

# 1. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

**Ядерные реакции** - процессы, идущие при столкновении ядер или элементарных частиц с др. ядрами, в результате которых изменяются квантовое состояние и нуклонный состав исходного ядра, а также появляются новые частицы среди продуктов реакции.

**Ядерные реакции** – превращения атомных ядер при взаимодействии с элементарными частицами,  $\gamma$ -квантами или друг с другом. Впервые ядерные реакции начал изучать Э.Резерфорд.

В ходе ядерных реакций атомные ядра претерпевают превращения в результате их взаимодействия с элементарными частицами и другими атомными ядрами. Это основной метод изучения структуры ядра, получения новых изотопов и элементов.

Для осуществления ядерной реакции необходимо сближение частиц (нуклона и ядра, двух ядер и т. д.) до расстояния  $\sim 10^{-13}$  см, или до  $\sim 1$  ферми (радиус сильного взаимодействия), между частицей и поверхностью ядра или между поверхностями ядер. При больших расстояниях взаимодействие заряженных частиц чисто кулоновское. В ядерных реакциях выполняются законы сохранения энергии, импульса, углового момента, электрического и барионного зарядов. Ядерные реакции обозначаются символом  $a(b, c)d$ , где  $a$  - исходное ядро-мишень,  $b$  - налетающая частица,  $c$  — новая вылетающая частица,  $d$ —результатирующее ядро.

Большое число ядерных реакций протекает с образованием промежуточного составного ядра, которое отдает свою энергию возбуждения путем эмиссии  $\gamma$ -квантов и переходит при этом в основное состояние конечного продукта. Следствием взаимодействия бомбардирующих частиц (ядер) с ядрами мишени может быть:

- 1) Упругое рассеяние, при котором ни состав, ни внутренняя энергия не меняются, а происходит лишь перераспределение кинетической энергии в соответствии с законом внутреннего удара.
- 2) Неупругое рассеяние, при котором состав взаимодействующих ядер не меняется, но часть кинетической энергии бомбардирующего ядра расходуется на возбуждение ядра мишени.
- 3) Собственно ядерная реакция, в результате которой меняются внутренние свойства и состав взаимодействующих ядер.

В общем случае следует рассматривать процесс, в котором ядро – «мишень» (материнское ядро), подвергается воздействию (бомбардировке) нейтронами, протонами,  $\alpha$  - частицами, дейтронами или тяжелыми ядрами атомов. В ядерную реакцию вступают лишь частицы, обладающие большой избыточной энергией. Общим признаком ядерной реакции является образование сложного, составного ядра - ядра мишени, поглотившего бомбардирующую частицу с ее дальнейшим распадом и образованием нового ядра (дочернего ядра).

Размеры ядра атома малы, и чтобы бомбардирующая частица прошла это расстояние, ей нужно немного времени  $t$  ( $t$  около  $10^{-22}$  с), которое называют характерным ядерным временем. В действительности, частица взаимодействует с ядром в течение времени  $t_I$ , которое во много раз превышает характерное ядерное время  $t$ , а время жизни составного возбужденного ядра составляет  $10^{-16}$  -  $10^{-13}$  с. За этот промежуток времени энергия, которую внесла в ядро частица, перераспределяется между нуклонами составного ядра, обладающего, в целом, избыточной энергией и находящегося в возбужденном состоянии. Затем ядро переходит в стабильное состояние, теряя избыток энергии в виде электромагнитного  $\gamma$  - кванта или выбрасывая часть ядерных частиц, обладающих некоторой энергией - энергией радиоактивного распада.

## 1.1 Механизмы ядерных реакций

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 ядерных реакций относят к классу прямых ядерных реакций. Общим для всех прямых ядерных 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, например, ( $p, n$ ). 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, например, ( $d, p$ )). Продукты прямых ядерных реакций летят преимущественно вперёд.

Вклад прямых процессов в полное сечение взаимодействия налетающей частицы с ядром-мишенью относительно мал. Угловые распределения продуктов прямых ядерных реакций (зависимость вероятности

вылета от угла, отсчитанного от направления пучка) позволяют определить квантовые числа селективно заселяемых состояний в каждой конкретной ядерной 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 мн. степени свободы, а состояние ядра постепенно усложняется. В ходе этого процесса на отд. 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 (компаунд-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). В случае распада средних и тяжёлых составных ядер вероятность испускания нейтронов значительно превышает вероятность эмиссии заряженных частиц, вылету которых препятствует кулоновский барьер ядра. В тяжёлых ядрах с испусканием нейтронов конкурируют процессы деления ядер и альфа-распада.

## 1.2 Типы ядерных реакций

Для фиксированных налетающих частиц и ядер мишени возможно несколько типов ядерных реакций. Вероятность протекания той или иной из них зависит от характеристик сталкивающихся частиц (в первую очередь от их кинетической энергии) и связана с сечением реакции - величиной эффективной площади, характеризующей ядро как мишень для налетающей частицы и являющейся мерой вероятности того, что частица и ядро вступят во взаимодействие. Если в ядерной реакции участвуют частицы с ненулевыми спинами, то сечение зависит от ориентации спинов. Поэтому если налетающие частицы или частицы мишени поляризованы, т. е. их спины ориентированы не хаотично, а частично упорядочены, то сечение будет зависеть от ориентации спинов. Количественно ориентация спинов частиц пучка описывается вектором поляризации. В экспериментах не всегда можно непосредственно измерять сечение реакции. Непосредственно измеряемой величиной является т. н. выход реакции - число зарегистрированных вторичных частиц - продуктов ядерной реакции.

Рассмотрим некоторые типы ядерных реакций, в результате которых получаются возбужденные ядра. Ядерные реакции сопровождаются корпускулярным и электромагнитным излучением, а сумма зарядов и массовых чисел исходного материнского ядра и вступающей с ним во взаимодействие частицы равна сумме зарядов и массовых чисел вновь образованного ядра и частиц, возникающих в результате ядерной реакции.

**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 ядерные реакции. При этом сечения реакций изменяются от Мб до мб ( $1 \text{ барн} = 10^{-28} \text{ м}^2$ ). В случае медленных нейтронов основным процессом для большинства ядер является радиационный захват нейтрона ( $n, \gamma$ ) 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 ( $n, \alpha$ ). Дальнейшее увеличение энергии нейтрона приводит к реакции типа ( $n, 2n$ ), ( $n, np$ ). Для медленных нейтронов важны их волновые свойства. Если энергия нейтрона  $\approx 0,025 \text{ эВ}$ , то длина волны де Бройля  $10^{-8} \text{ см}$  и соизмерима с межатомными расстояниями в твёрдом теле. В этих условиях может наблюдаться дифракция нейтронов, которая используется для изучения строения твёрдых тел.

Поглощение нейтронов ядрами мишени хорошо протекает с медленными (тепловыми) нейтронами, имеющими энергию, близкую к энергии теплового движения частиц среды. Дальнейший вид радиоактивного распада составного возбужденного ядра зависит от энергии, привнесенной атакующим нейтроном.

Реакция поглощения тепловых нейтронов завершается излучением избыточной энергии в виде  $\gamma$  - квантов.

Примером является ядерная реакция:



Ядра изотопов, получающиеся в результате реакции мишени с тепловыми нейтронами, как правило, нестабильны и в дальнейшем претерпевают радиоактивный распад. Это свойство используют в технике для получения радиоактивных изотопов тех же атомов, что и материал мишени.

Для того чтобы из возбужденного составного ядра была выброшена электрически заряженная частица, необходима энергия, достаточная преодоления ядерных сил (потенциального барьера) возбужденного ядра. Потенциальный барьер в ядре С составляет 3,1 МэВ, а для ядер Pb - 21,8 МэВ. Эту энергию приносит атакующий нейтрон с энергией превышающей тепловую.

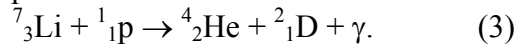
Примером является ядерная реакция:



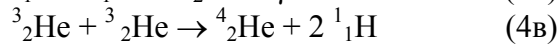
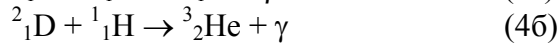
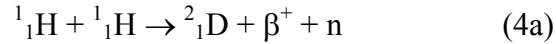
В реакции под действием заряженных частиц (p, d, t,  $\alpha$ ,...) основными процессами также являются упругое и неупругое рассеяния, радиационный захват, реакции (p, n), (n,  $\alpha$ ), (p, f) и др. Отличия от ядерной реакции, вызванных нейтронами, связаны с зарядом частиц. Вероятность ядерной реакции (сечение) заметно отличается от 0, начиная с энергии, при которой проникаемость кулоновского барьера достаточно велика. С увеличением заряда растёт высота кулоновского барьера ядра. В упругом рассеянии существ, вклад в сечение даёт кулоновское взаимодействие.

Поглощение протонов материалом мишени является высокоэнергетической реакцией с образованием возбужденных ядер претерпевших радиоактивный распад с излучением энергии в виде  $\gamma$ -квантов и заряженных ядерных частиц или ядер.

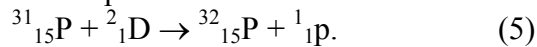
Пример реакции с участием протонов:



К этому типу ядерных реакций относятся реакции протонного цикла, итогом которых является превращение четырёх протонов в ядро He:

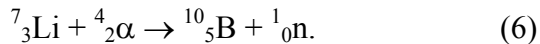


Поглощение дейтрона, т.е. ядерной частицы, состоящей из нейтрона и протона с энергией связи 2,22 МэВ, материалом мишени приводит к тому, что связь частиц в дейтроне нарушается, нейтрон дейтрона поглощается ядром мишени, а протон отторгается:



На характер реакций с участием дейтрона большое влияние оказывают его структурные особенности—малая энергия связи (~2,23 МэВ), относительно большой (по сравнению с близкими по массовому числу А 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,  $\alpha$ ) и др.

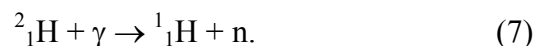
Поглощение  $\alpha$ -частиц ядрами материала мишени приводит к образованию возбужденного ядра и его стабилизации с выбросом нейтрона:



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 - энергии) мало отличается от падающей. Если налетающая и вылетающая частицы обмениваются зарядом, то в квазиупругих реакциях при энергиях ~100 МэВ на нуклон наблюдаются т. н. зарядово-обменные резонансы. Исследования этих процессов дают информацию о взаимодействии нуклонов в ядрах и свойствах ядерных мезонных полей. При теоретическом 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. Аналоги таких оптических явлений, как дифракция, также обнаруживаются в рассеянии лёгких ядер ( $2 < Z < 12$ ) на ядрах.

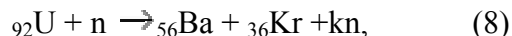
**Взаимодействие электронов и мюонов** с ядрами носит электромагнитный характер. Это позволяет использовать мюоны для выявления распределения заряда в ядрах, получения информации об угловых моментах, вероятностях различных переходов, спиновых возбуждениях. Электроны могут испытывать упругое и неупругое рассеяния на ядрах. Если энергия электронов достаточна, то идут процессы выбивания протонов из ядра (e, p). 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.

**Фотоядерные реакции** протекают в случае воздействия на ядро мишени  $\gamma$ -кванта с энергией, более 8 МэВ:



Важным типом ядерной реакции является реакция деления ядер.

Примером может служить реакция:

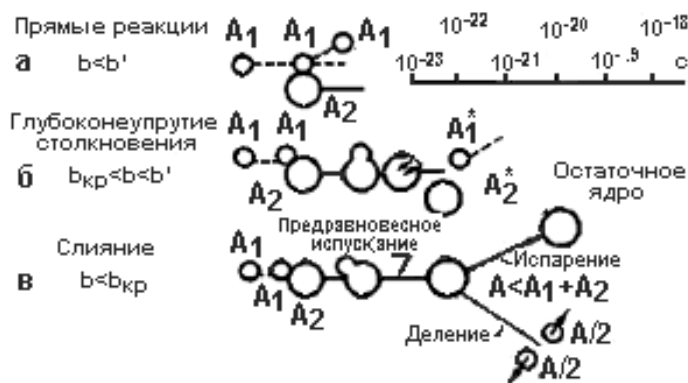


где  $k > 1$ .

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

**В случае реакций с тяжёлыми ионами** во взаимодействие вовлекаются большие массы, во входном канале реализуются очень большие угловые моменты, а длина волны де Бройля  $\lambda$  мала по сравнению с характерными размерами области взаимодействия ядер. Например, в реакции  $\text{U} + \text{U}$  при энергии налетающего иона  $\sim 1$  МэВ на нуклон орбитальный угловой момент достигает  $600 \hbar$ , а  $\lambda \approx 4 \cdot 10^{-13}$  см. Малость  $\lambda$  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 удобно использовать для классификации ядерных реакций 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. При касательных столкновениях ядер  $A_1, A_2$  ( $b > b'$ ) идут только прямые реакции (**Рис. 1а**). При ещё меньших значениях  $b$  ( $b_{\text{кр}} \leq b \leq b'$ ) наблюдаются глубоко неупругие столкновения (**Рис. 1б**). Для них характерны большая величина 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.



**Рис. 1.** Классификация реакций с тяжёлыми ионами по значению прицельного параметра  $b$  и времени протекания реакции.

При значениях  $b \leq b_{\text{кр}}$  ядра сближаются настолько, что становятся возможными процессы слияния ядер (**Рис. 1в**). Образовавшееся при слиянии составное ядро эволюционирует в направлении статистического равновесия. Процесс, как правило, 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  $Z_1 \cdot Z_2 > 2000$ , то эта доля становится малой.

При анализе ядерных реакций с тяжёлыми ядрами принято выделять реакции квазиделения. Они заполняют переходную область между глубоко неупругими 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.

### 1.3 Цепные процессы деления атомных ядер

При делении ядра урана тепловой нейтрон с энергией  $\sim 0.1$  эВ освобождает энергию  $\sim 200$  МэВ. Существенным моментом является то, что этот процесс сопровождается появлением нейтронов, способных вызывать деление других ядер урана – цепная реакция деления. Таким образом, один нейтрон может дать начало разветвленной цепи делений ядер, причем число ядер, участвующих в реакции деления будет экспоненциально возрастать. Открылись перспективы использования цепной реакции деления в двух направлениях:

управляемая ядерная реакция деления – создание атомных реакторов;

неуправляемая ядерная реакция деления – создание ядерного оружия.

**Деление атомных ядер**, распад атомного ядра на 2 (реже 3 или 4) осколка. Деление атомных ядер под действием нейтронов впервые обнаружено О.Ганом и Ф.Штрассманом (1938). Сопровождается выделением вторичных нейтронов, гамма-квантов и выделением энергии. В дальнейшем это позволило осуществить ядерные цепные реакции, создать ядерные реакторы и реализовать ядерный взрыв (атомную бомбу). Самопроизвольное (спонтанное) деление атомных ядер (открыто Г.Н.Флеровым и К.А.Петржаком (1940)) наблюдается лишь у тяжелых элементов (например, у урана) и ограничивает возможность существования более тяжелых трансурановых элементов.

При делении ядра обычно образуются два осколка с массовыми числами  $A_1$  и  $A_2$  и зарядами  $Z_1$  и  $Z_2$ , а также  $\gamma$ -излучение, нейтрино и в среднем от двух до трех нейтронов. Полное энергосодержание на один акт деления ядра урана-235 равно примерно 200 МэВ. Такое энергосодержание определяет огромную теплотворную способность ядерного топлива, превышающую в миллионы раз теплотворную способность химического топлива. Так, например, для получения 1 МВт/сут расходуется всего 1,05 г  $^{235}\text{U}$ . Вторичные нейтроны поддерживают цепную реакцию.

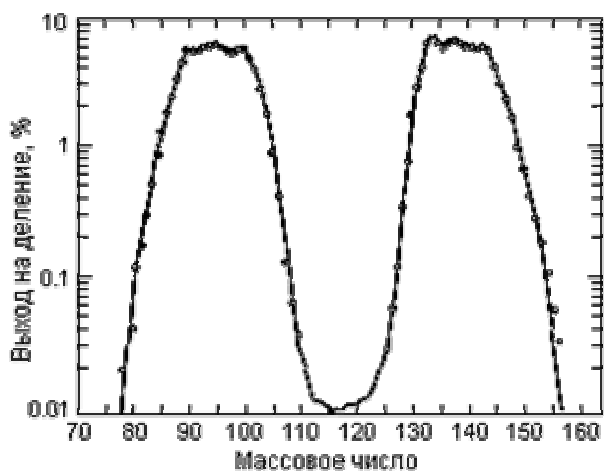
Деление ядер под действием тепловых нейтронов возможно только для четно-нечетных или нечетно-нечетных ядер с  $Z > 90$ .  $^{235}\text{U}$  способен к делению под действием **нейтронов** любых энергий, в том числе – тепловых. Реакции деления других тяжелых нуклидов имеют барьер; например, для деления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

Различают два вида деления тяжелых атомных ядер на две части с приблизительно одинаковой массой:

а) **спонтанное** (самопроизвольное) деление, при котором ядро расщепляется без всякого внешнего вмешательства, т.е. без привнесения энергии (безпороговое деление);

б) **индуцированное** (вынужденное) деление ядер – деление после слабого возбуждения атомного ядра (пороговое деление – начинается после достижения нейтроном энергии определённой величины). Этот вид деления представляет собой один из видов распада находящихся в возбужденном состоянии ядер, т.е. один из видов выделения энергии составным ядром.

Ядра с  $Z < 90$  делятся под действием нейтронов только вынужденным способом, причем энергия возбуждения, необходимая для деления, растет с уменьшением параметра деления  $Z^2/A$ . Вынужденное деление происходит практически мгновенно ( $\tau = 10^{-14}$  сек). Период полураспада для спонтанного деления меняется для разных ядер в очень широких пределах (от  $10^{18}$  лет для  $^{237}\text{Np}$  до нескольких десятых долей секунды для далеких трансурановых элементов). Период полураспада уменьшается с ростом параметра  $Z^2/A$ .



Деление ядер происходит не симметрично: отношение масс легкого и тяжелого осколков (продуктов деления) равно примерно 2/3 (двугорбая массовая кривая, **Рис.2**).

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

**Рис.2.** Распределение по массам осколков деления урана-235.

Способностью делиться и участвовать в цепной реакции деления обладают  $^{235}\text{U}$ ,  $^{233}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$  и некоторые другие нуклиды трансурановых элементов.

Нечетные изотопы урана и плутония делятся нейтронами любой энергии, четные ( $^{238}\text{U}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ) имеют энергетический порог, слабо делятся в спектре нейтронов деления и совсем не делятся, если нейтроны замедлены. Масса делящегося изотопа и размеры (объем) критической системы, необходимые для возникновения самоподдерживающейся цепной реакции деления, называют критическими.

7,68, а для  $^{238}\text{U}$  - 2,74 (Для сравнения, сечение деления  $^{235}\text{U}$  равно 582).

**Цепные ядерные реакции** – разветвленные цепные реакции деления тяжелых ядер нейтронами, в процессе которых возрастает число нейтронов и возникает самоподдерживающийся процесс деления.

Цепная реакция – это процесс, который, однажды начавшись, обеспечивает условия для своего продолжения. То есть нейтроны, возникшие в процессе ядерной реакции деления, вызывают деление ядер тяжелых элементов (урана, плутония, тория), создавая еще больше нейтронов, которые вызывают дальнейшее деление и т.д.

При делении ядра урана-235, которое вызвано столкновением с нейтроном, освобождается 2 или 3 нейтрона. При благоприятных условиях эти нейтроны могут попасть в другие ядра урана и вызвать их деление. На этом этапе появятся уже от 4 до 9 нейтронов, способных вызвать новые распады ядер урана и т.д.

Такой лавинообразный процесс называется **цепной реакцией**. Схема развития цепной реакции деления ядер урана представлена на **Рис.3**.

**Рис.3. Схема развития цепной реакции деления**

Благодаря большой скорости процесса деления число делящихся ядер за короткое время может быть доведено до огромной величины, в результате чего выделяется колоссальная внутриядерная энергия.

Как и всякие разветвленные цепные реакции, ядерные цепные реакции – экзотермические. Реальные условия протекания ядерной цепной реакции определяются соотношением вероятностей процессов разветвления реакции и ее обрыва. Преобладание разветвления обеспечивает самоподдерживающийся процесс, преобладание обрыва означает отсутствие ядерной цепной реакции. К разветвлению цепей приводит лишь деление, тогда как обрыв цепей (т.е. уничтожение нейтронов, без появления новых) может происходить при различных

побочных ядерных реакциях с ядрами как самого делящегося вещества, так и других веществ, присутствующих в системе, где происходит цепная ядерная реакция, а также вследствие вылета нейтрона за пределы системы.

Для выяснения принципиальной возможности получения цепной ядерной реакции чрезвычайно важно знать число вторичных нейтронов  $\nu$ , возникающих в одном акте деления.

Значения  $\nu$  для некоторых нуклидов приведены в Табл.1.

**Табл.1.** Число вторичных нейтронов, возникающих при делении некоторых нуклидов.

|                     |                   |                   |                   |
|---------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| Вынужденное деление | $^{233}\text{U}$  | $^{235}\text{U}$  | $^{239}\text{Pu}$ |
|                     | 2,58              | 2,47              | 3,05              |
| Спонтанное деление  | $^{240}\text{Pu}$ | $^{244}\text{Cm}$ | $^{252}\text{Cf}$ |
|                     | 2,26              | 2,80              | 3,87              |

При делении урана вторичные нейтроны уносят в среднем 5 Мэв энергии.

Величина  $\nu$  зависит от энергии нейтронов. Не каждый захват нейтрона ядром приводит к делению ядра. Некоторую часть нейтронов ядра захватывают по реакции  $(n, \gamma)$  без какого-либо деления. Поэтому число нейтронов  $\eta$ , идущих на деление, меньше  $\nu$  и определяется отношением поперечного сечения процесса деления  $\sigma_f$  к общему поперечному сечению  $\sigma_f + \sigma_c$  (Табл.2).

**Табл.2. Ядерные свойства делящихся изотопов**

| Изотоп            | 0,025 эВ        |                 |       |        | 1 МэВ           |                 |       |        |
|-------------------|-----------------|-----------------|-------|--------|-----------------|-----------------|-------|--------|
|                   | $\sigma_f$ барн | $\sigma_c$ барн | $\nu$ | $\eta$ | $\sigma_f$ барн | $\sigma_c$ барн | $\nu$ | $\eta$ |
| <sup>239</sup> Pu | 740             | 290             | 2,9   | 2,1    | 2               | 0,1             | 3     | 3      |
| <sup>233</sup> U  | 530             | 60              | 2,5   | 2,3    | 2               | 0,1             | 2,5   | 2,5    |
| <sup>235</sup> U  | 580             | 110             | 2,5   | 2,1    | 1,3             | 0,1             | 2,5   | 2,5    |
| <sup>238</sup> U  | 0               | 2,7             | 0     | 0      | 0,5             | 0,15            | -     | -      |
| Природный уран    | 3,9             | 3,5             | 2,5   | 1,3    | 0,01            | 0,15            | 2,5   | 0,2    |

Поперечные сечения много меньше для нейтронов высокой энергии, особенно по отношению к  $(n,\gamma)$  захвату. Это означает, что при высокой энергии нейтронов большая часть их захватывается делящимся материалом и вызывает деление, а меньшая часть остаётся в топливе за счёт  $(n,\gamma)$  захвата.

Общая энергия, высвобождающаяся при делении урана-235, равна примерно 195 Мэв. Энергия распределяется между осколками деления,  $\gamma$ -излучением, испускаемым в момент деления, и энергией распада радиоактивных продуктов деления в соотношении, показанном в **Табл.3**.

**Табл.3.** Распределение энергии, высвобождённой при делении  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами.

| Виды энергии                            | Мэв | %   |
|-----------------------------------------|-----|-----|
| Кинетическая (осколков деления)         | 162 | 83  |
| Кинетическая (нейтронов)                | 6   | 3,1 |
| $\gamma$ -излучение в момент деления    | 6   | 3,1 |
| $\gamma$ -излучение продуктов деления   | 5   | 2,6 |
| $\beta$ - распад продуктов деления      | 5   | 2,6 |
| Нейтрино, связанное с $\beta$ -распадом | 11  | 5,6 |
| Всего                                   | 195 | 100 |

Энергию, высвобождаемую при делении одного атома урана и равную  $195 \cdot 10^6$  Мэв, интересно сопоставить с 4 эв, высвобождаемыми при сгорании одного атома углерода.

Осколки деления интенсивно взаимодействуют с веществом, поэтому в конденсированной фазе они быстро тормозятся и их энергия переходит в тепловую. Энергия  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучений продуктов деления высвобождается не сразу, но так как многие продукты деления имеют малый период полураспада, значительное количество этой энергии выделяется в период, когда топливо ещё находится в реакторе.  $\beta$ -частицы, как и продукты деления, также сильно взаимодействуют с веществом, и их энергия превращается в теплоту; количество  $\gamma$ -энергии, превращающейся в полезное тепло в реакторе, зависит от устройства активной зоны, оставшаяся часть поглощается в защите, окружающей реактор. Нейтрино, связанные с  $\beta$ -распадом, лишь слабо взаимодействуют с веществом и поэтому вносят малый вклад в полезную тепловую мощность. Из 195 Мэв, выделяющихся в процессе деления, 173-184 Мэв (89-94%) может быть использовано для получения тепла. Это соответствует образованию  $2,5 \cdot 10^{10}$  ккал, или  $2,5 \cdot 10^7$  кВт\*ч на 1 кг делящегося материала, по сравнению с 7500 ккал, или 7,5 кВт\*час на 1 кг сгорания угля.

Характеристика развития ядерной цепной реакции в конкретной системе – **коэффициент размножения нейтронов  $k$**  системы, равный отношению числа нейтронов, поглощаемых делящимся веществом в данном и предыдущем звеньях цепи. Наличие самоподдерживающегося цепного процесса возможно лишь при  $k \geq 1$ . Системы, в которых  $k=1$ , (цепная реакция протекает при постоянной мощности) называются **критическими**, системы с  $k>1$  (мощность реакции нарастает) – **надкритическими** и системы с  $k<1$  – **подкритическими**;  $k$  сильно зависит от изотопного состава, размеров и формы системы, в которой осуществляется ядерная цепная реакция.

Одной из важнейших характеристик цепной реакции является скорость ее нарастания, которая определяется коэффициентом размножения нейтронов  $k$  и временем, проходящим между двумя последовательными актами деления, т.е. средним временем жизни одного поколения нейтронов,  $\tau_n$ . Среднее время жизни одного поколения, или средний промежуток времени между двумя последовательными актами деления, складывается из времени деления, времени запаздывания вылета нейтрона из делящегося ядра относительно момента деления и времени перемещения вылетевшего нейтрона до следующего делящегося ядра. Для сокращения  $\tau_n$ , т.е. для получения цепной реакции взрывного типа, процесс размножения нейтронов можно вести на мгновенно вылетающих и быстро движущихся нейтронах, а для получения управляемой цепной реакции нужно, чтобы время запаздывания вылета и время перемещения нейтронов было по возможности большим. Первая составляющая определяется механизмом возникновения вторичных нейтронов, вторая – характером ее взаимодействия с окружающими ядрами после вылета из делящегося ядра, т.е. процессами замедления, диффузии и захвата.

Нейтроны деления состоят из мгновенных (испускающихся в момент деления) и запаздывающих (появляющихся некоторое время спустя после деления). **Мгновенные нейтроны** составляют более 99% нейтронов деления. Интервал энергий: от 0,1 до 10 Мэв, средняя энергия 2 Мэв. **Запаздывающие нейтроны** составляют менее 1% нейтронов деления. Некоторые осколки ( $^{87}\text{Br}$ ,  $^{88}\text{Br}$  и др.) после  $\beta$ - распада образуют часть дочерних ядер с энергией возбуждения, превышающей энергию связи нейтрона. Сразу же после такого распада возбужденное дочернее ядро испускает запаздывающий нейтрон. Время появления запаздывающих нейтронов связано с периодами полураспада их предшественников – осколков. Среднее время запаздывания нейтронов равно 12,4 сек. Именно наличие запаздывающих нейтронов позволило конструкторам создать атомный реактор: если бы при делении урана выделялись лишь мгновенные нейтроны, управлять атомным реактором было бы не возможно. Поэтому, несмотря на малый выход, запаздывающие нейтроны имеют

огромное значение для регулирования цепной ядерной реакции, обеспечивая безопасность ядерного реактора.

В качестве ядерного топлива используют изотопы урана  $^{235}\text{U}$  и плутония  $^{239}\text{Pu}$ , способные поддерживать цепную реакцию деления.  $^{235}\text{U}$  - единственный природный изотоп, способный к делению при облучении как медленными (тепловыми), так и быстрыми нейтронами.  $^{235}\text{U}$  образуется при облучении тория тепловыми нейтронами, а  $^{239}\text{Pu}$  – при захвате нейтронов ядрами  $^{238}\text{U}$ .

Цепная ядерная реакция на уране-238 как топливе идет в реакторах на быстрых нейтронах, но только в том случае, если топливо обогащено ураном-235 или плутонием (т.е. изотопами, способными делиться при облучении нейтронами любых энергий).