

### 4.1. Элементарные частицы

Ядра атомов любого вещества состоят из протонов и нейтронов, имеющих единое название – нуклоны. Других частиц в составе атомного ядра нет.

Существующие в природе мельчайшие стабильные и метастабильные частицы называются элементарными частицами. Многие из них возникают в результате взаимодействий, т.е. столкновений с другими элементарными частицами вещества.

Время взаимодействия между элементарными частицами настолько мало, что не поддается точному измерению. Неточность измерения времени взаимодействия  $\Delta t$  сравнима с временем жизни многих элементарных частиц. Поэтому для оценки энергии взаимодействия частиц можно воспользоваться соотношением неопределенности  $\Delta \epsilon \Delta t > h$ . Неопределенность энергии взаимодействия  $\Delta \epsilon$  должна быть всегда меньше энергии взаимодействия  $\epsilon$ , в противном случае частица не может быть обнаружена, т.е.  $\epsilon \geq \Delta \epsilon$ .

С учетом соотношения неопределенности получаем

$$\epsilon \geq \frac{h}{\Delta t}.$$

Уточним физический смысл понятия *элементарная частица*. Прежде всего, в понятии "элементарная частица" в современной физике находит отражение идея о наличии в природе первичных сущностей материи, которые определяют все известные свойства материи. До начала двадцатого века считалось, что вся материя состоит из атомов. Заметим, что атом в переводе на русский язык означает *неделимый*. Атомы в то время считались элементарными частицами материи. Но с развитием экспериментальной техники было установлено, что атом состоит из ядра и электронной оболочки. В дальнейшем открывались все новые и новые микрочастицы (мюоны, пионы и др.), которые также можно было принять за элементарные частицы.

Термин *элементарная частица* несколько "размыт", т.е. нельзя с полной достоверностью утверждать, существуют ли в природе действительно элементарные частицы.

Сведения о внутренней структуре элементарных частиц могут быть получены только на основе анализа результата столкновений между ними, причем полная энергия столкновений должна быть та-

кой, при которой у сталкивающихся частиц начинает проявляться внутренняя структура.

Исторически первой открытой элементарной частицей был электрон, обнаруженный Дж. Томсоном в катодных лучах (1897 г.). В 1919 г. Э. Резерфорд среди частиц, выбитых из атомных ядер, обнаружил протоны. Другая частица, входящая в состав ядра, нейтрон, была открыта в 1932 г. Дж. Чедвиком. Представление о возможности существования частицы электромагнитного поля, *фотона*, берет свое начало с работы М. Планка (1900 г.). Развивая идею М. Планка, А. Эйнштейн (1905 г.) постулировал, что электромагнитное излучение является потоком отдельных квантов энергии, фотонов, и на основе этого объяснил некоторые особенности внешнего фотоэффекта. Прямые экспериментальные доказательства существования фотона были даны Р. Милликеном (1912–1915 гг.) и А. Комптоном (1922 г.).

Открытие *нейтрино* связано с теоретической догадкой В. Паули (1930 г.). Но экспериментальное подтверждение было дано лишь в 1953 г. работами Ф. Райнеса и К. Коуэна.

Затем в космических лучах экспериментально были обнаружены: в 1932 г. К. Андерсоном – *позитрон*, в 1936 г. К. Андерсоном и С. Неддермейером – *мюон*, в 1947 г. С. Пауэллом с сотрудниками –  $\pi$ -*мезоны*. В 1940–1950 гг. была обнаружена большая группа частиц с необычными свойствами, получивших название странных (*K-мезоны*, *L-гипероны* и др.). В 1955–1956 гг. открыты анитипротон, антинейтрон.

За время с 1960 г. по 1970 г. на ускорителях было открыто большое число крайне неустойчивых частиц, получившие название *резонансов*.

В 1962 г. было установлено, что существуют два различных типа нейтрино: электронное и мюонное. В 1975 г. были получены первые сведения о существовании тяжелого *лептона* – аналога электрона и мюона,  $\tau$ -*мезона*. Соответственно принято, что существует третий тип нейтрино –  $\tau$ -*мезонное*. Неожиданными оказались и свойства у большинства элементарных частиц. Для их описания, помимо характеристик, заимствованных из классической физики, таких как электрический заряд, масса, момент импульса, потребовалось введение многих новых специальных характеристик.

Ввиду неоднозначности понятия, в настоящее время термин *элементарная частица* обычно употребляется не в точном смысле этого слова, а менее строго – для наименования большой группы мельчайших частиц, подчиненных условию, что они не являются атомами или атомными ядрами. Эта группа частиц необычайно обширна, в нее, в

частности, входят протон, нейтрон, лептоны, т.е. электрон, мюон и тау-мезон со своими античастицами и нейтрино, фотон,  $\pi$ -мезон, странные частицы, резонансы – несколько сотен частиц, в основном нестабильных. Имеются серьезные основания считать, что большинство элементарных частиц обладает внутренней структурой, но в то же время у таких частиц, как, например, электрон, нейтрино, внутренней структуры не обнаружено.

#### 4.1.1. Основные свойства элементарных частиц

Микроскопические массы и микроскопические размеры элементарных частиц определяют их квантовые и волновые свойства. Характерную длину волны де Бройля элементарной частицы массы  $m$  можно вычислить по формуле:

$$\lambda = \frac{h}{mc},$$

где  $h$  – постоянная Планка,  $c$  – скорость света в вакууме.

Вычисленная длина волны по порядку величины близка к типичным расстояниям, на которых осуществляется взаимодействие между этими частицами. Так, у  $\pi$ -мезона  $\lambda \approx 1,4 \cdot 10^{-15}$  м, т.е. по порядку величины примерно равна эффективному радиусу взаимодействия  $\pi$ -мезона. Из этого следует, что квантовые закономерности здесь являются решающими.

Наиболее важным свойством всех элементарных частиц является способность рождаться и уничтожаться, что соответствует их испусканию и поглощению. Опыт показывает, что все процессы с элементарными частицами протекают через последовательность актов их поглощения и испускания, при этом в зависимости от особенностей взаимодействия они отличаются длительностью и интенсивностью взаимодействия.

Все взаимодействия между элементарными частицами можно разделить на четыре вида: *сильное, электромагнитное, слабое, гравитационное*.

Сильное взаимодействие соответствует самой сильной связи между элементарными частицами. При сильном взаимодействии процессы протекают наиболее интенсивно по сравнению с другими видами взаимодействий между элементарными частицами. Частицы, участвующие в сильных взаимодействиях, называются *адронами*. В настоящее время известно несколько сот их разновидностей. Существуют стабильные и нестабильные адроны. Стабильные адроны подраз-

деляются на *мезоны* (спин 1) и *барионы* (спин 1/2). К нестабильным адронам, в частности, относятся резонансы, нестабильные относительно сильного взаимодействия элементарные частицы.

Величина сильного взаимодействия не зависит от величины и знака электрического заряда адрона. Сила взаимодействия между адронами короткодействующая, время взаимодействия между ними порядка  $10^{-23}$  с.

Электромагнитное взаимодействие – это взаимодействие между элементарными частицами, осуществляемое посредством электромагнитного поля. Время взаимодействия порядка  $10^{-20}$  с, т.е. во много раз превышает время сильного взаимодействия и, следовательно, простирается на большие расстояния. Электромагнитное взаимодействие значительно слабее сильного, оно определяет величину связи атомных электронов с ядром, величину связи между атомами в молекулах, а также твердых и жидких веществах.

Слабое взаимодействие – это взаимодействие между элементарными частицами, которое соответствует самой слабой связи между ними по сравнению с сильным и электромагнитным. Оно вызывает медленно протекающие процессы с участием элементарных частиц. Время взаимодействия  $10^{-19}$  с. Эффективный радиус взаимодействия не превышает  $10^{-18}$  м, поэтому оно всегда слабее электромагнитного, которое, в свою очередь, до расстояний  $10^{-15}$  м всегда слабее сильного. На расстояниях меньших  $10^{-18}$  м слабое и электромагнитное образуют единое *электрослабое* взаимодействие. Частицы, обладающие только слабым взаимодействием, в среднем практически не взаимодействуют с веществом.

В гравитационном взаимодействии участвуют все без исключения элементарные частицы. Но так как массы частиц малы, то гравитационные силы по сравнению с остальными на много порядков слабее, поэтому в физике элементарных частиц их обычно не учитывают. Гравитационное взаимодействие между элементарными частицами может быть существенным только на расстояниях порядка  $10^{-35}$  м.

В зависимости от участия в тех или иных видах взаимодействий все изученные элементарные частицы делятся на четыре основные группы: адроны, лептоны, фотоны, бозоны<sup>\*)</sup>.

---

<sup>\*)</sup> Современная классификация взаимодействий и элементарных частиц приведена в учебных пособиях по физике последних лет издания, например: Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики. 4-е изд. М.: Издательский центр «Академия», 2003. 720 с.

Адроны обладают сильным, электромагнитным и слабым взаимодействиями.

Лептоны обладают только электромагнитным и слабым взаимодействием и образуют два семейства:

1. электрон, мюон,  $\tau$ -мезон;
2. нейтрино (электронное, мюонное,  $\tau$ -нейтрино).

Фотоны – это группа элементарных частиц, являющихся переносчиками электромагнитного взаимодействия большой энергии. У фотонов спиновое квантовое число равно 1.

Бозоны являются переносчиками слабого взаимодействия, они были обнаружены лишь в 1983 году. Бозоны – частицы с целыми спиновыми квантовыми числами 0, 1, 2, они подчиняются статистике Бозе-Эйнштейна. Бозоны могут быть двух видов:  $W$ -бозон и  $Z$ -бозон, у них спиновое квантовое число равно 1.

Большинство адронов и все лептоны имеют свои античастицы, отличающиеся от исходных частиц лишь противоположными знаками соответствующих зарядов, нейтрино не имеют электрического заряда, но в природе существуют нейтрино и антинейтрино.

Во всех взаимодействиях элементарных частиц выполняются законы сохранения энергии, импульса, момента импульса, электрического и барионного зарядов, а также зарядов, имеющих иное физическое происхождение, которые здесь мы не обсуждаем из-за специфики вопроса.

Барионам приписывается барионный заряд  $B = +1$ , антибарионам  $B = -1$ . Барионный заряд остальных частиц  $B = 0$ . Кроме того, существуют следующие лептонные заряды: электронный  $l_e$ , электронного нейтрино  $l_{\nu_e}$ , мюонный  $l_\mu$ , мюонного нейтрино  $l_{\nu_\mu}$ ,  $\tau$ -мезонный  $l_\tau$ ,  $\tau$ -мезонного нейтрино  $l_{\nu_\tau}$ .

Электрону и электронному нейтрино приписывают заряд  $l_e = l_{\nu_e} = 1$ ; мюону и мюонному нейтрино приписывают заряд  $l_\mu = l_{\nu_\mu} = 1$ ;  $\tau$ -мезону и  $\tau$ -мезонному нейтрино приписывают заряд  $l_\tau = l_{\nu_\tau} = 1$ . Остальные элементарные частицы лептонным зарядом не обладают.

Следует заметить, что понятия "барионный, лептонный" заряды надо понимать не в прямом смысле слова как электрический заряд, а в смысле некоторого квантового числа, с помощью которого отображаются определенные физические свойства элементарных частиц.

Для всех перечисленных зарядов в процессах взаимодействия выполняются законы сохранения для каждого из видов заряда, это значит, что суммарный одноименный заряд до взаимодействия равен суммарному одноименному заряду после взаимодействия.

#### 4.1.2. Кварковая структура адронов

В 1964 г. М. Гелл-Манном (США) и независимо от него Г. Цвейгом (Швейцария) была выдвинута гипотеза, что все адроны состоят из каких-то фундаментальных структурных элементов материи, *кварков*. В дальнейшем оказалось, что модели элементарных частиц, построенные из кварков и антикварков, находятся в хорошем согласии с экспериментальными результатами. Например, рассеяние быстрых электронов на нуклонах показало, что протон содержит три точечных рассеивающих центра: два из них с зарядами  $2/3e$  и один с зарядом  $(-1/3e)$ . Для согласования кварковой структуры некоторых элементарных частиц с принципом Паули понадобилось приписать кваркам дополнительные квантовые числа, получившие название "цвет", "очарование" и др. Кроме того, пришлось ввести еще один структурный элемент материи, с помощью которого осуществляется взаимодействие между кварками, этот структурный элемент был назван *глюоном*. Таким образом, глюоны – это посредники, переносящие взаимодействие между кварками. В зависимости от комбинаций цветов кварков вводятся 8 различных глюонов. Масса покоя глюона  $m_g = 0$ , спин  $S_g = 1$ .

Глюоны не только осуществляют взаимодействие между кварками, но могут взаимодействовать между собой. Свойства глюонов таковы, что на больших расстояниях силы взаимодействия становятся настолько значительными, что появление кварков в свободном состоянии оказывается невозможным. И наоборот, на малых расстояниях силы взаимодействия оказываются настолько незначительными, что на таких расстояниях кварки можно считать свободными частицами. Эта особенность сильного взаимодействия получила название *асимптотической свободы*.

Кварковая модель не только правильно описывает свойства известных элементарных частиц, но и предсказывает существование новых, которые действительно обнаруживаются в экспериментах.

Итак, все виды адронов состоят из кварков. Минимальное число сортов кварков 6. Кварки имеют спин  $1/2$ , барионный заряд  $1/3$ , дробный электрический заряд, а также еще 4 квантовых числа, но для их обоснования необходимы знания, выходящие за пределы курса общей физики, поэтому их здесь мы не обсуждаем.

Барионы состоят из 3-х кварков, мезоны – из 2-х кварков.

В табл. 4.1.1 приводятся условные обозначения кварков, их электрический заряд и их относительные массы.

Обозначение кварка	Электрический заряд	$m/m_e$
$u$	$2/3 e$	9,79
$d$	$-1/3 e$	13,7
$s$	$-1/3 e$	293,5
$c$	$2/3 e$	2642
$b$	$-1/3 e$	9198
$t$	$2/3 e$	

Таблица 4.1.1. Некоторые свойства кварков ( $e$  – заряд электрона;  $m$  – масса кварка,  $m_e$  – масса покоя электрона)

В табл. 4.1.2 в качестве примера приводится кварковый состав нуклонов (протонов, нейтронов) и  $\pi$ -мезонов, а также относительные их массы и время жизни в свободном состоянии.

		$B$	$S$	$m/m_e$	Среднее время жизни
$p$	$uud$	1	1/2	1836,2	стабилен
$n$	$ddu$	1	1/2	1838,7	918с=15,3мин
$\pi^+$	$u\bar{d}$	0	0	273,1	$2,6 \cdot 10^{-8}$ с
$\pi^0$	$2(u\bar{u} - d\bar{d})$	0	0	264,1	$8,3 \cdot 10^{-17}$ с
$\pi^-$	$d\bar{u}$	0	0	273,1	$2,6 \cdot 10^{-8}$ с

Таблица 4.1.2. Кварковый состав нуклонов и  $\pi$ -мезонов ( $\bar{u}, \bar{d}$  – антикварки;  $B$  – барионный заряд;  $S$  – спиновое квантовое число;  $m$  – масса элементарной частицы,  $m_e$  – масса покоя электрона)

Из анализа состава элементарных частиц видно разнообразие их свойств и характеристик. Резко различаются между собой их массы, времена жизни. Почти у каждой частицы имеется ее двойник-античастица, в связи с чем их число сразу же должно быть увеличено почти вдвое. Большие группы частиц объединены под названием *резонансы*. Характерным для этих частиц является малое время жизни ( $\sim 10^{-23}$ с), все они рассматриваются как различные возбужденные состояния одной частицы, например нуклона. В табл. 4.1.3 приведены основные характеристики некоторых элементарных частиц.

Условные обозначения	Масса покоя МэВ	Спиновое квантовое число	Среднее время жизни
Фотон			
$\nu$	0	1	стабильны
Лептоны ( $\ell = 1$ )			
$e^-$	0,511	1/2	стабильны
$\nu_{e^-}$	$< 0,3 \cdot 10^{-5}$	1/2	стабильны
$\mu^-$	105,7	1/2	$2,2 \cdot 10^{-6}$ с
$\nu_{\mu^-}$	$< 0,51$	1/2	стабильны
$\tau^-$	1782	1/2	$3,4 \cdot 10^{-12}$ с
$\nu_{\tau^-}$	$< 250$	1/2	?
Принятые обозначения: $e^-$ – электрон, $\mu^-$ , $\tau^-$ – мюоны и $\tau$ -мезоны, $\nu_{e^-}$ , $\nu_{\mu^-}$ – нейтрино			
Мезоны ( $B = 0$ )			
$\pi^+$ , $\pi^-$	139,6	0	$2,6 \cdot 10^{-8}$ с
$\pi^0$	135,0	1	$8,31 \cdot 10^{-17}$ с
$K$	493,7	0	$1,24 \cdot 10^{-3}$ с
Принятые обозначения: $\pi$ – $\pi$ -мезоны, $K$ – $K$ -мезон.			
Барионы ( $B = 1$ )			
$p$	938,280	1/2	стабильны
$n$	939,573	1/2	918 с
$\Lambda$	1115,6	1/2	$2,63 \cdot 10^{-10}$ с
Принятые обозначения: $p$ – протон, $n$ – нейтрон, $\Lambda$ – гиперон.			

Таблица 4.1.3. Основные характеристики элементарных частиц

Говоря о том, что почти каждой частице соответствует своя античастица, необходимо остановиться на одном поразительном факте. Астрономические исследования показывают, что видимая нами Вселенная состоит только из образующих атомы протонов, нейтронов и электронов, а не из их античастиц. Если бы во Вселенной вещество соседствовало с антивеществом, то на границе их соприкосновения происходили бы процессы аннигиляции. Однако излучений с характерными для этих процессов энергиями не наблюдается. Можно, конечно, предположить, что скопления галактик, отделенных друг от друга громадными расстояниями, могут состоять как из вещества, так и из антивещества. Однако ни одна из космологических моделей не предложила еще такой модели развития Вселенной. Античастицы очень редко наблюдаются в приходящих из космоса лучах. Наблю-



даемое в настоящее время во Вселенной отношение числа антинуклонов к числу нуклонов оказывается примерно равным  $10^{-9}$ . Указанное свойство получило название барионной асимметрии Вселенной. Эта же величина характеризует отношение среднего числа фотонов к среднему числу нуклонов во Вселенной.

#### 4.2. Строение атомного ядра

Ядро любого атома, кроме атома легкого водорода, состоит из двух типов частиц:  $Z$  – протонов и  $N$  – нейтронов, причем протоны имеют электрический заряд  $q = e > 0$ , а нейтроны электрическим зарядом не обладают. Обобщено эти частицы называются нуклонами. Кроме того, в ядерной физике часто используется слово нуклид. Под словом *нуклид* понимается ядро атома любого химического элемента с указанными значениями  $Z$  и  $N$ .

В физике атомного ядра, наряду с другими единицами, за единицу массы принята атомная единица массы, сокращенно а.е.м.  $1 \text{ а.е.м.} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$ . Тогда масса протона  $m_p = 1,67265 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$ , а масса нейтрона  $m_n = 1,67495 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$ , т.е.  $m_n > m_p$ .

Общее число протонов и нейтронов в ядре  $A = Z + N$ ,  $A$  – *массовое число*. Массовое число  $A$  в основном определяет массу ядра, а также массу атома в целом. Однако химические свойства атомов все-таки определяются не числом нуклонов в ядре, а числом валентных электронов в электронной оболочке атома. Полное число электронов в нейтральном атоме всегда равно порядковому номеру в периодической таблице элементов, т. е.  $Z$  – *зарядовому числу*. Значит, число электронов в нейтральном атоме равно числу протонов в ядре. Других частиц в ядре, кроме нуклонов, нет.

Условное обозначение нуклида в основном состоянии  ${}^A_Z X$ , где  $X$  – символ химического элемента. Например, нуклиды углерода и кислорода имеют следующие обозначения:  ${}^{12}_6 C, {}^{16}_8 O$ .

Атомы, ядра которых имеют одинаковые зарядовые числа  $Z$  и различные массовые числа  $A$ , имеют одни и те же химические свойства и называются *изотопами*. Изотопы одного и того же химического элемента различаются друг от друга лишь по числу нейтронов в ядре. Большинство веществ с атомами одного и того же  $Z$  представляют смесь различных изотопов. Так, углерод имеет 3 изотопа:  ${}^{12}_6 C, {}^{13}_6 C, {}^{14}_6 C$ ; кислород также имеет 3 изотопа:  ${}^{15}_8 O, {}^{16}_8 O, {}^{17}_8 O$ . Разумеется, процент-

ное содержание каждого из изотопов в природе неодинаково. Так, процентное содержание в природе изотопов  $^{12}_6\text{C}$ ,  $^{16}_8\text{O}$  наибольшее по сравнению с другими одноименными изотопами этих элементов.

$Z$	$X$	%	$T$
1	$^1_1\text{H}$	99,985	-
	$^2_1\text{H} = D$	0,015	-
	$^3_1\text{H} = T$	-	12,26 года
2	$^3_2\text{He}$	0,00013	-
	$^4_2\text{He}$	100	-
	$^6_2\text{He}$	-	0,81 с
3	$^6_3\text{Li}$	7,4	-
	$^7_3\text{Li}$	92,6	-
	$^8_3\text{Li}$	-	0,84 с
	$^9_3\text{Li}$	-	0,17 с
4	$^7_4\text{Be}$	-	53 дня
	$^8_4\text{Be}$	-	$1 \cdot 10^{-16}$ с
	$^9_4\text{Be}$	100	-
	$^{10}_4\text{Be}$	-	$3 \cdot 10^6$ лет

Таблица 4.2.1. Изотопы и изобары некоторых легких ядер

Атомы, ядра которых имеют одни и те же массовые числа, называются *изобарами*. Одни и те же изобары, т.е. ядра с различными  $Z$ , соответствуют ядрам атомов различных химических элементов.

В табл. 4.2.1 в качестве примера приводятся изотопы и изобары некоторых легких ядер, их процентное содержание в природе, а также период полураспада нестабильных ядер.

### 4.3. Энергия связи ядра

Атомное ядро представляет собой систему, состоящую из  $A$  нуклонов, удерживаемых в ядре *силами связи*. Если бы мы пожелали разделить эту систему на составляющие ее нуклоны, то пришлось бы

совершить работу против действия сил связи, существующих между нуклонами ядра. Величина этой работы и является мерой энергии связи, мерой прочности ядра. Поэтому энергия связи является одной из важнейших характеристик атомного ядра.

Итак, между нуклонами ядра всегда действуют особые силы взаимодействия – *ядерные силы*. Положительно заряженные протоны и электрически нейтральные нейтроны благодаря действию этих сил образуют чрезвычайно устойчивое образование – *ядро*. Устойчивость ядра означает, что между нуклонами такого ядра существует сильная связь, действуют большие силы притяжения.

Изучение этой связи в известных пределах может быть проведено без привлечения сведений об особенностях и свойствах ядерных сил. Такой подход основан на использовании закона сохранения энергии, он носит общий характер и позволяет сделать ряд важных выводов о специфике тех связей, которые удерживают нуклоны в ядре.

На основании сказанного можно дать такое определение энергии связи: энергией связи называется та энергия, которую необходимо сообщить ядру, чтобы разделить его на составляющие его нуклоны без сообщения им за пределами ядра дополнительной энергии. Эту энергию в дальнейшем будем обозначать  $\epsilon_{св}$ .

Так как на *расщепление ядра* необходима затрата энергии, то обратный процесс – процесс образования ядра (*синтеза ядра*) из нуклонов – всегда должен сопровождаться выделением энергии, равной той, которую необходимо затратить на расщепление ядра на составные его части.

Итак, если ядро устойчиво, то полная энергия частиц в ядре должна быть меньше полной энергии, которой бы обладали нуклоны до образования ядра.

Поэтому синтез ядер из протонов и нейтронов всегда сопровождается высвобождением энергии, равной энергии связи  $\epsilon_{св}$ , и соответствующим изменением эквивалентной этой энергии массы:

$$\Delta M = \frac{\epsilon_{св}}{c^2}, \quad (4.3.1)$$

где  $\epsilon_{св}$  – полная энергия связи в расчете на все нуклоны ядра;  $\Delta M$  – дефект массы:

$$\Delta M = Z m_p + (A - Z) m_n - M_{я}. \quad (4.3.2)$$

где  $m_p$  – масса протона,  $m_n$  – масса нейтрона,  $m_{я}$  – масса ядра.

Заметим, что в периодической таблице элементов всегда приводится масса атома, а не масса ядра, поэтому с целью удобства в практическом ее применении формулу (4.3.2) можно переписать по-иному:

$$\Delta M = Z m_H + (A - Z) m_n - M_a, \quad (4.3.3)$$

где  $m_H$  – масса атома водорода, т.е. масса протона вместе с электроном,  $M_a$  – масса атома.

Так как всегда  $\Delta M > 0$ , то при синтезе ядра из протонов и нейтронов выделяется энергия, пропорциональная  $\Delta M$ . Разумеется, это будет верно, если данное ядро в дальнейшем находится в устойчивом (невозбужденном) состоянии.

Сравним теперь энергию, которая высвобождается при синтезе ядер из нуклонов, с энергией, которая высвобождается при образовании молекул и атомов: при синтезе ядер  $\Delta\varepsilon/\varepsilon \leq 10^{-4}$ , где  $\varepsilon$  – полная энергия ядра, при синтезе молекул  $\Delta\varepsilon/\varepsilon < 10^{-10}$ , где  $\varepsilon$  – полная энергия молекулы. Используя эти данные, можно показать, что силы взаимодействия между атомами в молекуле примерно в  $10^6$  раз меньше сил взаимодействия между нуклонами ядра.

Найдем энергию, соответствующую 1 а.е.м. =  $1u$ , где  $u$  – углеродная единица массы:

$$1u = M({}^{12}_6\text{C})/12, \quad \varepsilon_u = 1uc^2 = 931 \cdot 10^6 \text{ эВ} = 931 \text{ МэВ}$$

Поэтому, если дефект массы измерять в единицах а.е.м., то

$$\varepsilon_{\text{св}} = 931 \Delta M, \text{ МэВ}. \quad (4.3.4)$$

*Средняя энергия связи*, приходящаяся на один нуклон ядра, является важнейшей характеристикой ядра. Опыт показывает, что средняя энергия связи в расчете на один нуклон сложным образом зависит от массового числа  $A$ .

Эту зависимость приближенно проще всего изобразить графически (рис. 4.3.1),

Из графика на рис. 4.3.1 видно, что средняя энергия связи, приходящаяся на один нуклон, сначала возрастает, достигая максимального значения 8,7 МэВ, когда  $A \approx 60$ . Последующее увеличение числа нуклонов в ядре приводит к постепенному ослаблению связи между нуклонами. Для тяжелых ядер ( $A > 200$ ) величина  $\langle \varepsilon_{\text{св}} \rangle / A$  уменьшается до 7,5 МэВ. Заметим, что указанный график относится только к средним значениям  $\langle \varepsilon_{\text{св}} \rangle / A$ . Однако в природе имеют место отклонения от приведенных средних значений. Так, если в ядре содержатся 2, 8, 20, 28, 50, 82 протонов или 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 нейтронов, то для таких чисел нуклонов энергия связи несколько возрастает по

сравнению с соответствующей средней энергией связи. Эти числа называются *магическими*.

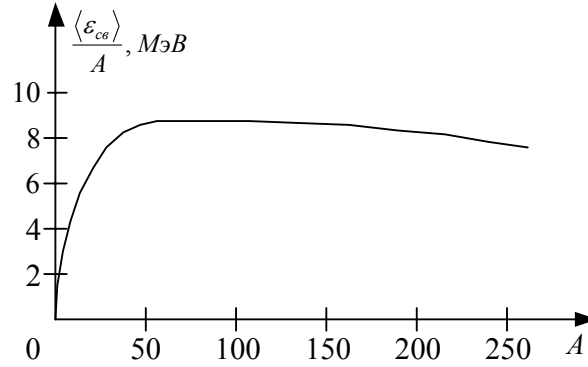
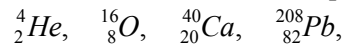


Рис. 4.3.1. Средняя энергия связи

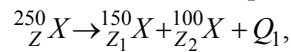
Значит, ядра, в которых одновременно содержатся магическое число протонов и магическое число нейтронов, обладают повышенной стабильностью. К ним, в частности, относятся ядра



а также некоторые другие ядра атомов.

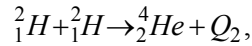
Протоны и нейтроны в дважды магических ядрах наиболее плотно упакованы, поэтому значения  $\langle \varepsilon_{св} \rangle / A$  у дважды магических ядер больше, чем у рядом расположенных на рис. 4.3.1 ядер. Энергии отрыва отдельных протонов и отдельных нейтронов не совпадают как между собой, так и с величиной  $\langle \varepsilon_{св} \rangle / A$ .

Из графика на рис. 4.3.1 также следует, если тяжелое ядро неустойчиво, то оно может распадаться на два ядра, например,



при этом выделяется избыточная энергия  $Q_1$ .

Если же синтезировать ядро из более легких ядер, например,



то будет выделяться энергия  $Q_2 = (6,0 - 0,2) \text{ МэВ} = 5,8 \text{ МэВ}$ , где  $(\varepsilon_{св} / A)_{2\text{H}} = 0,1 \text{ МэВ}$ ,  $(\varepsilon_{св} / A)_{4\text{He}} = 6,0 \text{ МэВ}$ , причем  $Q_1 < Q_2$ . Поэтому реакция синтеза ядер энергетически более выгодна по сравнению с реакцией распада ядра. Однако в настоящее время в промышленных

целях освоена лишь реакция деления тяжелых ядер, которая используется в частности, на атомных электростанциях. Установки, основанные на синтезе ядер, продолжают разрабатываться – это термоядерные реакторы, их промышленное использование – дело будущего.

#### 4.4. Ядерные силы

Ядра большинства природных изотопов представляют собой очень устойчивые образования. Нейтроны и протоны в них удерживаются мощными ядерными силами притяжения. Поэтому в ядре ядерные силы притяжения, наряду с кулоновскими силами отталкивания между протонами, образуют устойчивую систему частиц. Интересно отметить, что ядерные силы между двумя протонами, между двумя нейтронами, между протоном и нейтроном всегда одинаковы. Поэтому как протоны, так и нейтроны рассматриваются как разные состояния одной частицы – нуклона. Величина ядерных сил не зависит от наличия или отсутствия электрического заряда нуклона. Следовательно, ядерные силы имеют совершенно иную природу, отличающуюся от природы электромагнитных, гравитационных и других сил.

Если внимательно проанализировать различные типы ядерных реакций, то оказывается, что в природе не наблюдается процессов исчезновения нуклонов. Это эквивалентно тому, что у нуклонов существует какое-то свойство, какое-то качество, какая-то характеристика, которая в любой ядерной реакции сохраняется неизменной. Эта характеристика условно названа *барионным зарядом*. Стало быть, в природе должен выполняться *закон сохранения барионного заряда*. Сущность закона сохранения барионного заряда состоит в том, что сумма барионных чисел до и после ядерной реакции должна оставаться неизменной.

Протоны и нейтроны обладают барионным зарядом  $B = +1$ . Но в природе, наряду с ними, существуют нуклоны, у которых барионный заряд  $B = -1$ . К ним, в частности, относятся антипротоны, антинейтроны. Эти, а также другие барионы различаются между собой лишь знаками барионного и электрического зарядов, разумеется, если у такого бариона электрический заряд вообще существует. Поэтому в общем случае  $B = +1, -1$ , а  $q = 0, +e, -$ , где  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл.

Каковы же особенности ядерных сил?

1. Прежде всего, ядерные силы – короткодействующие. К такому заключению можно прийти на основании анализа графика  $\langle \epsilon_{cb} \rangle / A$  на рис. 4.3.1.

Пусть в системе находятся  $A$  взаимодействующих между собой нуклонов. Каждому взаимодействию соответствует своя энергия взаимодействия, а полная энергия взаимодействия есть энергии связи. Следовательно, для оценки величины энергии связи необходимо подсчитать полное число взаимодействий.

Найдем полное число взаимодействий на примере ядра, состоящего из 4-х нуклонов. В этом случае на каждый из нуклонов со стороны соседних будут действовать 3 силы. На рис. 4.4.1 изображены рассматриваемые 4 нуклона и указаны силы, действующие на нуклон 1 со стороны остальных трех нуклонов.

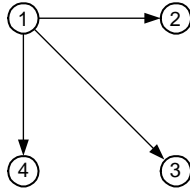


Рис. 4.4.1. Схема взаимодействия в ядре из 4-х нуклонов

Составляя равнодействующие всех сил для каждого из изображенных нуклонов, можно получить систему уравнений. В общем случае число таких уравнений равно массовому числу  $A$ , а число сил, входящих в равнодействующую всех сил для каждого нуклона, равно  $A - 1$ :

$$\left. \begin{aligned} F_1 &= F_{12} + F_{13} + F_{14} \\ F_2 &= F_{21} + F_{23} + F_{24} \\ F_3 &= F_{31} + F_{32} + F_{34} \\ F_4 &= F_{41} + F_{42} + F_{43} \end{aligned} \right\} A$$

В полученной системе уравнений всегда имеются повторяющиеся силы:  $F_{12} = F_{21}$ ,  $F_{13} = F_{31}$ ,  $F_{14} = F_{41}$  и т.д. Полное число взаимодействий будет

$$\frac{1}{2}(A-1)A.$$

А так как каждой силе соответствует своя энергия взаимодействия, то полная энергия взаимодействий, т.е. энергия связи

$$\varepsilon_{св} = \frac{k}{2}(A-1)A,$$

где  $k$  – нормирующий множитель.

Энергия связи, приходящаяся на один нуклон ядра,

$$\frac{\varepsilon_{св}}{A} = \frac{k}{2}(A-1).$$

Теперь обратимся к графику  $\langle \varepsilon_{св} \rangle / A$ . Из графика на рис. 4.3.1 следует, что в области малых значений  $A$  наблюдается практически линейная зависимость от  $A$ . Но это как раз и свидетельствует о том, что в легких ядрах каждый нуклон взаимодействует с каждым нуклоном. Однако в области больших  $A$  пропорциональность между  $\langle \varepsilon_{св} \rangle / A$  и  $A$  не имеет места. Это означает, что теперь взаимодействие нуклона с другими нуклонами охватывает лишь его ближайших соседей, взаимодействие с удаленными нуклонами отсутствует. Следовательно, ядерные силы являются короткодействующими. Радиус действия ядерных сил весьма мал и не превышает  $1,4 \text{ Ф}$ . Для справки укажем:  $1 \text{ Ф} = 1 \text{ Ферми} = 1 \cdot 10^{-15} \text{ м}$ . Кроме того, из графика на рис. 4.3.1 следует

$$\lim_{A \rightarrow 0} \frac{\langle \varepsilon_{св} \rangle}{A} = -\frac{k}{2},$$

что также соответствует опыту.

2. Ядерные силы способны к *насыщению*, т.е. каждый нуклон может взаимодействовать только с ограниченным числом соседних нуклонов, находящихся на расстоянии не далее, чем на  $1,4 \text{ Ф}$ . Свойство насыщения ядерных сил аналогично свойству насыщения валентных связей в химических соединениях или, допустим, в полупроводниках  $n$ -типа. Действительно, в каждой устойчивой молекуле один атом может быть связан лишь с ограниченным числом других атомов. Так, например, два атома водорода образуют устойчивую химическую связь только с одним атомом кислорода, и при этом возникает молекула воды  $H_2O$ . Известно, что в природе существует молекула  $H_2$ , но нет молекул  $H_3$ . Если же к двум атомам водорода присоединить два атома кислорода, то получится неустойчивое химическое соединение  $H_2O_2$ . Что же касается химического соединения  $H_2O_3$ , то оно в природе вообще не встречается. Из этого следует, что валентные связи обладают свойством насыщения. Примерно то же самое имеет место и для нуклонов. Каждый нуклон наиболее прочно связан лишь с ограниченным числом нуклонов, расположенных на расстояниях меньше  $1,4 \text{ Ф}$ . В легких ядрах наиболее сильно связаны нуклоны в ядрах атомов



${}^4_2\text{He}$ . И вообще, наиболее сильная связь возникает в ядрах с дважды магическими числами нуклонов – магическими числами протонов и магическими числами нейтронов. В таких ядрах между нуклонами образуются насыщенные связи, поэтому такие ядра являются наиболее стабильными. Отсюда легко понять, почему ядро  ${}^8_4\text{Be}$  является неустойчивым. Связано это с тем, что ядро  ${}^8_4\text{Be}$  как бы состоит из двух ядер  ${}^4_2\text{He}$  с насыщенными связями). Это приводит к тому, что время жизни ядер  ${}^8_4\text{Be}$  мало (см. таблицу изотопов), у них период полураспада порядка  $10^{-16}$  с.

Так как в ядре  ${}^4_2\text{He}$  все связи насыщены, то, если к ядру  ${}^4_2\text{He}$  добавить еще один нуклон – протон или нейтрон, возникает нестабильное ядро либо  ${}^5_3\text{Li}$ , либо  ${}^5_2\text{He}$ . Но эти ядра, первоначально возникнув, мгновенно распадаются, они в природе и в лабораторных условиях не существуют.

У ядер с насыщенными связями энергия связи на один нуклон наибольшая. Вот почему после ядер  ${}^4_2\text{He}$  возникает стабильное ядро  ${}^7_3\text{Li}$ , а не ядро  ${}^5_3\text{Li}$ . Все это приводит нас к мысли о том, что в ядре, как и в атоме, существуют нуклонные оболочки. Тогда у ядра атома  ${}^4_2\text{He}$  нуклонная оболочка оказывается полностью заполненной и дальнейшее увеличение числа нуклонов в ядре приводит к постепенному заполнению новой нуклонной оболочки. Здесь застройка новой нуклонной оболочки начинается с ядра атома  ${}^7_3\text{Li}$ . Нечто подобное имеет место и в атомах. Атом, у которого электронная оболочка  $1s^2$  полностью заполнена, обладает большой инертностью к химическим реакциям. У таких атомов *K*-слой полностью заполнен. Таким атомом является атом *He*. По мере возрастания порядкового номера элемента происходит заполнение следующей электронной оболочки, и, наконец, когда полностью заполняются состояния  $2s^2 2p^6$ , то заполненным оказывается второй слой, *L*-слой. Это имеет место у атома *Ne*, он также инертен к химическим реакциям.

Таким образом, существование в природе ядер с повышенной энергией связи на один нуклон приводит к тому, что на экспериментальном графике рис. 4.3.1 точки для ядер с заполненными нуклонными оболочками будут расположены выше соответствующих средних

значений. Магические числа как раз и свидетельствуют о насыщении связей между нуклонами ядра.

3. Знак ядерных сил зависит от расстояния между нуклонами.

Что можно сказать об особенностях сил взаимодействия? Нуклоны наиболее сильно связаны между собой, когда они находятся на расстоянии  $\approx 0,5$  Ф. При дальнейшем сближении до расстояния  $0,2$  Ф силы притяжения постепенно сменяются силами отталкивания (рис. 4.4.2). Поэтому нуклоны в ядре находятся на некотором расстоянии друг от друга. В этом состоит одно из характерных отличий ядерных сил от электромагнитных.

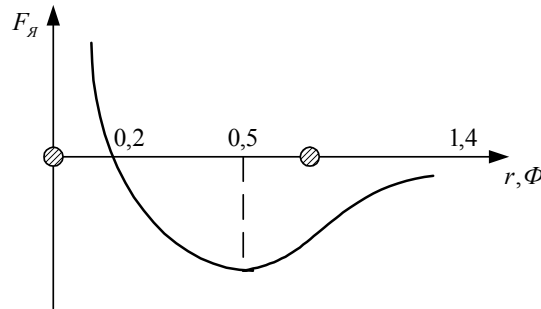


Рис. 4.4.2. Силы взаимодействия между нуклонами

#### 4. Обменный характер сил притяжения

Взаимодействие между нуклонами в ядре осуществляется при помощи обмена особыми частицами, которые называются  $\pi$ -мезонами. Поэтому такое взаимодействие носит обменный характер. Здесь наглядную картину можно представить следующим образом: если имеет место взаимодействие между двумя нуклонами, то на языке ядерной физики это означает, что эти два нуклона непрерывно обмениваются между собой другими частицами, которые без нарушения целостности ядра зарегистрировать невозможно.

Все  $\pi$ -мезоны, находящиеся в свободном состоянии, подразделяются на три группы, которые отличаются между собой электрическим зарядом, массой и временем жизни, у них барионный заряд отсутствует ( $B=0$ ):  $\pi^0$ ,  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ .

Находясь в свободном состоянии, они имеют следующие свойства:

$$m_{\pi^{\pm}} = 273,2 \cdot m_e, q = \pm e, \tau = 2,6 \cdot 10^{-8} \text{ с},$$

$$m_{\pi^0} = 264,2 m_e, q = 0, \tau = 1,9 \cdot 10^{-16} \text{ с}.$$

Обменное взаимодействие между двумя нуклонами ядра происходит непрерывно в интервале времени  $\Delta t = 4 \cdot 10^{-24}$  с. Максимальное расстояние, которое за это время пролетает виртуальный  $\pi$ -мезон со скоростью, близкой к скорости света, равно  $\ell = 3 \cdot 10^8 \cdot 4 \cdot 10^{-24} \cdot 10^{15} = 1,2$  Ф. Это расстояние сравнимо с радиусом действия ядерных сил.

Если два протона, два нейтрона, протон и нейтрон обмениваются  $\pi^0$ -мезонами, то в этом случае взаимного превращения нуклонов из одного в другой не происходит. Пусть взаимодействие осуществляется при помощи  $\pi^-$ -мезонов, тогда нейтрон, испустив  $\pi^-$ -мезон, одновременно с этим превращается в протон, а исходный протон, поглотив отрицательный  $\pi^-$ -мезон, превратится в нейтрон. Теперь допустим, взаимодействие между протоном и нейтроном осуществляется при помощи  $\pi^+$ -мезона. Протон, испустив  $\pi^+$ -мезон, превратится в нейтрон, при этом исходный протон, потеряв положительный заряд, также превратится в нейтрон.

Итак, процесс взаимодействия между протоном и нейтроном можно наглядно представить таким образом: первоначально протон испускает  $\pi^+$ -мезон,  $\pi^+$ -мезон за время  $4 \cdot 10^{-24}$  с поглощается нейтроном, в результате нейтрон переходит в протонное состояние. Возникший в результате поглощения нейтроном  $\pi^+$ -мезона протон вновь испускает  $\pi^+$ -мезон и т.д. Значит, в процессе обменного взаимодействия между разноименными нуклонами протоны испускают только  $\pi^+$ -мезоны, нейтроны испускают только  $\pi^-$ -мезоны, а взаимодействие между одноименными нуклонами осуществляется в результате обмена нейтральными  $\pi^0$ -мезонами. Наглядная схема этих процессов приведена на рис. 4.4.3. Здесь  $\pi^0$ ,  $\pi^\pm$ -мезоны являются квантами ядерного взаимодействия, но способ обмена мезонами – виртуальный.

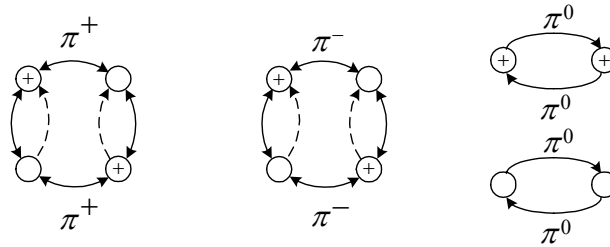


Рис. 4.4.3. Схема обмена виртуальными мезонами

Последовательной теорией электромагнитного взаимодействия является квантовая электродинамика, окончательно сформировавшаяся к началу 50-х гг. XX века.

Согласно квантовой электродинамике, электрон непрерывно излучает и вновь поглощает виртуальные фотоны; электрон как бы окружен облаком виртуальных фотонов. Электромагнитные взаимодействия электронов и других электрически заряженных частиц рассматриваются как результат обмена виртуальными фотонами. Виртуальные фотоны здесь являются квантами электромагнитного взаимодействия, когда при испускании фотона заряд на некоторое время занимает энергию у себя при условии ее быстрой передачи за счет поглощения этого фотона другим зарядом. Виртуальный процесс обмена фотонами с заимствованием и возвращением энергии происходит за очень короткое время и не поддается измерению.

#### 4.5. Строение атомных ядер

Для построения теории атомного ядра необходимы детальные знания особенностей ядерных сил. Однако в настоящее время у физиков нет еще достаточно точного представления об их природе и свойствах. И то, что о природе ядерных сил до сих пор было рассказано, носит скорее предварительный характер, нежели окончательный. Определенный вклад в понимание структуры и свойств атомных ядер внесло использование различных физических моделей ядер.

Как поступают в таком случае? Обычно конструируется такая модель, такие представления, которые в совокупности описывают какие-то свойства реальных атомных ядер с наибольшей точностью и в то же время вносят физические и математические упрощения в решение поставленной задачи. Любая совокупность таких упрощающих физических предположений, приводящих к физической и математической трактовке задачи о свойствах ядер, и называется моделью ядра. Модель ядра является обобщением тех сведений, которыми располагает физика о свойствах атомного ядра. С этой точки зрения должно быть ясно, что никакая модель ядра не может передать всех свойств атомных ядер. Поэтому всякая модель имеет ограниченную применимость, в природе нет универсальных моделей. Каждую модель с успехом применяют при рассмотрении ограниченного круга ядерных процессов. Достоинство той или иной модели состоит в том, что она дает направляющие идеи для дальнейших исследований, а также возможность объяснить в ядерной физике многие явления, рассматривая их при этом с единой точки зрения.

#### 4.5.1. Модель жидкой капли

Модель жидкой капли – одна из простейших моделей атомного ядра, которая применима для тяжелых невозбужденных ядер. Модель была разработана в 1936 г. М. Борном. В основе модели лежит представление о том, что благодаря большой плотности упаковки нуклонов в ядре и наличию сильного взаимодействия между ними столкновения между нуклонами происходят настолько часто, что движение отдельных нуклонов оказывается взаимосвязанным, взаимозависимым. Согласно этой модели, ядро представляет собой каплю заряженной жидкости, поверхность которой испытывает волнообразное колебательное движение. Модель жидкой капли имела успех в объяснении многих характерных особенностей ядерных реакций. В 1939 г. на основе этой модели Н. Бору, Д. Уилеру и независимо от них Я.И. Френкелю (г. Ленинград) удалось объяснить деление тяжелых ядер. Успех модели был настолько значительным, что он даже несколько повлиял на дальнейшее развитие теории ядра, задержав появление других теорий и моделей.

В чем же состоят основные положения капельной модели ядра? Модель жидкой капли применима для ядер с большим числом нуклонов,  $A \gg 1$ . Предполагается, что между ядром и каплей жидкости имеется глубокая аналогия.

Основанием для такого заключения являются следующие факты.

1. Плотность ядерного вещества постоянна у всех ядер и практически не зависит от размера ядра. Плотность капли жидкости также не зависит от ее размеров. Для доказательства этого утверждения проведем следующие наглядные рассуждения.

Если принять, что невозбужденное ядро имеет сферическую форму, то объем ядра должен быть пропорционален общему числу нуклонов  $A$ :

$$V = \frac{4}{3} \pi R^3 = DA, \quad D = \text{const.}$$

Плотность ядерного вещества  $\rho = M_{\text{я}}/V$ , а его масса  $M_{\text{я}} \approx mA$ ; здесь  $M$  – масса ядра,  $m$  – средняя масса нуклона.

Конечно, плотность ядра несколько зависит от его размеров, от числа нуклонов в ядре, но эта зависимость слабая. С учетом этого

$$\rho = \frac{mA}{DA} = \frac{m}{D} = \text{const.}$$

Таким образом, плотность ядерного вещества практически не зависит от размера ядра, она одинакова у всех ядер. То же самое имеет

место и в жидкой капле, где плотность жидкости практически не зависит от размеров капли. Для примера вычислим плотность ядерного вещества у изотопа ядра  ${}_{92}^{238}\text{U}$ , радиус ядра которого  $R = 8 \cdot 10^{-15}$  м.

$$\rho = \frac{3m A}{4\pi R^3}, \quad \rho = \frac{3 \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} \cdot 238}{4\pi (8 \cdot 10^{-15})^3} = 1,84 \cdot 10^{17} \text{ кг/м}^3$$

Мы видим, что плотность ядерного вещества столь велика, что ее даже не с чем сравнивать. Поэтому свойства ядерной материи необычны по сравнению со свойствами вещества макроскопических тел. Физическая причина такого различия в плотности материи макроскопических тел и плотности ядерного вещества достаточно понятна. Она состоит в том, что ядерное вещество сосредоточено в очень малом объеме ядра, за пределами этого объема плотность материи по сравнению с ядерной пренебрежимо мала. В макроскопических телах при определении плотности вещества мы учитываем не только полный объем всех ядер вещества, но и объем, в котором нет ядер, а присутствуют лишь поля различного физического происхождения; но плотность материи в этих полях на много порядков величины меньше ядерной. Так как объем ядер по сравнению с объемом пространства между ядрами очень мал, то и средняя плотность макроскопического вещества всегда оказывается величиной высшего порядка малости относительно плотности ядерной материи.

2. Силы ядерного взаимодействия в какой-то степени напоминают силы межмолекулярного взаимодействия в капле жидкости. Известно, что силы межмолекулярного взаимодействия, приводящие к образованию капли жидкости, обладают малым радиусом действия, они являются короткодействующими. Это означает, что каждая молекула взаимодействует не со всеми молекулами капли жидкости, а лишь с близлежащими. У молекул существует сфера молекулярного действия. Нечто подобное имеет место и в атомных ядрах: силы ядерного взаимодействия являются короткодействующими, способными к насыщению; поэтому каждый нуклон может взаимодействовать с ограниченным числом ближайших к нему нуклонов, устойчивому состоянию должно соответствовать определенное расстояние между нуклонами. В результате, как и в жидкой капле, в ядре возникает поверхностный слой, нуклоны которого находятся в особом состоянии. Невозбужденное ядро в целом ряде случаев должно иметь сферическую форму, а нуклоны поверхностного слоя обладать дополнительной поверхностной энергией, см. рис. 4.5.1.

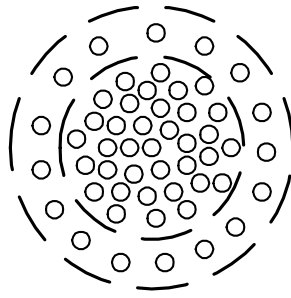


Рис. 4.5.1. Схема капельной модели ядра

3. В капле жидкости силы взаимодействия между молекулами очень велики по сравнению с силами взаимодействия между атомами газа. Поэтому расстояние между молекулами в капле достаточно мало, плотность упаковки очень велика, а средняя длина свободного пробега мала по сравнению с линейными размерами капли. В капельной модели атомное ядро рассматривается как система сильно связанных частиц, поэтому вследствие плотной упаковки нуклонов в ядре средняя длина свободного пробега нуклонов также мала по сравнению с диаметром ядра. В результате, находясь в ядре, нуклоны испытывают непрерывные столкновения друг с другом, а их движение, в общем случае, уже не является независимым. Итак,  $\lambda \ll R$ , где  $\lambda$  – средняя длина свободного пробега нуклона в ядре,  $R$  – радиус ядра.

4. Нуклоны ядра связаны между собой ядерными силами взаимодействия, но при этом нуклоны все время находятся в интенсивном движении, испытывая многочисленные столкновения между собой. Ядро может обладать лишь дискретными значениями полной энергии. В основном, устойчивом состоянии полная энергия ядра минимальна. При получении энергии извне ядро переходит в одно из возбужденных состояний. Но так как нуклоны сильно связаны между собой, то полученная энергия быстро перераспределяется между ними.

Возбужденное ядро, как и возбужденная капля жидкости, начинает интенсивно колебаться. Многочисленные столкновения нуклонов могут в какой-то момент времени привести к сосредоточению полученной энергии на одном из поверхностных нуклонов. И если дополнительная энергия больше энергии связи, то нуклон преодолеет силу поверхностного натяжения и вылетит за пределы ядра. Таким образом, по капельной модели выброс нуклона из ядра аналогичен испарению

молекулы из капли жидкости. Поверхностный нуклон испаряется из ядра после того, как он поглотит от других нуклонов энергию, достаточную для преодоления силы поверхностного притяжения. Избыточная энергия может сосредоточиться на одном поверхностном нуклоне потому, что число нуклонов даже в тяжелом ядре сравнительно невелико, поэтому с достаточно заметной вероятностью возможны флуктуации энергии, пропорциональные  $1/A^{1/2}$ . Чем больше нуклонов в ядре, тем меньше вероятность возникновения флуктуации, и наоборот. Следовательно, такое ядро должно обладать естественной радиоактивностью.

5. Как в ядре, так и в капле жидкости отсутствует силовой центр. И, тем не менее, невозбужденные ядро и капля имеют сферическую форму. Можно считать, что действие силового центра заменяет силы поверхностного натяжения. Сферическая форма ядра обусловлена тем, что минимальное значение энергии поверхностных нуклонов ядра будет только в случае сферического ядра; у ядер, имеющих форму, отличную от сферической, поверхностная энергия будет значительно большей величины.

Отметим теперь те различия, которые существуют между свойствами капли жидкости и свойствами реального ядра.

1. Силы молекулярного взаимодействия имеют электромагнитное происхождение. Ядерные силы – это особый, специфический вид сил, они не могут быть сведены к электромагнитным силам, хотя бы потому, что у них разные механизмы взаимодействия. Ядерные силы существенно отличаются от электромагнитных по зависимости силы взаимодействия от расстояния между нуклонами и некоторыми другими признаками.

2. Движение составных частей капли жидкости может быть описано методами классической физики в рамках представлений динамики сплошных сред. Движение нуклонов в ядре вследствие их сравнительно малочисленности всегда имеет квантовый характер и не может быть описано законами классической физики.

#### 4.6. Формула Вейцеккера

Важнейшее достижение капельной модели ядра заключается в том, что на основе сравнения с опытом удалось получить формулу для энергии связи нуклонов в тяжелых ядрах, которая хорошо соответствует эксперименту:



$$\varepsilon_{св} = a_1 A - a_2 A^{\frac{2}{3}} - a_3 Z^2 A^{-\frac{1}{3}} - a_4 (A - 2Z)^2 A^{-1} + a_5 A^{-\frac{3}{4}} \cdot \delta \quad (4.6.1)$$

В настоящее время приняты следующие значения постоянных  $a_1 - a_5$ :

$$a_1 = 14 \text{ МэВ}, a_2 = 13 \text{ МэВ}, a_3 = 0,584 \text{ МэВ}, a_4 = 19 \text{ МэВ}, a_5 = 33,5 \text{ МэВ}$$

$$\delta = \begin{cases} +1 & Z, N - \text{четные,} \\ 0 & A - \text{нечетное,} \\ -1 & Z, N - \text{нечетные.} \end{cases}$$

Формула (4.6.1) впервые была получена Вейцеккером и дает правильные значения энергии связи более чем для 100 тяжелых ядер, что делает формулу достаточно универсальной и очень ценной при анализе свойств тяжелых ядер. Однако она не применима к легким ядрам и к ядрам с магическими числами нуклонов.

Тогда масса ядра с учетом энергии связи, вычисленной по формуле (4.6.1),

$$M_{\text{я}} = Z \cdot m_p + N \cdot m_n - \frac{\varepsilon_{св}}{c^2} \quad (4.6.2)$$

где  $m_p$ ,  $m_n$  – соответственно массы протона и нейтрона. Отметим, что формула (4.6.1) не применима к ядрам с массовыми числами  $A < 100$ .

Рассмотрим физический смысл каждого из слагаемых формулы (4.6.1).

Первое слагаемое в формуле (4.6.1) учитывает объемную составляющую энергии связи. Его происхождение связано с эффектом насыщения ядерных сил, согласно которому каждый нуклон может взаимодействовать лишь с ограниченным числом близлежащих нуклонов ядра. Поэтому при достаточно большом числе нуклонов не все нуклоны вступают во взаимодействие друг с другом, поле ядерных сил одного нуклона не охватывает наиболее удаленные нуклоны. В результате в ядрах с большим числом нуклонов при изменении числа нуклонов полная энергия связи всех нуклонов ядра возрастает пропорционально массовому числу  $A$ .

Второе слагаемое в формуле (4.6.1) учитывает влияние силы поверхностного натяжения на энергию связи в ядре. Действительно, можно показать, что нуклоны поверхностного слоя ядра в результате притяжения со стороны остальных нуклонов обладают дополнительной энергией, т. е. поверхностной энергией связи, пропорциональной площади поверхности ядра:

$$\varepsilon_{нов} = D_1 S = D_1 4\pi \cdot R^2,$$

где  $R$  – радиус ядра,  $R = D_2 A^{\frac{1}{3}}$ ,  $D_1, D_2$  – постоянные коэффициенты. Отсюда

$$\varepsilon_{нов} = a_2 A^{\frac{2}{3}}.$$

Третье слагаемое учитывает силы кулоновского отталкивания между протонами. Оказывается, полная энергия кулоновского отталкивания протонов обратно пропорциональна радиусу ядра  $R$  и пропорциональна квадрату его электрического заряда  $(Z \cdot e)^2$ :

$$\varepsilon_{\kappa} = a_3 Z^2 A^{-\frac{1}{3}}.$$

Четвертое слагаемое называется энергией симметрии. Физическая причина ее возникновения полностью не ясна. По-видимому, возникновение энергии симметрии связано с различной кварковой структурой протонов и нейтронов. Из опыта следует, что

$$\varepsilon_{сим} = a_4 (A - 2Z)^2 A^{-1}.$$

Пятое слагаемое не может быть объяснено в рамках капельной модели ядра. Но опыт показывает, что энергия связи максимальна для четно-четных ядер, минимальна для нечетно-нечетных и принимает промежуточные значения для остальных ядер. Если предположить, что в ядре протоны объединяются парами, нейтроны объединяются парами, то для четно-четных ядер энергия спаривания будет положительна, для нечетно-нечетных ядер отрицательна, а для ядер только с нечетными значениями массовых чисел  $A$  энергия спаривания принимает промежуточные значения.

Капельная модель ядра позволяет вычислить массу различных тяжелых ядер, объяснить явления  $\alpha$  – и  $\beta$  – распада, физическую причину деления тяжелых ядер.

На основе капельной модели ядра можно получить качественное представление об общей структуре распределения уровней полных энергий в ядре. Но капельная модель не позволяет рассчитать возбужденные состояния ядра. Попытка согласовать частоту колебаний волн на поверхности капли ядерной жидкости с соответствующими уровнями полной энергии нуклонов в ядре не привела к успеху.

Особенностью капельной модели является хаотичность движения нуклонов в ядре. Это проявляется в том, что в процессе движения нуклоны ядра непрерывно сталкиваются и обмениваются энергией между собой, поэтому нуклоны не могут длительное время находиться в

определенном состоянии. Перераспределение энергии при таких столкновениях может в редких случаях привести к передаче какому-то нуклону дополнительной энергии весьма значительной величины. Если это произошло вдали от поверхности, то последующие столкновения приведут к новому перераспределению энергии, результатом которого является потеря нуклоном избыточной энергии. Если же это произошло с одним из нуклонов поверхностного слоя, то всегда существует определенная вероятность такому нуклону покинуть ядро, т.е. "испариться".

В качестве примера использования формулы Вейцеккера вычислим наименьший заряд ядра  $Z$  с массовым числом  $A = 103$ , который может иметь один из природных изобаров с таким массовым числом.

Так как число нуклонов в ядре  $A$  – нечетное, то  $\delta = 0$ . Запишем два уравнения для одного и того же значения полной энергии связи в ядре:

$$\begin{aligned}\varepsilon_{св} &= a_1 A - a_2 A^{\frac{2}{3}} - a_3 Z^2 A^{-\frac{1}{3}} - a_4 (A - 2Z)^2 A^{-1}; \\ \varepsilon_{св} &= (Zm_p + (A - Z)m_n - M_{\alpha}(z))c^2.\end{aligned}$$

Левые части уравнений одинаковы, поэтому их можно объединить, записав:

$$a_1 A - a_2 A^{\frac{2}{3}} - a_3 Z^2 A^{-\frac{1}{3}} - a_4 (A - 2Z)^2 A^{-1} = (Zm_p + (A - Z)m_n - M_{\alpha}(z))c^2.$$

Для определения наименьшего заряда ядра используем условие экстремума:

$$\left( \frac{dM_{\alpha}(Z)}{dZ} \right)_{Z=Z_{\min}} = 0.$$

Тогда

$$-2a_3 Z_{\min} A^{-1} + a_4 4(A - 2Z_{\min}) A^{-1} = (m_p - m_n)c^2.$$

Отсюда после подстановки соответствующих значений получаем  $Z = 44,8 \approx 45$ , что соответствует ядру родия  ${}_{45}^{103}Rh$ .

#### 4.7. Мезонная теория ядерных сил

Пусть в пространстве находится точечный электрический заряд. Потенциал электрического поля, созданного таким зарядом, будет

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r}.$$

Полученный результат носит общий характер, он будет иметь место и для потенциальных полей иной физической природы. Следовательно, каждому полю должен соответствовать свой заряд, носитель этого поля.

В 1935 г. для объяснения особенностей действия ядерных сил советский ученый академик И.Е. Тамм высказал предположение, что силы притяжения между нуклонами ядра можно объяснить наличием обменного взаимодействия с помощью электронов. Эта гипотеза в какой-то мере аналогична гипотезе об обменном взаимодействии между ионами металла, приводящая к образованию металлической связи. Однако проведенный расчет не подтвердил количественного соответствия теории опыту. Но соответствующая статья была опубликована, о ней узнала научная общественность как у нас в стране, так и за ее рубежом.

В 1936 г. японский физик Юкава, используя результаты работы И.Е. Тамма, для объяснения природы ядерных сил ввел в рассмотрение неизвестную пока в науке частицу  $\pi$ -мезон. При этом он предположил, что поле ядерных сил также потенциально. Каждый нуклон обладает барионным зарядом  $B$ , создающим в окружающем пространстве поле ядерных сил. С помощью  $\pi$ -мезонов и осуществляется обменное взаимодействие между ближайшими нуклонами ядра. Таким образом, барионный заряд  $B$  в ядерном взаимодействии является аналогом электрического заряда  $q$  в электромагнитном взаимодействии. Но так как движение  $\pi$ -мезонов в ядре всегда релятивистское, то для его описания необходимо теперь составить релятивистское уравнение движения.

Известно, что формула для полной энергии релятивистской частицы впервые была предложена австрийским физиком Хазенхергеном (см. Реферативный журнал 18. Физика. 1998, №12, стр. 1-2, 12 А8). В дальнейшем эта формула была использована Эйнштейном, но без соответствующей ссылки на первого автора.

Итак, полная энергия  $\pi$ -мезона

$$\varepsilon = mc^2 . \quad (4.7.1)$$

Импульс  $\pi$ -мезона

$$p = mv . \quad (4.7.2)$$

Подставим значение массы  $\pi$ -мезона из (4.7.2) в (4.7.1):

$$a_1^2 = \frac{2m_\alpha}{\eta^2} \varepsilon \quad \text{или} \quad \varepsilon \frac{v}{c} = pc . \quad (4.7.3)$$

Так как масса движущегося  $\pi$ -мезона определяется по формуле Лоренца, то после подстановки значения массы

$$m = \frac{m_0}{\left(1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2\right)^{\frac{1}{2}}} \quad (4.7.4)$$

в (4.7.1) получаем

$$\varepsilon^2 - \varepsilon^2 \left(\frac{v}{c}\right)^2 = (m_0 c^2)^2. \quad (4.7.5)$$

В формуле (4.7.5)  $m_0$  – масса покоя частицы. Далее, в (4.7.5) подставим значение  $\varepsilon^2 \left(\frac{v}{c}\right)^2$  из формулы (4.7.3):

$$\varepsilon^2 = (pc)^2 + (m_0 c^2)^2. \quad (4.7.6)$$

Запишем правую часть уравнения (4.7.6) в операторной форме:

$$\hat{\Phi} = (\hat{p}c)^2 + (m_0 c^2)^2 = -(\eta \nabla c^2)^2 + (m_0 c^2)^2,$$

где

$$\hat{p} = i\eta \nabla.$$

По определению потенциал  $\pi$ -мезона в поле ядерных сил

$$\varphi_\pi = \frac{U_\pi}{m_0},$$

где  $U_\pi$  – потенциальная энергия  $\pi$ -мезона в поле сил одного из нуклонов ядра. Отсюда

$$\hat{\Phi} \varphi_\pi = \left( -(\eta c^2 \nabla)^2 + (m_0 c^2)^2 \right) \varphi_\pi.$$

а так как у  $\pi$ -мезонов барионный заряд отсутствует, то  $\hat{\Phi} \varphi_\pi = 0$

$$\left( -(\eta c^2 \nabla)^2 + (m_0 c^2)^2 \right) \varphi_\pi = 0$$

или

$$\left( \nabla^2 - \left( \frac{m_0 c^2}{\eta} \right)^2 \right) \varphi_\pi = 0.$$

Обозначим  $\frac{\eta}{m_0 c^2} = R$  – радиус действия ядерных сил, тогда

$$\left( \nabla^2 - \frac{1}{R^2} \right) \varphi_\pi = 0 \quad \text{или} \quad \varphi_\pi'' + \frac{2}{r} \varphi_\pi' - \frac{1}{R^2} \varphi_\pi = 0. \quad (4.7.7)$$

Решением уравнения (4.7.7) является

$$\varphi_\pi = \frac{A}{r} \exp\left(\frac{r}{R}\right), \quad (4.7.8)$$

где  $A$  – постоянная интегрирования. Следовательно, масса  $\pi$ -мезона

$$m_0 = \frac{\eta}{R c^2}. \quad (4.7.9)$$

Из (4.7.6) и (4.7.8) находим силу, действующую на нуклон со стороны  $\pi$ -мезона (силу ядерного взаимодействия):

$$F_y = -\frac{dU_\pi}{dr} = -m_0 A \left( -\frac{1}{r^2} + \frac{1}{rR} \right) e^{\frac{r}{R}}, \quad (4.7.10)$$

$$F_y = \frac{mA}{r} \left( -\frac{1}{r} + \frac{1}{R} \right) e^{\frac{r}{R}}.$$

Здесь возможны три случая:

1.  $r = R$ ,  $F_y = 0$ ,
2.  $r < R$ ,  $F_y > 0$ , (сила отталкивания),
3.  $r > R$ ,  $F_y < 0$ , (сила притяжения).

Если в (4.7.9) положить  $R = 1,4 \Phi$ , то масса виртуального  $\pi$ -мезона  $m_0 = 275,6 \cdot m_e$ . Эксперимент дает следующий результат:

$$m_{\pi^\pm} = 273,2 m_e, \quad \tau = 2,6 \cdot 10^{-8} c, \quad q = \pm e;$$

$$m_{\pi^0} = 264,2 m_e, \quad \tau = 1,6 \cdot 10^{-16} c, \quad q = 0,$$

где  $m_e$  – масса покоя электрона.

Следовательно, на расстоянии  $r < R$  между нуклонами ядра происходит обмен  $\pi^\pm$ -мезонами, ибо, согласно (4.7.9), чем больше  $m_{\pi^\pm}$ , тем меньше радиус ядерного взаимодействия  $R$ . На расстояниях  $r > R$  обмен между нуклонами происходит преимущественно  $\pi^0$ -мезонами, у которых  $m_{\pi^0} < m_{\pi^\pm}$ . Как следствие этого, радиус действия ядерных сил увеличивается.

В заключение отметим основные особенности мезонной теории ядерного взаимодействия.

Достоинства теории:

1. объясняет физическую причину наличия короткодействия ядерных сил, а также знакопеременность действия ядерных сил;
2. объясняет причину независимости действия ядерных сил от величины и знака электрического заряда;
3. достаточно проста и наглядна.

Недостатки теории:

1. не объясняет физическую причину возникновения сил отталкивания между нуклонами на расстояниях, меньших  $0,2\Phi$ ;
2. не объясняет физическую причину насыщения ядерных сил;
3. не учитывает влияние спина нуклона на особенности взаимодействия между ними.

За создание теории ядерного взаимодействия Юкава в 1949 г. получил Нобелевскую премию.

#### 4.8. Модель ядерных оболочек

Модель ядерных оболочек применима для неколлективных невозбужденных ядер с любым числом нуклонов в ядре. Она хорошо объясняет:

1. физический смысл магических чисел нуклонов в ядре,
2. эффект насыщения ядерных сил,
3. особенности заполнения нуклонных оболочек в ядре,
4. физическую причину стабильности ядер.

В этой модели используются следующие предположения.

1. Каждый нуклон находится в самосогласованном поле ближайших нуклонов ядра.
2. Нуклоны ядра участвуют в орбитальном движении вокруг центра ядра, несмотря на отсутствие в нем силового центра. Действие не существующего в ядре силового центра заменяют силы поверхностного натяжения.
3. Энергия нуклонов в ядре дискретна, т.е. она квантуется.
4. Каждый нуклон имеет орбитальный и собственный моменты импульсов, а также собственный магнитный момент. Заметим, наличие собственного магнитного момента у нейтрона можно объяснить неравномерным по объему распределением электрического заряда. Это связано с тем, что нейтрон состоит из трех кварков, пространственно по-разному расположенных в нем.

5. Между соседними нуклонами существует спин-орбитальное взаимодействие.
6. Нуклон представляем в виде тороида, вращающегося вокруг оси симметрии с большой угловой скоростью.

Из мезонной теории ядерных сил следует, что ядерные силы являются короткодействующими, они обладают свойством насыщения. Поэтому каждый нуклон может взаимодействовать лишь с ограниченным числом нуклонов ядра, с несколькими соседними нуклонами. Так как все нуклоны находятся в непрерывном движении, то каждый нуклон относительно соседнего нуклона будет перемещаться с мгновенной скоростью  $\vec{v}$ , поэтому относительно мгновенного центра ядра он будет обладать мгновенным орбитальным моментом импульса  $\vec{L}_l$  и собственным моментом импульса  $\vec{L}_s$ . Кроме того, нуклон как система кварков должен обладать собственным магнитным моментом  $\vec{p}_{ms}$  и при орбитальном движении будет создавать соответствующее магнитное поле  $\vec{B}_l$ . В результате каждый из нуклонов ядра будет обладать энергией спин-орбитального взаимодействия, физическая причина возникновения которого была разъяснена ранее на примере объяснения происхождения энергии спин-орбитального взаимодействия валентного электрона атома. Сказанное в равной степени относится как к протону, так и к нейтрону.

Как было показано ранее, энергия спин-орбитального взаимодействия у каждого нуклона ядра определяется выражением

$$\Delta W = -\vec{p}_{ms} \cdot \vec{B}_l. \quad (4.8.1)$$

Собственный магнитный момент нуклона

$$\vec{p}_{ms} = -2g\vec{L}_s.$$

Магнитное поле, созданное нуклоном в результате орбитального движения всех нуклонов ядра,

$$\vec{B}_e \approx \frac{\mu_0}{2\pi r^3} \vec{p}_{ml} = \gamma \vec{p}_{ml}$$

Орбитальный магнитный момент нуклона

$$\vec{p}_{ml} = -g\vec{L}_l,$$

где  $g = \frac{e}{m}$ ,  $\vec{L}_s$  – собственный момент импульса,  $\vec{L}_l$  – орбитальный момент импульса,  $g$  – гиромагнитное отношение нуклона.

После подстановки найденных значений в (4.8.1) получаем:



$$\Delta W = -2g^2\gamma \overset{P}{L}_s \overset{P}{L}_l. \quad (4.8.2)$$

Теперь найдем скалярное произведение векторов  $\overset{P}{L}_l \cdot \overset{P}{L}_s$ . Так как полный момент импульса нуклона

$$\overset{P}{L}_j = \overset{P}{L}_l + \overset{P}{L}_s,$$

то

$$\overset{P}{L}_j^2 = \overset{P}{L}_j \cdot \overset{P}{L}_j = L_j^2 = L_l^2 + 2\overset{P}{L}_l \overset{P}{L}_s + L_s^2$$

или

$$\overset{P}{L}_l \overset{P}{L}_s = \frac{1}{2}(L_j^2 - L_l^2 - L_s^2), \quad (4.8.3)$$

где  $j$  – внутреннее квантовое число.

Полный, орбитальный и собственный моменты импульсов по одному и тому же закону зависят от соответствующих квантовых чисел:

$$\overset{P}{L}_j^2 = \eta^2 j(j+1), \quad \overset{P}{L}_l^2 = \eta^2 l(l+1), \quad \overset{P}{L}_s^2 = \eta^2 s(s+1). \quad (4.8.4)$$

После подстановки значений (4.8.4) в (4.8.3) получаем:

$$\overset{P}{L}_l \cdot \overset{P}{L}_s = \frac{\eta}{2}(j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)). \quad (4.8.5)$$

В общем случае внутреннее квантовое число

$$j = l \pm s = l \pm \frac{1}{2}.$$

Подставим в формулу (4.8.2) следующие значения внутренних квантовых чисел:

$$j_1 = l + \frac{1}{2}.$$

Тогда

$$\Delta W_{\frac{1}{2}} = g^2 \eta^2 \gamma \left( \left( l + \frac{1}{2} \right) \left( l + \frac{3}{2} \right) - l(l+1) - \frac{1}{2} \cdot \frac{3}{2} \right) = g^2 \eta^2 \gamma l.$$

Обозначим

$$\begin{cases} \Delta W_0 = g^2 \eta^2 \gamma \\ \Delta W_{\frac{1}{2}} = l \cdot \Delta W_0. \end{cases} \quad (4.8.6)$$

Далее при

$$j_2 = l - \frac{1}{2}$$

$$\Delta W_{-\frac{1}{2}} = g^2 \eta^2 \gamma \left( \left( l - \frac{1}{2} \right) \left( l + \frac{1}{2} \right) - l(l+1) + \frac{1}{2} \cdot \left( \frac{1}{2} \right) \right) = -l \Delta W_0$$

$$\Delta W_{\frac{1}{2}} = -l \Delta W_0. \quad (4.8.7)$$

$\lambda$	$j$	$\frac{\Delta W_{\pm \frac{1}{2}}}{\Delta W_0}$	$T$
0	$\pm 1/2$	0	$s_{\frac{1}{2}}$
1	$\pm 1/2, 3/2$	1, -1	$p_{\frac{1}{2}}, p_{\frac{3}{2}}$
2	$3/2, 5/2$	2, -2	$d_{\frac{3}{2}}, d_{\frac{5}{2}}$
3	$5/2, 7/2$	3, -3	$f_{\frac{5}{2}}, f_{\frac{7}{2}}$

Таблица 4.8.1. Энергии спин-орбитального взаимодействия для различных значений орбитальных квантовых чисел

В табл. 4.8.1 приведены относительные значения энергии спин-орбитального взаимодействия  $\Delta W_{\pm \frac{1}{2}}$  для различных значений орбитальных квантовых чисел и соответствующие обозначения термов нуклонов в ядре.

Из табл. 4.8.1 видно, что каждый терм расщепляется на два, причем величина относительного расщепления  $\frac{\Delta W_{\pm \frac{1}{2}}}{\Delta W_0}$  равна квантовому числу

$\lambda$ ; чем больше  $\lambda$ , тем больше будет величина расщепления.

В модели ядерных оболочек последовательное заполнение состояний нуклонами происходит по воображаемым нуклонным оболочкам. В заполненной оболочке нуклоны наиболее прочно связаны между собой. Всего в ядре может быть не более 7 нуклонных оболочек, каждая из них характеризуется определенным набором термов. В табл. 4.8.2 приводятся первые пять ядерных оболочек, а также число нукло-

нов, заполняющих каждую из них, и магические числа нуклонов для каждой из оболочек. Цифры 1 и 2 перед термами обозначают номера уровней.

При наличии в ядре полностью заполненных одной или нескольких нуклонных оболочек ядро оказывается особенно устойчивым, а следовательно более стабильным относительно радиоактивного распада, у таких ядер энергия связи является наибольшей по сравнению с энергией связи у ядер с незаполненными нуклонными оболочками.

№ оболочки	$T$	$N_j$	$N$
<i>I</i>	$1s_{\frac{1}{2}}$	2	2
<i>II</i>	$1p_{\frac{3}{2}}, 1p_{\frac{1}{2}}$	$4 + 2 = 6$	$2 + 6 = 8$
<i>III</i>	$1d_{\frac{5}{2}}, 1d_{\frac{3}{2}}, 2s_{\frac{1}{2}}$	$6 + 4 + 2 = 12$	$2 + 6 + 12 = 20$
<i>IV</i>	$1f_{\frac{7}{2}}$	8	$20 + 8 = 28$
<i>V</i>	$1f_{\frac{5}{2}}, 2p_{\frac{3}{2}}, 2p_{\frac{1}{2}}, 1g_{\frac{9}{2}}$	$6 + 4 + 2 + 10 = 22$	$28 + 22 = 50$

Таблица 4.8.2. Конфигурация первых пяти ядерных оболочек ( $T$  – условное обозначение терма с указанием внутреннего квантового числа;  $N_j$  – число нуклонов в заполненной нуклонной оболочке;  $N$  – магическое число нуклонов в ядре)

Модель ядерных оболочек позволяет выявить существующие в природе стабильные ядра. Если за наиболее вероятное значение магического числа в *VIII* протонной оболочке принять  $Z = 126$ , а в *VIII* нейтронной оболочке  $N = 240$ , то, по-видимому, ядра с указанными числами нуклонов  ${}_{126}^{366}X$  должны обладать повышенной стабильностью и необычными физическими свойствами. Опыт показывает, что после изотопа  ${}_{82}^{208}Pb$  все более тяжелые изотопы, полученные искусственным путем, являются нестабильными, у них с увеличением массового

числа  $A$  период полураспада постепенно уменьшается. Тогда по мере приближения к изотопам с массовыми числами  $A = 366$  должен увеличиваться период полураспада. Однако изотопы с указанными массовыми числами в настоящее время получить весьма проблематично. Один из таких "островков" стабильности в слабом его проявлении наблюдается у трансуранового элемента  ${}_{103}^{260}Lr$ , что видно из табл. 4.8.3.

${}^A_Z X$	${}_{99}^{254}Es$	${}_{100}^{257}Fm$	${}_{101}^{258}Md$	${}_{102}^{259}No$	${}_{103}^{260}Lr$	${}_{104}^{261}Ku$	${}_{105}^{262}Ns$
$T_{\frac{1}{2}}$	1,3 года	100 дней	56 дней	58 мин	90 дней	65 с	34 с

Таблица 4.8.3. Стабильность некоторых изотопов

Остановимся вкратце на предсказаниях модели ядерных оболочек относительно возможных спинов четно-четных ядер в основном состоянии. При застройке оболочек нуклоны объединяются в пары с противоположной ориентацией их собственных моментов импульса  $\vec{L}_s$ . Поэтому основное состояние всех ядер с четным числом протонов и четным числом нейтронов не должно иметь результирующего собственного момента импульса, отличного от нуля. Это полностью соответствует опыту. Отсюда получается, что собственный момент импульса, собственный магнитный момент у таких ядер отсутствует. Как следует из опыта, ядра, состоящие из четно-нечетных или нечетно-четных протонов и нейтронов, имеют суммарное спиновое квантовое число

$$j = N + \frac{1}{2}, \quad N \leq 6.$$

Таким образом, спиновое квантовое число ядра  $j$  в основном состоянии либо кратно  $\frac{1}{2}$ , либо равно 0.

Область применения модели ядерных оболочек ограничена описанием ядер, находящихся в основном или слабо возбужденном состоянии. Нами довольно подробно рассмотрены две модели ядра. Но существуют и другие модели ядра, например, обобщенная модель ядра, которая дает правильное описание свойств некоторых ядер. В этой модели предполагается, что нечетный нуклон движется в поле аксиальной симметрии, образованной всеми нуклонами остова. В какой-то

степени эта модель напоминает атом щелочноземельного элемента. Более подробное изложение этой и других моделей ядра (модель парных корреляций, статистическая модель и др.) выходит за пределы курса общей физики высшей школы.

#### 4.9. Направленность радиоактивных превращений

Из опыта известно, что в природе совершенно не встречаются ядра атомов, состоящие только из протонов, кроме ядра  $H$ , или только из нейтронов, хотя неоднократно подчеркивалось, что ядерные силы притяжения между  $p$ - $p$ ,  $n$ - $n$ ,  $p$ - $n$  совершенно одинаковы. Так в чем же здесь дело?

Опыт показывает, что свободных нейтронов в природе не существует: раз возникнув, они через некоторое время распадаются. Таким образом, свободный нейтрон является радиоактивной частицей и, следовательно, имеет ограниченное время жизни. Иными словами, энергетический уровень свободного нейтрона всегда располагается выше энергетического уровня свободного протона, поэтому реакция распада свободного нейтрона всегда идет с выделением энергии  $Q$ :

$$n = p + {}^0_{-1}e + {}^0_0\tilde{\nu}_e + Q,$$

$Q = 0,79$  МэВ,  $T_n = 11,7$  мин,  $T_p = \infty$ ,  $T_n$  и  $T_p$  – соответственно время жизни нейтрона и протона в свободном состоянии.

Переход нейтрона в протон сопровождается испусканием электрона и электронного антинейтрино, их появление вызвано тем, что при переходе нуклона из нейтронного в протонное состояние должны выполняться законы сохранения электрического, барионного и лептонного зарядов, а также закон сохранения энергии. В самом деле, если нуклон перешел из нейтронного состояния в протонное, то у нуклона в протонном состоянии возникает положительный заряд, и для его компенсации необходимо, чтобы в процессе распада появилась частица, компенсирующая этот заряд. Такой частицей является электрон. Но электрон принадлежит к классу лептонов, он, кроме электрического заряда, имеет еще лептонный заряд. Для компенсации положительного лептонного заряда электрона должна возникнуть частица с отрицательным лептонным зарядом. Такой частицей является электронное антинейтрино  ${}^0_0\tilde{\nu}_e$ . На рис. 4.9.1 представлена схема радиоактивного распада свободного нейтрона.

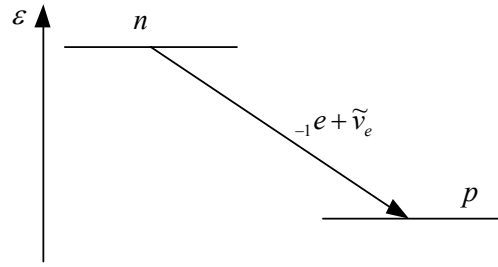


Рис. 4.9.1. Схема радиоактивного распада свободного нейтрона

Рассмотрим особенности заполнения уровней полных энергий протонами и нейтронами в ядре, используя модель ядерных оболочек. В этой модели предполагается независимое друг от друга движение нуклонов в потенциальной яме самосогласованного поля ядра, потенциал поля не вычисляется, а подбирается и зависит от расстояния до центра ядра. Потенциал подбирается таким, чтобы имело место наилучшее согласие с опытом. В соответствии с моделью ядерных оболочек на рис. 4.9.2 приведена эмпирическая последовательность расположения нуклонных уровней в ядре без учета электромагнитного взаимодействия между протонами.

Изображенные на рис. 4.9.2 уровни полной энергии нуклонов являются вырожденными. Кратность вырождения  $N$  определяется значениями квантового числа

$$j = l + s ,$$

где  $l$ ,  $s$  – орбитальное и спиновое квантовые числа, и вычисляется по формуле

$$N = 2j + 1 .$$

Так как при построении уровней электромагнитное взаимодействие между протонами не учитывалось, то протонные и нейтронные уровни изображены совпадающими.

В табл. 4.9.1 приводится распределение нуклонов в стабильных ядрах по состояниям, в том числе и в ядрах с магическими числами 2, 8, 20, 28, 50, в модели ядерных оболочек с учетом изменения энергии протонов из-за их электромагнитных взаимодействий. В результате при большом числе протонов протонные уровни должны располагаться выше соответствующих нейтронных. При малом числе протонов кулоновские силы отталкивания незначительно увеличивают полную энергию взаимодействия. Однако при возрастании числа протонов с

$Z > 20$  кулоновские силы начинают играть все более заметную роль, и компенсация расталкивающего действия кулоновских сил теперь происходит за счет увеличения дополнительного числа нейтронов и, следовательно, увеличения сил ядерного притяжения. Стало быть, в стабильных ядрах,  $Z > 20$ , как правило, число нейтронов всегда должно быть больше числа протонов. Содержание табл. 4.9.1 подтверждает указанный вывод.

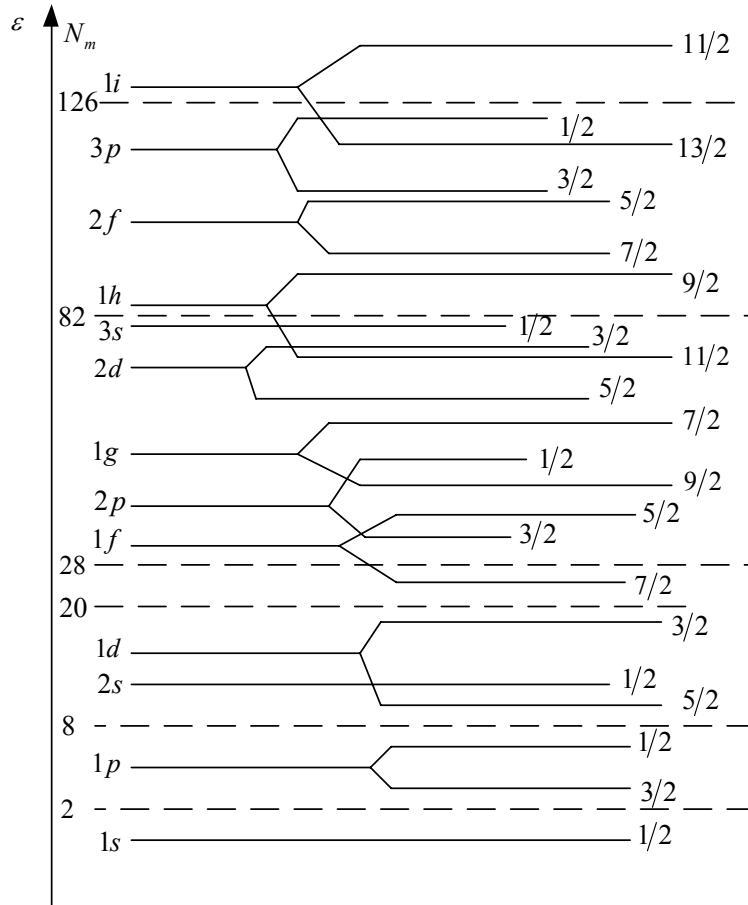


Рис. 4.9.2. Расположение нуклонных уровней в ядре ( $\epsilon$  – полная энергия ядерного взаимодействия между нуклонами,  $N_m$  – магические числа нуклонов в ядре)

$N_m$	${}^A_Z X$	$N_p$	$N_n$
	${}^1_1 H$	$1s_{1/2}$	-
	${}^2_1 H$	$1s_{1/2}$	$1s_{1/2}$
	${}^3_2 He$	$2 \times (1s_{1/2})$	$1s_{1/2}$
2	${}^4_2 He$	$2 \times (1s_{1/2})$	$2 \times (1s_{1/2})$
	${}^6_3 Li$	$2 \times (1s_{1/2}), 1p_{3/2}$	$2 \times (1s_{1/2}), 1p_{3/2}$
	${}^7_3 Li$	$2 \times (1s_{1/2}), 1p_{3/2}$	$2 \times (1s_{1/2}), 2 \times (1p_{3/2})$
	${}^9_4 Be$	$2 \times (1s_{1/2}), 2 \times (1p_{3/2})$	$2 \times (1s_{1/2}), 3 \times (1p_{3/2})$
	${}^{10}_5 B$	$2 \times (1s_{1/2}), 3 \times (1p_{3/2})$	$2 \times (1s_{1/2}), 3 \times (1p_{3/2})$
	${}^{11}_5 B$	$2 \times (1s_{1/2}), 3 \times (1p_{3/2})$	$2 \times (1s_{1/2}), 4 \times (1p_{3/2})$
	${}^{12}_6 C$	$2 \times (1s_{1/2}), 4 \times (1p_{3/2})$	$2 \times (1s_{1/2}), 4 \times (1p_{3/2})$
	${}^{13}_6 C$	$2 \times (1s_{1/2}), 4 \times (1p_{3/2})$	$2 \times (1s_{1/2}), 4 \times (1p_{3/2}), 1p_{1/2}$
	${}^{14}_7 N$	$2 \times (1s_{1/2}), 4 \times (1p_{3/2}), 1p_{1/2}$	$2 \times (1s_{1/2}), 4 \times (1p_{3/2}), 1p_{1/2}$
	${}^{15}_7 N$	$2 \times (1s_{1/2}), 4 \times (1p_{3/2}), 1p_{1/2}$	$2 \times (1s_{1/2}), 4 \times (1p_{3/2}), 2 \times (1p_{1/2})$
8	${}^{16}_8 O$	$2 \times (1s_{1/2}), 4 \times (1p_{3/2}), 2 \times (1p_{1/2})$	$2 \times (1s_{1/2}), 4 \times (1p_{3/2}), 2 \times (1p_{1/2})$
	${}^{17}_8 O$	$2 \times (1s_{1/2}), 4 \times (1p_{3/2}), 2 \times (1p_{1/2})$	$2 \times (1s_{1/2}), 4 \times (1p_{3/2}), 2 \times (1p_{1/2}), 1d_{3/2}$
20	${}^{40}_{20} Ca$	$\dots, 6 \times (1d_{3/2}), 2 \times (2s_{1/2}), 4 \times (1d_{3/2})$	$\dots, 6 \times (1d_{3/2}), 2 \times (2s_{1/2}), 4 \times (1d_{3/2})$
28	${}^{58}_{28} Ni$	$\dots, 8 \times (1f_{7/2})$	$\dots, 8 \times (1f_{7/2})$
50	${}^{120}_{50} Sn$	$\dots, 4 \times (2p_{3/2}), 6 \times (1f_{5/2}),$ $10 \times (1g_{9/2}), 2 \times (2p_{1/2})$	$\dots, 4 \times (2p_{3/2}), 6 \times (1f_{7/2}), 10 \times (1g_{9/2}),$ $2 \times (2p_{1/2}), 8 \times (1g_{7/2}), 6 \times (2d_{3/2}), 12 \times (1h_{1/2}),$ $4 \times (2d_{5/2}), 2 \times (3s_{1/2}), 10 \times (1h_{3/2}), 8 \times (2f_{7/2}),$ $6 \times (2f_{5/2}), 4 \times (3p_{3/2}), 10 \times (1i_{3/2})$

Таблица 4.9.1. Распределение нуклонов в ядрах по состояниям



В табл. 4.9.1 обозначено:  $N_m$  – магические числа протонов;  $N_p, N_n$  – соответственно, числа протонов и нейтронов в ядрах;  $\times$  – знак умножения, например,  $2 \times (1s_{1/2}) = 1s_{1/2}, 1s_{1/2}$  или  $4 \times (1p_{3/2}) = 1p_{3/2}, 1p_{3/2}, 1p_{3/2}, 1p_{3/2}$ .

Пусть по какой-то причине число нейтронов  $N$  в ядре оказалось больше числа протонов  $Z$ , соответствующих стабильному состоянию ядра. Это означает, что отношение  $N/Z$  возросло по сравнению с  $N/Z$ , характерным для стабильных изотопов. Уменьшить эту величину до значения  $N/Z$  у стабильных изотопов можно путем уменьшения числа нейтронов в ядре. Значит, в ядре должен произойти переход одного нуклона из нейтронного в протонное состояние (см. рис. 4.9.3, а). При этом будут испускаться кванты энергии  ${}_{-1}^0e + {}_0^0\tilde{\nu}_e$ .

Если же ядро пересыщено протонами, то будет иметь место переход одного из протонов ядра в нейтрон с испусканием кванта энергии  ${}_{+1}^0e + {}_0^0\tilde{\nu}_e$  (см. рис. 4.9.3, б). В первом случае возникает  ${}_{-1}e = \beta^-$  распад, во втором случае возникает  ${}_{+1}e = \beta^+$  распад.

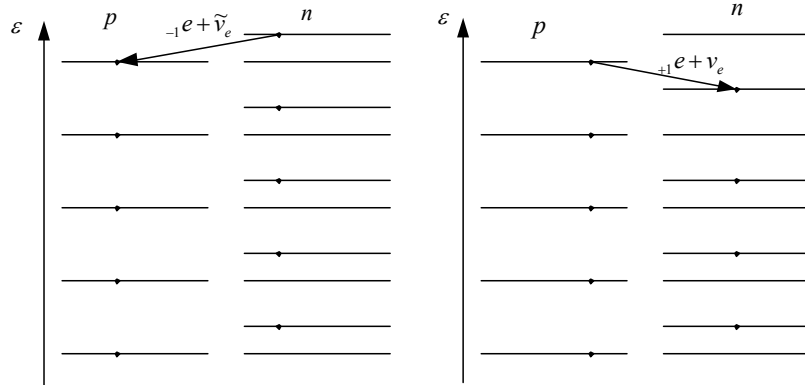


Рис. 4.9.3. Схемы переходов: а – из нейтронного в протонное состояние, б – из протонного в нейтронное состояние

Таким образом, опыт показывает, у самых легких стабильных ядер, у которых  $Z \leq 20$ , отношение  $N/Z \approx 1$ , т.е. число протонов примерно

равно числу нейтронов. Но с возрастанием  $Z$  отношение  $N/Z$  постепенно увеличивается, и у тяжелых стабильных ядер, например, у таких, как  ${}_{82}^{208}\text{Pb}$ , оно достигает величины, примерно равной 1,537. Из анализа экспериментальных данных также следует, что для стабильных или долго живущих ядер справедлива следующая эмпирическая формула:

$$N/Z = a_0 + a_1Z + a_2Z^2 + a_3Z^3, \quad (4.9.1)$$

где  $a_0 = 0,817$ ,  $a_1 = 0,0166$ ,  $a_2 = -1,552 \cdot 10^{-4}$ ,  $a_3 = 7,279 \cdot 10^{-7}$ , причем  $10 < Z < 126$ .

Формула (4.9.1) позволяет вычислить число нейтронов в ядре при  $Z = 126$  и тем самым предсказать "островок" стабильности, который, несомненно, должен существовать у некоторых трансурановых элементов. Ядра таких элементов должны иметь повышенную стабильность относительно спонтанного деления и -распада.

#### 4.10. Радиоактивность

В природе существуют стабильные и радиоактивные ядра атомов. Особенностью радиоактивных ядер является самопроизвольный их распад с испусканием одной или нескольких частиц. В процессе распада у ядра могут измениться как зарядовое  $Z$ , так и массовое  $A$  числа.

Радиоактивность ядер, существующих в природных условиях, называют естественной. Радиоактивность ядер, синтезированных с помощью ядерных реакций в лабораториях, называют искусственной. Различия в естественной и искусственной радиоактивности не существует, законы радиоактивности у них одинаковы.

Основными характеристиками радиоактивного распада являются: время протекания (период полураспада), тип испускаемых частиц, энергия частиц – продуктов распада, направления вылета частиц – продуктов распада.

К числу радиоактивных процессов относятся:

- 1)  $\alpha$  - распад;
- 2)  $\beta^-$  - распад;
- 3)  $\beta^+$  - распад;
- 4)  $e$  -захват;
- 5)  $\gamma$  - излучение ядер;
- 6) спонтанное деление тяжелых ядер.