

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.

Главное упрощение происходит за счет того, что при низких энергиях в системе центра инерции существенно только S -рассеяние, поскольку длина волны де Бройля в этом случае превышает радиус действия сил (см. § 1, п. 5 и гл. IV, § 2, п. 4). Поэтому угловое распределение в СЦИ будет изотропным, т. е. дифференциальное сечение не будет зависеть от углов и выразится через полное сечение σ соотношением

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \frac{d\sigma}{d\Omega} \int d\Omega = 4\pi \frac{d\sigma}{d\Omega}. \quad (5.16)$$

Подчеркнем существенно квантовую природу этого эффекта: если момент не квантуется, то рассеяние с сильной угловой зависимостью возможно при сколь угодно малых энергиях.

Несколько упрощается при низких энергиях и зависимость сечения от спинов нейтрона и протона. Именно, при изотропном рассеянии не может проявиться нецентральная часть ядерных сил. Формально это видно хотя бы из того, что под действием ядерных сил орбитальный момент относительно движения перестает быть интегралом движения, в то время как при низких энергиях этот орбитальный момент равен нулю, т. е. сохраняется. Суммарный спин протона и нейтрона в этом случае равен полному моменту и тоже сохраняется. Поэтому полное сечение σ может быть представлено в виде суммы двух слагаемых:

$$\sigma = \frac{3}{4} \sigma_t + \frac{1}{4} \sigma_s, \quad (5.17)$$

где σ_t — сечение рассеяния в триплетном состоянии (спины протона и нейтрона параллельны, так что суммарный спин равен единице), а σ_s — сечение рассеяния в синглетном состоянии (спины протона и нейтрона антипараллельны, так что суммарный спин равен нулю). Множители $3/4$ и $1/4$ перед σ_t и σ_s соответственно возникают из-за того, что система $n-p$ с хаотически ориентированными спинами с вероятностью $3/4$ находится в триплетном состоянии и с вероятностью $1/4$ — в синглетном, так как суммарный спин единица имеет три возможных независимых ориентации, а суммарному спину нуль соответствует одно состояние.

При более высоких энергиях, как мы увидим ниже в § 5, зависимость от спинов усложняется за счет того, что сечение может зависеть от ориентации спинов не только относительно друг друга, но и относительно других векторов, таких как орбитальный момент или импульс вылетающей частицы.

Таким образом, эксперименты по $n-p$ -рассеянию при низких энергиях дают возможность измерять лишь полное сечение σ как функцию от энергии. Измеряя поляризацию, т. е. ориентацию спинов частиц, в принципе можно разделить полное сечение на синглетное и триплетное. Но практически поляризационные опыты при низких энергиях очень трудны и до сих пор не проводились.

2. Казалось бы, зная только полное сечение σ , нельзя получить сведения о триплетном сечении σ_t и синглетном σ_s в отдельности. Однако на самом деле разделение триплетного и синглетного рассеяния оказывается возможным благодаря тому, что зависимость сечения σ_t от энергии может быть предсказана теоретически. Именно, в теории доказывается, что если при параллельных спинах протона и нейтрона существует только одно связанное состояние (дейтрон), то зависимость триплетного сечения от энергии в первом приближении выражается в низкоэнергетической области формулой

$$\sigma_t = \frac{4\pi\hbar^2}{M} \frac{1}{E + E_d}, \quad (5.18)$$

где E_d — энергия связи дейтрона. Формула (5.18) замечательна тем, что она не содержит ни одного произвольного параметра, что вовсе не тривиально, если учесть, что мы не знаем формы взаимодействия.

Из (5.18) видно, что в пределе нулевой энергии сечение

$$\sigma_t(0) = \frac{4\pi\hbar^2}{ME_d} \quad (5.19)$$

очень чувствительно к величине энергии связи дейтрона. Попробуем теперь сравнить это теоретическое значение с экспериментальным. Полное экспериментальное сечение $\sigma(0)$ вблизи нулевой энергии равно 20 барн, т. е. $2 \cdot 10^{-23}$ см². Подставив же в формулу (5.19) известное значение энергии связи дейтрона, получим, что сечение триплетного рассеяния вблизи нулевой энергии равно

$$\sigma_t(0) = 2 \text{ барн}, \quad (5.20)$$

т. е. на порядок меньше полного сечения. Отсюда видно, что при низких энергиях основным является синглетное рассеяние. Попробуем теперь чисто формально представить и синглетное рассеяние в форме (5.18), но, конечно, с другой энергетической константой E_s вместо энергии связи дейтрона:

$$\sigma_s = \frac{4\pi\hbar^2}{M} \frac{1}{E + E_s}. \quad (5.21)$$

Подставив (5.18) и (5.21) в (5.17), получим для полного сечения выражение

$$\sigma = \frac{\pi\hbar^2}{M} \left(\frac{3}{E + E_d} + \frac{1}{E + E_s} \right). \quad (5.22)$$

При $E_s = 0,07$ МэВ формула (5.22) хорошо описывает зависимость сечения от энергии во всей низкоэнергетической области.

3. Можно подумать, что из экспериментального подтверждения формулы (5.22) следует, что у системы протон — нейтрон существует кроме дейтрона еще связанное состояние с энергией 0,07 МэВ и антипараллельными спинами протона и нейтрона. Это, однако,

не совсем так. В теории доказывается, что зависимость типа (5.21) для сечения может получиться не только для реального, но и для так называемого *виртуального уровня*. Понятие виртуального уровня можно пояснить следующим образом. Сначала допустим, что система имеет настоящий реальный уровень. Тогда сечение рассеяния описывается формулой (5.21). Посмотрим теперь, как будет изменяться выражение для сечения при плавном уменьшении потенциала взаимодействия. Очевидно, что уровень энергии будет уменьшаться, так что постоянная E_s при каком-то значении потенциала взаимодействия обратится в нуль. Так вот, оказывается, что при дальнейшем уменьшении взаимодействия сечение снова описывается формулой (5.21) с постепенно растущей константой E_s , которая, однако, никакому связанному состоянию уже не соответствует. В этом случае и говорят, что система имеет виртуальный уровень E_s .

Возникает вопрос, является ли синглетный уровень E_s системы n — p реальным или виртуальным. Попытки прямого обнаружения связанного состояния с энергией $E_s = 0,07$ МэВ успехом не увенчались. Могло оказаться, однако, что состояние со столь малой энергией связи просто очень трудно получить. Поэтому была произведена другая тонкая экспериментальная проверка (когерентное рассеяние очень медленных нейтронов на молекулах орто- и пара-водорода), которая показала, что уровень E_s — виртуальный.

4. При переходе к очень медленным нейтронам с энергиями порядка 0,02 эВ и ниже экспериментальное сечение их рассеяния на протонах возрастает примерно в четыре раза. Это возрастание не указывает на какие-либо новые особенности ядерных сил, а обусловлено тем, что при одних и тех же силах взаимодействия сечение рассеяния на жестко закрепленных протонах в четыре раза больше, чем на свободных. В реальных экспериментах протоны всегда связаны в молекулах или кристаллах. Поэтому сечение растет, когда энергия нейтронов оказывается недостаточной для разрушения этих связей или хотя бы для возбуждения колебаний протонов в молекулах.

Более точный теоретический расчет сечения протон-нейтронного рассеяния при низких энергиях приводит вместо (5.22) к формуле, зависящей, помимо энергий E_d , E_s , еще от двух параметров r_s , r_t — *эффективных радиусов синглетного и триплетного взаимодействия*. Эта формула имеет вид

$$\sigma = \frac{\pi \hbar^2}{M} \left\{ \frac{3}{E + E_d \left(1 - \sqrt{\frac{E_d M}{\hbar^2}} r_t \right)} + \frac{1}{E + E_s \left(1 - \sqrt{\frac{E_s M}{\hbar^2}} r_s \right)} \right\}. \quad (5.23)$$

Сравнение (5.23) с экспериментальными данными позволяет определить эффективные радиусы взаимодействия. Они оказались равными:

$$r_t = 1,7 \cdot 10^{-13} \text{ см}, \quad r_s = 2,2 \cdot 10^{-13} \text{ см}. \quad (5.24)$$

Из (5.24) и (5.6) получается оценка U_{0s} — глубины потенциальной ямы в синглетном состоянии:

$$U_{0s} \approx \frac{\pi^2 \hbar^2}{4Mr_s^2} \approx 20 \text{ МэВ.} \quad (5.25)$$

Мы видим, что из низкоэнергетического рассеяния нейтрон — протон удастся извлечь до крайности бедную информацию о виде ядерных сил, сводящуюся к четырем цифрам (E_d , E_s , r_{0t} , r_{0s}), одна из которых представляет собой энергию связанного состояния, т. е. не является новой. Такая скудность информации обусловлена совместным действием двух причин: коротким радиусом действия сил (сравнительно с длиной дебройлевских волн) и высокой прочностью (или, выражаясь макроскопическим языком, высокой «твердостью») нуклона, для заметной деформации которого требуются энергии свыше 100 МэВ.

§ 4. Рассеяние протон — протон при низких энергиях

1. Система протон — протон обладает тремя характерными особенностями, отличающими ее от системы нейтрон — протон.

Во-первых, между двумя протонами действуют не только ядерные силы, но и кулоновские силы отталкивания. Кулоновские силы, хотя и значительно более слабые на малых расстояниях, чем ядерные, становятся преобладающими на больших расстояниях вследствие их дальнедействующего характера. Налетающая частица подвергается действию кулоновских сил задолго до вступления в сферу действия ядерных сил. Поэтому роль кулоновских эффектов особенно существенна при рассеянии на малые углы (периферические столкновения) и при очень низких энергиях. Потенциал кулоновского взаимодействия известен с большой точностью. Поэтому по кулоновскому рассеянию можно точно калибровать абсолютную величину сечения, обусловленного одними ядерными силами. Напомним, что обычно в ядерной физике абсолютные значения сечений измерять гораздо труднее, чем относительные.

2. Второй особенностью системы протон — протон является одинаковость сталкивающихся частиц. Протоны, как и любые одинаковые частицы полуцелого спина, подчиняются принципу Паули (см. гл. II, § 8), согласно которому в каждом состоянии может находиться не более одной частицы. В силу принципа Паули многие состояния, разрешенные в системе $n-p$, запрещены в системе $p-p$. Например, в S -состоянии относительного движения, в котором обе частицы симметрично распределены в пространстве, спины двух протонов могут быть только антипараллельными, что соответствует синглетному состоянию с нулевым суммарным спином. Триплетное S -состояние с параллельными спинами запрещено, так как в нем оба протона находятся в одном и том же состоянии.