

ной энергии связи. По формуле (12.2') имеем

$$\lambda = h/\sqrt{2mW} \approx 1,5 \cdot 10^{-15} \text{ м,}$$

если в качестве  $m$  взять массу протона или нейтрона. Эта длина волны оказывается соизмеримой с линейными размерами ядра.

Для электрона энергия в 8 МэВ является релятивистской и в основной формуле де Бройля (12.1)  $\lambda = h/p$  необходимо пользоваться релятивистской связью между энергией и импульсом, выражаемой формулой (9.36). Из нее следует, что

$$p^2 c^2 = W^2 - m_0^2 c^4 = (W - m_0 c^2)(W + m_0 c^2)$$

Выражая в этих формулах полную энергию  $W$  через кинетическую  $W_k$  и энергию покоя (см § 9.6)  $W = W_k + m_0 c^2$ , получим

$$p^2 c^2 = W_k (W_k + 2m_0 c^2).$$

Для тех случаев, когда  $W_k \gg 2m_0 c^2$ , а это как раз соответствовало бы пребыванию электрона с энергией  $W \approx 8$  МэВ в ядре<sup>1</sup>, формула упрощается:

$$p^2 c^2 \approx W_k^2, \text{ или } cp \approx W_k, \text{ т. е. } p \approx W_k/c.$$

Таким образом, длина волны де Бройля для релятивистской частицы

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{hc}{W_k}. \quad (16.9)$$

При  $W_k \approx 8$  МэВ получаем  $\lambda/2\pi \approx 2,5 \cdot 10^{-14}$  м. Эта длина волны электрона слишком велика и не соответствует размерам ядра. Заметим, что если бы в формуле (16.9)  $\lambda/2\pi$  была сравнима с размерами ядра:  $\lambda/2\pi \approx 5 \cdot 10^{-15}$  м (для средней части периодической системы Менделеева), то для энергии электрона в ядре получилась бы непомерно большая величина  $W_k \approx 39,3$  МэВ. Приведенные рассуждения находятся в полном соответствии с доказательством отсутствия электронов в ядре, вытекающим из соотношения неопределенностей Гейзенберга (см. § 16.3).

## § 16.5. Ядерные силы

1. Прочная связь, существующая между нуклонами в ядре, свидетельствует о наличии в атомных ядрах особых, так называемых ядерных сил. Легко убедиться в том, что эти силы не сводятся ни к одному из типов сил, рассмотренных в предыдущих частях курса физики. В самом деле, если предположить, например, что между нуклонами в ядрах действуют гравитационные силы, то легко подсчитать по известным массам протона и нейтрона, что энергия связи на одну частицу окажется ничтожной — она будет в  $10^{38}$  раз меньше той, которая наблюдается экспериментально. Отпадает также и предположение об электрическом характере ядерных сил. Действительно, в этом случае невозможно представить себе устойчивого ядра, состоящего из одного заряженного протона и не имеющего заряда нейтрона. Между тем такое ядро существует у тяжелого водорода — дейтерия

<sup>1</sup> Для электрона  $2 m_0 c^2 = 1,02$  МэВ.

${}^2\text{D}$ . Это ядро — дейтрон (или дейтерон) — устойчивая система, состоящая из протона и нейтрона, с энергией связи около 2,2 МэВ.

Наконец, ядерные силы не могут быть и магнитного происхождения, несмотря на то что и протон и нейтрон имеют магнитные моменты. Можно подсчитать, что энергия взаимодействия магнитных моментов протона и нейтрона составляет всего около  $10^3$  эВ, что не идет ни в какое сравнение с действительной энергией связи в дейтроне.

2. Теоретические расчеты и опыты по рассеянию протонов на протонах показывают, что ядерные силы притяжения действуют лишь на весьма малых расстояниях между нуклонами в ядре ( $\sim 2,2 \cdot 10^{-15}$  м). Это дало основание называть ядерные силы короткодействующими. Расстояние  $2,2 \cdot 10^{-15}$  м называется радиусом действия ядерных сил.

Особое значение для свойств ядерных сил имеет обнаруженная в них зарядовая независимость: ядерные силы притяжения, действующие между двумя нуклонами, одинаковы независимо от того, в каком зарядовом состоянии, протонном или нуклонном, находятся взаимодействующие частицы. Этот вывод был сделан на основании тщательного изучения рассеяния протонов на дейтронах и рассеяния нейтронов на протонах. Мы не можем входить в детальное обсуждение вопросов, связанных с исследованием этих типов рассеяния. Однако отметим, что при изучении рассеяния нейтронов на протонах был решен весьма важный вопрос о спине нейтрона. Мы уже много раз использовали тот факт, что спин нейтрона равен  $\hbar/2$ , а между тем непосредственное его измерение, подобное опытам Штерна — Герлаха (как при измерении спина электрона), или измерение по наблюдению интенсивностей вращательных спектров (как при измерении спина протона), невозможно. Определение спина нейтрона основано на измерении спина дейтрона  ${}^2\text{D}$  — ядра тяжелого водорода. Спин дейтрона в основном состоянии (т. е. в состоянии, когда орбитальные моменты импульса протона и нейтрона отсутствуют) оказался равным  $\hbar$ . Поскольку спин протона равен  $\hbar/2$ , то спин нейтрона может быть равен либо  $\hbar/2$ , либо  $3\hbar/2$ . Последнее предположение привело к несоответствию теоретически рассчитанных и экспериментально наблюдаемых эффективных поперечных сечений рассеяния нейтронов на протонах и было отброшено, так что спин нейтрона равен  $\hbar/2$ .

3. Ограничимся сравнительно грубым доказательством зарядовой независимости ядерных сил, основанным на измерениях энергии связи в легких ядрах — дейтерии  ${}^2\text{D}$ , тритии  ${}^3\text{H}$  (иногда его обозначают  ${}^3\text{T}$ ) и двух изотопах гелия:  ${}^3\text{He}$  и  ${}^4\text{He}$ . Заметим, что в ядре трития находится один протон и два нейтрона, а в ядре  ${}^3\text{He}$ , наоборот, — два протона и один нейтрон. Такие ядра называются зеркальными. Энергии связей перечисленных ядер, определенные с большой точностью, равны соответственно у  ${}^2\text{D}$  2,226 МэВ,  ${}^3\text{T}$  — 8,49 МэВ,  ${}^3\text{He}$  — 7,72 МэВ,  ${}^4\text{He}$  — 28,3 МэВ. При пересчете на удельную энергию связи это составит соответственно 1,113; 2,830; 2,573; 7,070 МэВ. Если предположить, что имеется зарядовая независимость ядерных сил, то следует считать, что различие в энергиях связей зеркальных ядер, составляющее 0,77 МэВ, связано с кулоновской энергией отталкивания двух

протонов в ядре  ${}^3_2\text{He}$ . Полагая эту величину равной  $\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$ , находим, что среднее расстояние  $r$  между двумя протонами в ядре  ${}^3_2\text{He}$  составит  $1,9 \cdot 10^{-15}$  м. Это находится в хорошем согласии с величиной «радиуса действия» ядерных сил — расстояния порядка  $2 \cdot 10^{-15}$  м. Если предположить, что взаимодействие между любыми парами нуклонов в ядре одинаково независимо от того, между какими нуклонами оно происходит, то можно сделать еще одно заключение, соответствующее опытным данным. В ядрах с малым числом нуклонов энергию связи можно рассчитывать исходя из предположения, что в них происходят парные взаимодействия частиц друг с другом (двухчастичное взаимодействие). Тогда энергия связи должна быть пропорциональна числу возможных взаимодействующих пар, т. е. числу возможных связей между парами частиц. Легко сообразить, что в ядрах дейтерия, трития и гелия эти числа связей составляют 1, 3 и 6 соответственно. Приблизительно в таком же отношении 1 : 3 : 6 находятся удельные энергии связей в этих ядрах.

4. Большая величина ядерных сил притяжения между нуклонами в ядре находится, на первый взгляд, в противоречии с тем, что у ядра дейтерия удельная энергия связи — 1,113 МэВ — значительно меньше, чем у ядер более тяжелых, находящихся в средней части периодической системы Менделеева,  $\approx 8,7$  МэВ. В действительности это связано с особым характером состояния нуклонов в дейтроне. Оказывается, что значительную долю времени нейтрон и протон пребывают в дейтроне на расстояниях друг от друга  $\approx 3 \cdot 10^{-15}$  м, превышающих радиус действия сил притяжения между ними. Дело в том, что если бы они находились в пределах радиуса действия ядерных сил, то длина дебройлевской волны каждого из нуклонов, имеющая порядок величины радиуса ядра, соответствовала бы столь большим значениям импульса и кинетической энергии частиц, что невозможно было бы образование устойчивого ядра дейтерия. Поэтому устойчивым состоянием дейтрона оказывается состояние с малой энергией связи, но с относительно большим расстоянием между частицами. В ядре гелия  ${}^3_2\text{He}$  потенциальная энергия по сравнению с дейтроном увеличивается в шесть раз, а кинетическая энергия — только в два раза, поскольку вдвое увеличивается число нуклонов. Поэтому суммарное взаимодействие всех нуклонов — ядерное и кулоновское — оказывается способным удержать все нуклоны в ядре гелия на расстояниях в пределах радиуса действия ядерных сил.

Потенциальная энергия ядерного притяжения на расстояниях порядка радиуса действия ядерных сил с избытком достаточна для создания устойчивого ядра гелия,  $\alpha$ -частицы, даже с учетом кинетической энергии сблизившихся нуклонов и кулоновского отталкивания протонов. Поэтому в ядре гелия наблюдается значительно большая по сравнению с дейтроном энергия связи. Это различие в энергиях связи ядер гелия и водорода имеет огромное практическое значение для термоядерных реакций (см. § 18.11).

5. Ядерные силы зависят от ориентации спинов взаимодействующих между собой нуклонов. С наибольшей ясностью это вытекает из опытов

по рассеянию нейтронов молекулами орто- и параводорода. В молекуле ортоводорода спины обоих протонов параллельны друг другу, а в молекуле параводорода они антипараллельны. При рассеянии нейтронов молекулой параводорода спин нейтрона может быть параллелен одному из противоположно направленных спинов протонов в молекуле. При рассеянии же молекулой ортоводорода спин нейтрона может оказаться либо параллельным спинам обоих протонов, либо антипараллельным им. Если бы взаимодействие нейтрона с протоном не зависело от взаимной ориентации их спинов, то рассеяние нейтронов на молекулах орто- и параводорода происходило бы одинаково. В действительности опыты показали, что рассеяние нейтронов на параводороде примерно в 30 раз превышает рассеяние на ортоводороде. Это доказывает зависимость ядерных сил от ориентаций спинов взаимодействующих нуклонов. Зависимость ядерных сил от спинов нуклонов проявляется также в том, что ядра различной четности обладают различной устойчивостью (см. § 16.7).

6. Для ядерных сил характерна насыщенность, проявляющаяся в том, что каждый нуклон в ядре взаимодействует лишь с ограниченным числом ближайших к нему соседей-нуклонов. Это свойство ядерных сил вытекает из зависимости энергий связи в ядрах от массового числа  $A$ . Если бы каждый нуклон взаимодействовал одновременно со всеми  $A-1$  нуклонами, заключенными в ядре, то энергия связи ядра была бы пропорциональна возможному числу взаимодействующих пар<sup>1</sup>, т. е. числу сочетаний из  $A$  по два:  $A(A-1)/2$ . Этой же величине было бы пропорционально число связей в ядре, и энергия связи в ядре была бы квадратичной функцией от массового числа. Однако все данные об энергиях связи и дефектах масс в ядрах говорят в пользу почти линейной их зависимости от числа нуклонов в ядре. Насыщенность ядерных сил обнаруживает известное сходство этих сил с химическими силами, обладающими характерной для них особенностью — каждый атом в зависимости от своей валентности способен вступить в связь с ограниченным числом других атомов.

Практически полное насыщение ядерных сил достигается у  $\alpha$ -частицы, представляющей собой устойчивое образование из двух протонов и двух нейтронов. Насыщенность ядерных сил может быть увязана с короткодействующим характером этих сил, если предположить, что за пределами радиуса действия ядерных сил притяжения между нуклонами действуют силы отталкивания, препятствующие тому, чтобы в область действия сил притяжения попало слишком много нуклонов.

7. Наконец, необходимо отметить, что ядерные силы не являются центральными силами, т. е. такими, которые можно представить действующими по линии, соединяющей центры взаимодействующих нуклонов. Нецентральный характер ядерных сил вытекает, в частности, из зависимости этих сил от ориентации спинов взаимодействующих нуклонов.

---

<sup>1</sup> В предположении, что в ядрах осуществляется парное взаимодействие между любыми двумя нуклонами.

8. Короткодействие ядерных сил удалось объяснить на основе предположения об обменном характере этих сил. Идея о том, что взаимодействие между двумя частицами может осуществляться благодаря обмену третьей частицей, была впервые высказана И. Е. Таммом и Д. Д. Иваненко (1934).

Для понимания этой идеи необходимо обратить внимание на то, что в квантовой механике не только важнейшие характеристики микрочастиц, например энергия и импульс, оказываются при определенных условиях квантованными, но и поле, обуславливающее те или иные взаимодействия, должно быть также квантовано. Квантованность электромагнитного поля, ответственного за электромагнитные взаимодействия, характеризуется наличием квантов этого поля — фотонов, которые рассматриваются как частицы. С квантовой точки зрения создание поля некоторым электрическим зарядом означает испускание им квантов поля — фотонов. Взаимодействие между данным зарядом и некоторым другим означает, что фотоны, испущенные первым зарядом, поглощаются вторым. Иными словами, взаимодействие заряженных частиц осуществляется путем обмена фотонами.

Однако в это истолкование электромагнитного взаимодействия необходимо внести уточнение. Легко сообразить, что если источником электрического поля является неподвижный заряд, то ему неоткуда почерпнуть энергию, необходимою для рождения фотона. Равным образом поглощение фотона свободным зарядом приводит к нарушению законов сохранения (см. § 11.4). Следовательно, в действительности такой процесс обмена фотонами происходить не может. Подобные процессы называются виртуальными (воображаемыми) процессами. Виртуальные процессы (переходы) являются в квантовой теории способом описания взаимодействий. Фотоны, которые излучаются и поглощаются в виртуальных процессах, называются виртуальными. Для того чтобы понять, какой физический смысл имеет описание электромагнитных взаимодействий с помощью виртуальных фотонов, обратимся к соотношению неопределенностей (12.15)

$$\Delta W \Delta t \geq \hbar$$

Оно истолковывается в виртуальных процессах как возможность отклонения от закона сохранения энергии на величину  $\Delta W$  в течение времени  $\Delta t \sim \hbar/\Delta W$ . Заряд как бы занимает энергию на некоторое время для испускания фотона при условии ее быстрой отдачи за счет поглощения фотона другим зарядом.

Виртуальные процессы обмена фотонами с существованием и возвратом энергии происходят за очень малое время. Подчеркнем еще раз, что речь здесь идет о способе описания реальных электромагнитных взаимодействий с помощью обмена виртуальными фотонами.

9. Ядерные частицы — нуклоны — являются источниками особого ядерного поля, характеризующего ядерные силы. Ядерное поле следует определить как особую форму материи, обуславливающую ядерные взаимодействия нуклонов. Как показал И. Е. Тамм, квантами ядерного поля не могут быть легкие частицы — электроны. Расчеты, которые мы не приводим, показывают, что обмен электронами не может объяснить одновременно малый радиус ядерных сил и большую энергию связи в ядрах. В современном варианте обменной теории ядерных сил, впервые предложенной Х. Юкавой (1935), предполагается, что взаимодействие между нуклонами в ядре осуществляется путем обмена особыми частицами —  $\pi$ -мезонами (см. § 19.4). В названии этих частиц подчеркивается, что масса их должна быть промежуточной

между массами электрона и протона («мезо» — средний, промежуточный).

Если предположить, что между нуклонами в ядре происходит обмен виртуальными  $\pi$ -мезонами, можно объяснить короткодействующий характер ядерных сил.  $\pi$ -Мезон обладает не равной нулю массой покоя  $m_\pi$  (см. § 19.4). Время  $\Delta t$ , в течение которого может происходить обмен нуклонов  $\pi$ -мезонами<sup>1</sup>, не должно превышать величины, определяемой соотношением неопределенностей Гейзенберга  $\Delta t \geq \frac{\hbar}{\Delta W}$ . Величина  $\Delta W$  неопределенности в значении энергии нуклона, очевидно, должна быть связана с зарождением вблизи нуклона в области радиуса действия ядерных сил новой частицы, обладающей энергией покоя  $W_\pi = m_\pi c^2$ . Таким образом,  $\Delta W \geq W_\pi$ . Считая, что  $\Delta W = W_\pi$ , имеем  $\Delta t \approx \hbar / (m_\pi c^2)$ . Если считать, что  $\pi$ -мезон удаляется от нуклона со скоростью  $v_\pi$ , близкой к скорости  $c$  света в вакууме, то он пройдет за время  $\Delta t$  расстояние

$$R_\pi = v_\pi \Delta t \approx c \frac{\hbar}{m_\pi c^2} \approx \frac{\hbar}{m_\pi c}.$$

Таким образом,  $R_\pi$  равно комптоновской длине волны  $\pi$ -мезона (см. § 11.4). Предполагая, что за время  $\Delta t$   $\pi$ -мезон проходит расстояние  $R_\pi = R$ , равное примерно радиусу действия ядерных сил ( $R \approx 1,5 \cdot 10^{-15}$  м), можно подсчитать массу  $\pi$ -мезона:  $m_\pi = \hbar / (R_\pi c)$ . Расчет показывает, что  $m_\pi \approx 250 m_e$ , где  $m_e$  — масса покоя электрона. Это находится в согласии с измеренными массами  $\pi$ -мезонов (см. § 19.4).

Заметим, что с этой точки зрения электромагнитное поле, в котором взаимодействие осуществляется с помощью обмена виртуальными фотонами, имеет бесконечно большой радиус действия. В самом деле, масса покоя фотона  $m_{0\phi} = 0$ , поэтому расстояние, на которое может распространяться фотон (если он не поглощен), равно по предыдущей формуле бесконечности:

$$R_\phi = \frac{\hbar}{m_{0\phi} c} \rightarrow \infty.$$

Описав важнейшие свойства ядерных сил, укажем в заключение, что в современной ядерной физике продолжается изучение их природы.

## § 16.6. Размеры ядер

1. Из опытов Резерфорда по рассеянию  $\alpha$ -частиц веществом были получены первые данные о размерах той области пространства, которую занимает ядро. Точнее, было установлено, что на расстоянии, меньшее некоторой величины при данной энергии  $\alpha$ -частицы, эта частица не может приблизиться к ядру вследствие действия на нее кулоновских сил отталкивания со стороны положительно заряженного ядра. Однако теперь мы знаем, что в ядре действуют два типа сил —

<sup>1</sup> Промежуток времени от испускания  $\pi$ -мезона одним нуклоном до поглощения его другим.