложных частиц и реакции слияния (образования составного ядра). Ядерные реакции, при которых происходит передача малого числа частиц или малой части энергии, называются мягкими соударениями. Их теория имеет много общего с теорией прямых реакций. Ядерные реакции, в которых происходит передача массы или энергии, называются жёсткими соударениями или глубоко неупругими передачами. Угловые распределения продуктов этих ядерных реакций резко асимметричны; лёгкие продукты вылетают преимущественно под малыми углами к ионному пучку. Энергетическое распределение продуктов

ядерных реакций имеет широкий максимум. Кинетическая энергия продуктов ядерных реакций близка к высоте выходных кулоновских барьеров и практически не зависит от энергии ионов.

При глубоко неупругих столкновениях ядер образуется короткоживущая промежуточная система. Несмотря на обмен массой и энергией, ядра промежуточной системы сохраняют индивидуальность за счёт прочно связанных сердцевин. В результате жёстких соударений образуется много новых нуклидов. В таких ядерных реакциях могут возникать составные ядра с большими энергиями возбуждения (~ 100 МэВ) и угловыми моментами ~ 50 . Ядерные реакции с образованием составного ядра служат для синтеза трансурановых элементов (слияние ядер мишеней из Pb и Bi с ионами ^{40}Ar , ^{50}Ti , ^{54}Cr , ^{55}Mn , ^{58}Fe). Например, с помощью ядерной реакции $^{204}\text{Pb} (^{40}_{18}\text{Ar}, 2n)^{242}_{100}\text{Fm}$ был осуществлён синтез фермия.

Примером реакции глубоко неупругого соударения является реакция ^{84}Kr с ^{209}Bi . В ней вместо ожидавшегося деления полностью сплавленного ядра, наблюдались снаряды и мишени подобные ядра и новые, неожиданные группы фрагментов с массами вблизи масс мишени и снаряда, но с кинетическими энергиями, много меньшими, чем ожидалось из упругого или квази-упругого рассеяния.

Дальнейшие исследования показали, что это общее явление в реакциях, в которых произведение атомных номеров соударяющихся ионов велико (более 2000). Как упоминалось ранее, ионы соприкасаются, частично, обмениваются массами и зарядами с диссипацией большого количества кинетической энергии в диффузионном процессе и затем снова разделяются под влиянием взаимного кулоновского отталкивания. Начальная энергия снаряда переходит в энергию возбуждения снаряда и мишениподобных фрагментов. Как следствие больших потерь кинетической энергии возникает широкое распределение конечных продуктов, что частично вызвано испарением нуклонов после повторного разделения ядер.

Коротко остановимся на неполном сплавлении (синтезе) ядер. В ходе сплавления ядер снаряда и мишени, возможно, что один из партнёров испустит единственный нуклон или нуклонный кластер перед образованием сплава. Такие процессы описываются предравновесной эмиссией (в случае эмиссии нуклонов) или неполного сплавления (в случае кластерной эмиссии). По мере увеличения энергии снаряда, эти процессы эмиссии становятся более важными. Они доминируют над сплавлением при энергиях снаряда выше 20 МэВ/нуклон. Как следствие этих процессов, возникшее ядро продукта имеет импульс, уменьшенный по сравнению с полностью сплавленным ядром.

В последние десятилетия в открытии новых типов ядерных реакций существенную роль сыграли пучки радиоактивных ядер. Ранее для проведения на ускорителях ядерных реакций с участием тяжёлых ионов использовались стабильные изотопы, поскольку короткоживущие радионуклиды невозможно накопить в достаточно больших количествах. Эту трудность удалось преодолеть путем использования двух последовательных ускорителей: на первом ускорителе стабильные ионы ускоряются до сверхвысоких энергий (100 МэВ – 10 ГэВ) и направляются на мишень, в мишени идут реакции фрагментации, в результате которых образуются многочисленные продукты, в том числе – радиоактивные ядра. Эти продукты за счёт энергии отдачи выбрасываются из мишени. После сепарации по массе и энергии, требуемый радионуклид попадает во второй ускоритель, где разгоняется до высокой энергии и попадает на вторую мишень. Такая схема вовлекла в сферу ядерной физики намного большее число изотопов, позволило синтезировать экзотические ядра (сильно нейтроноизбыточные или нейтронодефицитные), многие из которых претерпевают экзотические типы распада. Были открыты и новые типы ядерных реакций, некоторые из которых мы обсудили выше.

Важность вовлечения в ядерную физику радиоактивных нуклидов связано с тем, что природе имеется несколько сотен стабильных ядер, а радиоактивных – несколько тысяч, причём многие из них имеют вполне пригодные для эксперимента времена жизни. С 1990 быстро растущей областью исследования стало изучение ядерных реакций, вызванных радиоактивными снарядами. Техники ISOL (Isotope Separator On-Line) и OF (Projectile Fragmentation) обеспечили несколько сотен новых пучков радиоактивных ядер.

Использование радиоактивных пучков позволяет образовывать реакционные продукты или промежуточные продукты реакции с необычным N/Z отношением. Используя ядра, которые весьма обогащены протонами или нейтронами, новые ядра можно получить и изучить их свойства. К тому же, радиоактивные пучки сами по себе имеют необычную структуру, например, ^{11}Li и их свойства и реакции очень интересны.

2.5 Ядерные реакции с участием электронов, мюонов, мезонов, гиперонов и античастиц

Электроны могут испытывать упругое и неупругое рассеяния на ядрах. Если энергия электронов достаточна, то идут процессы выбивания протонов из ядра (e, p). Взаимодействие электронов и мюонов с ядрами носит электромагнитный характер. Это позволяет использовать мюоны для выявления распределения

заряда в ядрах, получения информации об угловых моментах, вероятностях различных переходов, спиновых возбуждениях. Взаимодействие мюонов с ядрами происходит через захват мюона с орбиты мюонного атома. Захвату предшествуют торможение мюона в веществе и захват на далёкую мюонную орбиту. При этом образуется мюонный атом.

В ядерных реакциях под действием нуклонов, энергия которых больше порога рождения мезонов, возможно испускание мезонов, которые могут также вызывать ядерные реакции и участвовать в развитии внутриядерного каскада. Наиболее изучены ядерные реакции на μ -мезонах. Многие ядерные реакции, вызываемые пионами, похожи на соответствующие ядерные реакции под действием нуклонов, например, неупругое рассеяние, перезарядка и выбивание и др. Однако есть другие ядерные реакции с участием пионов, не имеющие аналогов в нуклоно-ядерном взаимодействии. К ним относится реакция двойной перезарядки пионов и ядерная реакция поглощения пионов. Изучение этих ядерных реакций позволяет исследовать корреляции нуклонов в ядре.

При взаимодействии пионов (p^-), каонов (K^-) и антипротонов ($\bar{p}$) с кулоновским полем ядра атома происходят их захват и образование т. н. экзотических (андронных) атомов, а затем поглощение ядром. Изучение рентгеновских спектров андронных атомов позволяет получить сведения как о распределении плотности заряда в ядре, так и о свойствах самих отрицательно заряженных частиц, заменивших электрон в атоме,

Лобовые столкновения массивных ядер при ультра релятивистских энергиях (>5 ГэВ/нуклон) создают новую форму материи – кварк-глюонную плазму. Этот фазовый переход (от нормальной ядерной материи к плазме) осуществим при плотности энергии 1-3 ГэВ/фм³, которая может быть достигнута при энергиях 17 ГэВ/нуклон.

3. ФОТОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

Коротко остановимся на фотоядерных реакциях, идущих под действием гамма-лучей.

Основной источник γ -квантов – тормозное излучение, имеющее непрерывный спектр. При энергиях γ -квантов ~ 10 МэВ энергетическая зависимость сечения их поглощения ядром характеризуется широким максимумом. При больших энергиях идут процессы выбивания нуклонов из ядра, например, (γ, n), фрагментация нуклонов в ядре и фоторождение пионов (γ, p). В делящихся ядрах с большой вероятностью идёт реакция фотоделения (γ, f). В области энергий γ -квантов, больших нескольких десятков МэВ, фотоделение ядер становится возможным практически для всех элементов. Фотоделение ядер в области промежуточных энергий (~ 100 МэВ) практически всегда сопровождается вылетом достаточно большого числа нейтронов и лёгких ядерных фрагментов.

*Фотоядерные реакции - ядерные реакции, происходящие при поглощении гамма-квантов ядрами атомов. Явление испускания ядрами нуклонов при этой реакции называется **ядерным фотоэффектом**. Это явление было открыто Чедвиком и Гольдгабером в 1934 и в дальнейшем исследовано Боте и Вольфгангом Гентером, а затем и Нильсом Бором.*

Обычно под действием γ -лучей идут реакции типа (γ, n), (γ, p) и (γ, α), известны также реакции (γ, d), (γ, pn) и др. Иногда фотоядерными реакциями называются процессы, в которых γ -кванты высокой энергии, поглощаясь ядрами или отдельными нуклонами, вызывают рождение пи-мезонов (например, $\gamma + p \rightarrow n + \pi^+$; $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$) и др. элементарных частиц. К фотоядерным реакциям относится также процесс рассеяния γ -квантов.

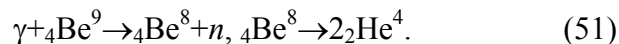
Для вырывания из атомного ядра протона или нейтрона (нуклонов) энергия γ -кванта E_γ должна превышать энергию связи нуклона в ядре.

Примером является реакция фоторасщепления дейтона ($E_\gamma = 2,62$ МэВ)



в результате которой возникают протоны с энергией 0,2 МэВ. Она идёт без образования составного ядра, так как ядро дейтерия не имеет возбуждённых состояний, и может быть вызвана γ -квантами не очень высокой энергии.

Другой реакцией, протекающей под действием γ -лучей естественных элементов ($E_\gamma = 1,78$ МэВ) является



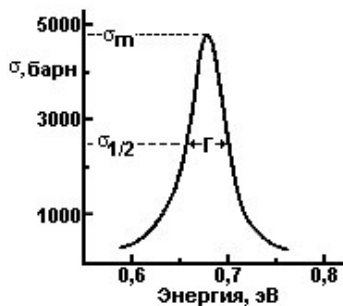
Этим и ограничивается список ядерных реакций, идущих под действием γ -лучей, испускаемых естественными радиоактивными элементами. У всех остальных ядер энергия отделения нуклонов превосходит энергию γ -лучей, испускаемых радиоактивными ядрами.

Возможность искусственного получения γ -квантов достаточно больших энергий позволило начать систематическое изучение ядерных реакций под действием γ -лучей. Оказалось, что основными реакциями под действием γ -лучей являются реакции типа (γ, n) и (γ, p) , причём сечение поглощения γ -лучей растёт с зарядом ядра. Взаимодействие γ -квантов с ядрами обычно происходит при помощи механизма образования промежуточного ядра с последующим вылетом частиц – продуктов. В этом случае испускаемые частицы имеют максвелловское распределение по энергии и сферически симметричное угловое распределение. При этом из-за кулоновского барьера выход реакции (γ, p) в 10^3 - 10^4 раз меньше выхода реакции (γ, n) .

При поглощении гамма-кванта ядро получает избыток энергии без изменения своего нуклонного состава, а ядро с избытком энергии является составным ядром. Как и другие ядерные реакции, поглощение ядром гамма-кванта возможно только при выполнении необходимых энергетических и спиновых соотношений. Если переданная ядру энергия превосходит энергию связи нуклона в ядре, то распад образовавшегося составного ядра происходит чаще всего с испусканием нуклонов, в основном нейтронов. Такой распад ведёт к ядерным реакциям (γ, n) и (γ, p) , которые и называются фотоядерными, а явление испускания нуклонов в этих реакциях - ядерным фотоэффектом.

Фотоядерные реакции идут с образованием составного ядра, однако при возбуждении реакций (γ, p) , на ядрах с $A > 100$ экспериментально был обнаружен слишком большой выход по сравнению с выходом, предсказываемым этим механизмом. Кроме того, угловое распределение протонов с наибольшей энергией оказалось неизотропным. Эти факты указывают на дополнительный механизм прямого взаимодействия, который существенен только в случае (γ, p) , - реакции на тяжёлых и средних ядрах. Реакция же (γ, n) всегда идёт с образованием составного ядра.

Рис. 11. Резонансное поведение n, γ (Гигантский резонанс).



Таким образом, при взаимодействии γ -квантов с тяжёлыми ядрами реакция (γ, p) происходит при помощи механизма прямого вырывания протонов. В этом механизме энергия γ -кванта идёт не на возбуждение промежуточного ядра, а на выбивание протона с поверхности ядра. При этом протон вылетает под углом, близким к 90° .

Сумма эффективных поперечных сечения всевозможных фотоядерных реакций называется сечением поглощения γ -кванта ядром. Для всех ядер (за исключением очень лёгких) сечение σ_γ при малых и больших энергиях γ -кванта мало, а в середине имеется высокий широкий максимум, называемый гигантским резонансом (**Рис. 11**).

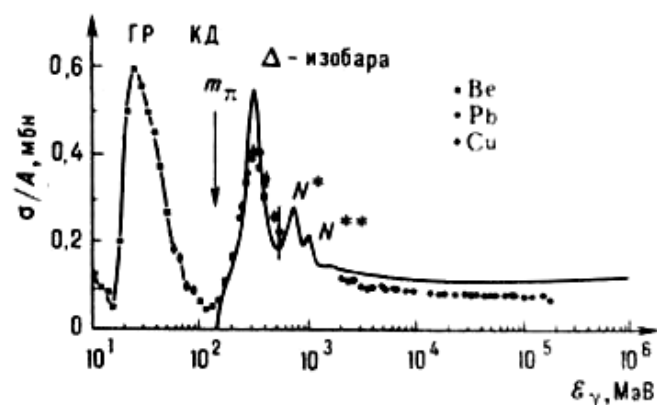


Рис. 12. Зависимость сечения фотоядерной реакции от энергии гамма-кванта для некоторых элементов.

Энергетическая зависимость полного сечения поглощения γ -квантов различными ядрами, отнесённого к одному нуклону σ/A (A - число нуклонов в ядре), приведена на **Рис. 12**. Сплошной линией показано полное сечение поглощения γ -кванта свободным протоном в зависимости от энергии γ -кванта, E_γ . Функцию (E_γ) принято разбивать на 4 области в зависимости от доминирующего механизма поглощения γ -квантов. Первая - область гигантского дипольного резонанса (ГР). Основной механизм поглощения γ -квантов в этой области связан с поглощением γ -кванта одним нуклоном, приводящим к возбуждению собственных дипольных колебаний протонов относительно нейтронов. В лёгких ядрах максимум ГР приходится на область энергий от 20 до 25 МэВ. С ростом A максимум сдвигается в сторону меньших энергий. В тяжёлых ядрах он расположен в районе 13 МэВ. Наряду с дипольными колебаниями в ядре могут возбуждаться квадрупольные, октупольные и др. типы колебаний, но их роль в фотоядерных реакциях менее существенна.

Так, сечение фотоядерных реакций (γ, n) и (γ, p) в области энергий γ -квантов (10-20 МэВ) имеет широкий ($\Gamma=3$ -7 МэВ) резонансный максимум (гигантский резонанс). Резонансная энергия меняется по закону

$$E_{\text{рез}} \propto \frac{1}{A^{1/6}} \quad (52)$$

Природа гигантского резонанса заключается в дипольных колебаниях ядра (смещение всех протонов ядра относительно всех его нейтронов) под действием длинноволнового γ -излучения.

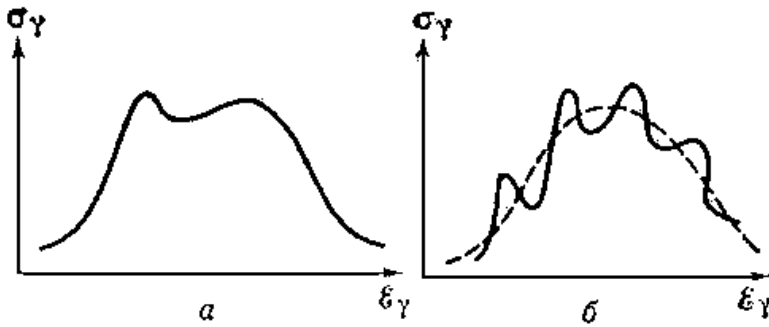


Рис. 13. Тонкая структура гигантского резонанса: а - для деформированных ядер, б - для сферических ядер.

Положение гигантского резонанса монотонно уменьшается с ростом массового числа A ядер от 20–25 МэВ в лёгких ядрах до 13 МэВ в тяжёлых. Зависимость энергии E_m , соответствующей вершине резонанса, от A описывается формулой: $E_m = 34A^{-1/6}$. Ширина резонанса Γ фотоядерных реакций 4–8 МэВ; она минимальна у магических ядер – $\Gamma(^{208}\text{Pb}) = 3,9$ МэВ, и максимальна у деформированных ядер – $\Gamma(^{165}\text{Ho}) = 7$ МэВ. В области гигантского резонанса кривая поглощения не является монотонной, а имеет определённую структуру. У деформированных ядер это двугорбая кривая (**Рис. , а**). У лёгких и средних ядер и у некоторых тяжёлых ядер наблюдается несколько максимумов шириной в сотни кэВ (**Рис. , б**). Распределение фотонейтронов по энергии в области резонанса близко к максвелловскому. Вместе с тем есть отклонения: большим оказывается число нейтронов в высокоэнергетической области спектра. Распределение фотопротонов в большинстве случаев не является максвелловским.

Гигантский резонанс связывают с возбуждением γ -квантами собственных колебаний протонов относительно нейтронов (дипольные колебания). Нуклоны могут покидать ядро непосредственно в процессе дипольных колебаний, но могут испускаться и после их затухания. Упорядоченные колебания нуклонов постепенно переходят в весьма сложное «тепловое» движение. В результате образуется возбуждённое Составное ядро, из которого «испаряются» протоны или нейтроны. Ширина Γ гигантского резонанса определяется «временем жизни» дипольных колебаний. При энергии γ -квантов, превышающей энергию гигантского резонанса, поглощающие γ -квант нуклоны, как правило, быстро покидают ядро, дипольные колебания не возникают (ядро не успевает «раскачаться») и механизм фотоядерной реакции является «прямым». Например, при $E_\gamma \geq 70$ МэВ механизм поглощения γ -квантов становится двухнуклонным. Наряду с дипольными колебаниями в ядре могут возбуждаться квадрупольные и др. типы колебаний, но их роль в фотоядерной реакции не существенна.

Процесс дипольных колебаний завершается в основном вылетом нуклонов. В лёгких ядрах это протоны и нейтроны. С меньшей вероятностью вылетают легчайшие ядра - дейтерия, трития, ^3He и ^4He (α -частицы). Заметную долю составляют события, в которых наблюдается вылет несколько заряженных частиц, что особенно характерно для изотопов Li, Be и их ближайших соседей. По мере увеличения атомного номера Z ядра интенсивность всех каналов, за исключением нейтронного, ослабевает. В области актинидов наряду с испусканием нейтронов происходит деление ядра.

После поглощения γ -квантов лёгкими ядрами нуклоны вылетают непосредственно в процессе дипольных колебаний. По мере увеличения A усиливается роль последовательных столкновений нуклона, поглотившего γ -квант, с остальными нуклонами ядра. В результате этого нуклоны покидают ядро уже не на начальной, а на предравновесной стадии реакции, а в тяжёлых ядрах - в значительной степени и в равновесной стадии. Вследствие этого распределение фотонуклонов по энергии в области гигантского резонанса близко к максвелловскому. Отклонение от этого распределения наблюдается для фотонейтронов в высоко-энергетической части спектра.

Вторая область начинается на "хвосте" гигантского резонанса и простирается до порога рождения пионов. Одно-нуклонный механизм поглощения γ -квантов постепенно переходит в двухнуклонный, когда γ -кванты начинают поглощаться преимущественно нейтрон-протонной парой, имеющей те же квантовые числа, что и дейтрон. Поэтому эта область получила название квазидейтронной (КД). Сечение поглощения пропорционально величине NZ/A (N - число нейтронов в ядре-мишени, Z -число протонов), т. е. числу таких пар нуклонов. Квазидейтронный механизм поглощения γ -квантов связывают с проявлением в ядре

двухчастичных обменных токов (когда процесс проходит на мезоне, которым обмениваются нуклоны), а также двухчастичных нуклонных корреляций короткодействующего характера. Нуклон, поглотивший γ -квант, получает достаточно большую энергию, которая позволяет ему покинуть ядро, не сформировав промежуточного состояния. При $E_\gamma \leq 100$ МэВ основным является канал с вылетом одного быстрого нуклона. Выше 100 МэВ основной вклад в полное сечение приходится на канал с вылетом двух быстрых нуклонов.

В третьей области энергии E_γ за порогом образования пиона и до 2 ГэВ длина волны γ -кванта становится порядка размеров нуклона и взаимодействие происходит в основном с одним нуклоном. В сечении фотопоглощения на свободном нуклоне чётко проявляются три пика, отвечающие возбуждению D (1232 МэВ)-изобары и двух частиц-резонансов - N^* (1520 МэВ) и N^{**} (1680 МэВ). В том случае, когда γ -квант поглощается нуклоном, находящимся в ядре, пик, связанный с образованием D -изобары, проявляется столь же чётко, тогда как два остальных сильно уширяются. Такое "размытие" пиков во многом обусловлено движением нуклонов в ядре. В области возбуждения D -изобары характерно универсальное для всех ядер сечение - отношение σ/A (в пределах точности измерений) одинаково для всех ядер от Ве до U. Это свидетельствует о том, что свойства свободной D -изобары не сильно изменяются в ядре. Основными каналами расщепления ядер в этой области энергии являются каналы с вылетом нескольких нуклонов. В ядрах с $A > 200$ после вылета нескольких нуклонов происходит деление. Обычно расщепление ядер сопровождается вылетом пиона. С меньшей вероятностью идут процессы образования мезонов с малой передачей энергии ядру, когда оно остаётся в связанном состоянии.

Когда энергия γ -кванта превышает 2 ГэВ (четвёртая область), в энергетической зависимости $\sigma(E_\gamma)$ исчезает всякая структура. Само сечение оказывается слабо зависящим от энергии. Аналогично ведёт себя и полное сечение взаимодействия адронов с ядрами. Различие состоит только в том, что сечение поглощения γ -квантов меньше адронного на постоянную величину, пропорциональную константе *электромагнитного взаимодействия*. Такое поведение сечения нашло объяснение в рамках модели векторной доминантности, согласно которой в этой области энергий γ -квант ведёт себя как векторные мезоны. Одним из следствий такого поведения γ -кванта является то, что при его взаимодействии с ядром не все нуклоны оказываются равноправными, часть из них оказывается заэкранированной. Это означает, что зависимость полного сечения поглощения от A должна иметь вид A^a где $a < 1$ (в эксперименте величина $a \approx 0,9$). При дальнейшем росте E_γ "точечный" γ -квант взаимодействует с *кварками* нуклона.

Если замедлителем в ядерном реакторе служит бериллий или тяжёлая вода, то вследствие необычно малой энергии связи нейтрона в ^9Be и ^2H под действием гамма-квантов радиоактивного распада на ядрах этих нуклидов эффективно протекают фотоядерные реакции (γ, n). Особенно много гамма-квантов при этом дают радиоактивные продукты деления урана, но гамма-кванты в ядерном реакторе испускают и другие вещества, активированные нейтронами. Таким образом, в тяжёловодных и бериллиевых ядерных реакторах присутствует дополнительный источник нейтронов, обусловленный протеканием фотоядерной реакции.

4. ТЕРМОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

При рассмотрении реакций тяжёлых ионов, в том числе – при очень высоких энергиях, мы упоминали реакции синтеза, некоторые из которых сопровождаются выделением энергии. Можно задаться целью направленного получения энергии в реакциях синтеза ядер, но тогда надо говорить о термоядерном синтезе именно лёгких ядер.

Термоядерная реакция (синоним: ядерная реакция синтеза) - разновидность ядерной реакции, при которой легкие атомные ядра объединяются в более тяжелые ядра.

Для того, чтобы произошла реакция синтеза, исходные ядра должны преодолеть силу электростатического отталкивания, для этого они должны иметь большую кинетическую энергию. Если предположить, что кинетическая энергия ядер определяется их тепловым движением, то можно сказать, что для реакции синтеза нужна большая температура. Поэтому реакция названа «термоядерной».

Впервые термоядерная реакция была осуществлена в 1953 в виде взрыва водородной бомбы. Управляемый термоядерный синтез осуществить не удалось, и в этом (21-ом) веке вряд ли удастся.

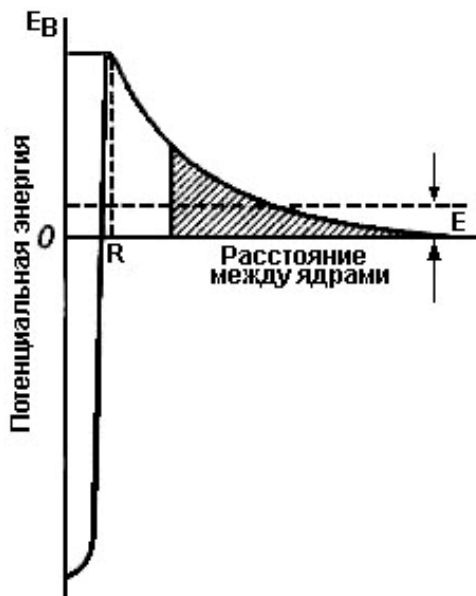


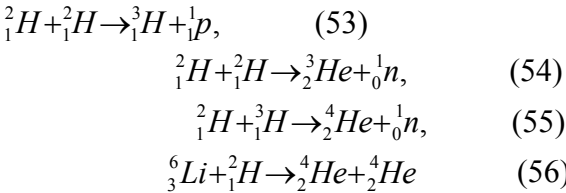
Рис. 14. Потенциальная энергия межъядерного взаимодействия как функция расстояния между ядрами; E - относительная энергия ядер, отвечающая глубоко под-барьерному прохождению. Штриховкой показано

"срезание" барьера отталкивания на боровском радиусе a_m отрицательного мюона в кулоновском поле одного из сталкивающихся ядер, лежащее в основе явления m-катализа.

Термоядерная реакция - основной тип процессов, в которых ядрам, испытывающим взаимное кулоновское отталкивание, удаётся, преодолев соответствующий электростатический барьер (Рис. 14), сблизиться на расстояние порядка радиуса действия ядерных сил притяжения и, провалившись в образуемую ими глубокую потенциальную яму, совершить ту или иную экзотермическую (т. е. сопровождающуюся выделением энергии) ядерную перестройку. Под "выделением энергии" подразумевается выделение в продуктах реакции избыточной кинетической энергии, равной увеличению суммарной энергии связи. Таким образом, относительно рыхлые ядра перестраиваются в более прочно связанные, а поскольку ядра с наибольшей энергией связи на один нуклон находятся в средней части периодической системы элементов, то наиболее, типичным механизмом экзотермической реакции является слияние (синтез) легчайших ядер в более тяжёлые.

Замечание. Существуют и экзотермические реакции деления лёгких ядер, например, благодаря особой прочности ядра ${}^4\text{He}$ возможна реакция ${}^{11}\text{B} + p \rightarrow 3{}^4\text{He} + 8,7\text{МэВ}$.

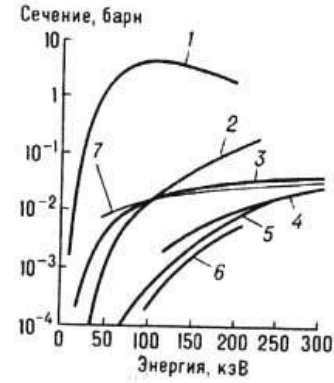
Как известно, удельная энергия связи резко увеличивается при переходе от дейтерия ${}^2\text{H}$ ($E_{\text{св}}=1,1$ МэВ) и трития ${}^3\text{H}$ ($E_{\text{св}}=2,8$ МэВ) к литию ${}^6\text{Li}$ ($E_{\text{св}}=5,3$ МэВ) и гелию ${}^3\text{He}$ ($E_{\text{св}}=7,1$ МэВ). Значит, можно ожидать, что соединение лёгких ядер в более тяжёлые сопровождается выделением большого количества энергии. Например, при реакциях



выделяется соответственно 4,0; 3,3; 17,6 и 22,4 МэВ.

Соединению ядер противодействует потенциальный барьер, обусловленный электрическим полем взаимодействующих ядер.

Рис. 15. Сечения реакций ядерного синтеза в зависимости от энергии налетающей частицы (в Табл.1 - слева). Кривая 1- реакция 7; 2 - реакция 10; 3 - реакция 4 и 5; 4 - реакция $d + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^7\text{Be} + n + 3,4$ МэВ; 5-реакция 15; 6- реакция 16; 7- реакция 9 (Табл. 1).



№	Реакция	Энерговыв-деление, МэВ	$\sigma_{\text{макс}}$, барн (в области энергий ≤ 1 МэВ)	Энергия на-летающей частицы, со-ответствующая $\sigma_{\text{макс}}$, МэВ
1	$p + p \rightarrow d + e^+ + \nu$	2,2	10^{-23}	—
2	$p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$	5,5	10^{-6}	—
3	$p + t \rightarrow {}^4\text{He} + \gamma$	19,7	10^{-6}	—
4	$d + d \rightarrow t + p$	4,0	0,16 (при 2 МэВ)	2,0
5	$d + d \rightarrow {}^3\text{He} + n$	3,3	0,09	1,0
6	$d + d \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$	24,0	—	—
7	$d + t \rightarrow {}^4\text{He} + n$	17,6	5,0	0,13
8	$t + d \rightarrow {}^4\text{He} + n$	17,6	5,0	0,195
9	$t + t \rightarrow {}^4\text{He} + 2n$	11,3	0,10	1,0
10	$d + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + p$	18,4	0,71	0,47
11	${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + 2p$	12,8	—	—
12	$n + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + t$	4,8	2,6	0,26
13	$p + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^3\text{He}$	4,0	10^{-4}	0,3
14	$p + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^2\text{H} + {}^4\text{He} + \gamma$	17,3	$6 \cdot 10^{-3}$	0,44
15	$d + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^7\text{Li} + p$	5,0	0,01	1,0
16	$d + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^2\text{H} + {}^4\text{He}$	22,4	0,026	0,60
17	$d + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^2\text{H} + {}^4\text{He} + n$	15,0	10^{-3}	0,2
18	$p + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^2\text{H} + {}^4\text{He} + d$	0,56	0,46	0,33
19	$p + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^6\text{Li} + {}^4\text{He}$	2,1	0,35	0,33
20	$p + {}^{11}\text{B} \rightarrow {}^3\text{H} + {}^4\text{He}$	8,7	0,6	0,675
21	$p + {}^{15}\text{N} \rightarrow {}^{12}\text{C} + {}^4\text{He}$	5,0	0,69 (при 1,2 МэВ)	1,2

Табл. 1. Экзотермические реакции между лёгкими ядрами.

p-протон, d-дейтрон (ядро дейтерия ${}^2\text{H}$), t - тритон (ядро трития ${}^3\text{H}$), n - нейтрон, e^+ -позитрон, ν - нейтрино, γ - фотон. Распределение энерговыведения между продуктами реакции обычно обратно пропорционально их массам.

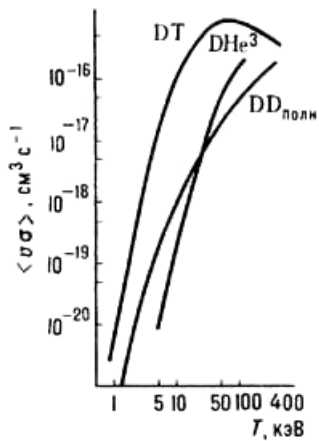
Атомные ядра имеют положительный электрический заряд. На больших расстояниях их заряды могут быть экранированы электронами. Однако для того, чтобы произошло слияние ядер, они должны сблизиться на расстояние, на котором действует сильное взаимодействие. Это расстояние - порядка размера самих ядер и во много раз меньше размера атома. На таких расстояниях электронные оболочки атомов (даже если бы они сохранились) уже не могут экранировать заряды ядер, поэтому 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. Таким образом, 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. Если перевести 0,1 МэВ в температуру, то получится примерно 10^9 К. Такие температуры в земных условиях не только никогда не удавалось получить, но не удалось даже как-то к ним приблизиться. Надежды на то, что удастся выехать на «хвосте» энергетических распределений или на эффекте туннелирования сквозь барьер не оправдались. Ничего не вышло и с мюонным катализом.

По механизму преодоления кулоновского барьера реакции ядерного синтеза можно разделить на два основных класса: *A* - реакции при неискажённом барьере, требующие для своего протекания достаточно большой энергии сталкивающихся ядер, которая сообщается им в результате ускорения или сильного разогрева; *B* - реакции холодного синтеза, которые становятся возможными в результате сильного искажения самого барьера - прежде всего его сужения благодаря "срезанию" внешней, наиболее широкой части. Реакции класса *A* могут реализоваться либо в некотором ускорителе (реакция ядерного синтеза на мишени), либо в высокотемпературной плазме звёздных недр, ядерного взрыва, мощного газового разряда или в плазме вещества, разогретого гигантским импульсом лазерного излучения, бомбардировкой интенсивным пучком частиц и т. п.; именно в последнем круге явлений реакции ядерного синтеза сводятся к

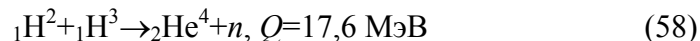
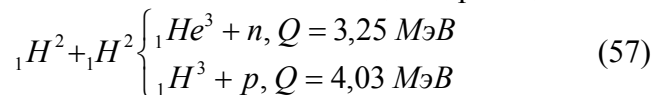
собственно термоядерным реакциям. Реакции класса *B* являются следствием таких физически разнородных явлений, как: 1) смятие кулоновского барьера колоссальным давлением в недрах плотных звёзд ($\rho \gg 10^4$ г/см³) - случай т. <н. пикноядерных реакций>; 2) прямое кулоновское экранирование поля дейтрона или протона захваченным на боровскую орбиту отрицательным мюоном (**Рис. 16**) - случай мюонного катализа.

Рис. 16. Скорости некоторых важнейших для управляемого термоядерного синтеза реакций.



При интерпретации данных, собранных в **Табл.1**, и в частности большого разброса значений $\sigma_{\text{макс}}$, следует иметь в виду, что сечение любой из реакций есть произведение сечения прохождения сквозь кулоновский барьер и вероятности последующего, собственно ядерного превращения.

Для производства энергии наиболее многообещающими реакциями являются



которые отличаются очень большими значениями Q . Так, например, энерговыделение в реакции (2), рассчитанное на один нуклон ($q = 17,6/5 = 3,5$ МэВ), значительно превосходит энерговыделение в процессах деления тяжёлых ядер ($q = 200/238 = 0,85$ МэВ).

Необходимое условие термоядерного синтеза - очень высокая температура. В этом процессе существенную роль играет кулоновский барьер, который препятствует ядерному взаимодействию даже при $Q > 0$, если кинетическая энергия бомбардирующей частицы недостаточно велика. У лёгких ядер кулоновский барьер невысок, но для эффективного протекания реакций даже с лёгкими ядрами нужны дейтоны с энергией выше 0,1 МэВ.

Рис. 17. Последовательность некоторых реакций управляемого термоядерного синтеза.

- 1.) Подготовка топлива**
 ${}^6\text{Li} + n = \text{He4} + \text{Triton} + (0,64 \text{ ТДж})$
Тритий радиоактивен и превращается в гелий-3 с испусканием бета-излучения с периодом полураспада 12,3 года. Видно, что требуются мощные потоки радиоактивных нейтронов (свободные нейтроны радиоактивны), либо от АЭС, либо от реакции №2.

2.) Основная реакция
 $\text{Triton} + d = \text{He4} + n + (1,67 \text{ ТДж})$
В результате столкновения ядер дейтерия и трития образуются ядро гелия и нейтрон - источник радиоактивности. Происходит активация нейтронами конструкционных материалов внутренней стенки и теплоносителя, в которых, в результате облучения нейтронами, будут образовываться, и накапливаться радиоактивные продукты ядерных реакций.

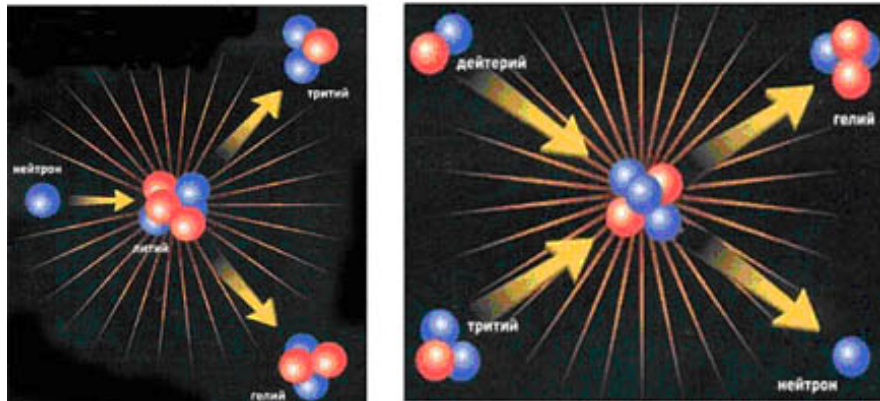


Рис. 18. Этапы термоядерного синтеза.

Чтобы реакция была самоподдерживающейся, дейтоны с такой энергией должны возникать в процессе с самой реакции, подобно тому как в реакции деления возникают нейтроны деления, вызывающие новые акты деления. Разница заключается в том, что в реакции синтеза с самого начала процесса можно иметь достаточное количество дейтонов, но их энергия низка. Идея получения быстрых дейтонов в процессе реакции синтеза заключается в использовании высокой температуры, которая должна развиваться в этом процессе.

Для получения средней энергии 0,1 МэВ требуется нагревание до температуры 10^9°C , что в 50 раз превосходит температуру Солнца. Вещество при температуре $T > 10^4\text{°C}$ находится в состоянии плазмы, которая при очень высоких температурах ($T = 10^7\text{°C}$) представляет собой смесь полностью ионизованных атомов и свободных электронов. Столь высокие температуры в лабораторных условиях пока не достигнуты. Ещё труднее получить управляемый цепной процесс синтеза. Трудности связаны с тем, что для получения достаточно большого энергетического выигрыша надо нагреть до очень высокой температуры (10^8°C) концентрированную (10^6 част/см^3) плазму и затем поддерживать её в таком состоянии в течение длительного времени внутри заданного объёма.