**«кубанский государственный технологический университет»**

Факультет машиностроения и автосервиса

**Модели атомных ядер**

Реферат по <физике>

студента 1-го курса

Хахлочева Виктора

Группа: 10-МБ-ТС1

Краснодар 2010

|  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- |
| **Модели атомных ядер**      Первой моделью ядра была капельная модель, развитая в работах [Н. Бора](http://nuclphys.sinp.msu.ru/persons/images/bohr_n.jpg), [Дж. Уиллера](http://nuclphys.sinp.msu.ru/persons/images/wheeler.jpg) и [Я. Френкеля](http://nuclphys.sinp.msu.ru/persons/images/frenkel_iakov.jpg). В этой модели атомное ядро рассматривается как сферическая капля заряженной жидкости. Основанием для такой аналогии послужило то, что плотность ядерного вещества у всех ядер вблизи линии стабильности приблизительно одинакова, что говорит о его несжимаемости. Кроме того, с жидкостью ядерное вещество сближает и свойство насыщения ядерных сил (энергия связи ядер приблизительно пропорциональна массовому числу). В рамках капельной модели удалось объяснить многие свойства атомного ядра и получить полуэмпирическую формулу для энергии связи атомных ядер (формула [Вайцзеккера](http://nuclphys.sinp.msu.ru/persons/images/Weizsacker_carl_f.jpg)), которая позволила понять некоторые закономерности в α- и β-распадах, делении ядер и грубо оценивать массы и энергии связи новых ядер Eсв = a1A - a2A2/3 - a3Z2/A1/3 - a4(A/2 - Z)2/A + a5A-3/4, где a1 = 15,75 МэВ; a2 = 17,8 МэВ; a3 = 0,71 МэВ; a4 = 94,8 МэВ;   |  | | --- | | Рис.4. Разность масс между экспериментальными значениями и предсказаниями формулы Вайцзеккера для ядер с различным числом нейтронов |       Экспериментальные исследования выявили некоторую периодичность в изменении индивидуальных характеристик основных и возбужденных состояний ядер (таких, как энергии связи, спины, магнитные моменты, четности, некоторые особенности - и - распада, размещение ядер-изомеров среди остальных ядер и др.). Эту периодичность капельная модель описать была не способна (см. рис.4).      Отмеченная периодичность подобна периодичности свойств электронных оболочек атома и определяется магическими числами нейтронов и протонов:   |  |  | | --- | --- | | **n** | **2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, 184** | | **p** | **2, 8, 20, 28, 50, 82, 114** |   Магические числа нейтронов и протонов по аналогии с атомами соответствуют полностью заполненным оболочкам. Различие в магических числах - 126 (для нейтронов) и 114 (для протонов) - обусловлено кулоновским взаимодействием.     Впервые на особую устойчивость ядер с магическим числом нейтронов или протонов обратили внимание Бартлет (1932 г.) и [Эльзассер](http://nuclphys.sinp.msu.ru/persons/images/elsasser_walter_maurice.gif) (1933 г.). Эльзассер попытался понять стабильность магических ядер, предполагая, что нуклоны, подобно электронам в атоме, движутся независимо друг от друга в одночастичной потенциальной яме. Однако он смог объяснить только три первых магических числа: 2, 8 и 20. Работа Эльзассера осталась незамеченной, так как в то время еще не было накоплено достаточно экспериментальных данных и, кроме того, его предположение казалось совершенно невероятным, поскольку в ядре, в отличие от атома, нет выделенного силового центра, а короткодействующий характер ядерных сил, казалось бы, исключал введение результирующего среднего потенциала.   |  | | --- | | Рис. 5. Одночастичные уровни в оболочечном потенциале. Приведено схематическое изображение уровней в потенциале Вудса-Саксона: слева без учета спин-орбитального взаимодействия, справа - с учетом. Фигурные скобки объединяют уровни, входящие в одну осцилляторную оболочку. Черным цветом дано число вакантных мест для нуклонов одного сорта, в синим приведено полное число частиц, красным указаны магические числа |       С течением времени, однако, накапливались все новые и новые экспериментальные доказательства существования оболочечной структуры ядер. Однако все предложенные варианты потенциальной ямы не давали правильных значений магических чисел.. Наконец, в 1949 г. [М. Гепперт-Майер](http://nuclphys.sinp.msu.ru/persons/images/goeppert.jpg) и [Дж. Иенсен](http://nuclphys.sinp.msu.ru/persons/images/jensen.jpg) сделали решающий шаг в становлении оболочечной модели. Они поняли, что для объяснения заполнения ядерных оболочек при N, Z = 50, 82 и N = 126, необходимо учесть так называемое спин-орбитальное взаимодействие: взаимодействие спина нуклона с его орбитальным моментом количества движения. Благодаря этому им удалось воспроизвести наблюдаемые в эксперименте магические числа нуклонов. Далее они указали на важность учета принципа Паули при рассмотрении движения нуклона в ядре: принцип Паули препятствует потере энергии нуклоном при столкновении, так как все низколежащие одночастичные состояния заняты, поэтому средняя длина свободного пробега нуклона оказывается больше размеров ядра, что позволяет говорить об индивидуальных орбитах нуклонов. В модели оболочек предполагается, что нуклоны движутся независимо друг от друга в сферически-симметричной потенциальной яме. Собственные состояния нуклона в такой яме находят, решая соответствующее уравнение Шредингера. Эти состояния характеризуются квантовыми числами, которые определяют физические величины, сохраняющиеся при движении в  сферически-симметричном поле (рис.5).     В оболочечной модели спин ядра складывается из суммы спинов и орбитальных моментов отдельных нуклонов. Принцип [Паули](http://nuclphys.sinp.msu.ru/introduction/nobelprice.htm#Pauli) и специфика ядерного взаимодействия приводят к тому, что все четно-четные ядра имеют спин равный 0. Четность состояния определяется произведением внутренних четностей составляющих его частиц на четности волновых функций, описывающих их движение относительно общего центра инерции. Внутренняя четность нуклонов принята положительной. Таким образом для четности ядерного состояния справедливо выражен ,где li - орбитальный момент i-го нуклона, A - количество нуклонов в ядре     Оболочечная модель во многих случаях хорошо воспроизводит экспериментальные значения спинов и четностей, электрических квадрупольных и магнитных моментов атомных ядер, средние времена жизни -активных ядер, объясняет распределение ядер изомеров.     Наилучшие предсказания оболочечная модель дает для ядер вблизи заполненных оболочек, для которых самосогласованный потенциал сферически-симметричный. Однако в атомном ядре наблюдаются возбужденные состояния и другого типа - многонуклонные возбужденные состояния, в которых движение отдельных нуклонов скоррелировано. Это колебательные и вращательные возбуждения атомных ядер (рис.6 - 7).     Когерентные колебания протонов относительно нейтронов называются гигантскими резонансами. Наиболее изученный из них гигантский дипольный резонанс. Он наблюдается во всех ядрах. Феноменологическая теория колебательных состояний атомных ядер была разработана [О. Бором](http://nuclphys.sinp.msu.ru/persons/images/bohr_a.jpg) (1952 г.).   |  | | --- | | Рис. 6. Колебания ядра: а - монопольная объемная мода, б - квадрупольная поверхностная мода, в - нейтрон-протонные поляризационные колебания |       По мере удаления от заполненных оболочек минимум потенциальной энергии может соответствовать деформированному ядру. У несферического ядра изменяются одночастичные уровни, меняется частота колебаний, появляются вращательные степени свободы. Энергия вращательных состояний четно-четных деформированных аксиально-симметричных ядер описывается соотношением , где - момент инерции ядра, J - спин ядра, пробегающий целочисленные значения (рис.7).   |  | | --- | | Рис. 7. Вращательный спектр сильно деформированного ядра 170Hf |       Модель, которая позволила бы одновременно учесть как одночастичные так и коллективные степени свободы ядра - обобщенная модель была предложена в начале 50-х годов [Д. Рейнуотером, О. Бором и Б. Моттельсоном](http://nuclphys.sinp.msu.ru/introduction/nobelprice.htm#BMR). В этой модели предполагается сильная связь внешних по отношению к заполненным оболочкам нуклонов с остовом, что может приводить к устойчивой равновесной деформации ядра. Движение остова описывается в гидродинамической модели. Одночастичные состояния рассчитываются в деформированном потенциале. Впервые такие расчеты одночастичных состояний с использованием деформированного аксиально-симметричного потенциала были выполнены в 1955 году Нильссоном (рис.8).   |  | | --- | | Рис. 8. Одночастичные уровни энергии в потенциале Нильссона | |

|  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- |
| **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. -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 -частицами. Повысились энергии и интенсивности пучков частиц.     Первая модель ядерной реакции появилась в 1935 году, это была модель [Оппенгеймера](http://nuclphys.sinp.msu.ru/persons/images/oppen2.jpg) - [Филлипс](http://nuclphys.sinp.msu.ru/persons/images/phillips_melba%20.jpg), 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), то-есть сечение реакции может быть факторизовано  ,  где - сечение образования составного ядра, Гb - ширина распада составного ядра по каналу b, Г - полная ширина распада составного ядра.     Первое количественное описание реакции, идущей через компаунд-ядро, было получено [Брейтом](http://nuclphys.sinp.msu.ru/persons/images/breit.jpg) и [Е. Вигнером](http://nuclphys.sinp.msu.ru/introduction/nobelprice.htm#Wigner) в 1936 году.     Широкое распространение в расчетах сечений ядерных реакций получила феноменологическая модель испарения, предложенная [В. Вайскопфом](http://nuclphys.sinp.msu.ru/persons/images/weisskopf.jpg) 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. Однако 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.   |  | | --- | | Рис. 9. Экспериментальные данные по упругому рассеянию протонов и результаты расчетов по оптической модели |       Для описания усредненного поведения сечений [Г. Фешбах](http://nuclphys.sinp.msu.ru/persons/images/feshbach_herman.jpg), [К. Портер](http://nuclphys.sinp.msu.ru/persons/images/porter_charles_edwin%20.jpg) и [В. Вайскопф](http://nuclphys.sinp.msu.ru/persons/images/weisskopf_victor_frederick.jpg) в 1954 году предложили  оптическую модель, которая получила свое название из-за аналогии рассеяния частиц на ядре с прохождением света через полупрозрачную сферу. В оптической модели предполагается, что ядро может быть описано комплексной потенциальной ямой  U(r) = V(r) + iW(r),  где мнимая часть W(r) описывает поглощение частиц падающего пучка.     Успехи оптической модели в описании упругого рассеяния (см. рис.9) 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](http://nuclphys.sinp.msu.ru/persons/images/butler_clifford.gif). Предполагая поверхностный характер реакции, можно с помощью простых квазиклассических соображений объяснить появление максимумов в угловых распределениях. Такие максимумы должны появляться при углах, для которых выполняется условие  l = qR,  где l - переданный ядру орбитальный момент, q - переданный импульс, R - радиус ядра. 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. Полный гамильтониан системы записывается в виде  H = H0 + Hост,  где H0 - гамильтониан системы из двух частиц, взаимодействие между которыми описывается оптическим потенциалом Vопт, Hост - гамильтониан остаточного взаимодействия, который рассматривается как малое возмущение, переводящее систему в конечное состояние. 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 (рис.10).   |  | | --- | | Рис. 10. Экспериментальные угловые распределения для различных состояний конечного ядра 59Ni, возбуждаемых в реакции 58Ni(d,p)59Ni при энергии Ed = 15 МэВ, и результаты расчетов по методу искаженных волн. Все четыре случая различаются передачей орбитального момента l |       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 (см. рис.11), которую не могли адекватно описать существующие модели.   |  | | --- | | Рис. 11. Спектры протонов из реакции 59Fe (p,p'), измеренные под углом 300 в л.с. при энергиях протонов 28.8 и 61.7 МэВ |   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. |

|  |
| --- |
| **Деление ядер**      Изучение взаимодействия нейтронов с веществом привело к открытию ядерных реакций нового типа. В 1939 г. [О. Ган](http://nuclphys.sinp.msu.ru/introduction/nobelprice.htm#Hahn) и [Ф. Штрассман](http://nuclphys.sinp.msu.ru/persons/images/strassmann_fritz.jpg) 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](http://nuclphys.sinp.msu.ru/persons/images/meitner.jpg) и [О. Фришем](http://nuclphys.sinp.msu.ru/persons/images/frisch_otto.jpg), показавшими, что при поглощении нейтронов ураном происходит деление ядра на два осколка.  92U + n 56Ba + 36Kr + kn,  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 нааачало 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](http://nuclphys.sinp.msu.ru/introduction/nobelprice.htm#Fermi) в США был построен первый ядерный реактор. В СССР первый реактор был запущен в 1946 году под руководством [И. Курчатова](http://nuclphys.sinp.msu.ru/persons/images/kurchatov.jpg). 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. |

|  |
| --- |
| **Синтез легких 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  d + d 3He + n + 3.2 МэВ  d + d t + p + 4.0 МэВ  d + t 4He + n + 17.6 МэВ  для поддержания реакции синтеза необходима температура порядка десятков миллионов градусов. Проблемы создания проомышленной установки для получения энергии за счет реакций синтеза пока еще не решены. |