

Если оба нейтрона вылетают с малым относительным импульсом, то взаимодействие между ними сильно сказывается на сечении реакции. Для получения из этого сечения данных о нейтрон-нейтронном рассеянии требуется сложное теоретическое исследование, так что этот метод — косвенный. Как мы увидим ниже, отсутствие экспериментальных данных о взаимодействии $n-p$ на самом деле не так уж существенно, поскольку сейчас можно считать доказанным, что если отбросить слабое по сравнению с ядерным электромагнитное взаимодействие, то свойства систем $n-p$ и $p-p$ станут в точности одинаковыми (см. § 6).

5. Рассмотрение взаимодействия нуклон — нуклон принято производить отдельно для низких и высоких энергий. При этом низкими называются энергии примерно до 10—20 МэВ, высокими — энергии в сотни МэВ и выше. Промежуточную область от 20 до 100 МэВ иногда называют областью средних энергий. Выделение низких и высоких энергий имеет четкое физическое обоснование. При низких энергиях дебройлевская длина λ волны значительно превышает радиус R действия ядерных сил:

$$\lambda \gg R, \quad (5.1)$$

а при высоких, наоборот, много меньше R :

$$\lambda \ll R. \quad (5.2)$$

Начиная с порога рождения пионов ($E_{\text{пор}} \approx 140$ МэВ), восстановление ядерных сил по данным об упругом рассеянии осложняется неупругими каналами. С дальнейшим увеличением энергии роль неупругих каналов возрастает. При энергии 2—3 ГэВ полное сечение взаимодействия выходит примерно на константу, а сечение упругого рассеяния, оставаясь большим по величине, становится чисто дифракционным (см. гл. II, § 6 и гл. IV, § 9). В этой области энергии понятие «ядерные силы» теряет физический смысл: нуклоны ведут себя как «черные шары», поглощающие все падающие на них дебройлевские волны. Физика нуклон-нуклонных столкновений при таких энергиях рассмотрена в гл. VII, § 7.

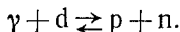
§ 2. Дейтрон

1. В системах $n-p$, $p-p$ связанных состояний нет. В системе $p-p$ есть одно связанное состояние — дейтрон. В наличии у системы нуклон — нуклон всего лишь одного связанного состояния резко проявляется различие между короткодействующими ядерными и дальнедействующими кулоновскими силами. Напомним хотя бы, что атом водорода имеет бесконечную систему уровней. Мы еще вернемся к этому вопросу в п. 4.

Основные свойства дейтрона таковы:

а) Энергия связи E_d дейтрона равна 2,23 МэВ, т. е. примерно 1 МэВ на нуклон. Как мы уже знаем из гл. II, § 3, для большинства

ядер характерна удельная энергия связи порядка 8 МэВ на нуклон. Аномальная малость энергии связи дейтрона, как мы увидим ниже в п. 3, является прямым следствием короткого радиуса действия ядерных сил. Экспериментально энергия связи дейтрона определяется из баланса энергии и импульса в прямой и обратной реакциях:



Более точные измерения этой энергии связи осуществляются масс-спектрометрическими методами (см. гл. II, § 3).

б) У дейтрона нет возбужденных состояний, что также обусловлено короткодействием ядерных сил (см. п. 2).

в) Спин дейтрона J_d равен единице: $J_d = 1$. Спин может быть установлен, например, по числу линий сверхтонкой структуры атома дейтерия.

г) Четность дейтрона положительна, т. е.

$$\Psi_d(\mathbf{r}) = \Psi_d(-\mathbf{r}), \quad (5.3)$$

где $\Psi_d(\mathbf{r})$ — волновая функция внутреннего состояния дейтрона, \mathbf{r} — расстояние между протоном и нейтроном. Четность определяется из правил отбора в различных реакциях с участием дейтрона. В п. 2 будет показано, что положительность четности дейтрона может быть предсказана теоретически.

д) Магнитный момент μ_d дейтрона равен 0,86 в единицах ядерного магнетона (см. гл. II, § 5). Значение μ_d немного отличается от алгебраической суммы магнитных моментов протона и нейтрона, равной $\mu_p + \mu_n = 2,79 - 1,91 = 0,88$. Расхождение между этими двумя цифрами свидетельствует либо о том, что спины протона и нейтрона в дейтроне не совсем параллельны, либо о наличии в дейтроне небольшой примеси магнитного момента, возникающего за счет орбитального движения протона. В п. 4 мы покажем, что первая возможность для дейтрона запрещена, а вторая действительно имеет место.

е) Квадрупольный момент Q_d дейтрона равен $2,82 \cdot 10^{-27}$ см². Из наличия у дейтрона ненулевого квадрупольного момента в п. 5 будет выведено свойство нецентральности ядерных сил.

2. Аномальная малость энергии связи является уникальным свойством дейтрона и заслуживает специального рассмотрения. Начнем с того, что сравним удельную энергию связи дейтрона с удельными энергиями связи других легчайших ядер, таких, для которых свойство насыщения ядерных сил еще не сказывается (т. е. ядер с $A \leq 4$ (см. табл. 2.1)).

Резкий рост удельной энергии связи с увеличением числа частиц объясняется свойством короткодействия ядерных сил. Исторически именно на основе данных табл. 2.1 впервые была произведена довольно точная оценка радиуса действия ядерных сил (Е. П. Вигнер, 1933).

Для того чтобы понять связь короткодействия ядерных сил с зависимостью удельной энергии связи ядра от A , попробуем «на пальцах» оценить энергии связи тритона и α -частицы, исходя из энергий связи системы нуклон — нуклон. Энергия связи E_{np} системы нейтрон — протон равна 2,23 МэВ. Системы протон — протон и нейтрон — нейтрон не имеют связанных состояний, так что их энергии связи не превышают нуля: $E_{pp} \leq 0$, $E_{nn} \leq 0$. Кажется бы, энергию, скажем, тритона можно оценить следующим образом. В тритоне имеются три связи: $p-r$, $p-r$ и $p-p$, две из которых примерно равны энергии связи дейтрона, а одна — в лучшем случае нулю. Отсюда получается, что полная энергия связи тритона должна примерно равняться удвоенной энергии связи дейтрона, т. е. $\approx 4,5$ МэВ. Для полной энергии связи α -частицы из аналогичных соображений получается величина 9 МэВ, так как в α -частице имеются 4 $p-r$ -связи. Учет спиновых зависимостей может только уменьшить, причем примерно вдвое, эти цифры, поскольку, как мы увидим ниже, в дейтроне спины протона и нейтрона параллельны, а при антипараллельных спинах связанное состояние отсутствует. Мы видим, что наши оценки резко расходятся с опытными данными. Причина этого расхождения заключается в том, что наши рассуждения чересчур классичны. Мы не учли ни волновых свойств протона и нейтрона, ни вероятностного характера состояний квантовых физических систем.

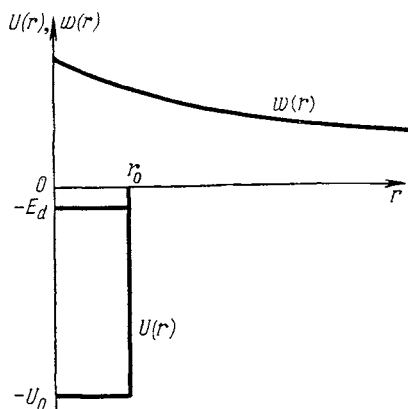


Рис. 5.1. Схематическое изображение уровня в глубокой и узкой потенциальной яме. $w(r)$ — вероятность найти частицу в точке r .

Проследим влияние квантовых закономерностей на структуру дейтрона. Предварительно заметим, что в квантовой механике, так же как и в классической, относительное движение двух нуклонов можно рассматривать (см. приложение I) как движение в поле сил протонно-нейтронного потенциала одной частицы с приведенной массой $m_{\text{прив}}$, равной половине массы нуклона:

$$m_{\text{прив}} = M/2. \quad (5.4)$$

Будем считать для простоты энергию взаимодействия протона с нейтроном прямоугольной потенциальной ямой с заданными глубиной и шириной (рис. 5.1). Можно показать, что точная форма потенциала несущественна для хода наших рассуждений. Ширина ямы r_0 соответствует радиусу действия ядерных сил. Глубина U_0 ямы в классической механике соответствует энергии низшего связанного состоя-

ния. В квантовой механике это не так, ибо в силу соотношения неопределенностей $\Delta x \cdot \Delta p \geq \hbar/2$ кинетическая энергия в связанном состоянии $\geq \hbar^2/(2M (\Delta x)^2)$ и не может равняться нулю. Если считать, что $\Delta x \approx r_0$, то при

$$r_0 < \hbar/\sqrt{2MU_0} \quad (5.5)$$

частица уже не «умещается» в яме, так как ее кинетическая энергия становится больше U_0 *).

Более точный анализ показывает, что связанное состояние в прямоугольной яме существует, если

$$U_0 r_0^2 \geq \frac{\pi^2 \hbar^2}{8m_{\text{прив}}} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{4M}. \quad (5.6)$$

Получим соотношение (5.6). Для сферически симметричной волновой функции $\psi(r)$ (s-состояние) уравнение Шредингера записывается в виде

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 \chi}{dr^2} + (-E_d - U(r)) \chi = 0, \quad (5.7)$$

где $\chi = r\psi$ и E_d — искомая энергия связи уровня. Волновая функция должна быть ограниченной во всем пространстве и обращаться в нуль на бесконечности. Последнее условие вытекает из локализованности в пространстве связанного состояния. Отсюда следует, что вне ямы

$$\chi(r) \sim \exp\left(-\sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} E_d} r\right), \quad (5.8)$$

а внутри

$$\chi(r) \sim \sin \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (U_0 - E_d)} r. \quad (5.9)$$

Условие непрерывности ψ и ее производной на границе ямы дает уравнение

$$\sqrt{(U_0 - E_d)} \left(\operatorname{ctg} \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (U_0 - E_d)} r_0 = -\sqrt{E_d} \right) \quad (5.10)$$

для определения E_d . Нетрудно убедиться, что уравнение (5.10) имеет решения только при

$$U_0 r_0^2 \geq \frac{\pi^2 \hbar^2}{8m},$$

что соответствует (5.6).

Если $U_0 r_0$ только немного превышает $\pi^2 \hbar^2/4M$, т. е. если

$$\left| U_0 r_0^2 - \frac{\pi^2 \hbar^2}{4M} \right| \ll \frac{\pi^2 \hbar^2}{4M},$$

*) Заметим, что этот вопрос далеко не тривиален. Так, отсутствие уровня в недостаточно глубокой или недостаточно широкой яме возможно лишь в трехмерном пространстве. В двумерном или одномерном случае уровень существует при любых силах притяжения, т. е. в сколь угодно узкой и мелкой яме. Последний эффект обуславливает явление сверхпроводимости.

то осуществляется ситуация «узкой и глубокой» потенциальной ямы. Эта ситуация изображена на рис. 5.1. Ее характерными особенностями являются малая величина энергии связи

$$E_d \ll U_0 \quad (5.11)$$

и малая вероятность $\omega(r)$ найти частицу внутри ямы. Случай глубокой и широкой ямы определяется условием

$$U_0 r_0^2 \gg \frac{\pi^2 \hbar^2}{4M}. \quad (5.12)$$

В этом случае в яме имеется много уровней и энергия связи нижайшего из них по порядку величины совпадает с U_0 .

Чтобы решить вопрос о том, какая ситуация осуществляется в дейтроне, обратимся к системам большего числа частиц. Если частиц не две, а три, то глубина ямы для каждой частицы, грубо говоря, удваивается. Если яма широкая, то уровень примерно совпадает с глубиной ямы, и мы получаем для энергии связи тритона приведенную выше классическую оценку. Но если яма — узкая и глубокая, то энергия связанного состояния может измениться на величину порядка U_0 (а не E_d), т. е. в несколько раз. Поэтому из данных табл. 2.1 следует, что ядерные силы — короткодействующие и что дейтрон — система, в которой энергия связи значительно меньше глубины ямы. В соответствии с этим нейтрон и протон в дейтроне основную часть времени находятся вне сферы действия ядерных сил между ними. Такая своеобразная структура дейтрона подтверждается и тем, что экспериментальный радиус R_d дейтрона действительно очень велик (конечно, в ядерных масштабах): $R_d = 4,8 \cdot 10^{-13}$ см. С помощью соотношения (5.6) мы можем определить теперь глубину U_0 потенциальной ямы взаимодействия нейтрона с протоном. Так как энергия связи дейтрона много меньше U_0 , то в первом приближении можно считать, что

$$U_0 r_0^2 = \frac{\pi^2 \hbar^2}{4M}. \quad (5.13)$$

Подставив сюда значение $r_0 = 1,7 \cdot 10^{-13}$ см радиуса действия ядерных сил (см. следующий параграф), находим, что

$$U_0 \approx 33 \text{ МэВ}. \quad (5.14)$$

«Рыхлость» дейтрона используется в различных областях ядерной физики, например, для получения пучков нейтронов высоких энергий (см. гл. XI, § 3), для изучения уровней ядер с помощью реакций срыва (гл. IV, § 10) и т. д.

3. С короткодействием ядерных сил связано и отсутствие у дейтрона возбужденных состояний. Если уже низшее связанное состояние находится близко от поверхности ямы, то второе состояние находится слишком высоко. Действительно, первое возбужденное

состояние в яме является p -состоянием, т. е. имеет орбитальный момент количества движения, равный \hbar . Поэтому центробежная энергия в этом состоянии должна иметь порядок

$$\frac{\hbar^2 l(l+1)}{MR_d^2} = \frac{3\hbar^2}{MR_d^2} \approx 4 \text{ МэВ}, \quad (5.15)$$

что превышает энергию связи дейтрона. Поэтому возбужденных связанных состояний дейтрон иметь не может.

4. Если бы ядерные силы не зависели от взаимной ориентации спинов нуклонов, то связанное состояние дейтрона было бы вырожденным, т. е. состояло бы из двух независимых состояний — триплетного, с параллельными спинами протона и нейтрона, и синглетного, с антипараллельными спинами протона и нейтрона. Если бы ядерные силы, подобно электромагнитным, слабо зависели от взаимных ориентаций спинов, то синглетный и триплетный уровни дейтрона имели бы слегка различающиеся энергии.

На опыте наблюдается только одно состояние дейтрона со спином единица, что соответствует параллельным спинам протона и нейтрона. Отсюда можно сделать вывод о том, что ядерные силы довольно сильно зависят от спинов, причем притяжение между протоном и нейтроном при параллельных спинах сильнее, чем при антипараллельных.

5. Посмотрим теперь, являются ли ядерные силы центральными. Центральными называются силы, действующие вдоль линии, соединяющей частицы. Центральные силы могут зависеть от относительной ориентации спинов частиц, но не могут зависеть от ориентации этих спинов относительно радиуса-вектора между частицами. Для центральных сил орбитальный и спиновый моменты количества движения сохраняются в отдельности. Поэтому в низшем энергетическом состоянии орбитальный момент l стремится принять наименьшее возможное значение $l = 0$, при котором равна нулю центробежная энергия. Тем самым при центральных силах основным состоянием дейтрона было бы чистое S -состояние, в котором $l = 0$. Поскольку спин дейтрона равен единице, то спины протона и нейтрона параллельны. Следовательно, магнитный момент дейтрона при центральных силах должен равняться алгебраической сумме магнитных моментов протона и нейтрона. Отмеченное в § 1 отклонение $\mu_p + \mu_n$ от μ_d свидетельствует о том, что ядерные силы в какой-то мере нецентральны. Действительно, если предположить, что силы нецентральны, то орбитальный момент не будет точным интегралом движения. Им будет только полный момент. Согласно квантовому принципу суперпозиции состояние дейтрона будет суммой состояний с различными значениями орбитального момента. Число возможных смешиваемых состояний сильно ограничивается законами сохранения полного момента и четности. Из закона сохранения полного момента следует, что если спин дейтрона равен еди

нице, а сумма спинов протона и нейтрона равна либо единице, либо нулю, то допустимыми значениями орбитального момента являются $l = 0, 1, 2$ (см. правило сложения моментов в гл. I, § 3).

Четность дейтрона положительна и равна $(-1)^l$ (см. гл. II, § 9). Из-за сохранения четности в основном состоянии дейтрона не может участвовать состояние с $l = 1$. Тем самым в дейтроне не может участвовать и состояние с антипараллельными спинами, так как суммарный спин протона и нейтрона должен равняться единице, чтобы при векторном сложении орбитальных моментов 0 и 2 с суммарным спином можно было бы получить в каждом случае спин 1 для дейтрона.

Таким образом, мы пришли к выводу, что при нецентральных силах основным состоянием дейтрона будет суперпозиция S -состояния ($l = 0$) и D -состояния ($l = 2$). В D -состоянии к суммарному спиновому магнитному моменту протона и нейтрона добавляется орбитальный магнитный момент протона в D -состоянии. За счет этого и получается отклонение магнитного момента дейтрона от аддитивного значения.

6. Поскольку в D -состоянии распределение плотности заряда не является сферически симметричным, то при нецентральных силах дейтрон должен обладать ненулевым квадрупольным электрическим моментом. Как мы уже знаем из § 1, квадрупольный момент дейтрона действительно не нуль, хотя и не очень велик. По величине квадрупольного момента можно оценить вклад D -состояния в дейтроне. Расчеты показывают, что доля D -состояния в дейтроне составляет примерно 4%, т. е. дейтрон в среднем 4 минуты из 100 находится в D -состоянии.

7. Мы видим, что, несмотря на скудность информации о связанных состояниях системы нуклон — нуклон (всего несколько цифр), из рассмотрения дейтрона удастся извлечь фундаментальные выводы о наличии у ядерных сил таких свойств, как короткодействие, зависимость от спинов, нецентральность.

В последующих двух параграфах мы увидим, что рассмотрение рассеяния нуклон — нуклон при низких энергиях не намного увеличит наши знания о ядерных силах.

§ 3. Рассеяние нейтрон — протон при низких энергиях

1. Рассеяние одной частицы на другой характеризуется дифференциальным сечением $d\sigma/d\Omega$ (см. гл. I, § 5), зависящим от угла рассеяния, энергии столкновения и ориентации спинов *). Однако при низких энергиях описание рассеяния существенно упрощается.

*) Как правило, мы будем пользоваться системой центра инерции (СЦИ). Пересчет сечений из одной системы отсчета в другую совершается по формулам приложения II.