

Профессор
И.Н.Бекман

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Лекция 4. АТОМНОЕ ЯДРО

Развитие знаний и представлений об окружающем мире шло и идёт от открытия одного класса *многообразий структурных объектов* к другому, более сложному для восприятия на данном историческом этапе. От атомов неделимых - к атому в виде некоторой системы, структурными элементами которой являются электроны оболочки и центральное (неделимое) ядро.

В данной лекции мы рассмотрим свойства атомных ядер стабильных элементов. Нас будет интересовать основное состояние ядра. Возбужденными ядрами займёмся в следующей лекции.

1. АТОМНОЕ ЯДРО – общие сведения

Атомное ядро – положительно заряженная центральная часть атома, в которой сосредоточена практически вся масса атома.

Атом состоит из ядра и электронной оболочки. Размер атома определяется электронной оболочкой и равен $\approx 10^8$ см. Ядро – центральная массивная часть атома, расположено в центре атома и имеет размеры $\approx 10^{-13}$ - 10^{-12} см (1 – 10 фм (ферми)). Следовательно, размер ядра меньше атома в 10^4 – 10^5 раз.

Ядро атома состоит из нуклонов. Нуклон - ядерная частица, способная существовать в двух состояниях – протона или нейтрона. Термином нуклон ввели, когда выяснили, что ядерные силы у протонов и нейтронов одинаковы (без учета электромагнитных сил). Так как ядерные силы намного превышают электромагнитные, то замена протона на нейтрон внутри ядра практически не влияет на его общую энергию. Эта энергетическая симметрия протонов и нейтронов наглядно проявляется в подобии ядерных спектров так называемых «зеркальных» ядер, т.е. ядер, которые получаются путем замены нейтрона на протон и обратно. В ядре нет электронов.

Замечание. Различие между протоном и нейтроном можно провести только, если они находятся в свободном состоянии (в свободном состоянии нейтрон – нестабилен и подвергается распаду, как типичный радионуклид, нейтрон в ядре – стабилен; протон – стабилен всегда). Провести различие между протоном и нейтроном в ядре невозможно, так что ядро состоит из частиц одного вида - нуклонов. Однако, часто (например, когда говорят о заряде ядра) удобнее считать ядро состоящим из нейтронов и протонов (в том смысле, что столько-то нейтронов и столько-то протонов пошло на синтез конкретного ядра, и именно столько их получится, если ядро развалить; но вовсе не в том смысле, что они существуют в ядре, как самостоятельные сущности). Но, главное, нужно помнить: фраза: «Ядро состоит из нейтронов и протонов» абсолютно не верна! В ядре нет (и не может быть) ни нейтронов, ни протонов. Есть только нуклоны (Впрочем, такая же ситуация и в химии, ведь мы говорим: «Молекула воды состоит из кислорода и водорода» прекрасно понимая, что ни кислорода, ни водорода как таковых в ней нет).

Электрон – стабильная отрицательно заряженная частица со спином $1/2$, массой около $9 \cdot 10^{-28}$ г и магнитным моментом равным магнетону Бора; относится к лептонам и участвует в электромагнитном, слабом и гравитационном взаимодействиях.

Позитрон – античастица электрона. Относится к антивеществу, имеет электрический заряд $+1$, спин $1/2$, лептонный заряд -1 и массу, равную массе электрона. При аннигиляции позитрона с электроном их масса превращается в энергию в форме двух (и гораздо реже — трёх и более) гамма-квантов.

Нуклон (от лат. nucleous – ядро) – общее название протона и нейтрона, являющихся составными частями атомных ядер.

Протон (от греч. protos – первый) – стабильная элементарная частица с зарядом $+e$, со спином $1/2$, магнитным моментом $\mu = 2,79 \mu_B$ и массой $1838,5$ электронных масс (10^{-24} г), относящаяся к группе барионов (класс андронов). Положительный заряд протона точно равен элементарному заряду $e = 1,6021773 \cdot 10^{-19}$ Кл, масса протона равна $m_p = 1,6726231 \cdot 10^{-27}$ кг = $1,00726470$ а.е.м. = $938,27231$ МэВ. Масса легкого изотопа атома водорода (протия). $m_{ам}(^1H^1) = 1,00814$ а.е.м. = $938,7$ МэВ = $1837 m_e$, $m_p = 1,00759$ а.е.м. = $938,7$ МэВ = $1839 m_e$.

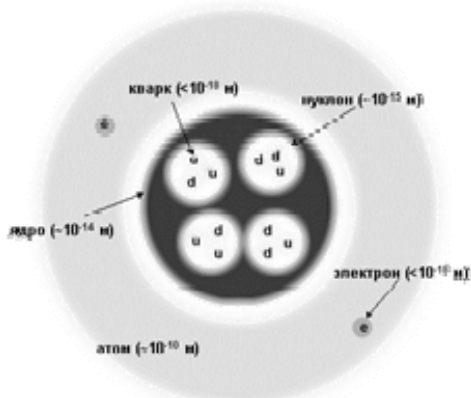


Рис. 1. Грубая схема строения атома и его ядра.

Нейтрон (от лат. neuter - ни тот ни другой), электрически нейтральная элементарная частица (нулевой заряд) со спином $1/2$, магнитным моментом $\mu = -1,91 \mu_B$ и массой, превышающей массу протона на $2,5$ электронных масс;

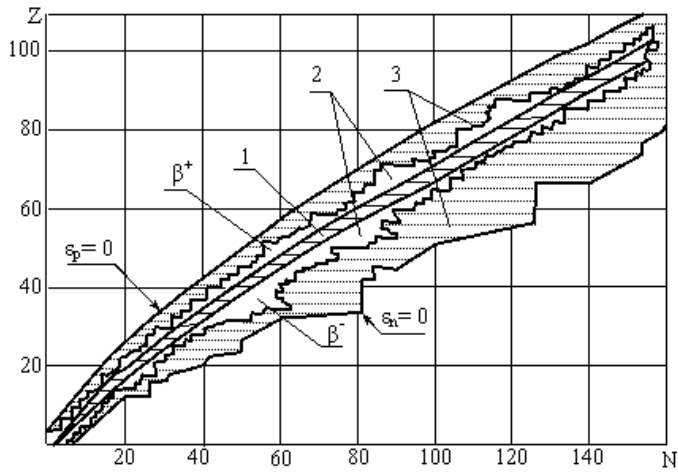


Рис. 3. Протонно-нейтронная диаграмма: 1 – дорожка β -стабильных ядер (265 ядер); 2 – область β -активных ядер (1700 ядер).

Из протонно-нейтронной диаграммы атомных ядер следует:

1. Известно 265 стабильных нуклидов, нестабильных нуклидов значительно больше, около 1700.

2. Известны нуклиды со всеми значениями Z от 0 (нейтрон) до 108. Для существующих в природе ядер Z меняется от 1 (водород) до 92 (уран). Остальные нуклиды получают искусственно. Не существует стабильных

нуклидов с $Z = 0, 43, 61$ и $Z > 84$.

3. Известны нуклиды с числом нуклонов A от 1 до 263 включительно. Не существует стабильных нуклидов при $A = 5, 8$ и при $A > 210$.

4. Область нейтронной диаграммы, где располагаются β -стабильные нуклиды (заштрихованная полоса 1 на **Рис. 3**), называется *дорожкой стабильности*. Легкие стабильные нуклиды (до $Z \leq 20$) содержат в составе ядра примерно равное число протонов и нейтронов. При увеличении A относительная доля нейтронов возрастает. Например, у легкого нуклида ${}^6_{12}\text{C}$ $N/Z = 1$; у среднего нуклида ${}^{56}_{26}\text{Fe}$ $N/Z = 1,15$; у тяжелого нуклида ${}^{238}_{92}$ $N/Z = 1,59$. Опережающий рост числа нейтрона при больших A вызван действием дальнедействующих кулоновских сил отталкивания протонов в ядре.

5. Большинство химических элементов имеет по несколько стабильных и β -активных нуклидов. Некоторые элементы имеют (**Рис. 2**) всего по одному стабильному нуклиду (${}^9\text{Be}$, ${}^{19}\text{F}$, ${}^{23}\text{Na}$), остальные - по 2 - 3 стабильных нуклидов. Олово (Sn) имеет десять стабильных нуклидов.

6. Выше дорожки стабильности располагаются β^+ -активные нуклиды, ниже – β^- -активные нуклиды.

7. Свойства ядер существенно зависят от чётности чисел Z и N . Наибольшее число стабильных нуклидов (155 из 265) имеют чётно-чётные ядра (Z – чётно, N – чётно), поровну стабильных нуклидов (по 53) с чётно-нечётным и нечётно-чётным количеством нуклонов в составе ядер. И имеется всего четыре стабильных нуклида (${}^2\text{H}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^{10}\text{B}$ и ${}^{14}\text{N}$), имеющих нечётно-нечётный состав ядер.

Ядерные энергии намного выше атомных и требуют для своего описания больших единиц: 1 электрон вольт = 1 эВ = $1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж; 1 МэВ = 10^6 эВ; 1 ГэВ = 10^9 эВ; 1 ТэВ = 10^{12} эВ. В то же время размены ядра очень малы и нуждаются в малых единицах: если атомные размеры имеют порядок ангстрем: $1 \text{ \AA} = 10^{-10}$ м, то ядерные размеры - порядок фемтометров, которые в ядерном контексте обычно называются ферми: $1 \text{ фм} = 10^{-15}$ м.

Атомные массы измеряются в терминах атомной единицы массы, где ядро углерода-12 имеет массу точно 12 а.е.м. В микромире обычным является выражение массы в энергетических единицах по формуле $E=mc^2$. Переход от массы к энергии проводят по соотношению:

$$1 \text{ а.е.м.} = 1,6605655 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ эрг} = 1,5 \cdot 10^{-10} \text{ Дж} = 937,494 \text{ МэВ}.$$

Таким образом, одной атомной единице массы соответствует энергия 938 МэВ, а одной массе электрона – 0.511 МэВ.

2. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЯДРА

2.1 Открытие ядра

Первая попытка создания модели атома принадлежит Дж.Томсону (1903). Он считал, что атом представляет собой электронейтральную систему шарообразной формы радиусом 10^{-10} м. Положительный заряд атома равномерно распределён по всему объему шара, а отрицательно заряженные электроны находятся внутри него (**Рис. 4**). Для объяснения линейчатых спектров испускания атомов Томсон пытался определить расположение электронов в атоме и рассчитать частоты их колебаний около положений равновесия. Однако эти попытки не увенчались успехом. Через несколько лет в опытах Э.Резерфорда было доказано, что модель Томсона неверна.



Рис. 4. Атом согласно модели Томсона. Электроны удерживаются внутри положительно заряженной сферы упругими силами. Те из них, которые находятся на поверхности, могут довольно легко «выбиваться», оставляя ионизованный атом.

Первые прямые эксперименты по исследованию внутренней структуры атомов были выполнены Э.Резерфордом и его сотрудниками Э.Марсденом и Х.Гейгером в 1909–1911 годах. Резерфорд предложил применить зондирование атома с помощью α -частиц, которые возникают при радиоактивном распаде радия и некоторых других элементов. Масса α -частиц примерно в 7300 раз больше массы электрона, а положительный заряд равен удвоенному элементарному заряду. В этих опытах использовались α -частицы с кинетической энергией 5 МэВ (Рис. 5). Эти частицы бомбардировали фольги из тяжелых металлов (золото, серебро, медь и др.). Электроны, входящие в состав атомов, вследствие малой массы не изменяют траекторию α -частицы. Рассеяние, то есть изменение направления движения α -частиц, может вызвать только тяжелая положительно заряженная часть атома.

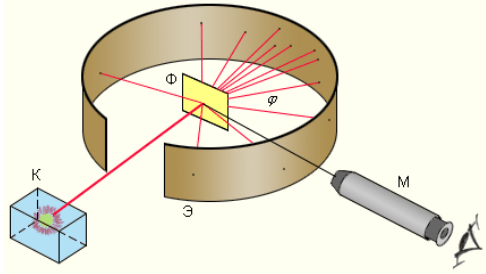
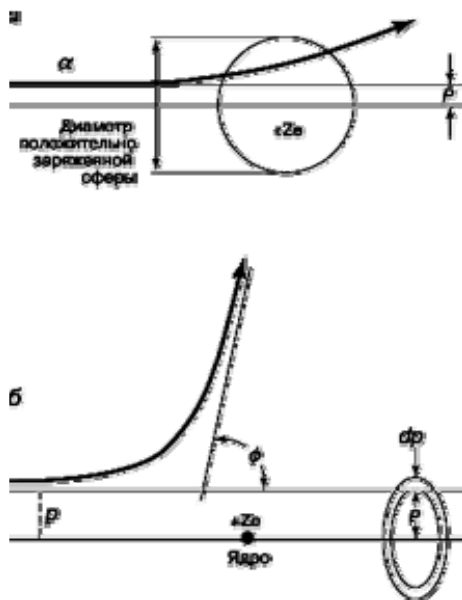


Рис. 5. Схема опыта Резерфорда по рассеянию α -частиц. К – свинцовый контейнер с радиоактивным веществом, Э – экран, покрытый сернистым цинком, Ф – золотая фольга, М – микроскоп.

От радиоактивного источника, заключенного в свинцовый контейнер, α -частицы направлялись на тонкую металлическую фольгу. Рассеянные частицы попадали на экран, покрытый слоем кристаллов сульфида цинка, способных светиться под ударами быстрых заряженных частиц. Сцинтилляции (вспышки) на экране наблюдались глазом с помощью микроскопа. Наблюдения рассеянных α -частиц в опыте Резерфорда можно было проводить под различными углами φ к первоначальному направлению пучка. Было обнаружено, что большинство α -частиц проходит через тонкий слой металла, практически не испытывая отклонения. Однако небольшая часть частиц отклоняется на значительные углы, превышающие 30° . Очень редкие α -частицы (приблизительно одна на десять тысяч) испытывали отклонение на углы, близкие к 180° .

Этот результат был неожиданным, т.к. находился в противоречии с моделью атома Томсона, согласно которой положительный заряд распределён по всему объёму атома. При таком распределении положительный заряд не может создать сильное электрическое поле, способное отбросить α -частицы назад. Электрическое поле однородного заряженного шара максимально на его поверхности и убывает до нуля по мере приближения к центру шара. Если бы радиус шара, в котором сосредоточен весь положительный заряд



атома, уменьшился в n раз, то максимальная сила отталкивания, действующая на α -частицу по закону Кулона, возросла бы в n^2 раз. Следовательно, при достаточно большом значении n α -частицы могли бы испытать рассеяние на большие углы вплоть до 180° . Эти соображения привели Резерфорда к выводу, что атом почти пустой, и весь его положительный заряд сосредоточен в малом объёме. Эту часть атома Резерфорд назвал атомным ядром. Так возникла ядерная модель атома. **Рис. 6** иллюстрирует рассеяние α -частицы в атоме Томсона и в атоме Резерфорда.

Рис. 6. Рассеяние α -частицы в атоме Томсона (а) и в атоме Резерфорда (б).

Таким образом, оказалось, что в центре атома находится плотное положительно заряженное ядро, диаметр которого не превышает 10^{-14} – 10^{-15} м. Это ядро занимает только 10^{-12} часть полного объёма атома, но содержит **весь** положительный заряд и не менее 99,95 % его массы. Вещество, составляющее ядро атома, имеет колоссальную плотность $\rho \approx 10^{15}$ г/см³. Заряд ядра должен быть равен суммарному заряду всех электронов, входящих в состав атома. Впоследствии удалось установить, что если заряд электрона принять за единицу, то заряд ядра в точности равен номеру данного элемента в таблице Менделеева.

2.2 Заряд атомного ядра

Величина положительного электрического заряда атомного ядра Z определяется количеством протонов в ядре (и, следовательно, количеством электронов в атомных оболочках), которое совпадает с порядковым номером элемента в Периодической таблице. Заряд равен $Z \cdot e$, где $e = 1,602 \times 10^{-19}$ Кл – абсолютная величина элементарного электрического заряда. Заряд определяет химические свойства всех изотопов данного элемента.

Заряд ядра был определен в 1913 Мозли, который измерил с помощью дифракции на кристаллах длину λ волны характеристического рентгеновского излучения для ряда химических элементов, следующих друг за другом в периодической системе элементов. Измерения показали, что λ изменяется дискретным образом от некоторой целой величины Z , которая совпадает с порядковым номером элемента и изменяется на единицу при переходе от элемента к соседнему элементу в периодической системе, а для водорода равна единице. Мозли интерпретировал эту величину как заряд ядра.

Закон Мозли, устанавливает простую связь между частотой характеристического рентгеновского излучения $\nu=1/\lambda$ и зарядом ядра Z :

$$\sqrt{\nu} = AZ - B \quad (1)$$

где для данной серии излучения постоянные A и B не зависят от элемента.

Закон Мозли определяет заряд ядер химического элемента косвенным образом. Непосредственно заряд ядра можно измерить в опытах по рассеянию α -частиц на фольгах.

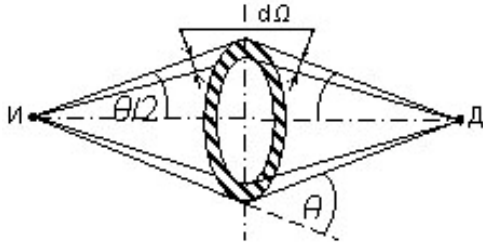


Рис. 7. Схема опыта Чедвика по прямому измерению заряда ядра.

Прямые опыты по измерению заряда ядер на основе закона Кулона были выполнены Чедвиком в 1920. В 1911 Резерфорд, используя закон Кулона, получил формулу

$$\frac{dN}{n} = n \left(\frac{Ze}{m_\alpha v^2} \right) \frac{d\Omega}{\sin^4(\theta/2)} \quad (2)$$

где N – количество α -частиц, падающих в единицу времени на рассеиватель; dN – количество рассеянных в единицу времени α -частиц в телесный угол $d\Omega$ под углом θ ; Ze и n – заряд ядер рассеивателя и их концентрация; v и m_α – скорость и масса α -частиц.

Формула Резерфорда позволила объяснить экспериментальные результаты по рассеянию α -частиц на тяжелых ядрах, что привело к открытию атомного ядра и созданию ядерной модели атома.

Схема опыта Чедвика приведена на **Рис. 7**. Рассеиватель в виде кольца (заштриховано на **Рис. 7**) размещался соосно и на равных расстояниях между источником И и детектором α -частиц Д. При измерении количества dN рассеянных α -частиц отверстие в кольце закрывалось экраном, который поглощал прямой пучок α -частиц из источника в детектор. Детектор регистрировал только α -частицы, рассеянные в телесный угол $d\Omega$ под углом θ к падающему пучку α -частиц. Затем кольцо перекрывалось экраном с отверстием, и измерялась плотность тока α -частиц в точке расположения детектора. По полученным данным, рассчитывали количество $N\alpha$ -частиц, падающих на кольцо в единицу времени. Таким образом, если известна энергия α -частиц, испускаемых источником, без труда определяется величина Z в формуле (2).

2.3 Масса атомного ядра

Атом можно рассматривать как шар, состоящий из расположенного в центре чрезвычайно малого ядра и электронной оболочки, подразделенной на слои. Для нейтрального атома число находящихся в атомном ядре протонов, которые являются носителями положительных зарядов, определяет заряд ядра или порядковый номер и равно числу электронов в оболочке. В ядре сосредоточено 99,97% массы атома.

Для измерения масс широко используется *атомная единица массы (а.е.м.)*:

$$1 \text{ а.е.м.} = \frac{1}{12} M_{am} (^{12}\text{C}). \quad (3)$$

Эта единица удобна тем, что ее величина близка к массе нуклона.

$$1 \text{ а.е.м.} = 1,6605 \times 10^{-24} \text{ г.}$$

Связь между массой любого тела и его полной энергией дается формулой:

$$E = mc^2 \quad (4)$$

где $c = 2,998 \times 10^{10} \text{ см/с}$ – скорость света в вакууме, $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}$ – релятивистская масса, v – скорость движения тела,

m_0 – его масса покоя.

$$1 \text{ а.е.м.} = 1,492 \times 10^{-10} \text{ Дж,}$$

$$1 \text{ эВ} = 1,602 \times 10^{-19} \text{ Дж.}$$

$$1 \text{ а.е.м.} \approx 931,5 \text{ МэВ,}$$

$$\text{масса покоя протона } m_p = 1,0073 \text{ а.е.м.} = 1,6726 \times 10^{-24} \text{ з} = 938,2 \text{ МэВ,}$$

$$\text{масса покоя нейтрона } m_n = 1,0087 \text{ а.е.м.} = 1,6749 \times 10^{-24} \text{ з} = 939,5 \text{ МэВ,}$$

$$\text{масса покоя электрона } m_e = 5,4859 \times 10^{-4} \text{ а.е.м.} = 9,1096 \times 10^{-28} \text{ з} = 0,511 \text{ МэВ.}$$

Полезно запомнить, что $m_p/m_e = 1836$.

Масса ядра всегда меньше суммы масс составляющих его нуклонов.

В ядерной физике обычно пользуются не массами ядер, а массами атомов. Это вызвано тем, что невозможно измерить непосредственно массу ядер без связанных с ними электронов, за исключением легчайших. Масса нейтрального атома в пределах точности современных методов измерения масс равна сумме масс ядра и электронов, составляющих атом, хотя в принципе масса атома есть

$$M_{\text{ам}}(A, Z) = M(A, Z) + Zm_e + \frac{1}{c^2} \sum q_i \quad (5)$$

где $\sum q_i$ – энергия связи ядра и электронов, $\sum q_i \approx 13,6Z$ эВ. Таким образом, энергия связи электронов с ядром примерно в 10^7 раз меньше массы атома и практически не влияет на массу атома.

Массы атомов определяют с помощью приборов - *масс-спектрометров*.

За атомную массу элемента, состоящего из смеси изотопов, принимают среднее значение атомной массы изотопов с учетом их процентного содержания. Атомная масса меньше суммы масс составляющих атом частиц (протонов, нейтронов, электронов) на величину, обусловленную энергией их взаимодействия (**Дефект массы**).

В ядерных процессах обычного вида (без участия античастиц) число нуклонов сохраняется. Оно равно сумме массовых чисел взаимодействующих (или образующихся) ядер.

2.4 Размеры ядра и распределение плотности ядерной материи

Первые представления о размерах ядра были получены Резерфордом при экспериментальном изучении рассеяния α -частиц с энергией ~ 5 МэВ при прохождении через тонкую фольгу золота. Наблюдалось, что некоторое количество α -частиц рассеивается на очень большие углы θ , почти до 180° . На этом основании в 1911 Резерфорд пришел к выводу, что в центре атома (точка o на **Рис. 8**) имеется область положительного электрического заряда, связанная с большой массой, сконцентрированной в очень малом объеме (по сравнению с объемом атома).



Рис. 8. Рассеяние α -частицы на атомном ядре.

На основании закона Кулона для точечных зарядов можно вычислить наименьшее расстояние r_{min} , на которое может подойти к центру ядра α -частица, летящая точно по направлению к ядру (прицельный параметр $b = 0$). Для этого следует приравнять ее начальную кинетическую энергию к потенциальной энергии взаимодействия α -частицы с ядром в момент ее полной остановки (в точке поворота):

$$\frac{m_\alpha v^2}{2} = \frac{2Ze^2}{r_{\text{min}}} \quad (6)$$

Формула (6) верна в предположении неподвижного ядра, когда масса ядра $M(A, Z) \gg m_\alpha$ – массы α -частицы. Приняв кинетическую энергию α -частицы равной 5 МэВ и положив $Z = 79$ (золото), получим $r_{\text{min}} = 4,5 \cdot 10^{-12}$ см. Естественным было принять эту величину за верхнюю оценку радиуса ядра золота.

Уже первые эксперименты показали, что размеры заряженной части ядра – порядка 10^{-14} м, что намного меньше радиуса атома, 10^{-10} м (Например, радиус атома золота в 18000 раз больше радиуса его ядра). Радиус ядра пропорционален $A^{1/3}$ и, следовательно, плотность ядерного вещества почти постоянна. (Она колоссальна: $2,3 \cdot 10^{14}$ г/см³, для сравнения: плотность золота 19,32 г/см³). Кубик ядерной материи со стороной длиной 1 мм весит 200000 тонн. Это говорит об огромных силах, которые необходимы, для скрепления вещества такой плотности. Соответственно, любое изменение в ядре (через распад или реакции) может освободить большие количества энергии.

Пример. Зная радиус и массу ядра, оценим плотность ядерной материи. Плотность некоторого типичного ядра:

$$\rho = \frac{\text{масса}}{\text{объем}} \approx \frac{Am_i}{\frac{4}{3}\pi R^3}$$

где A – атомная масса, m – масса одного нуклона, u – а.е.м., R – радиус ядра. Здесь предполагается, что масса каждого нуклона примерно равна 1 а.е.м. и ядро имеет сферическую форму. Радиус стабильного ядра согласно эмпирической формуле $R=1,2 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ см. Тогда

$$\rho = \frac{(Au)(1.66 \cdot 10^{-24} \text{ гр/а.е.м.})}{\frac{4}{3}\pi(1,2 \cdot 10^{-13} A^{1/3} \text{ см})^3}$$

где мы использовали значение $1.66 \cdot 10^{-24}$ г для $1 u = 1$ а.е.м.

Наличие множителя A показывает, что все ядра имеют примерно одинаковую плотность. Это похоже на ситуацию с каплями жидкости разных размеров. Все молекулы в капле взаимодействуют друг с другом с одинаковыми коротко действующими силами, и общий размер капли увеличивается с числом молекул. Перейдя к удобным единицам, получим $\rho \approx 200000$ тонн/мм³.

Поскольку, что ядерная материя обладает однородной плотностью, то размер ядра можно оценить из массового номера.

Однако необходимо быть уверенным в том, что отбрасываемая в обратном направлении α -частица не проникает в область положительного заряда атома. Проверка этого предположения показала, что закон Кулона имеет место для $r_{min} > 3 \cdot 10^{-12}$ см. Подобные эксперименты, выполненные с α -частицами, имеющими энергию в десять и выше МэВ (получены на ускорителях), показали, что когда расстояние между взаимодействующими частицами уменьшается до 10^{-12} см, наблюдаются резкие отклонения от закона Кулона, а на расстояниях, меньших 10^{-12} см, обнаруживается действие быстро убывающих с расстоянием сил притяжения, которые перекрывают действие кулоновских сил отталкивания.

В дальнейшем размеры ядер определялись разными способами. Говоря о размерах ядра, нужно всегда иметь в виду, что это достаточно условная величина. Ядро, как квантовомеханическая система, не имеет определенной границы. Размеры ядер определяют рассеянием α -частиц, быстрых нейтронов или быстрых электронов на ядрах, по энергетическому спектру α -частиц и др. Наиболее точными считаются оценки размеров ядра по результатам рассеяния ядрами быстрых нейтронов и электронов. Все опыты подтвердили предположения о приблизительно сферической форме ядра, радиус которого определяется через массовое число A как

$$R = r_0 A^{1/3} \quad (7)$$

где $r_0 = (1,2 \div 1,4) \cdot 10^{-13}$ см.

В опытах по рассеянию быстрых нейтронов на ядрах определяется не радиус ядра, а несколько большее значение радиуса области ядерного взаимодействия, поэтому $r_0 = (1,3 \div 1,4) \cdot 10^{-13}$ см. Это значение соответствует радиусу действия ядерных сил; оно характеризует расстояние от центра ядра, на котором внешний нейтральный нуклон начинает впервые «ощущать» его воздействие.

При зондировании ядра быстрыми электронами определяется сфера радиуса R , в которой находятся протоны. Поэтому получают несколько меньшее значение $r_0 = (1,2 \div 1,3) \cdot 10^{-13}$ см. Высокая точность современных методов исследования с помощью рассеяния быстрых электронов с кинетической энергией $T_e > 500$ МэВ позволяет оценить не только размер области, занятой протонами, но и распределение плотности ρ , электрического заряда по ядру. Поскольку нет причин стабильному ядру иметь различное распределение плотности протонов и нейтронов, то полученные результаты для протонов представляют по существу распределение плотности $\rho_{\text{я}}$ ядерного вещества в ядре. Распределение ядерной материи по объёму (радиусу) ядра в центральной области равномерно, но падает в приграничных областях. Функция $\rho(r)$ подчиняется распределению Ферми

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left[\frac{r - R_0}{a}\right]} \quad (8)$$

где ρ_0 - плотность ядерной материи в центре ядра, $R_0 = 1,08 \cdot 10^{-13} \cdot A^{1/3}$ см – радиус ядра, r - расстояние, на котором плотность ядерной материи спадает в два раза, $a \approx 0,55 \cdot 10^{-13}$ см - параметр диффузности (скорость убывания плотности ядерного вещества).

Спад плотности ядерного вещества от $0,9\rho_0$ до $0,1\rho_0$ для всех ядер происходит на одинаковых расстояниях $d = 4,4\delta = 2,4 \cdot 10^{-13}$ см. Поэтому у лёгких ядер отсутствует область, где плотность ядерного вещества примерно постоянна.

Ядро не является твёрдой сферой. В центральной области ядра плотность постоянна, но у периферии падает до нуля. Положения центра масс и центра заряда ядра отличаются примерно на 0,1 фм. Так как тяжёлые ядра имеют примерно на 50% больше нейтронов, чем протонов, то массовый радиус больше зарядового. Менее плотный приповерхностный слой ядра имеет иной состав, чем основная материя. Можно

ожидать, что протоны вытесняются наружу протонным отталкиванием, а нейтроны смещаются во внутреннюю область ядра.

Плотность ядерной материи в центре ядра ρ_0 приблизительно одинакова у всех ядер и составляет ~ 0.17 нукл./фм³ (Рис. 9). Толщина поверхностного слоя у всех ядер тоже примерно одинакова и равна 2.4 фм.

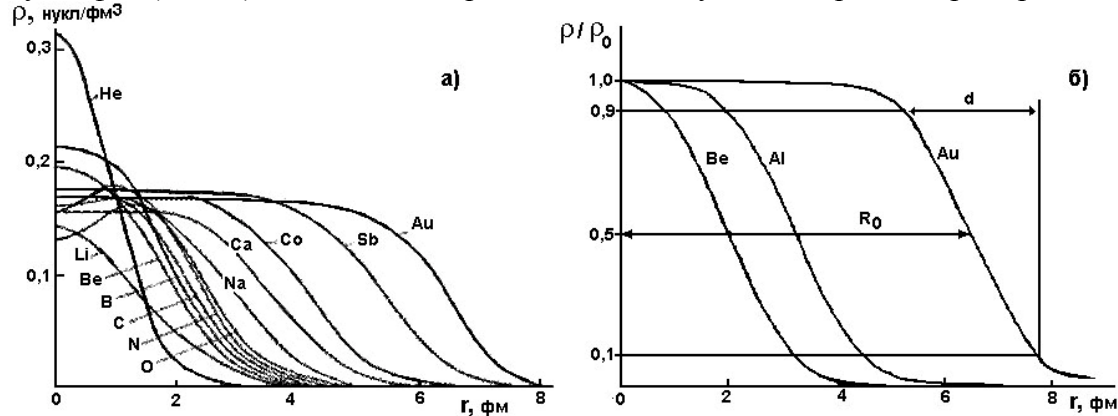


Рис. 9. Плотность распределения ядерной материи в ядрах различных элементов: а) исходный масштаб, б) Нормировка на типичную плотность.

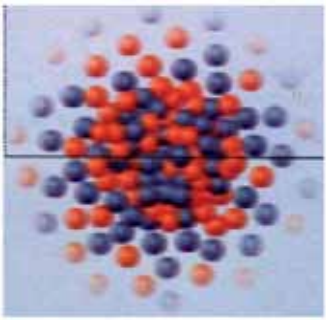


Рис. 10. Схема распределения нуклонов по объёму ядра.

Атомные ядра вблизи долины стабильности (см. далее) представляют собой довольно компактные объекты. Их радиусы меняются от 2-3 фм для самых легких ядер до 7-8 фм для самых тяжелых. Однако для ядер, удаленных от долины стабильности, ситуация иная. Для некоторых ядер, перегруженных нейтронами (протонами), наблюдается так называемый нейтронный (протонный) слой - область вблизи поверхности ядра, в которой с учётом фактора нормировки N/Z $\rho_n > \rho_p$ ($\rho_p > \rho_n$).

В легких ядрах с большим отношением N/Z было открыто нейтронное гало. Оно наблюдается в ядрах, у которых энергия связи нейтрона $B_n < 1.5$ МэВ. В гало-ядрах наряду с приповерхностным слоем (кором), для которого плотность распределения протонов и нейтронов совпадают, существует довольно большая область на периферии ядра, в которой плотность распределения нейтронов ρ_n существенно больше плотности распределения протонов ρ_p ($\rho_n \gg \rho_p$). Обнаружены также ядра, имеющие протонное гало.

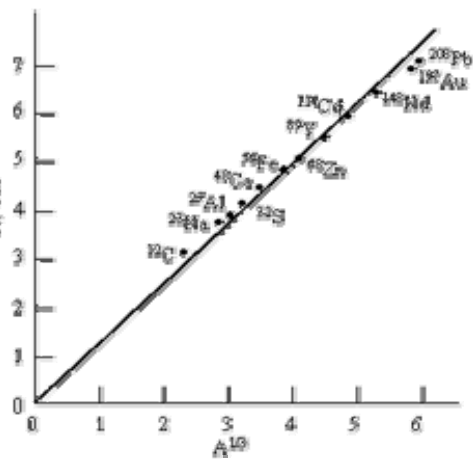


Рис.11. Радиусы ядер, полученные в экспериментах по рассеянию электронов.

Нейтронное облако, окружающее кор (внешнюю оболочку) ядра, простирается на гораздо большие расстояния, чем радиус ядра, определяемый соотношением $R=1.3A^{1/3}$. Так для гало-ядра ¹¹Li пространственное распределение двух нейтронов, образующих ядерное гало вокруг кора ⁹Li, простирается столь далеко, что радиус ядра ¹¹Li оказывается сравним с радиусом ядра ²⁰⁸Pb.

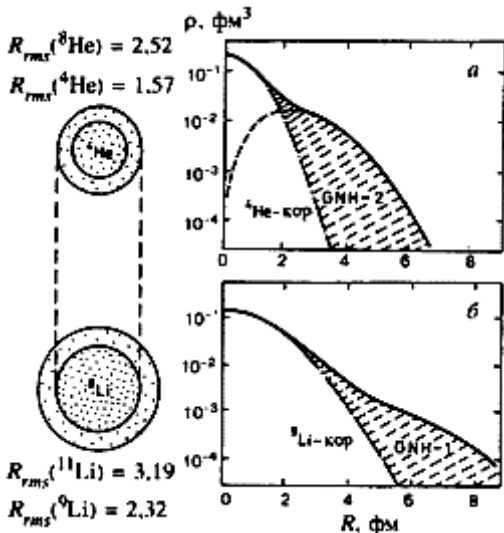
Рис. 12. Распределение нейтронной плотности в гало-ядрах

2.5 Спин и магнитный момент ядра

Как и составляющие его нуклоны, ядро имеет собственные моменты: спин, магнитный момент и электрический квадрупольный момент.

Представление о спине и магнитном моменте ядра было введено для объяснения сверхтонкой структуры спектральных линий.

Спин (англ. *Spin*, букв. – вращение), собственный момент количества движения микрочастицы, имеющий квантовую природу и не связанный с



движением частицы как целого; измеряется в единицах постоянной планка \hbar и может быть целым (0, 1, 2,...) или полуцелым (1/2, 3/2,...).

Ядро, как пространственно ограниченная и связанная система взаимодействующих между собой нуклонов, может рассматриваться в целом как одна микрочастица. Поскольку нуклоны обладают собственным механическим моментом, или спином, равным $\hbar/2$, то и ядра должны иметь механические моменты. Кроме того, нуклоны совершают движение относительно друг друга (орбитальное движение относительно центра движения ядра), которое также характеризуется определённым моментом количества движения каждого нуклона. Орбитальные моменты принимают только целочисленные значения \hbar (постоянная Дирака). По этим причинам ядра должны иметь *собственный* механический момент или спин. Все механические моменты нуклонов, как спины, так и орбитальные, суммируются алгебраически и составляют спин ядра.

Несмотря на то, что число нуклонов в ядре может быть очень велико, спины ядер обычно невелики и составляют не более нескольких \hbar , что объясняется особенностью взаимодействия одноимённых нуклонов. Все парные протоны и нейтроны взаимодействуют только так, что их спины взаимно компенсируются, то есть пары всегда взаимодействуют с антипараллельными спинами. Суммарный орбитальный момент пары также всегда равен нулю. В результате ядра, состоящие из чётного числа протонов и чётного числа нейтронов, не имеют механического момента. Отличные от нуля спины существуют только у ядер, имеющих в своём составе непарные нуклоны, спин такого нуклона суммируется с его же орбитальным моментом и имеет какое-либо полуцелое значение: 1/2, 3/2, 5/2. Ядра нечётно-нечётного состава имеют целочисленные спины: 1, 2, 3 и т. д. (У протона и нейтрона спин одинаков и равен 1/2, поэтому все ядра с чётным A имеют целый спин, а ядра с нечётным A – полуцелый спин).

Два нейтрона с одинаковой энергией и одинаковыми (нулевыми) значениями орбитального момента должны иметь разные значения проекции спина на выделенную ось, т.е. +1/2 и -1/2. Сумма спинов нейтронов в этом случае равна 0. Эта же ситуация реализуется для двух протонов. Поэтому суммарный момент такой четверки нуклонов - т.е. ядра ${}^4\text{He}$ - равен 0.

Спин ядра \vec{I} есть векторная сумма полных моментов \vec{J}_k отдельных нуклонов, каждый из которых складывается из орбитального момента \vec{l}_k и спина нуклона \vec{s}_k , так что

$$\vec{I} = \sum_{k=1}^A \vec{J}_k; \quad \vec{J}_k = \vec{l}_k + \vec{s}_k. \quad (9)$$

Возможна другая схема сложения моментов отдельных нуклонов, когда сначала по отдельности суммируются векторы спинов и векторы орбитальных моментов всех нуклонов, затем полученные два вектора складываются. Однако, поскольку ядерные силы не центральны и в ядре существует спин-орбитальное взаимодействие, то по этой причине в теории ядра используют первую схему.

Естественной единицей измерения момента импульса в квантовой механике служит постоянная Планка $\hbar = 1,0546 \cdot 10^{-34} \text{ Дж}\cdot\text{с}$, имеющая размерность момента импульса.

Вектор момента любых микрочастиц, как, впрочем, и спина ядра, обладает своеобразными свойствами.

Абсолютная величина вектора момента любой изолированной физической величины может принимать только дискретные значения:

$$|\vec{I}| = \hbar \sqrt{I(I+1)} \quad (10)$$

где I – либо целое, либо полуцелое положительное число:

$$I = 0, 1/2, 1, 3/2, \dots \quad (11)$$

Число I называют обычно величиной момента или квантовым числом момента. Следует особо отметить различие между модулем вектора \vec{I} и квантовым числом I , так как последнее является одним из чисел (11), используемых в формуле (10) для нахождения модуля вектора \vec{I} . Когда говорят: «момент 1/2», то имеют в виду именно это квантовое число в формуле (10). В формуле (9) квантовое число l_k для орбитального момента всегда *целое* число, $l_k = 0, 1, 2, \dots$, а нуклоны (и электрон тоже) имеют квантовое число спина $s = 1/2$ (спин равен 1/2).

Мгновенное значение вектора любого механического момента не имеет смысла по той же причине, по которой в квантовой механике не имеет смысла мгновенное значение вектора импульса. Строго фиксированное значение может иметь только абсолютная величина вектора момента (10) и одна из его пространственных проекций, обычно называемой проекцией на ось Z , которая обозначается как I_z . Проекция момента I_z может принимать случайным образом одно из $(2I + 1)$ значений, уменьшающихся на единицу:

$$I_z = I\hbar, (I-1)\hbar, \dots, -I\hbar. \quad (12)$$

Реализация любой возможной проекции из набора (12) оказывается *равновероятной*.

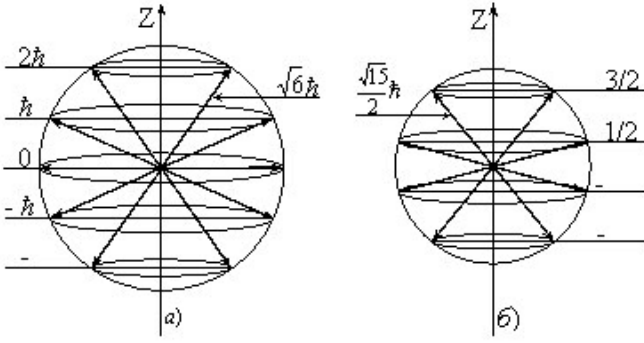


Рис. 13. Пространственная модель вектора механического момента.

Число возможных проекций на ось Z четно, если I – полуцелое число, и нечетно, если I – целое число. Знак плюс или минус в (11) означает ориентацию вектора момента на выбранное направление оси Z в пространстве. Однако величины проекций I_x и I_y не имеют определенных значений и флуктуируют относительно нулевого среднего значения. Учитывая, что

$$\vec{I}^2 = I_x^2 + I_y^2 + I_z^2 \quad (13)$$

имеем

$$I_x^2 + I_y^2 = \vec{I}^2 - I_z^2 = I \quad (14)$$

Таким образом, квадраты проекций вектора момента на оси X и Y не равны нулю. По этой причине проекция момента I_z всегда меньше абсолютной величины вектора механического момента. Максимальное значение $(I_z^2)_{\max} = (I\hbar)^2$, тогда

$$\vec{I}^2 = \hbar^2 I(I+1) = (I\hbar)^2 + I\hbar^2 \quad (15)$$

Все перечисленные выше свойства вектора механического момента обычно демонстрируют с помощью квазиклассической модели, которая находится в определенном согласии со свойствами квантовомеханического вектора момента. Вектор момента прецессирует относительно оси Z с некоторой угловой скоростью и может ориентироваться вдоль или против направления оси Z только таким образом, чтобы его проекция на ось Z была равна одному из значений от $+I\hbar$ до $-I\hbar$ через единицу. Этот вектор никогда не может ориентироваться точно по направлению оси Z , поскольку его модуль, как отмечено выше, не равен $I\hbar$. Поэтому, помимо его модуля, сохраняющейся во времени величиной является только одна проекция вектора – проекция на ось Z . Полное число проекций I_z вектора момента равно $(2I+1)$.

Модуль вектора момента \vec{I}_3 сложной системы, составленной из двух взаимодействующих систем с моментами \vec{I}_1 и \vec{I}_2 , вычисляется из выражения

$$\vec{I}_3^2 = (\vec{I}_1 + \vec{I}_2)^2 = I_3(I_3+1)\hbar^2 \quad (16)$$

обычным образом через свои квантовые числа I_3 . Сложение векторов \vec{I}_1 и \vec{I}_2 есть сложение их проекций как алгебраических чисел. Для получения возможных проекций вектора \vec{I}_3 каждая из проекций вектора \vec{I}_1 складывается с одной из соответствующих проекций вектора \vec{I}_2 . Таких проекций оказывается всего $(2I_1+1)(2I_2+1)$, которые будут образовывать $(2I_m+1)$ векторов \vec{I}_3 , $I_m = \min\{I_1, I_2\}$, со следующими значениями квантовых чисел:

$$I_3 = I_1 + I_2, I_1 + I_2 - 1, \dots, |I_1 - I_2|. \quad (17)$$

Соотношение (17) называется правилом сложения моментов в квантовой механике.

Поскольку каждое значение проекции из $(2I_1+1)(2I_2+1)$ возможных реализуется с равной вероятностью, то относительная вероятность образования состояния со спином I' из возможного набора значений (17) составит

$$g = \frac{2I'+1}{(2I_1+1)(2I_2+1)} \quad (18)$$

т.е. равна отношению числа возможных проекций вектора \vec{I}' к полному числу проекций возможных значений вектора \vec{I}_3 . Величина g называется *статистическим фактором* или *статистическим весом*.

Любая векторная величина \vec{A} , характеризующая физические свойства микрочастицы, пропорциональна вектору момента \vec{I} :

$$\vec{A} = a\vec{I} \quad (19)$$

где a – константа, полностью характеризующая вектор.

В отношении спинов различных ядер наблюдаются следующие опытные закономерности:

- а) Для ядер с четными A спины всегда целые, а при нечетном A – всегда полуцелые.
- б) Четно-четные ядра (A – четное) в основном состоянии имеют спин равный нулю. Этот факт дает основания считать, что одноименные нуклоны объединяются в пары (эффект спаривания) с противоположно направленными спинами, так что суммарный момент импульса оказывается равным нулю.
- в) Нечетно-нечетные ядра (A - четное) имеют целочисленный спин. Это указывает на то, что разноименные нуклоны объединяются в пары с одинаковым направлением спинов, создавая единичный момент.
- г) Ядра с нечетным A имеют полуцелый спин в пределах от $1/2$ до $9/2$, что свидетельствует о том, что спины и орбитальные моменты большинства нуклонов компенсируются и не участвуют в создании спина ядра

Магнитный момент – основная физическая величина, характеризующая магнитные свойства вещества. Магнитными моментами обладают элементарные частицы, атомные ядра, электронные оболочки атомов и молекул. Магнитные моменты отдельных элементарных частиц (электронов, протонов, нейтронов) обусловлено существованием у них спина. Магнитные моменты ядер складываются из спиновых магнитных моментов протонов и нейтронов, образующих эти ядра, а также из магнитных моментов, связанных с их орбитальным движением внутри ядра по тем же правилам, по которым вычисляется спин ядра.

Магнитный момент - векторная величина, характеризующая вещество как источник магнитного поля. Макроскопический магнитный момент создают замкнутые электрические токи и упорядоченно ориентированные магнитные моменты атомных частиц (например, у электронов в атомах) и спиновые, связанные со спином частицы. Магнитный момент тела определяется векторной суммой частиц, из которых тело состоит.

Магнитный дипольный момент частицы является оператором в пространстве волновых функций частиц и связан с операторами орбитального и спинового моментов. Значение магнитного дипольного момента электрона, протона и нейтрона в системах координат, связанных с каждой из частиц, в магнетонах равно половине гиромангнитного отношения g_s .

В соответствии с (19) магнитный момент ядра равен

$$\vec{\mu} = g\vec{I} \quad (20)$$

где g – гиромангнитный множитель (отношение), равный отношению величины магнитного момента к величине механического:

$$g = \frac{|\vec{\mu}|}{|\vec{I}|} = \frac{e}{2m_p c} \mu \quad (21)$$

В (21) приняты следующие обозначения: e – элементарный электрический заряд; m_p – масса протона; c – скорость света в вакууме; μ – безразмерное число.

Таким образом, значение магнитного момента ядра (в ядерных магнетонах) пропорционально значению спина ядра. Проекция магнитного момента $\vec{\mu}$ на ось Z , которая совпадает с направлением внешнего магнитного поля, равна:

$$\mu_H = g\hbar I_H = \frac{e\hbar}{2m_p c} \mu I = \mu_B \mu I, \quad (22)$$

где величина

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_p c} = 5,0508343 \cdot 10^{-27} \text{ Дж} \cdot \text{Тл}^{-1} \quad (23)$$

называется *ядерным магнетонам Бора*. Ядерный магнетон Бора в $m_p/m_e=1836$ раз меньше *электронного магнетона Бора*, используемого в атомной физике.

Магнитный момент ядра равен целому кратному ядерного магнетона Бора.

Тесла (русское обозначение: **Тл**; международное обозначение: **Т**) - единица измерения индукции магнитного поля в СИ, численно равная индукции такого однородного магнитного поля, в котором на 1 метр длины прямого проводника, перпендикулярного вектору магнитной индукции, с током силой 1 ампер действует сила 1 ньютон.

Магнетон Бора является такой же универсальной единицей измерения магнитных моментов ядер, какой служит элементарный электрический заряд e для измерения заряда тел, или постоянная планка \hbar для измерения механических моментов. Точно так же безразмерное число μ служит для измерения магнитных моментов ядер в единицах ядерных магнетонов Бора μ_B , подобно атомному номеру Z при измерении заряда ядер в единицах e , или квантовым числам при измерении механических моментов в единицах постоянной Планка \hbar .

Магнитный момент нейтрона $\mu_n = -1,91\mu_B$ (направлен противоположно спину), протона $+2,79\mu_B$ (момент направлен по спину). Отличие магнитного момента протона от одного ядерного магнетона является удивительным результатом. Еще более удивительным представляется существование магнитного момента у

не имеющего заряда нейтрона. Эти факты до сих пор не объяснены: они указывают на сложную структуру нуклонов.

Рассмотрим квантовое число спина.

1. $J_e > I$. По правилу сложения моментов, квантовое число полного момента F может принимать $(2I + 1)$ значений, чем и будет определяться число линий сверхтонкого расщепления. Подсчитав это число и приравняв его числу $(2I + 1)$ непосредственно находим спин ядра (квантовое число спина).

2. $I > J_e$. В этом случае, если линий сверхтонкого расщепления больше двух, применяют правило интервалов. Находим величину интервала ΔU_{12} , т.е. разность значений энергии U_1 и U_2 , которые определяются для двух соседних значений F и $F-1$ при фиксированных величинах J_e и I :

$$\Delta U_{12} = \frac{g\hbar^2}{2} F, \quad (24)$$

а затем величину интервала ΔU_{23} , отвечающую двум соседним значениям $F-1$ и $F-2$:

$$\Delta U_{23} = \frac{g\hbar^2}{2} (F-1) \quad (25)$$

Отношение соседних интервалов ΔU_{12} и ΔU_{23}

$$\frac{\Delta U_{12}}{\Delta U_{23}} = \frac{F}{F-1} = \frac{I+J_e}{I+J_e+1} \quad (26)$$

По измеренному отношению $\Delta U_1/\Delta U_2$ и J_e , определяется квантовое число I спина ядра. Если компонент сверхтонкой структуры всего две и правило интервалов применить нельзя (интервал всего один), то спин ядра можно оценить по отношению интенсивностей компонент, каждая из которых определяется своим статистическим весом. Спин ядра можно также определить по расщеплению спектральных линий (эффект Зеемана) в магнитном поле, создаваемым внешним макроскопическим током, например, катушкой с током.

Особенно точным методом определения магнитных моментов ядер является метод ядерного магнитного резонанса (ЯМР).

Табл.1. Спины и магнитные моменты некоторых ядер

Ядро	Спин I в \hbar	μ в μ_B	Ядро	Спин I в \hbar	μ в μ_B
n	$1/2$	-1,91	${}_6\text{C}^{12}$	0	0
p	$1/2$	+2,79	${}_6\text{C}^{13}$	$1/2$	+0,7
${}_1\text{H}^2$	1	0,86	${}_7\text{N}^{14}$	1	+0,4
${}_1\text{H}^3$	$1/2$	+3	${}_7\text{N}^{15}$	$1/2$	-0,28
${}_2\text{He}^3$	$1/2$	-2,1	${}_8\text{O}^{16}$	0	0
${}_2\text{He}^4$	0	0	${}_8\text{O}^{17}$	$5/2$	-1,0
${}_3\text{Li}^6$	1	+0,8	${}_{49}\text{In}^{115}$	$9/2$	+5,5
${}_3\text{Li}^7$	$3/2$	+3,2	${}_{83}\text{Bi}^{209}$	$9/2$	+4
${}_4\text{Be}^9$	$3/2$	-1,2	${}_{82}\text{Pb}^{208}$	0	0
${}_5\text{B}^{10}$	3	+1,8	${}_{92}\text{U}^{235}$	$7/2$	-0,35
			${}_{94}\text{Pu}^{239}$	$1/2$	+0,2

В Табл. 1. приведены спины I и приближенные значения магнитных моментов μ для нуклонов и некоторых легких, средних и тяжелых ядер. Знак минус у магнитного момента указывает на то, что он направлен противоположно спину. Ядра, имеющие нулевой спин, обладают нулевым магнитным моментом.

Измерения спинов стали возможными благодаря наличию непосредственно связанных с ними магнитных моментов. Они измеряются в магнетонах и у различных ядер равны от -2 до $+5$ ядерных магнетонов. Из-за относительно большой массы нуклонов магнитные моменты ядер очень малы по сравнению с магнитными моментами электронов, поэтому их измерение гораздо сложнее. Магнитный момент чётно-чётных пар, как и спин, равен нулю. Магнитные моменты ядер с непарными нуклонами образуются собственными моментами этих нуклонов и моментом, связанным с орбитальным движением непарного протона

Нейтроны и протоны в ядре располагаются таким образом, что их спины и магнитные моменты взаимно компенсируются (в чётно-чётных ядрах наблюдается полная компенсация). Максимальный спин ядра не превышает нескольких единиц, т.е. он гораздо меньше $A/2$, чему он должен был бы равняться, если бы спины всех нуклонов складывались. Также обстоит дело и с магнитными моментами. (Тот факт, что магнитный момент ядер не превышает несколько ядерных магнетонов, служит свидетельством против протонно-электронной модели ядра. Если бы в состав ядра входили электроны, то магнитные моменты ядер

были бы по порядку величины близки к электронному магнетону Бора, т.е. были бы примерно в 1000 раз больше).

При вычислении спина и магнитного момента ядра надо учитывать не только спины и магнитные моменты нуклонов, но и дополнительные механические и магнитные моменты, обусловленные их орбитальным движением в ядре.

Одним из методов измерения величины ядерного спина и магнитного момента ядра является исследование сверхтонкого расщепления линий атома.

2.6 Энергия связи и устойчивость ядер

Ядро представляет систему связанных между собой нуклонов. Возникновение связанного состояния возможно только под действием ядерных сил притяжения, удерживающих нуклоны в ограниченном объеме. Устойчивость связанного состояния обеспечивается тем, что ядро как система из взаимодействующих между собой нуклонов должна иметь минимум полной энергии. Полная энергия E_1 системы из A нуклонов до объединения в ядро, т.е. находящихся между собой на таких расстояниях, когда действием сил между ними можно пренебречь, будет равна (массы выражены в единицах энергии)

$$E_1 = \sum_{i=1}^A m_i \quad (27)$$

где m_i – массы нуклонов, из которых образовано ядро.

После объединения нуклонов в ядро массой M полная энергия составит

$$E_2 = M, \quad (28)$$

а изменение энергии системы будет равно

$$\Delta E = E_2 - E_1 = M - \sum_{i=1}^A m_i. \quad (29)$$

Работа сил притяжения вызывает переход системы в состояние с меньшей энергией, поэтому величина $\Delta E < 0$ будет равна той энергии, которая выделяется при образовании ядра и передается в окружающее пространство. Наоборот, чтобы разрушить ядро и удалить нуклоны на такие расстояния, где их можно считать свободными, потребуется затратить энергию $|\Delta E|$.

Полная энергия связи ядра

$$\Delta W = |\Delta E| = \sum_{i=1}^A m_i - M = [Zm_p + (A-Z)m_n - M_{\text{яд}}(A, Z)]c^2 \quad (30)$$

Для устойчивого ядра полная энергия связи положительна и равна той энергии, которую надо затратить, чтобы разделить ядро на все составляющие его нуклоны. Если $\Delta W > 0$ то ядро устойчиво, если $\Delta W < 0$ и нуклоны ядра будут разлетаться подобно свободным частицам. Масса ядра и его устойчивость определяются тем, насколько величина энергии притяжения между нуклонами превышает суммарную кинетическую энергию движения нуклонов в ядре.

Экспериментально полученные массы всегда меньше значений, вычисленных как сумма масс частиц, составляющих ядро. Эта разность масс (**дефект массы**) равна:

$$\Delta m = Zm_p + Nm_n + Zm_e - m = Zm_H + Nm_n - m \quad (31)$$

и, эквивалентна **энергии связи** $\Delta W = \Delta mc^2$.

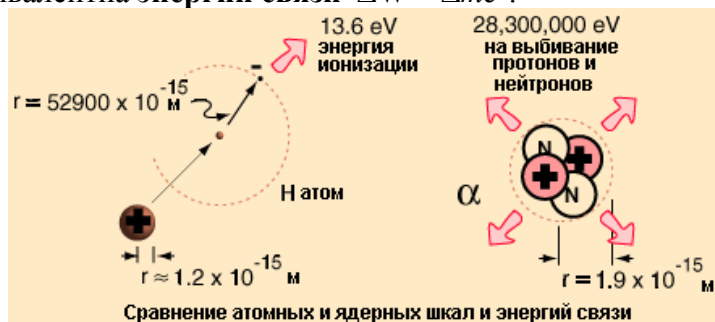


Рис. 14. Энергии связи в атоме и ядре.

Энергия связи - разность между энергией связанной системы частиц и суммарной энергией этих частиц в свободном состоянии. Для устойчивых систем энергия связи отрицательна и тем больше по абсолютной величине, чем прочнее система. Энергия связи с обратным знаком равна минимальной работе, которую нужно затратить, чтобы разделить систему на ее элементарные составные части.

Дефект массы - разность ΔM между массой M системы взаимодействующих тел (частиц) и суммой их масс $\sum m$ в свободном состоянии. Определяется полной энергией их взаимодействия, т.е. энергией их связи $E_{св}$: $\Delta M = E_{св}/c^2$. Знание дефекта массы позволяет определить величину энергии, выделяющейся в ядерных реакциях. Точные значения масс атомных ядер (в том числе протона) определяются с помощью масс-спектрометров – приборов, в которых используются фокусирующие свойства электрического и магнитного полей по отношению к движению заряженных частиц. Точное значение массы нейтрона получено из рассмотрения ядерных реакций, протекающих с участием нейтронов.

Энергия связи (и масса) ядра с данными A и Z может быть вычислена при помощи полуэмпирической формулы Вейцеккера:

$$\Delta W(A, Z) = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \varepsilon \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} + \delta \quad (32)$$

($\alpha, \beta, \gamma, \varepsilon, \delta$ - коэффициенты), которая следует из капельной модели атомного ядра. В основе капельной модели ядра лежит представление о ядре, как о сферической капле заряженной несжимаемой ядерной жидкости (Следствия жидкокапельной модели ядра, и физический смысл входящих в неё коэффициентов мы подробно рассмотрим в следующей лекции).

Эта энергия расходуется на взаимосвязь нуклонов в атомном ядре, поэтому ее называют энергией связи. Эта энергия является той энергией, которую необходимо затратить, чтобы разделить атомное ядро на составляющие нуклоны. Если энергию связи атома разделим на число нуклонов, то получим среднее значение энергии связи на один нуклон $\bar{\varepsilon} = \frac{\Delta W}{A}$.

Пример 1: Для ${}^4\text{He}$: $\Delta W = 2m_p + 2m_n - m_{\text{He}} = (2 \cdot 1,007825 + 2 \cdot 1,008665 - 4,002604) \text{ а.е.м.} = 0,030376 \text{ а.е.м.} = 28,30 \text{ МэВ}$. Энергия связи на один нуклон для ${}^4\text{He}$ составляет $7,1 \text{ МэВ}$.

Пример 2: Рассчитаем энергию связи нуклонов в ядре ${}^{12}\text{C}$

$$\Delta W = [6 \cdot 1,007825 + 6 \cdot 1,008665 - 12,000000] \cdot 931,5 \text{ МэВ} = 92,16 \text{ МэВ}$$

Удельная энергия связи, т.е. энергия связи на один нуклон для ядра ${}^{12}\text{C}$ составляет $\varepsilon = E_{св}/A = 92,16 \text{ МэВ}/12 = 7,68 \text{ МэВ}$.

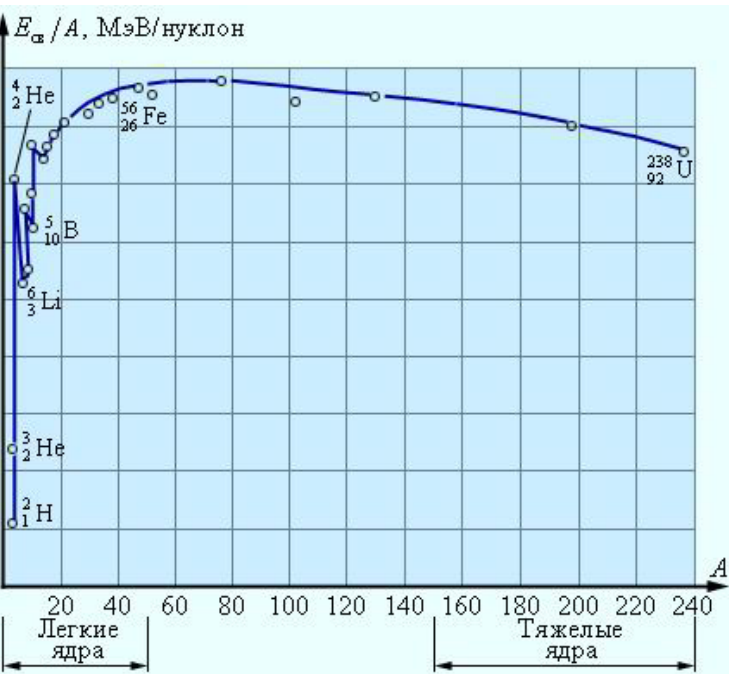


Рис.15. Зависимость средней энергии связи в расчете на один нуклон от массового числа.

Изменение массы покоя ядер (дефект массы), сопровождающее ядерное превращение может достигать 0,1%, тогда как перестройка внешних электронных оболочек, происходящая при химических превращениях, сопровождается изменением массы покоя атомов и молекул не более, чем на $10^{-7}\%$.

Анализ хода кривой $\bar{\varepsilon}(A)$ позволяет установить некоторые характеристики взаимодействия между нуклонами в ядре.

Удельная энергия связи $\bar{\varepsilon}$ быстро возрастает при малых A , и уже для ядер с $A > 12$ имеет примерно постоянное значение, близкое к 8 МэВ/нуклон , т.е. $\Delta W \approx \bar{\varepsilon}A$. Приближенная независимость $\bar{\varepsilon}$ от A

свидетельствует о свойстве *насыщения ядерных сил*, которое выражается в том, что каждый нуклон в ядре может взаимодействовать только с ограниченным числом (очевидно соседних) нуклонов и с ростом числа возможных партнеров по взаимодействию перестает «замечать» остальных. Другими словами, у каждого нуклона имеется ограниченное число возможных связей. Свойство насыщения тесно связано с *короткодействием ядерных сил*, и указывают на то, что ядерные силы имеют радиус действия порядка среднего расстояния между нуклонами в ядре. Если бы насыщения не было, то каждый из A нуклонов в ядре мог бы взаимодействовать со всеми остальными нуклонами (как это имеет место для кулоновского или гравитационного взаимодействия), и вместо линейной зависимости $\Delta W \approx \bar{\varepsilon}A$, была бы зависимость $\Delta W \approx A(A-1) \approx A^2$, так как каждый их нуклонов в этом случае мог бы взаимодействовать со всеми

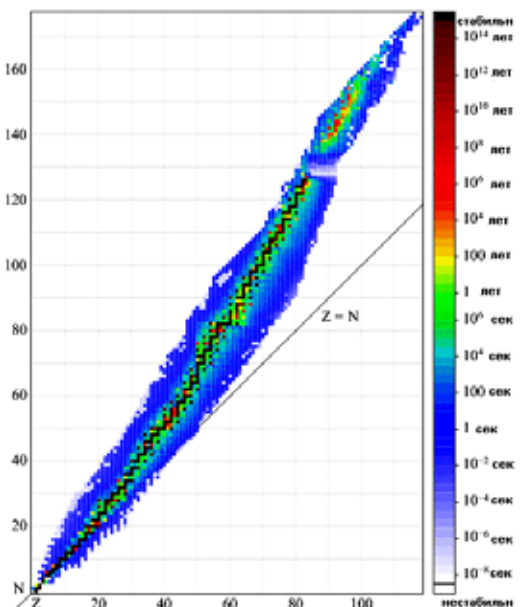
оставшимися ($A-1$) нуклонами, а всего таких пар A . Насыщение ядерных сил препятствует стягиванию ядра при накоплении числа нуклонов, и объемы ядер оказываются пропорциональными числу нуклонов в ядре, что свидетельствует о приблизительно постоянной плотности ядерного вещества.

Зависимость энергии связи на один нуклон от числа нуклонов проходит через максимум (**Рис.15**). Максимум удельной энергии связи приходится на ядра с массовыми числами $55 \div 60$ и спадает к обоим краям кривой. Для нуклидов с $A \approx 60$, т.е. для группы элементов Fe-Co-Ni, энергия связи на нуклон имеет максимальное значение (8,6 МэВ). Это указывает на то, что данные элементы по своим ядерно-физическим свойствам являются наиболее устойчивыми. Энергия связи на нуклон для нуклидов с четным числом нуклонов всегда выше среднearифметического значения соответствующих величин для соседних нуклидов с нечетным числом нуклонов.

Резкое уменьшение $\bar{\epsilon}(A)$ в области малых A (1 МэВ у дейтерия) объясняется поверхностными эффектами. Нуклоны у поверхности ядра не полностью насыщают все свои возможные связи. Этот эффект уменьшает полную энергию связи на величину, пропорциональную числу нуклонов в поверхностном слое. Роль поверхностных эффектов возрастает с увеличением отношения поверхности к объему, т.е. при переходе к легким ядрам. На этом участке кривой $\bar{\epsilon}(A)$ наблюдаются резкие «пики», отвечающие ядрам ${}^4\text{H}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, которые указывают на *кластерную структуру* этих ядер. Для этих ядер энергетически выгодным оказывается объединение нуклонов в α -частичные кластеры ($2p+2n$). Справа от максимума величина $\bar{\epsilon}$ плавно уменьшается, достигая для самого тяжелого природного элемента - урана - значения 7,5 МэВ/нуклон. Это уменьшение объясняется электрическим отталкиванием протонов. Поскольку кулоновские силы не обладают свойством насыщения, то при переходе к тяжелым ядрам удельная энергия связи убывает из-за роста электростатической энергии взаимного расталкивания протонов, величина которой пропорциональна Z^2 . В ядрах с малым числом протонов она незначительна, но существенно влияет на прочность ядер в области тяжелых ядер.

Из наличия максимума у зависимости $\bar{\epsilon}(A)$ следует важный вывод о двух энергетически выгодных процессах: 1) для наиболее тяжелых ядер возможен процесс деления на два более легких; 2) несколькими легчайшим ядрам, наоборот, энергетически выгодно сливаться друг с другом в более тяжелые ядра (*синтез ядер*). Оба процесса протекают с выделением большого количества энергии в форме кинетической энергии продуктов реакции. Так, в реакции синтеза ядер гелия из дейтерия и трития выделяется энергия 17,6 МэВ, или 3,5 МэВ на нуклон. Деление ядер урана сопровождается выделением энергии около 200 МэВ, или 1 МэВ на нуклон.

Пример. Пусть, например, ядро урана ${}^{238}_{92}\text{U}$ делится на два одинаковых ядра с массовыми числами 119. У этих ядер, как видно из **Рис.14**, удельная энергия связи порядка 8,5 МэВ/нуклон. Удельная энергия связи ядра урана 7,6 МэВ/нуклон. Следовательно, при делении ядра урана выделяется энергия, равная 0,9 МэВ/нуклон или более 200 МэВ на один атом урана. Рассмотрим теперь другой процесс. Пусть при некоторых условиях два ядра дейтерия ${}^2_1\text{H}$ сливаются в одно ядро гелия ${}^4_2\text{He}$. Удельная энергия связи ядер дейтерия равна 1,1 МэВ/нуклон, а удельная энергия связи ядра гелия равна 7,1 МэВ/нуклон. Следовательно, при синтезе одного ядра гелия из двух ядер дейтерия выделится энергия, равная 6 МэВ/нуклон или 24 МэВ на атом гелия. Следует обратить внимание на то, что синтез лёгких ядер сопровождается примерно в 6 раз большим выделением энергии на один нуклон по сравнению с делением тяжелых ядер.



Энергии удельной связи нуклонов в ядре примерно в миллион раз превышает энергию связи валентных электронов в атоме, равную ~ 10 эВ для большинства атомов. Поэтому энергия, выделяющаяся в ядерных реакциях, примерно в миллион раз превышает энергию химических реакций, что и определяет практическое значение использования ядерных реакций в качестве источника энергии.

Устойчивость ядер существенно зависит от параметра $(A-Z)/Z$ - отношения чисел нейтронов и протонов. Ядра лёгких нуклидов наиболее устойчивы при $(A-Z)/Z \approx 1$. С ростом массового числа всё более заметным становится электростатическое отталкивание между протонами, и область устойчивости сдвигается к значениям $(A-Z)/Z > 1$ (**Рис. 16**). Для наиболее тяжёлых ядер $(A-Z)/Z \approx 1.5$.

Рис. 16. Зависимость числа нейтронов N от числа протонов Z в атомных ядрах ($N=A-Z$). Справа - шкала периодов полураспада.

Если рассмотреть таблицу стабильных нуклидов, встречающихся в природе, можно обратить внимание на их распределение по чётным и нечётным значениям Z и N . Все ядра с чётными значениями этих величин являются ядрами лёгких нуклидов ${}^2_1\text{H}$, ${}^6_3\text{Li}$, ${}^{10}_5\text{B}$, ${}^{14}_7\text{N}$. Среди изобар с нечётными A , как правило, стабилен лишь один. В случае же чётных A часто встречаются по два, три и более стабильных изобар, следовательно, наиболее стабильны чётно-чётные, наименее - нечётно-нечётные. Это явления свидетельствует о том, что как нейтроны, так и протоны, проявляют тенденцию группироваться парами с антипараллельными спинами, что приводит к нарушению плавности вышеописанной зависимости энергии связи от A .

Z	$N=A-Z$	A	Число нуклидов
Чётное	Чётное	Чётное	167
Чётное	Нечётное	Нечётное	55
Нечётное	Чётное	Нечётное	53
Нечётное	Нечётное	Чётное	4

Таким образом, чётность числа протонов или нейтронов создаёт некоторый запас устойчивости, который приводит к возможности существования нескольких стабильных нуклидов, различающихся соответственно по числу нейтронов для изотопов и по числу протонов для изотопов. Также чётность числа нейтронов в составе тяжёлых ядер определяет их способность делиться под воздействием нейтронов.

Энергия связи одного присоединяемого или отделяемого от ядра нуклона может зависеть от четности числа имеющихся в составе ядра протонов и нейтронов. Детальный анализ удельной энергии связи как функции A и Z позволил сделать заключение о наибольшей устойчивости ядер с четным числом протонов и нейтронов (т.н. *четно-четные* ядра). Эти ядра имеют удельную энергию связи, примерно на 1 МэВ большую, чем соседние ядра, у которых либо N , либо Z - нечетные (Ч-Н и Н-Ч ядра) и имеют наибольшую распространенность в природе. Этот факт свидетельствует о том, что объединение внутри ядра одноименных нуклонов в пары (*эффект спаривания*) обусловлен действием между ними добавочным ядерных сил и является энергетически выгодным процессом, увеличивающим удельную энергию связи приблизительно на 1 МэВ. Промежуточное положение по величине удельной энергии связи и распространенности в природе занимают *четно-нечетные* и *нечетно-четные* ядра, количества которых равны. Наименьшие значение удельной энергии связи и количества стабильных нуклидов (четыре) имеют *нечетно-нечетные* ядра.

Магические ядра – атомные ядра, содержащие так называемое магическое число (2, 8, 20, 28, 50, 82, 126) протонов или нейтронов. Отличаются повышенной устойчивостью и большей распространённостью в природе по сравнению с соседними ядрами в Периодической системе элементов.

Заслуживает внимания особо высокие значения удельной энергии связи, даже на фоне четно-четных ядер, для ядер с содержанием нейтронов и (или) протонов, равным 2, 8, 20, 50, 82, 126 (только для нейтронов). Эти числа (и соответствующие ядра) получили название *магических*. Элементы с магическими ядрами являются наиболее устойчивыми и имеют большую распространенность в природе. Например, олово, атомный номер которого $Z = 50$, имеет 10 стабильных изотопов. Наблюдается наибольшее число стабильных изотопов для $N = 82$. Особенно устойчивыми являются *дважды магические* ядра, у которых и число нейтронов, и число протонов равно одному из магических чисел, например, ${}^4_2\text{He}$, ${}^{16}_8\text{O}$, ${}^{40}_{20}\text{Ca}$, ${}^{208}_{82}\text{Pb}$.

Общее правило дает возможность рассчитать энергию связи в ядре любого из нуклонов или группы связанных нуклонов. Например, средняя энергия связи для нейтрона равна:

$$\bar{\epsilon}_n(A, Z) = m_n + M(A-1, Z) - M(A, Z) \quad (33)$$

для протона:

$$\bar{\epsilon}_p(A, Z) = m_p + M(A-1, Z-1) - M(A, Z) \quad (34)$$

Эти величины положительны для всех ядер, не испытывающих радиоактивного распада с испусканием отдельных нуклонов (*нуклоностабильные ядра*), а равенство их нулю дает границы области существования таких ядер. В величины $\bar{\epsilon}(A, Z)$, $\bar{\epsilon}_n(A, Z)$ и $\bar{\epsilon}_p(A, Z)$ не равны друг другу. Например, энергия связи α -частицы с ядром урана ${}^{238}\text{U}$ отрицательна:

$$\bar{\epsilon}_\alpha({}^{238}\text{U}) = m_\alpha + M({}^{234}\text{Th}) - M({}^{238}\text{U}) = -4,2 \text{ МэВ} \quad (35)$$

что свидетельствует о нестабильности ядра урана относительно α -распада.

У ядер, следующих за висмутом ($Z > 83$), из-за большого числа протонов полная стабильность оказывается вообще невозможной. Сравнение энергий связи для легких и тяжелых ядер показывает энергетическую выгоду слияния (синтеза) первых и разделения на части (реакция деления) вторых. В стабильных ядрах между зарядом Z и массовым числом A существует соотношение вида

$$Z = \frac{A}{1,98 + 0,015A^{2/3}} \quad (36)$$

При отклонении от этого соотношения ядро проявляет свойство β^- или β^+ - радиоактивности

2.7 Электрический момент ядра

Электрический заряд ядра Z не дает представления о распределении протонов в ядре. Некоторые представления о распределении электрического заряда в ядре и его структуре можно получить с помощью *дипольного* и *квадрупольного* моментов ядра.

Электромагнитные моменты определяют потенциал взаимодействия ядра или частиц с внешними электрическими и магнитными полями.

Электрический дипольный момент ядер в основном состоянии равен нулю, что является следствием четности квадрата волновой функции основного состояния ядра.

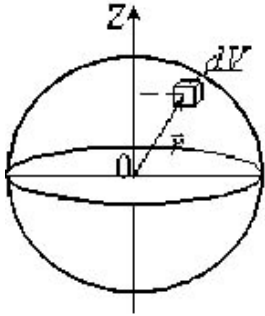


Рис.17. Схема к формуле расчёта дипольного момента ядра.

Диполем называется система из двух равных по величине зарядов q разного знака, жестко закрепленных на расстоянии d . Такая система, имея равный нулю электрический заряд, обладает свойством ориентироваться по направлению электрического поля. Так как отрицательных зарядов в ядре нет, то смещение положительного заряда (протонов) относительно нулевого (нейтронов) вызывает появление **дипольного момента** и ядро поворачивается в электрическом поле относительно центра инерции. Обычно рассматривают проекцию дипольного момента ядра на ось Z , совпадающую с направлением внешнего электрического поля. По определению

$$D_z = \int \rho(\vec{r})z dV, \quad (37)$$

где $\rho(\vec{r})$ - распределение электрического заряда относительно центра инерции ядра (Рис.17),

$\rho(\vec{r})dV = dq$ - бесконечно малый заряд в точке \vec{r} , z - проекция радиус-вектора выбранного объема на ось Z , а интегрирование ведется по всему объему ядра. Экспериментальные измерения показывают, что ядра в основном состоянии имеют всегда равный нулю электрический дипольный момент, так как нет никаких причин, которые могли бы вызывать в ядре смещение центра масс протонов относительно центра масс нейтронов. Сильное электрическое поле может вызывать поляризацию протонов в ядре и возникновение дипольного момента. Например, электромагнитное поле γ -кванта может вызывать периодическое смещение протонов относительно нейтронов и возникновение *дипольных колебаний* протонов в ядре.

Другой характеристикой распределения электрического заряда в ядре является **квадрупольный электрический момент Q** , который не равен нулю для многих ядер, находящихся даже в стационарных состояниях. Квадрупольный момент определяет степень взаимодействия ядра с неоднородным электрическим полем.

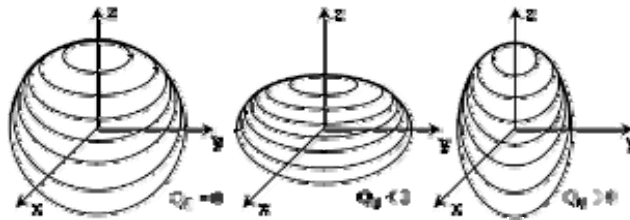
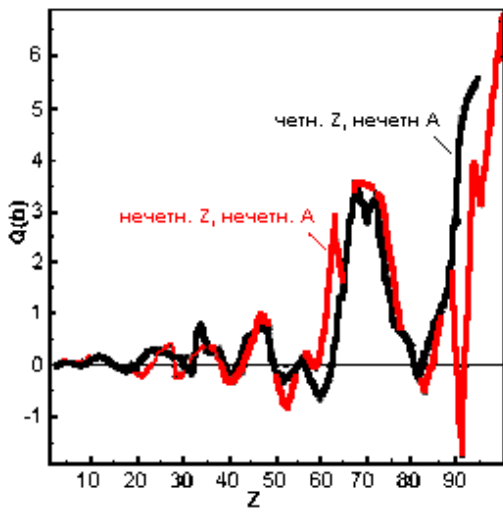


Рис. 18. Формы ядер и их электрические квадрупольные моменты

Атомные ядра, спин которых больше или равен единице, имеют отличные от нуля квадрупольные моменты, что говорит об их не точно сферической форме. Квадрупольный момент имеет знак плюс, если ядро вытянуто вдоль оси спина (веретенообразное тело), и знак минус, если ядро растянато в плоскости, перпендикулярной оси спина (чечевицеобразное тело). Известны ядра с положительными и отрицательными квадрупольными моментами. Отсутствие сферической симметрии у электрического поля, создаваемого ядром с ненулевым квадрупольным моментом, приводит к образованию дополнительных энергетических уровней атомных электронов и появлению в спектрах атомов линий сверхтонкой структуры, расстояния между которыми зависят от квадрупольного момента.



Электрический квадрупольный момент Q - мера несферичности ядра. Для сферически симметричного ядра $Q=0$. При $Q<0$, ядро является сплюснутым вдоль оси z эллипсоидом, при $Q>0$ ядро - вытянутое вдоль оси z эллипсоид.

Рис. 19. Зависимость электрических квадрупольных моментов ядер от числа протонов в ядре.

Квадрупольный момент ядра, величина, характеризующая отклонение распределения электрического заряда в атомном ядре от сферически симметричного. Квадрупольный электрический момент ядра в системе координат, связанной с ядром (внутренний квадрупольный момент) есть разность среднего значения величины $2z^2$ и среднего значения суммы

квадратов x^2 и y^2 . Поэтому для сферических ядер $Q = 0$, для вытянутых относительно внутренней оси вращения z $Q>0$, а для сплюснутых $Q<0$.

Электрическим квадрупольным моментом Q ядра называется величина, определяемая соотношением

$$Q = \int \rho(\vec{r})(3z^2 - r^2) dV \quad (38)$$

где использованы те же обозначения, как и в (37), а ось Z совпадает с направлением градиента внешнего электрического поля; $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$.

Для сферически симметричного распределения электрического заряда $x^2=y^2=z^2$ и подынтегральная функция в (38) обращается в нуль и $Q=0$. Квадрупольный момент имеет размерность площади и часто измеряется в единицах *барн*, $1 \text{ барн} = 10^{-24} \text{ см}^2$. Существуют ядра как вытянутые, так и сплюснутые. Если предположить, что вытянутые ядра являются эллипсоидами вращения, то их степень вытянутости можно характеризовать величиной $\delta=a/b$, где a - размер ядра вдоль оси Z , а b - максимальный размер перпендикулярно оси Z . Обычно величина $\delta \approx 1,02 \div 1,04$, однако у ряда тяжелых ядер она достигает $1,2 \div 1,5$. Все магические ядра имеют сферическую форму ($Q=0$), которая, таким образом, соответствует наиболее устойчивым ядрам.

Квадрупольные моменты ядер зависят от числа протонов в ядре. Для магических чисел квадрупольные моменты близки к нулю.

Для экспериментального определения квадрупольных моментов используются те же методы, что и для измерения магнитных моментов - изучение сверхтонкой структуры оптических линий в спектрах и радиочастотные методы. Взаимодействие квадрупольного момента с градиентом внутриатомного электрического поля, позволяет выяснить нарушение правила интервалов и отделить расщепление спектральных линий, связанное с наличием квадрупольного электрического момента у ядра, с расщеплением, вызванным магнитным моментом ядра, и определить квадрупольный момент ядра.

2.8 Чётность

В сильных (ядерных) и электромагнитных взаимодействиях выполняется закон сохранения четности. При существовании зеркальной симметрии волновая функция системы обладает определенной четностью (положительной или отрицательной).

Чётность - квантовое число, характеризующее симметрию волновой функции Ψ физической системы или элементарной частицы при некоторых дискретных преобразованиях; если при таком преобразовании Ψ не меняет знака, то четность положительна, если меняет, то четность отрицательна. Для истинно нейтральных частиц (или систем), которые тождественны своим античастицам, кроме пространственно четности, можно ввести понятие зарядовой четности и комбинированной четности (для остальных частиц замена их на античастицы меняет саму волновую функцию). Четность P_{A+B} системы, состоящей из двух взаимодействующих частиц A и B , равна $P_{A+B} = P_A P_B (-1)^l$, где P_A и P_B - внутренние четности систем A и B ; l - орбитальное число. Внутренняя четность нуклона положительна.

Поведение изолированных физических систем со временем характеризуются рядом всеобщих законов, таких как законы сохранения энергии, импульса и момента импульса. Совокупность этих законов часто называют *интегралами движения*. Законы сохранения являются отражением свойств симметрии пространства-времени (мира), в которых движутся тела. Например, сохранение энергии есть следствие однородности времени, то есть неизменности (инвариантности) физических законов относительно изменения начала отсчета времени. Сохранение импульса есть следствие однородности пространства, то есть инвариантности физических законов относительно параллельного переноса декартовых координат. Закон

сохранения момента импульса - следствие изотропности пространства, то есть инвариантности физических законов относительно поворота системы координат.

Имеется еще один вид симметрии пространства-времени, связанный с *пространственной инверсией*. Инверсия, или *пространственное отражение*, есть изменение направления (знаков) всех трёх пространственных осей координат:

$$x \rightarrow (-x), y \rightarrow (-y), z \rightarrow (-z) \quad (39)$$

В результате инверсии правовинтовая система координат преобразуется в левовинтовую и наоборот.

Микроскопическая частица характеризуется свойством, которому, в отличие от энергии, импульса или момента импульса не отвечает никакой классический аналог в макромире. Это свойство непосредственно относится к волновой функции частицы и связано с её поведением при инверсии системы координат. Согласно основному физическому свойству волновой функции, квадрат ее модуля определяет плотность вероятности найти микрочастицу в данный момент в данной точке пространства. Очевидно, что плотность вероятности не должна зависеть от того, в какой системе координат – правой (x, y, z) или левой $(-x, -y, -z)$ проводятся наблюдения:

$$|\Psi(x, y, z)|^2 = |\Psi(-x, -y, -z)|^2, \quad (40)$$

или в сферической системе координат:

$$|\Psi(r, \vartheta, \varphi)|^2 = |\Psi(r, \pi - \vartheta, \pi + \varphi)|^2 \quad (41)$$

если угол ϑ откладывается относительно оси Z , направление которой определяется одной из векторных характеристик микросистемы. Например, для зеркально-симметричного процесса вероятности вылета из ядра какой-либо частицы под углами ϑ и $\pi - \vartheta$ относительно направления спина ядра должны быть равны. Таким образом, для зеркально симметричного процесса абсолютная величина Ψ -функции не изменяет $|\Psi(x, y, z)| = |\Psi(-x, -y, -z)|$ ся

$$(42)$$

В общем случае

$$\Psi(x, y, z) = P\Psi(-x, -y, -z), \quad (43)$$

где P – некоторое число. Возведем модули левой и правой частей (43) в квадрат:

$$|\Psi(x, y, z)| = |P|^2 |\Psi(-x, -y, -z)|^2 \quad (44)$$

Сравнивая (40) и (44), устанавливаем, что $P^2 = 1$, а $P = \pm 1$. Величина P (**parity – чётность**) называется четностью.

Таким образом, для четных систем $P = 1$, для нечетных $P = -1$:

$$\Psi(x, y, z) = \pm \Psi(-x, -y, -z) \quad (45)$$

Это свойство, характеризующее изменение (или неизменность) знака волновой функции $\Psi(x, y, z)$ при инверсии координат называется *четностью волновой функции*.

Замечательным свойством для многих изолированных квантовых систем является *закон сохранения четности*: если изолированная физическая система в момент времени $t = 0$ имела определенную четность, то система сохраняет свою четность во все последующие моменты времени. Таким образом, четность является таким же интегралом движения, как энергия, импульс или момент импульса. Установлено, что четность сохраняется в процессах, обусловленных сильными (с участием ядерных сил) и электромагнитными взаимодействиями.

Четность системы из k нуклонов (или электронов) с орбитальными моментами l_1, l_2, \dots, l_k равна

$$P = (-1)^l, \quad (46)$$

где $l = l_1 + l_2 + \dots + l_k$ – суммарный относительный орбитальный момент системы.

Выполнение закона сохранения четности приводит к правилам отбора для электромагнитного излучения атомов и ядер, для радиоактивных превращений и ядерных реакций.

Основные состояния четно-четных ядер всегда имеют положительную четность. У других ядер основные состояния могут быть как четными, так и нечетными. Ядра в возбужденных состояниях могут иметь различную четность, не обязательно совпадающую с четностью основного состояния, которая

отмечается знаком плюс или минус при обозначении спина (например, $I = \frac{3}{2}^-$; $I = 1^+$ и т.п.).

2.9 Изоспин нуклонов и ядер

Как основное, так и возбужденные состояния ядер - помимо энергии, спина и чётности - характеризуются квантовыми числами, которые называются изоспином и проекцией изоспина. (В литературе эти квантовые числа обозначаются обычно либо символами T и T_z , либо I и I_z).

Изотопический спин (изоспин) - одна из внутренних характеристик (квантовое число), определяющая число зарядовых состояний адронов. В частности, протон и нейтрон (общее наименование этих элементарных частиц - нуклоны) различаются значением проекции изоспина, тогда как абсолютные значения их изоспина одинаковы. Последнее выражает свойство изотопической инвариантности сильного взаимодействия. С точки зрения сильного взаимодействия, протон и нейтрон являются одинаковыми частицами, а многие другие свойства у них также близки. Поэтому была разработана модель, по которой любой нуклон обладает изотопическим спином, равным $1/2$, у которого есть две возможные «проекции» в особом изотопическом пространстве. Когда проекция изотопического спина I_z равна $+1/2$, то нуклон становится протоном, а когда $-1/2$ - нейтроном. (Это соглашение о знаках принято в физике элементарных частиц; в ядерной физике для оси z изотопического пространства выбрано противоположное направление, чтобы проекция изоспина нейтрона была равна $+1/2$ и суммарная проекция изоспина у большинства ядер была положительной). Такое поведение изотопического спина выглядит естественным с точки зрения квантовой механики, поскольку в ней уже есть квантовое число с аналогичными свойствами - спин. По аналогии с этим названием и был введён термин «изотопический спин». Изоспин сохраняется во всех процессах, обусловленных сильным взаимодействием, однако нарушается в слабом и электромагнитном взаимодействии. Изоспин I одинаков для всех адронов, образующих изотопический мультиплет, число адронов в таком мультиплете равно $2I+1$. У каждого адрона в изомultiплете своя проекция изоспина I_z и свой электрический заряд, но одинаковы все остальные квантовые числа (спин, чётность, барионное число, странность и т. д.). Так, изодублет нуклонов ($I=1/2$) состоит из двух членов: протона и нейтрона с $I_z=\pm 1/2$. Изотриплет пионов π^+ , π^0 , π^- имеет изоспин I и проекции изоспина $+1$, 0 , -1 . Сохранение изоспина в сильных взаимодействиях позволяет приближённо вычислять сечения реакций и предсказывать структуру ядерных уровней в случаях, когда эффекты несохраняющих изоспин взаимодействий малы.

Введение этих квантовых чисел связано с тем фактом, что ядерные силы инвариантны относительно замены протонов на нейтроны. Это особенно ярко проявляется в спектрах т.н. «зеркальных» ядер, т.е. ядер-изобар, у которых число протонов одного равно числу нейтронов другого (например, спектры ядер ^{13}C и ^{13}N). Для всех известных пар таких ядер имеет место подобие спектров низших возбужденных состояний: спины и чётности низших состояний одинаковы, а энергии возбуждения близки.

С точки зрения теории изоспина, нейтрон и протон являются одной и той же частицей - нуклоном с изоспином $I = 1/2$ - в двух разных состояниях, различающихся проекцией изоспина на выделенную ось ($I_z = I_3$) в пространстве изоспина. Таких проекций для момента $I = 1/2$ может быть только две: $I_z = +1/2$ (протон) и $I_z = -1/2$ (нейтрон).

Система Z протонов и N нейтронов - ядро - имеет проекцию изоспина

$$I_z(A, Z) = Z(1/2) + N(-1/2) = (Z - N)/2 \quad (47)$$

Изоспин системы нуклонов является векторной суммой изоспинов составляющих:

$$\vec{I}(A) = \sum_i^A \left(\frac{\vec{1}}{2} \right) \quad (48)$$

Ядерные (т.е. сильные) взаимодействия не зависят от проекции изоспина, или, точнее, сильные взаимодействия инвариантны относительно вращений в изоспиновом пространстве.

Однако от величины изоспина ядерные силы зависят! Низшим по энергии состоянием системы нуклонов, т.е. основным состоянием ядра, является состояние с низшим возможным значением изоспина, которое равно

$$I_0 = |I_z| = |Z - N|/2 \quad (49)$$

Возбужденные состояния ядер могут иметь более высокие значения изоспина, но с той же проекцией. Таким образом, характеристиками уровней данного ядра являются энергия, спин состояния, чётность состояния и изоспин. Обычно три последних квантовых числа указываются как J^P, I

Пример. Определим изоспин основного состояния и проекцию изоспина для ядра ^{48}Ca . Ядро ^{48}Ca имеет 20 протонов и 28 нейтронов. Следовательно, проекция изоспина I_z этого ядра равна $I_z = (20 - 28)/2 = -4$. Изоспин основного состояния $I = |I_z| = 4$.

Частицы или системы частиц, имеющие одинаковый изоспин и разные проекции изоспина, составляют изоспиновые мультиплеты (дублеты, триплеты, и т.д.). Особенностью членов такого мультиплета является то, что они одинаковым образом участвуют в сильном взаимодействии. Простейший пример дублета - нейтрон и протон. Состояния зеркальных ядер ^{13}C и ^{13}N являются другим примером.

3. ЯДЕРНЫЕ СИЛЫ

Нуклоны в ядре удерживают ядерные силы.

Ядерные силы, силы, удерживающие нуклоны (протоны и нейтроны) в атомном ядре. Ядерные силы действуют только на расстояниях порядка 10^{-13} см и достигают величины в 100 – 1000 раз превышающей силу взаимодействия электрических зарядов. Ядерные силы не зависят от заряда нуклонов. Они обусловлены сильными взаимодействиями.

Сильное взаимодействие, самое сильное из фундаментальных взаимодействий элементарных частиц. В сильных взаимодействиях участвуют адроны. Сильное взаимодействие превосходит электромагнитное взаимодействие примерно 100 раз, его радиус действия около 10^{-13} см. частный случай сильного взаимодействия – ядерные силы. Современной теорией сильной связи является квантовая хромодинамика.

Адроны, элементарные частицы, участвующие в сильном взаимодействии (барионы и мезоны, включая все резонансы).

Основные свойства ядерных сил:

большая интенсивность (следует из большой величины энергии связи, рассчитанной на один нуклон

$$\varepsilon = \frac{\Delta W}{A} \approx 8 \text{ МэВ};$$

малый радиус действия (из размеров ядра);

зарядовая независимость

насыщение (из пропорциональности энергии связи массовому числу): $\Delta W \approx 8A$ МэВ;

спиновая зависимость (из отличия в устойчивости четно-четных, нечетных и нечетно-нечетных ядер);

тензорный (нецентральный) характер (из существования квадрупольного момента у дейтона).

Ядерные силы действуют на коротких расстояниях, $R \leq 1,4$ фм. Они «насыщенные», так что отдельный нуклон взаимодействует только с ближайшими нуклонами. Ядерные силы – силы весьма интенсивного притяжения, они соединяют нуклоны, образуя весьма плотную материю. В тоже время эксперименты по рассеянию частиц высокой энергии на ядре показали, что ядерные силы также имеют отталкивающие свойства. Поэтому на некотором расстоянии между нуклонами (0,5 фм) притягивающий характер сил меняется на отталкивающий. (Эта особенность вызвана кварковой субструктурой нуклона, предотвращающей нуклон от коллапса на самого себя).

Простейшая связанная ядерная система – дейтрон – состоит из нейтрона и протона. Дейтрон имеет квадрупольный момент 0,00286 барн, что указывает на то, что дейтрон не является идеально сферическим и силы взаимодействия между двумя нуклонами не являются сферически симметричными. Можно утверждать, что силы между двумя нуклонами имеют два компонента: сферически симметричную центральную силу и асимметричный тензор сил, зависящий от углов между спиновыми осями каждого нуклона и линией, соединяющей их.

Ядерные силы между двумя нуклонами зарядово независимы, т.е. сильное взаимодействие между двумя протонами или двумя нейтронами или нейтроном и протоном одинаковы (конечно они различаются электромагнитными силами). Доказательство зарядовой независимости ядерных сил можно найти в ядро-ядро рассеянии и в энергиях связи лёгких зеркальных ядер. (Зеркальные ядра – изобары в которых число протонов в одном ядре равно числу нейтронов в другом ядре, и наоборот). В Табл. 2 представлена общая энергия связи для некоторых лёгких зеркальных ядер, разница в кулоновской энергии между ядрами и результирующая величина «ядерной» энергии связи.

Пример. Даны зеркальные ядра: ^{25}Mg и ^{25}Al . Чему равна энергетическая разница между их основными состояниями?

Решение. Конверсия ^{25}Mg в ^{25}Al изменения одного нейтрона в протон. Напомним, что масса нейтрона несколько отличается от массы протона. Избыточный протон электромагнитно реагирует с другими 12 протонами, задавая второй член в разности энергий:

$$\Delta E = E(A, Z+1) - E(A, Z) = \Delta E_{\text{кул}} - (m_n - m_H)c^2$$

$$\Delta E_{\text{кул}} = \frac{6 e^2}{5 R} Z = \frac{6}{5} \left(\frac{1,44}{1,2} \sqrt[3]{25} \right) 12$$

$$(m_n - m_H)c^2 = 0,782 \text{ МэВ}$$

Основное состояние ^{25}Al на 5,128 МэВ выше основного состояния ^{25}Mg .

Табл. 2. Свойства лёгких ядер.

<i>A</i>	Ядро	Общая энергия связи, МэВ	Кулоновская энергия, МэВ	Чисто ядерная энергия связи, МэВ
3	³ H	-8,486	0	-8,486
	³ He	-7,723	0,829	-8,552
13	¹³ C	-97,10	7,631	-104,734
	¹³ N	-94,10	10,683	-104,770
23	²³ Na	-186,54	23,13	-209,67
	²³ Ne	-181,67	27,75	-209,43
41	⁴¹ Ca	-350,53	65,91	-416,44
	⁴¹ Sc	-343,79	72,84	-416,63

Анализ масс зеркальных ядер демонстрирует, что сильные (ядерные) силы между нейтроном и протоном одинаковы. Это приводит к рассмотрению нейтрона и протона как двух состояний одной и той же частицы, нуклона. (Аналогичная ситуация имеет место с мезоном, где π^0 , π^+ , и π^- так же ведут себя в плане сильных взаимодействий). Для учёта этого явления вводится квантовое число T для нуклона (или мезона), называемое изоспином (по аналогии с угловым моментом).

Табл. 3. Типы сил, действующие в природе.

Сила	Дальнодействие, м	Относительная сила	Носитель силы
Гравитационная	∞	10^{-38}	Гравитон
Слабая	10^{-18}	10^{-5}	W^\pm, Z^0
Электромагнитная	∞	$\alpha=1/137$	Протон
Сильная	10^{-15}	1	Глюкон

В настоящее время полагают, что в природе господствуют четыре силы (Табл. 3), так что все взаимодействия во Вселенной – результат действия этих сил. Самая слабая сила – гравитация, которая становится существенной при взаимодействии массивных объектов, таких как планеты, звёзды и т.п. Следующими по силе являются слабые взаимодействия, которые важны при β -распаде ядра. Электромагнитные силы, которые управляет поведением большинства систем в нашем обычном мире – ещё сильнее. И, наконец, существуют самые сильные – ядерные силы, которые по крайней мере, в 100 раз сильнее электромагнитных сил, ответственных за целостность атома.

Итак, можно выделить четыре типа взаимодействий ядерных частиц:

- **сильные взаимодействия**, ответственные за основной энергетический вклад в связь нуклонов внутри ядра. Радиус действия этих сил очень мал (примерно равен радиусу ядер) и практически отсутствует вне радиуса их действия
- **электромагнитные взаимодействия**, ответственные за энергетический вклад в связь заряженных частиц. Эти силы в сотни раз слабее сильных взаимодействий, но могут проявляться на достаточно больших расстояниях
- **слабые взаимодействия**, ответственные за энергетический вклад в связь элементарных частиц, составляющих нуклоны. Взаимодействия этого типа проявляются при самопроизвольном распаде нуклонов
- **гравитационные взаимодействия** - слабые взаимодействия, ответственные за энергетический вклад в связь элементарных частиц, составляющих нуклоны. Взаимодействия этого типа проявляются при самопроизвольном распаде нуклонов

Радиус ядерных сил по порядку величины равен размеру нуклона, поэтому ядра - сгустки очень плотной материи. Наиболее тесно нуклоны упакованы в ядре атома гелия, которое состоит из двух протонов и двух нейтронов. Атом гелия, лишенный своих электронов, называется альфа-частицей. Во многих случаях удобно считать, что и более тяжелые ядра состоят из α -частиц (например, ¹²C). Не вошедшие в α -частицы нуклоны слабее связаны с ядром, чем те, которые находятся в их составе. Ядерные силы - пример сильных взаимодействий. Они многократно превосходят кулоновскую силу. Электростатическое взаимодействие характеризуется энергией порядка нескольких электронвольт, а характерные ядерные энергии в миллион раз больше - мегаэлектронвольты (МэВ-ы). Короткодействие ограничивает действие ядерных сил ближайшим окружением нуклона, в то время как медленно спадающее с расстоянием электростатическое отталкивание протонов действует во всем объеме ядра. С ростом числа нуклонов ядра становятся неустойчивыми, и поэтому большинство тяжелых ядер радиоактивны, а совсем тяжёлые вообще не могут существовать. Конечное число элементов в природе - следствие короткодействия ядерных сил. Ядерные силы очень слабо зависят от того, взаимодействует протон с протоном, нейтрон с нейтроном или протон с нейтроном.

Сейчас полагают, что два нуклона притягиваются друг к другу, потому что обмениваются между собой частицей - пи-мезоном (пионом). Один нуклон испускает пи-мезон, другой его поглощает, а в результате нуклоны притягиваются друг к другу. Масса р-мезона больше массы электрона и меньше массы

протона. Между радиусом действия ядерных сил и массой p -мезона m_p существует связь: $m_p \approx \hbar/cr_n$. Есть три сорта p -мезонов - положительный, отрицательный и нейтральный. Их массы несколько отличаются, но все они примерно в 200 раз больше массы электрона.

Таким образом, ядерные силы действуют между нуклонами однородно, протоны испытывают дополнительное кулоновское отталкивание, что может дестабилизировать обогащенные протонами ядра. Но и нейтронами обогащенные ядра нестабильны. Симметричные ядра с равным числом протонов и нейтронов предпочтительны (по крайней мере, для легких ядер). Наконец, ядерные силы зависят от выравнивания спинов нуклонов.

*_*_*

Перечислим теперь известные к настоящему времени экспериментальные данные по строению и свойствам атомных ядер.

1. Ядра состоят из нуклонов - протонов и нейтронов примерно одинакового размера.
2. Протон и нейтрон имеют одинаковый внутренний момент количества движения.
3. Количество протонов в ядре (Z) определяет заряд ядра и порядковый номер химического элемента в Периодической системе.
4. Количество нуклонов в ядре определяет массовое число (A) химического элемента в Периодической системе.
5. Ядра бывают стабильными и нестабильными. В двумерном пространстве, где одно измерение – количество протонов, а другое – количество нейтронов, существует долина стабильности из двух параллельных тропинок.
6. По обе стороны от долины стабильности существуют области нестабильности, ограниченные линиями, за пределами которых существование ядер невозможно.
7. Ядра вблизи долины стабильности компактны, величина их радиуса определяется количеством нуклонов и изменяется в пределах от 2 до 10 ферми.
8. В легких стабильных ядрах примерно равное количество нейтронов и протонов.
9. В тяжелых стабильных ядрах нейтронов в полтора раза больше, чем протонов.
10. Распределение протонов по объему ядра отлично от распределения нейтронов.
11. Плотность ядерной материи в центре ядра примерно одинакова у всех ядер.
12. Объем ядра пропорционален количеству нуклонов.
13. Толщина поверхностного слоя у всех ядер примерно одинакова, порядка 0.5 Фм, и характеризуется размытостью границ.
14. Энергия связи ядер приблизительно пропорциональна массовому числу.
15. Ядерные силы обладают свойством насыщения.
16. Удельная энергия связи ядер имеет пик в области железа-никеля.
17. Ядерные силы изотопически инвариантны (не зависят от типа нуклона).
18. Величина ядерных сил зависит от взаимной ориентации спинов нуклонов.
19. Радиус действия ядерных сил соизмерим с размерами нуклона ($a \sim 1$ фм).
20. Притяжение между нуклонами на больших расстояниях ($r > 1$ фм) сменяется отталкиванием на малых ($r < 0.5$ Фм).
21. Величина ядерных сил затухает с расстоянием по экспоненциальному закону.
22. Ядерные силы зарядово независимы.
23. Нуклоны в ядре не статичны, однако средняя скорость движения нуклонов в ядре не превышает десятой части скорости света, это означает, что для описания движения можно использовать нерелятивистскую механику.
24. Большинство ядер имеет вращательные спектры, что позволяет сделать вывод о наличии коллективных степеней свободы ядра.
25. Ядро может находиться в разных изомерных состояниях, одно из них считается основным состоянием, все остальные – возбужденные состояния. Существуют долгоживущие изомеры, которые могут сильно отличаться формой ядра.
26. При массовых числах $A=150-190$ и $A>200$ зависимость энергий нижних возбужденных состояний ядер от спина ядра поразительно похожа на зависимость энергии вращающегося волчка от его момента вращения.
27. Наблюдаемые значения значительно меньше теоретических значений моментов инерции сплошных твердотельных эллипсоидов вращения.
28. Существует периодичность свойств ядер, связанная с магическими числами количества протонов: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 114.

29. Существует периодичность свойств ядер, связанная с магическими числами количества нейтронов: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, 184. Наиболее устойчивы ядра, у которых магическое число протонов или нейтронов.
30. У магических ядер электрический квадрупольный момент близок к нулю.