

4. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

Развитие ядерной физики в большой степени определяется исследованиями в такой важной ее области, как ядерные реакции. Однако после того, как Резерфорд впервые наблюдал ядерную реакцию, до появления первой модели ядерной реакции прошло довольно много лет. α -Частицы от радиоактивных источников могли эффективно преодолеть кулоновский барьер только на самых легких ядрах. С появлением ускорителей ситуация радикально изменилась, теперь можно было бомбардировать ядра не только α -частицами. Повысились энергии и интенсивности пучков частиц.

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

Ядерными реакциями называют процессы, в которых атомные ядра претерпевают превращения в результате их взаимодействия с элементарными частицами и другими атомными ядрами. Эти процессы могут вызвать глобальные изменения в атомных ядрах. Большое число ядерных реакций протекает с образованием промежуточного составного ядра, которое отдает свою энергию возбуждения путем эмиссии γ -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, α - 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_1 , 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 γ - кванта или выбрасывая часть ядерных частиц, обладающих некоторой энергией - энергией радиоактивного распада.

1. Типы ядерных реакций

Рассмотрим некоторые типы ядерных реакций, в результате которых получают 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.

Нейтрон вне ядра не устойчив и самопроизвольно претерпевает β - распад с образованием протона. Обратный переход требует затрат энергии и возможен в ядре только за счет его энергии.

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 γ - квантов.

Ядерные реакции:



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 для преодоления ядерных сил (потенциального барьера) возбужденного ядра. Потенциальный барьер в ядре С составляет 3,1 МэВ, а для ядер Рb - 21,8 МэВ. Эту энергию приносит атакующий нейтрон с энергией превышающей тепловую.

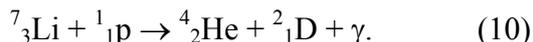
Ядерная реакция:



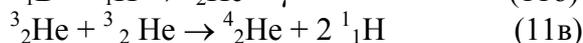
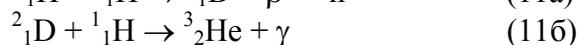
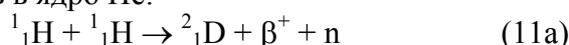
У элемента мишени со средними массами ядер происходит кроме указанной реакции частичное неупругое рассеяние нейтронов. Это означает, что возбужденное ядро, поглотившая нейтрон с надтепловой энергией, а само остается на некоторое время в возбужденном состоянии. Затем следует излучение избыточной энергии в виде γ -кванта и стабилизация ядра.

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

Ядерная реакция:

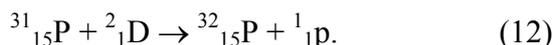


К этому типу ядерных реакций относятся реакции протонного цикла, итогом которых является превращение четырех протонов в ядро He:



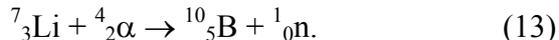
Поглощение дейтрона, т.е. ядерной частицы, состоящей из нейтрона и протона с энергией связи 2,22 МэВ, материалом мишени приводит к тому, что связь частиц в дейтроне нарушается, нейтрон дейтрона поглощается ядром мишени, а протон отторгается.

Ядерная реакция:



Поглощение α -частиц ядрами материала мишени приводит к образованию возбужденного ядра и его стабилизации с выбросом нейтрона.

Ядерная реакция:



Фотоядерные реакции протекают в случае воздействия на ядро мишени γ -кванта с энергией, более 8 МэВ.

Ядерная реакция:



Важным типом ядерной реакции является реакция деления ядер.

Изучение взаимодействия нейтронов с веществом привело к открытию ядерных реакций нового типа. В 1939 г. О.Ган и Ф.Штрассман исследовали химические продукты, получающиеся при бомбардировке нейтронами ядер урана. Среди продуктов реакции был обнаружен барий - химический элемент с массой много меньше, чем масса урана. Задача была решена немецкими физиками Л.Мейтнер и О.Фришем, показавшими, что при поглощении нейтронов ураном происходит деление ядра на два осколка.

Ядерная реакция:



где $k > 1$.

При делении ядра урана тепловой нейтрон с энергией ~ 0.1 эВ освобождает энергию ~ 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.

В 1942 году под руководством Э.Ферми в США был построен первый ядерный реактор. В СССР первый реактор был запущен в 1946 году под руководством И.Курчатова. В 1954 году в Обнинске начала работать первая в мире атомная электростанция. В настоящее время тепловая и электрическая энергия вырабатывается в сотнях ядерных реакторов, работающих в различных странах мира.

Деление ядер может происходить и при бомбардировке некоторых нуклидов элементарными частицами, например, нейтронами. Реакция деления сопровождается интенсивным выделением энергии, причем основная часть энергии освобождается в форме кинетической энергии осколков деления. В процессе деления высвобождается больше одного нейтрона, что открывает возможность осуществления самоподдерживающегося процесса деления. Образующиеся при делении осколки β -радиоактивны и способны испускать нейтроны.

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.

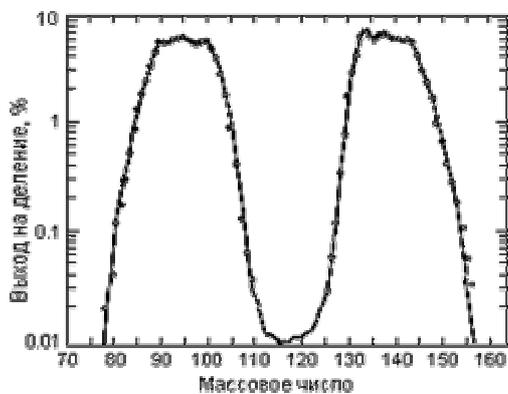
При делении ядра обычно образуются два осколка с массовыми числами A_1 и A_2 и зарядами Z_1 и Z_2 , а также γ -излучение, нейтрино и в среднем от двух до трех нейтронов. Полное энергосодержание на один акт деления ядра урана-235 равно примерно 200 МэВ. Такое энергосодержание определяет огромную теплотворную способность ядерного топлива, превышающую в миллионы раз теплотворную способность химического топлива. Так, например, для получения 1 МВт/сут расходуется всего 1,05 г ^{235}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}U способен к делению под действием **нейтронов** любых энергий, в том числе – тепловых. Реакции деления других тяжелых нуклидов имеют барьер; например, для деления ^{238}U и ^{232}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;
- б) **индуцированное** (вынужденное) деление ядер – деление после слабого возбуждения атомного ядра. 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}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.7**).

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

Рис.7 Распределение по массам осколков деления урана-235.

Способностью делиться и участвовать в цепной реакции деления обладают ^{235}U , ^{233}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu и некоторые другие нуклиды трансурановых элементов. Нечетные изотопы урана и плутония делятся нейтронами любой энергии, четные (^{238}U , ^{240}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.

Сечение захвата тепловых нейтронов для природной смеси изотопов урана (барн/атом) составляет 7,68, а для ^{238}U - 2,74 (Для сравнения, сечение деления ^{235}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.8**.

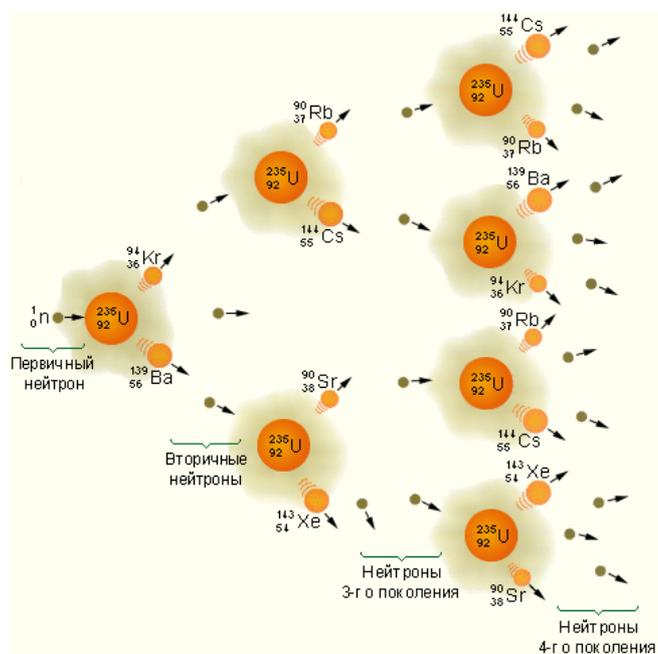


Рис.8. Схема развития цепной реакции деления

Благодаря большой скорости процесса деления число делящихся ядер за короткое время может быть доведено до огромной величины, в результате чего выделится 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 ν , возникающих в одном акте деления.

Значения ν для некоторых нуклидов приведены в **Табл.2**.

Табл.2. Число вторичных нейтронов, возникающих при делении некоторых нуклидов.

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

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

Величина ν зависит от энергии нейтронов. Не каждый захват нейтрона ядром приводит к делению ядра. Некоторую часть нейтронов ядра захватывают по реакции (n,γ) без какого-либо деления. Поэтому число нейтронов η , идущих на деление, меньше ν и определяется отношением поперечного сечения процесса деления σ_f к общему поперечному сечению $\sigma_f + \sigma_c$ (**Табл.3**).

Табл.3. Ядерные свойства делящихся изотопов

Изотоп	0,025 эв				1 Мэв			
	σ_f барн	σ_c барн	ν	η	σ_f барн	σ_c барн	ν	η
^{239}Pu	740	290	2,9	2,1	2	0,1	3	3
^{233}U	530	60	2,5	2,3	2	0,1	2,5	2,5
^{235}U	580	110	2,5	2,1	1,3	0,1	2,5	2,5
^{238}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,γ) 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,γ) захвата.

Общая энергия, высвобождающаяся при делении урана-235, равна примерно 195 Мэв. Энергия распределяется между осколками деления, γ -излучением, испускаемым в момент деления, и энергией распада радиоактивных продуктов деления в соотношении, показанном в **Табл.4**.

Табл.4. Распределение энергии, высвобождённой при делении ^{235}U тепловыми нейтронами.

Виды энергии	Мэв	%
Кинетическая (осколков деления)	162	83
Кинетическая (нейтронов)	6	3,1
γ -излучение в момент деления	6	3,1
γ -излучение продуктов деления	5	2,6
β - распад продуктов деления	5	2,6
Нейтрино, связанное с β -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 β - и γ -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. β -частицы, как и продукты деления, также сильно взаимодействуют с веществом, и их энергия превращается в теплоту; количество γ -энергии, превращающейся в полезное тепло в реакторе, зависит от устройства активной зоны, оставшаяся часть поглощается в защите, окружающей реактор. Нейтрино, связанные с β -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.

Для практического осуществления цепной реакции знания одной величины ν совершенно недостаточно, так как судьба возникших нейтронов деления может быть не одинаковой из-за многообразия видов взаимодействия нейтронов с веществом. Даже если ядерная установка состоит только из одного делящегося вещества – горючего (что невозможно), вторичные нейтроны при взаимодействии с ядрами горючего не обязательно будут приводить к их делению: нейтроны могут испытывать неупругое рассеяние, радиационный захвата, или, наконец, они могут вылететь за пределы ядерной установки. Такие побочные и вредные процессы могут существенно затруднить размножение нейтронов или вообще сделать цепную реакцию невозможной.

Всего нейтрон претерпевает три превращения: выделяется из системы и теряется; захватывается любым материалом в активной зоне, исключая делящийся материал; захватывается делящимся материалом, продолжая, таким образом, цепную реакцию.

Характеристика развития ядерной цепной реакции в данной 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.

Коэффициент размножения определяется величиной ν , вероятностями различных взаимодействий (приводящих и не приводящих к делению) нейтронов с ураном и примесями, а также конструкцией и размерами установки. Поэтому очень важно знать сечения для процессов деления, неупругого рассеяния и захвата нейтронов ураном при тех энергиях, с которыми они образуются, и, следовательно, энергетический спектр вторичных нейтронов.

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, τ_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 τ_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.

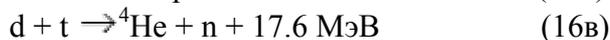
Нейтроны деления состоят из мгновенных (испускающихся в момент деления) и запаздывающих (появляющихся некоторое время спустя после деления). **Мгновенные нейтроны** составляют более 99% нейтронов деления. Интервал энергий: от 0,1 до 10 МэВ, средняя энергия 2 МэВ. **Запаздывающие нейтроны** составляют менее 1% нейтронов деления. Некоторые осколки (^{87}Br , ^{88}Br и др.) после β -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}U и плутония ^{239}Pu , способные поддерживать цепную реакцию деления. ^{235}U – единственный природный изотоп, способный к делению при облучении как медленными (тепловыми), так и быстрыми нейтронами. ^{235}U образуется при облучении тория тепловыми нейтронами, а ^{239}Pu – при захвате нейтронов ядрами ^{238}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).

Возможность использования урана для получения энергии появилась только после того, как была обнаружена способность ^{235}U делиться под действием тепловых нейтронов. Отсутствие порога для реакции деления ^{235}U делает процесс неупругого рассеяния нейтронов неопасным для развития цепной реакции, в результате чего она становится возможной на чистом изотопе ^{235}U . Важно, что цепную реакцию с участием чистого ^{235}U можно провести как на быстрых, так и на предварительно замедленных нейтронах (так как роль другого мешающего фактора – резонансного захвата медленных нейтронов – относительно не велика).

Другая потенциально важная для энергетики ядерная реакция – синтез лёгких ядер. Зависимость удельной энергии связи ядер от массового числа показывает, что слияние двух легких ядер также приводит к освобождению энергии. Основные реакции, которые могут быть использованы для получения энергии



для поддержания реакции синтеза необходима температура порядка десятков миллионов градусов. Проблемы создания промышленной установки для получения энергии за счет реакций синтеза пока еще не решены.

Рассмотренные с точки зрения строения ядра атома некоторые виды и типы превращений ядра - предмет спец. науки - ядерной химии.

Возможно рассматривать ядерную химию в терминах классической химии: реакции, в которых с ядром «реагируют», преодолев «энергетический барьер», равный потенциальному барьеру, «активированные» в ускорителях нуклоны, ядра др. атомов, высоко энергетические кванты. В большинстве ядерных реакций образуются «активированные комплексы» в виде метастабильных изотопов, которые затем переходят в стабильные ядра элементов.

2. Энергетика ядерных реакций

Ядерная реакция характеризуется тепловым эффектом, который представляет собой разность масс покоя вступающих в ядерную реакцию и образующихся в результате реакции ядер, выраженную в энергетических единицах, т.е. энергетический эффект ядерной реакции определяется в основном

разницей дефектом масс конечных и исходных ядер. Если тепловой эффект положителен, то ядерная реакция идет с выделением энергии и называется экзотермической. Если тепловой эффект отрицателен, то для осуществления ядерной реакции энергия относительного движения вступающих в реакцию ядер должна быть не меньше теплового эффекта. При бомбардировке пучком частиц неподвижной мишени кинетическая энергия бомбардирующих ядер должна быть не меньше пороговой энергии $E_{пор}$, связанной с тепловым эффектом Q соотношением:

$$E_{пор} = Q \frac{m_A}{m_x + m_A} \quad (17)$$

где m_A и m_x – массы соответственно ядра мишени и бомбардирующего ядра.

Пример. При реакции ${}_1\text{H}^3(p,n){}_2\text{He}^4$ сумма масс исходных ядер равна 4,025149, а продуктов 4,025968. Тепловой эффект этой ядерной реакции отрицателен $Q=-0,763$ МэВ, а $E_{пор}=1,02$ МэВ.

На основании эквивалентности энергии и массы можно вычислить энергию, выделяющуюся или затраченную при протекании ядерной реакции, если точно знать массу всех ядер и частиц, участвующих в реакции.

Согласно закону Эйнштейна:

$$\Delta E = \Delta m c^2 \quad (18)$$

Для реакции в общем виде $A(x,y)B$ имеем

$$\Delta E = (m_A + m_x - m_B - m_y)c^2 \quad (19)$$

или в мегаэлектронвольтах

$$\Delta E = (m_A + m_x - m_B - m_y) * 931,5 \text{ МэВ}. \quad (20)$$

В случае, если ΔE – отрицательная величина, то недостающая энергия должна быть восполнена за счет кинетической энергии бомбардирующей частицы. При этом следует учитывать, что не вся кинетическая энергия бомбардирующей частицы превращается в энергию возбуждения, так как часть ее, а именно $m_x/(m_A+m_x)$, в виде энергии отдачи переходит к составному ядру. В соответствии с этим и кинетическая энергия, выделяющаяся при ядерной реакции, распределяется между продуктами y и B обратно пропорционально их массе.

Для ядерных реакций, в которых энергетические эффекты в миллионы раз превышают масштабы привычных хим. реакций, потребовалось ввести необычную для ядерной химии единицу измерения энергии - МэВ; $1 \text{ эВ} = 1,6 * 10^{-19} \text{ Дж}$.

Дефект массы в ядерных реакциях измеряют или в атомных единицах массы, или в специфических, определяемых следующим образом: $m_e c^2$. Поскольку масса электрона в 1840 раз меньше массы нуклона, то $1840 M_e c^2$ соответствует энергии ~ 931 МэВ, освобождаемой при изменении масс (в а.е.м.) на 1.

Чем больше энергии выделяется при образовании ядра, тем оно прочнее. Энергии связи ядра называют количество энергии, требуемой для разложения ядра атома на составные части - нуклоны.

$$E_{связи} = 931 [Zm_p + (A-Z)m_n - M_r]. \quad (21)$$

Энергия же связи, рассчитанная на 1 нуклон:

$$E = 931 [Zm_p + (A-Z)m_n - M_r] / A, \quad (22)$$

убывает от 8,7 МэВ у наиболее прочных ядер с параметром A в (40...100) а.е.м. до 7,5 МэВ у урана. Легкие ядра с параметром $A < 40$ менее устойчивы и в них энергия связи в расчете на нуклон снижается до 1 МэВ. Влияние хим. природы атома (Z) на его прочность рассмотрено в оболочечной теории строения ядра. Прочность зависит от соотношения протонов и нейтронов, четности нуклонов, заполнения нуклонных уровней.

3. Кинетика и выход ядерной реакции

Широкому практическому использованию энергии ядерных реакций препятствует чрезвычайно низкий выход ядерной реакции, т.е. число ядер атомов, вступивших в ядерную реакцию, отнесенная к числу бомбардирующих мишень частиц.

Так как линейные размеры ядра атома мишени очень мал, только незначительная число частиц из потока высоко энергетических бомбардирующих частиц сталкивается с ядрами мишени. Кроме того, проникновение бомбардирующих частиц в ядро мишени происходит только вне большей части столкновений.

Вероятность ядерной реакции характеризуют **эффективным** поперечным **сечением** или просто сечением, σ .

$$\sigma = n/n_0 Z, \quad (23)$$

где n -число ядерных реакций в 1 времени; n_0 -поток бомбардирующих ядерных частиц в 1 времени; Z -число ядер на 1 см^2 мишени.

Сечение активации, величина, показывающая вероятность образования радиоактивных изотопов при взаимодействии ядерных частиц с атомными ядрами. Обычно выражается в см² или барнах (1 барн=10⁻²⁴ см²).

Сечение захвата, показывающая вероятность присоединения ядерных частиц к атомному ядру. Атомные сечения представляют собой средневзвешенные сечения захвата для естественных смесей изотопов.

Самый большой выход в ядерных реакциях характерен для случая бомбардировки нейтронами, т.к. при этом отсутствует электростатическая взаимодействие атакующих частиц с ядром. В общем случае выход в ядерных реакциях не велик и составляет 10⁻³ - 10⁻⁴.

Практически наиболее важны реакции радиационного захвата нейтронов и соответствующая им величина – сечение захвата нейтронов; эти реакции – типа (n,γ) приводят к образованию радиоактивного изотопа облучаемого элемента, массовое число которого на единицу больше, чем у изотопа, претерпевшего превращение.

Табл.5. Поперечное сечение захвата нейтронов некоторыми элементами, барн

Элемент	При 0,025 эв		При 1 Мэв	
	захват	рассеяние	захват	рассеяние
H	0,32	20 – 80	<10 ⁻⁴	4
D ₂ O	9*10 ⁻⁴	15	<10 ⁻⁴	14
Be	9*10 ⁻³	6,9	<10 ⁻⁴	3
B	718	3,8	<10 ⁻⁴	2
C	4,5*10 ⁻³	4,8	<10 ⁻⁴	2,5
Al	0,22	1,6	4*10 ⁻⁴	3
Fe	2,5	11,0	8*10 ⁻³	3
Zr	0,4	8,4	3*10 ⁻²	7
Cd	3500	6,5	10 ⁻¹	7

При малых энергиях нейтронов интервал значений поперечного сечения (n,γ) реакции очень велик (более 10⁶). При большей энергии нейтронов основное значение приобретают процессы рассеяния; величины поперечного сечения закономерно растут с увеличением атомного номера мишени.

Кроме того, вероятность ядерной реакции характеризуют выходом ядерной реакции, т.е. отношением числа ядерных превращений в мишени к числу упавших на эту мишень бомбардирующих ядер. Функция, описывающая зависимость сечения или выхода ядерной реакции от энергии бомбардирующих ядер, носит название функции возбуждения ядерной реакции. Обычно функцию возбуждения изображают графически, откладывая по горизонтальной оси энергию, а по вертикальной оси – сечение (или выход).

Сечение σ ядерной реакции можно сравнить с константой скорости k_x химической реакции. Для химической реакции A+B→D имеем

$$\frac{dC_D}{dt} = k_x C_A C_B. \quad (24)$$

Аналогично для ядерной реакции A(x,y)B имеем

$$\frac{dN_B}{dt} = \sigma \Phi_x N_A, \quad (25)$$

где N_A и N_B – число атомов A и B в единице объема; Φ_x – плотность потока частиц (част./см²*с); σ - сечение реакции превращения нуклида A в нуклид B.

При прохождении тонкого слоя атомов толщиной h плотность потока частиц x уменьшается по закону:

$$\Phi_x = \Phi_{x0} * \exp(-\sigma N_A h) \quad (26)$$

Если в мишени кроме реакции A(x,y)B происходят и другие реакции, то полное сечение реакции σ_n равно сумме сечений отдельных реакций:

$$\sigma_n = \sum_{i=1}^n \sigma_i. \quad (27)$$

Сечение ядерной реакции имеет размерность поверхности. За единицу сечения ядерной реакции принимают величину равную 10⁻²⁴ см² и называемую «барн». Эта поверхность является поверхностью мишени в ядре, в которую должна попасть бомбардирующая частица.

Сечение обуславливает вероятность протекания ядерной реакции. Сечение реакций определенного типа сильно зависит от энергии бомбардирующих частиц, т.е. вероятность протекания реакций определенного типа является функцией энергии, которой обладает бомбардирующая частица (в виде кинетической энергии).

Если в результате ядерной реакции $C(x,y)D$ образуется радиоактивный нуклид, то необходимо учитывать его распад за время облучения:

$$\frac{dN_D}{dt} = \sigma\Phi N_C - \lambda N_D. \quad (28)$$

Интегрируя в пределах $t = 0$ и $t = t$ (t – время облучения), принимая $N_D = 0$ при $t = 0$, получим количество ядер, образовавшихся в результате нейтронного облучения:

$$N_D(t) = \frac{\sigma\Phi N_C}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}), \quad (29)$$

где Φ –нейтронный поток, т.е. число нейтронов, проходящих за 1 сек через 1 см мишени; N_C - число атомов активируемого изотопа в мишени, λ - постоянная распада образующегося изотопа, t - время облучения, σ - сечение активации.

Активность вещества, облученного в течение времени t , спустя время t^* после окончания облучения выражается формулой

$$A(t, t^*) = \sigma\Phi N_C (1 - e^{-\lambda t}) e^{-\lambda t^*}. \quad (30)$$

Бомбардирующие частицы подразделяют на незаряженные (нейтроны) и заряженные (протоны, дейтоны, альфа-частицы, ускоренные ионы). Мы ограничимся рассмотрением ядерных реакций на нейтронах.

Так как нейтрон не имеет заряда, он может приблизиться к ядру на любое расстояние, не испытывая при этом отталкивания. Экзотермические ядерные реакции, т.е. реакции, для которых $Q > 0$, могут поэтому протекать под действием нейтронов с относительно низкой энергией. Поскольку с уменьшением скорости нейтронов вероятность нахождения их вблизи ядра возрастает, сечение реакций захвата нейтронов σ будет обратно пропорционально скорости нейтронов (закон $1/v$):

$$\sigma \approx \frac{1}{v} \approx \frac{1}{\sqrt{E}}. \quad (31)$$

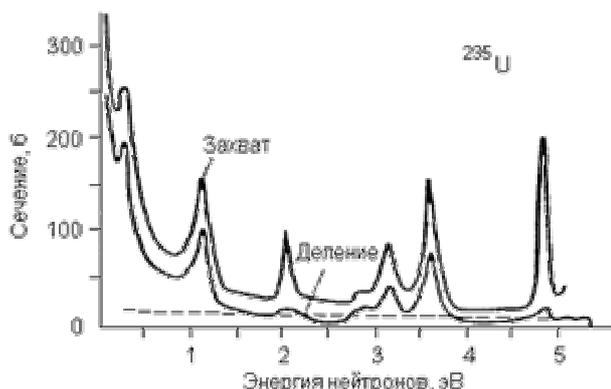


Рис.9 Энергетическая зависимость сечений ядерных реакций в уране-235, протекающих с участием нейтронов.

В случае низкоэнергетических нейтронов этот закон выполняется для большинства ядер. Отклонения от него наблюдаются в области энергий $1 - 100$ эВ, где на кривой $\sigma(v)$ имеются максимумы (резонансные пики) (**Рис.4**).



4. Механизмы ядерных реакций

Первая модель ядерной реакции появилась в 1935 году, это была модель Оппенгеймера - Филлипса, предложенная для интерпретации реакции (d,p) при низких энергиях.

Дальнейший прогресс представлений о механизмах ядерных реакций долгое время был связан с концепцией составного ядра (компаунд-ядра), которая была предложена в 1936 году Н.Бором для объяснения резонансной структуры сечений захвата нейтронов и протонов низких энергий атомными ядрами. Ширина этих резонансов была очень небольшой (~ 0.1 эВ) и они располагались близко друг к другу. Возникновение таких узких резонансов можно понять, если предположить, что из-за сильного взаимодействия между нуклонами кинетическая энергия налетающей частицы быстро перераспределяется между все большим количеством нуклонов. В результате образуется равновесная

система, так называемое составное ядро. Из-за того, что энергия в составном ядре статистически распределена между многими нуклонами вероятность того, что один из нуклонов будет иметь энергию, достаточную для вылета из ядра мала, а время жизни такого ядра велико (10^{-14} - 10^{-18} с). Эмиссия из такой системы определяется константами движения и геометрическими параметрами всего составного ядра как целого и не зависит от способа его образования (гипотеза независимости Бора).

Первое количественное описание реакции, идущей через компаунд-ядро, было получено Брейтом и Вигнером в 1936 году. Широкое распространение в расчетах сечений ядерных реакций получила феноменологическая модель испарения, предложенная В.Вайскопфом в 1937 году. В 30-50-х годах на основе "первых принципов" развивалась формальная теория ядерных реакций. Различные варианты формальной теории не содержали конкретных физических предположений таких, например, как гипотеза независимости, и в принципе могли описывать различные механизмы ядерных реакций. Применение их для практических расчетов было связано с большими трудностями. Тем не менее развитые в этих работах подходы позволили глубже понять физику процессов, происходящих в ядре и были использованы при создании моделей.

К началу 50-х годов создание последовательной теории реакций, идущих через составное ядро, было в основном завершено. С помощью теории компаунд-ядра удалось удовлетворительно описать большое количество экспериментальных данных. При вычислении сечений предполагали, что любая частица, попав в ядро, должна поглотиться (модель «черного» ядра), т.е. одночастичное движение должно полностью затухнуть. Однако начали появляться экспериментальные данные, которые свидетельствовали, что одночастичное движение не затухает полностью.

Для описания усредненного поведения сечений Г.Фешбах, К.Портер и В.Вайскопф в 1954 году предложили оптическую модель, которая получила свое название из-за аналогии рассеяния частиц на ядре с прохождением света через полупрозрачную сферу. Успехи оптической модели в описании упругого рассеяния привели к пониманию механизма протекания прямых ядерных реакций, в принципе отличающегося от механизма протекания ядерных реакций через составное ядро. Малая величина мнимой части оптического потенциала, полученного из эксперимента (несколько МэВ) указывает на довольно большую длину свободного пробега нуклона в ядре. Таким образом, существует заметная вероятность того, что налетающий нуклон испытает одно взаимодействие с нуклоном ядра мишени, после чего один из этих нуклонов покинет ядро. Первая модель для описания прямых механизмов в реакциях (d,p) была предложена в 1950 году Батлером. Предполагая поверхностный характер реакции, можно с помощью простых квазиклассических соображений объяснить появление максимумов в угловых распределениях. В середине 50-х годов для описания прямых механизмов был развит метод искаженных волн (МИВ), который можно рассматривать как обобщение оптической модели на неупругие каналы. В МИВ используется то, что в прямых реакциях налетающая частица передает свою энергию и импульс небольшому числу степеней свободы ядра. Это позволяет получить приближенное решение многочастичного уравнения Шредингера, используя теорию возмущения.

Процесс ядерной реакции разбивается на 3 этапа.

1. Движение налетающей частицы в "искажающем" (оптическом) потенциале ядра мишени.
2. Передача нуклонов под действием остаточного взаимодействия
3. Движение вылетающей частицы в поле конечного ядра.

Модели прямых ядерных реакций использовались в основном для описания жесткой части энергетических спектров продуктов реакций, которая связана с возбуждениями изолированных состояний конечных ядер.

Модели, использующие концепцию составного ядра претендовали на описание непрерывного спектра. Действительно, в спектрах вылетающих частиц при энергиях ускоряемых ионов, достижимых в обычных циклотронах, непосредственно за областью дискретных пиков начиналось характерное для процесса испарения непрерывное распределение. Однако по мере увеличения энергий ускоряемых ионов, в основном связанном со строительством изохронных циклотронов (Развитие ускорительной техники происходило так, что от циклотронов, ускоряющих, например, протоны до энергий ~ 10 МэВ сразу перешли к ускорителям на сотни МэВ; область десятков МэВ долгое время была слабо исследована), увеличивалась область между пиками, связанными с возбуждением дискретных состояний конечных ядер и испарительным распределением, которую не могли адекватно описать существующие модели.

Высказывалось предположение, что эта область спектра формируется в результате процессов происходящих во время движения составной системы к равновесному состоянию - составному ядру. После появления в 1966 году пионерской работы Дж. Гриффина наметился экспоненциальный рост

экспериментальных и теоретических работ, посвященных так называемым предравновесным процессам. Сегодня предравновесные процессы делят на два класса: многоступенчатые прямые процессы, в которых происходит эволюция открытых состояний, и многоступенчатые компаунд-процессы, связанные с эволюцией закрытых состояний и связи их с открытыми состояниями. Под открытыми состояниями понимаются состояния, в которых хотя бы один нуклон находится выше энергии связи и может вылететь. В закрытых состояниях все нуклоны находятся ниже энергии связи.

В реакциях с тяжелыми ионами в 70-е годы в Дубне группой В.Волкова был открыт новый тип ядерных реакций - реакции глубоконеупругих передач. Специфика глубоконеупругих передач обусловлена качественными изменениями процесса взаимодействия двух сложных ядер по сравнению с реакциями с легкими ионами. В основе этого взаимодействия лежат процессы формирования, эволюции и распада специфического ядерного комплекса - двойной ядерной системы. За счет кинетической энергии сталкивающиеся ядра проникают друг в друга, возрастает зона перекрытия их поверхностей. Из-за большой вязкости ядерной материи и соответственно из-за большого ядерного трения подавляющая часть кинетической энергии переходит в возбуждение системы, скорость относительного движения падает до нуля. Часть кинетической энергии переходит в энергию вращения ядер. Однако, несмотря на интенсивное взаимодействие, оболочечная структура обеспечивает ядрам сохранение их индивидуальности. В зоне обмена нуклоны переходят из одного ядра в другое, однако нуклоны внутренних оболочек образуют довольно устойчивые коры, сохраняющие индивидуальность ядер. Эволюция системы происходит в направлении минимума потенциальной энергии системы, в процессе которой нуклоны от одного ядра оболочка за оболочкой передаются другому. Если кулоновские и центробежные силы превосходят силы притяжения, система будет распадаться. Однако, если результирующая сила невелика, распад будет происходить медленно и от ядра к ядру может быть передано значительное количество нуклонов. Более глубокое понимание механизма взаимодействия двух сложных ядер помогает в поиске оптимальных способов синтеза экзотических и сверхтяжелых ядер.