

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

К ТЕОРИИ ЯДРА БЕРИЛЛИЯ

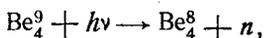
В. Чавчанидзе

Ограниченная применимость метода самосогласованного поля к задачам ядерной физики общеизвестна. Согласно теории Бора атомные ядра представляют собой систему столь сильно взаимодействующих ядерных частиц, что невозможно какую-либо частицу рассматривать как обособленную, находящуюся в усреднённом поле остальных ядерных частиц.

Поскольку теория Бора имеет статистический характер, применение её к лёгким и легчайшим ядрам не является законным. Можно ожидать в связи с этим, что для легчайших ядер метод самосогласованного поля может приобрести эвристическую силу. Как известно, этот метод хорошо себя зарекомендовал в применении к ядру дейтерона. Бете и Пайерельс¹ показали, что основные характеристики ядра дейтерона могут быть найдены, несмотря на незнание точного хода ядерного потенциала. Возможность решения такой задачи обусловлена тем обстоятельством, что размеры волнового пакета, соответствующего дейтерону, значительно больше радиуса действия ядерных сил.

Ядро Be_4^9 содержит 4 протона и 5 нейтронов. Следовательно, оно, вообще говоря, не может быть отнесено ни к легчайшим, ни тем более к тяжёлым ядрам, для которых справедлива боровская теория. Несмотря на это, имеются некоторые специфические обстоятельства, позволяющие при расчёте явлений распада отнести это ядро к типу легчайших.

Действительно, из опытов Сцилларда и Чальмерса², Л. И. Русина и А. Н. Сагайдака³ и др. вытекает, что один непарный нейтрон в ядре Be_4^9 связан значительно слабее остальных частиц этого ядра, так как реакция фотодезинтеграции $\text{Be}_4^9 \gamma$ -лучами, идущая по схеме



имеет своим порогом энергию γ -кванта, равную 1,63 Мэв.

Отсюда следует, что энергия связи непарного нейтрона в ядре Be_4^9 равна $\epsilon_0 = 1,63 \text{ Мэв}$. Эта величина значительно меньше средней энергии связи остальных частиц, близкой к 7 Мэв . (Общая энергия связи ядра Be_4^9 равна $57,8 \text{ Мэв}$.)

Следовательно, 8 частиц (4 протона и 4 нейтрона) образуют в ядре Be_4^9 прочно упакованный ядерный остаток, слабо связанный с непарным нейтроном. В связи с этим возникает заманчивая идея рассматривать ядро Be_4^9 как систему из двух тел: ядерного остатка Be_4^8 и непарного нейтрона, считая, что последний находится в поле остаточного ядра.

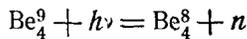
Вообще говоря, мыслимы следующие возможности для теоретического подхода к проблеме ядра Be_4^9 :

I. Ядро Be_4^9 можно рассматривать как систему, состоящую из 9 частиц (5 нейтронов и 4 протонов).

II. Можно предполагать, что ядро Be_4^9 состоит из трёх основных ядерных тел: двух α -частиц и одного нейтрона (модель: $2\alpha + n$).

III. Можно, наконец, как указано выше, считать, что ядро Be_4^9 состоит из двух основных ядерных тел: одного нейтрона и ядерного остатка, отождествляемого с ядром Be_4^8 .

Отвергая первую возможность как в настоящее время бесперспективную, необходимо произвести выбор между двумя остальными. Известно, что возникающее в результате ядерной реакции



ядро Be_4^8 неустойчиво и распадается на две α -частицы.

На этом основании можно было бы полагать, что представление о ядре Be_4^9 как системе, состоящей из двух α -частиц и одного нейтрона, является наиболее приемлемым.

Принимая, однако, во внимание, что выделяемая при распаде ядра Be_4^8 на две α -частицы энергия равна $0,116 \text{ Мэв}$, в то время как минимальная энергия, необходимая для освобождения нейтрона из ядра Be_4^9 , равна $1,63 \text{ Мэв}$, следует заключить, что время жизни ядра Be_4^8 по отношению к распаду на две α -частицы много больше времени, затрачиваемого на вырывание нейтрона из ядра Be_4^9 .

Это обстоятельство заставляет дать предпочтение последней охарактеризованной выше возможности, так как в течение процесса вылета нейтрона допустимо ядро Be_4^8 принимать за ещё устойчивое и неизменное ядерное тело. Очевидно, что такое допущение законно до тех пор, пока энергия возмущения ядерной системы Be_4^9 значительно меньше той энергии, с которой связаны друг с другом частицы остаточного ядра Be_4^8 .

Идея такого подхода к проблеме ядра Be_4^9 впервые была высказана в 1936 г. Мамасахлисовым^{4, 5, 6, 7, 8, 9, 10*}), который с этой точки зрения рассмотрел все вопросы, связанные со взаимодействием непарного нейтрона с остаточным ядром Be_4^8 (фотоэлектрическая дезинтеграция, фотомагнитная дезинтеграция, электронная дезинтеграция, захват нейтронов ядром Be_4^8 и т. д.).

Перейдём к рассмотрению отдельных эффектов, связанных со взаимодействием непарного нейтрона с остаточным ядром.

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ДЕЗИНТЕГРАЦИЯ

К 1935 г. были известны опыты Чадвика и Гольдгабера¹³ по фотодезинтеграции Be_4^9 . Эти авторы обнаружили шаровую симметрию вылетающих нейтронов в том случае, когда энергия γ -кванта близка к порогу дезинтеграции, т. е. к $1,63 \text{ Мэв}$. Отсюда вытекало, что вылетевшие из ядра Be_4^9 нейтроны находятся в S -состоянии.

С другой стороны, согласно правилам отбора для дипольного излучения (квадрупольное малó) следует заключить, что связанное состояние нейтрона в ядре Be_4^9 есть P -состояние (в отличие от дейтерона, где связанное состояние, не считая малой примеси D -состояния, есть S -состояние).

Таким образом, в процессе фотоэлектрической дезинтеграции ядра бериллия связанный нейтрон, находящийся в P -состоянии, переходит в свободное S -состояние. Ясно, что если исходить из P -состояния как начального, то конечное состояние может быть как S -, так и D -состоянием. Наличие D -состояния должно сказаться на отступлении от шаровой симметрии в распределении интенсивности нейтронов в свободном состоянии.

Как указано выше, первоначальные опыты не приводили к отступлениям от шаровой симметрии. Однако эти опыты производились с γ -квантами, энергия которых мало превосходила энергию связи нейтрона. Опыты по расщеплению ядра бериллия, производимые за последние годы, приводят к отступлению от шаровой симметрии для освобождающихся из ядра Be_4^9 нейтронов в случае больших значений энергии γ -кванта. Как будет показано ниже, это отступление объясняется тем, что свободные нейтроны характеризуются не только S -, но и D -состоянием.

Переход системы $\text{Be}_4^8 + n$ из одного состояния в другое вызывается взаимодействием γ -кванта с дипольным моментом ядра Be_4^9 ,

* Гут и Мюллин указывают¹¹, будто эта идея была впервые высказана Гутом в 1937 г. Такое утверждение не может не вызвать удивления, так как авторам хорошо известна (авторы цитируют её) опубликованная в 1936 г. работа Мамасахлисова⁴, в которой эта идея не только высказана, но и на её основе произведён расчёт фотодезинтеграции ядра бериллия.

возникающим из-за несовпадения центра масс с центром зарядов рассматриваемой системы.

Электрический дипольный момент системы равен:

$$D = \frac{eZM_0}{M_0 + M} z = \frac{eZM_0}{M_0 + M} r \cos \vartheta, \quad (1)$$

где M_0 — масса нейтрона, M — масса Be_4^8 , Z — число протонов в ядре Be_4^9 и $z = r \cos \vartheta$ — проекция величины дипольного момента на направление оси z .

Мамасахлисовым⁴ было вычислено полное поперечное сечение фотоэлектрического перехода $P \rightarrow S$ в предположении, что радиус потенциальной ямы (прямоугольная яма глубины V_0) r_0 меньше размеров волнового пакета, соответствующего связанному нейтрону, $d = \frac{\hbar}{\sqrt{2\mu\epsilon_0}} = 3,8 \cdot 10^{-13}$ см, где ϵ_0 — энергия связи нейтрона и μ — эффективная масса нейтрона по отношению к ядру бериллия.

Полное сечение оказалось равным

$$\sigma_{P \rightarrow S} = \frac{48\pi}{3} \left(\frac{e^3}{\hbar c} \right) \left(\frac{ZM}{M_0 + M} \right)^2 \frac{r_0 d}{2 + \beta_1} F(\gamma), \quad (2)$$

где

$$F(\gamma) = \frac{(\gamma - 1)^{\frac{1}{2}}}{\gamma^3} (m\gamma + n)^2,$$

причём

$$m = \beta_1^2 - \beta_1 - 1, \quad n = 2 + 2\beta_1, \\ \beta_1 = \frac{r_0}{a}, \quad \gamma = \frac{\epsilon}{\epsilon_0}, \quad \alpha = \frac{1}{d} = \frac{\sqrt{2\mu\epsilon_0}}{\hbar}, \quad \text{а } \epsilon = \hbar\nu.$$

Легко видеть, что сечение имеет максимум вблизи $\gamma \approx 1$, после чего оно медленно спадает. Сравнение формулы (2) с опытными данными было произведено рядом авторов.

Эксперименты Русинова и Сагайдака³ (1936) указывали на более или менее удовлетворительное согласие формулы (2) с опытными данными для двух значений энергии γ -кванта: 1,1 и 1,6 Мэв.

Тандберг¹³ в своей диссертации, опубликованной в 1937 г., исследовал поглощение γ -кванта в бериллии, происходящее в результате ядерного фотоэффекта. Он исходил из двух возможных предположений о том, что связанное состояние нейтрона в бериллии может быть как S -, так и P -состоянием. В связи с этим он сравнил полученные им опытные данные с формулой Бете и Пайерльса, с одной стороны, и формулой Мамасахлисова, с другой. В результате сравнения Тандберг пришёл к тому выводу, что формула (2), предполагающая, что связанное состояние в ядре бериллия есть P -состояние, лучше согласуется с экспериментальными данными.

На некоторое расхождение формулы (2) с опытными данными указывали Корсунский, Николаевская и Бак¹⁴, которые в своих опытах использовали непрерывный спектр γ -лучей, испускаемых импульсной трубкой в результате торможения электронов. Согласно их данным, не подтвержденным, однако, дальнейшими исследованиями, формула (2) приводит к более сильной зависимости эффективного сечения от разности потенциалов, приложенной к импульсной трубке, при энергиях γ -квантов, близких к пороговому значению, чем это следует из их экспериментов. Формула (2) была выведена в предположении, что радиус r_0 потенциальной ямы взаимодействия между нейтроном и ядерным остатком Be_4^9 до такой степени мал, что можно интегрирование по всему пространству заменить интегрированием по области вне потенциальной ямы. Однако то обстоятельство, что связанное состояние нейтрона в ядре Be_4^9 является P -состоянием (а не S -состоянием), заставляет считать такое пренебрежение областью внутри потенциальной ямы не вполне законным. Поэтому в 1940 г. В. Мамасакхлисов^{5,7} рассмотрел задачу фотодезинтеграции бериллия в более общем виде с учётом области $r < r_0$.

Полученная им формула для поперечного сечения фотодезинтеграции бериллия имеет вид

$$\sigma_P \rightarrow s = \frac{4\pi e^2}{9} \frac{Z\mu}{\hbar c} \left(\frac{Z\mu}{M}\right)^2 \frac{1}{a^2} \frac{(\gamma-1)^{\frac{1}{2}}}{\gamma^3} F^2(\gamma), \quad (3)$$

где

$$F(\gamma) = -\left(\frac{\beta}{a}\right)^{\frac{3}{2}} a \sin \beta r_0 \cos \theta \left\{ 2 + (1 + \alpha r_0) \gamma + \right. \\ \left. + \frac{\alpha}{\beta} (2 + \alpha r_0 \gamma) \frac{\text{tg } s \beta r_0}{s} + \Phi(s) \right\}. \quad (4)$$

В этой формуле через $\Phi(s)$ обозначено выражение

$$\Phi(s) = \frac{(s^2-1)^2}{2s \sin s \beta r_0 \cdot \cos s \beta r_0} \left\{ \frac{\sin(s+1)\beta r_0}{s+1} - \frac{\sin(s-1)\beta r_0}{s-1} + \right. \\ \left. + \frac{1}{(s+1)^2} [\sin(s+1)\beta r_0 - (s+1)\beta r_0 \cdot \cos(s+1)\beta r_0] + \right. \\ \left. + \frac{1}{(s-1)^2} [\sin(s-1)\beta r_0 - (s-1)\beta r_0 \cdot \cos(s-1)\beta r_0] \right\}, \quad (5)$$

причём

$$\alpha = \sqrt{\frac{2\mu\epsilon_0}{\hbar^2}}, \quad \beta = \sqrt{\frac{2\mu(V_0 - \epsilon_0)}{\hbar^2}}, \quad \gamma = \frac{h\nu}{\epsilon_0},$$

$$s = \left(1 + \left(\frac{\alpha}{\beta}\right)^2 \gamma\right)^{\frac{1}{2}}, \quad a \text{ tg } \theta = \frac{k}{l} \text{ tg } l r_0,$$

где

$$k = (\gamma - 1)^{\frac{1}{2}} \alpha = \sqrt{\frac{2\mu E}{\hbar^2}}, \quad l = \sqrt{\frac{2\mu(V_0 + E)}{\hbar^2}}$$

и

$$E = h\nu - \varepsilon_0.$$

Коэффициент a , входящий в (4), определяется из условия нормировки, а именно:

$$\frac{\alpha^3}{2} \left\{ \beta r_0 + \left[(2 + \alpha r_0) \frac{\beta^4}{\alpha^4} + (1 + \alpha r_0) \frac{\beta^3}{\alpha^2} - 1 \right] \frac{\sin^2 \beta r_0}{\beta r_0} \right\} = 1.$$

При подстановке в (3) численных значений ($\alpha = 0,266 \cdot 10^{-13} \text{ см}^{-1}$, $\frac{\mu}{M} = \frac{1}{9}$) получается:

$$\sigma = 2,84 \cdot 10^{-28} \frac{(\gamma - 1)^{\frac{1}{2}}}{\gamma^3} F^2(\gamma). \quad (6)$$

Функция $F(\gamma)$ содержит глубину V_0 и ширину r_0 потенциальной ямы, которые, вообще говоря, неизвестны. Если исходить из предположения, что в потенциальной яме помещается всего лишь один P -уровень, соответствующий связанному состоянию нейтрона, то требование непрерывности волновой функции и её производной в точке $r = r_0$ приводит к условию, которое связывает между собой ширину и глубину потенциальной ямы с энергией связи нейтрона в ядре бериллия.

Задавшись значением радиуса ямы и используя экспериментальное значение энергии связи, можно определить глубину ямы V_0 . Так, например, при $r_0 = 5 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ получается $V_0 = 11,25 \text{ Мэв}$.

Как видно из формулы (6), поперечное сечение фотодезинтеграции при некотором значении энергии падающих квантов достигает максимума, после чего медленно спадает. Легко показать, что положение максимума слабо зависит от значения радиуса потенциальной ямы. Это указывает на то, что структура ядерного остатка Be_4^9 с точки зрения положения максимума эффективного сечения не имеет существенного значения.

Удовлетворительное согласие формулы (6) с опытными данными ограничивается областью малых энергий γ -кванта, близких к порогу дезинтеграции ядра бериллия.

Расхождение с экспериментальными данными формулы (6) в случае больших энергий γ -кванта было обнаружено Ваттенбергом и его сотрудниками¹⁶. Эти авторы нашли, что кривая зависимости эффективного сечения фотодезинтеграции бериллия от энергии γ -кванта обладает, кроме максимума в интервале $1,7 - 1,8 \text{ Мэв}$, также и минимумом в области от 2 до $2,5 \text{ Мэв}$ (см. рисунок на стр. 113).

Наличие такого минимума на кривой эффективного сечения не предусматривалось формулой (3).

Теория дезинтеграции бериллия, изложенная в работах^{5,7}, дополнена и развита в 1949 г. Гутом и Мюллиным^{11*}). Эти авторы развили теорию фотодезинтеграции бериллия в двух направлениях. Они, во-первых, учли зависимость энергии взаимодействия (Be_4^8, n) от ориентации спина нейтрона и, во-вторых, рассмотрели и тот случай, когда вылетающим из ядра бериллия нейтроном согласно правилам отбора для электрического перехода соответствует не только S -, но и D -состояние.

Учёт зависимости энергии взаимодействия от направления спина приводит к тому, что положение уровня энергии нейтрона внутри потенциальной ямы оказывается зависящим от того, параллелен или антипараллелен спин нейтрона его орбитальному моменту в начальном состоянии.

Положение уровня энергии в свою очередь определяет глубину потенциальной ямы при заданной её ширине. Например, предположение, что основному уровню, лежащему на глубине $1,63 \text{ Мэв}$, соответствует спин нейтрона, параллельный орбитальному моменту, даёт для глубины ямы $V_{1, \frac{1}{2}} = 12,16 \text{ Мэв}$ (радиус ямы $r = 5 \cdot 10^{-13} \text{ см}$). Необходимо отметить, далее, что глубина потенциальной ямы при данном значении радиуса сильно зависит от значения орбитального момента нейтрона. Если в начальном состоянии с $l=1$ для глубины ямы, как указано выше, имеем $V_{1, \frac{1}{2}} = 12,16 \text{ Мэв}$, то в конечном состоянии с $l=0$ она оказывается равной $V_0, \frac{1}{2} = 3 \text{ Мэв}$.

Последняя величина определяется из наличия внутри потенциальной ямы виртуального S -уровня на глубине $E \approx 100 \text{ кэв}$. Гут и Мюллин отмечают, что другие авторы, занимающиеся исследованием фотодезинтеграции бериллия, конечное виртуальное S -состояние нейтрона относили к той же потенциальной яме, к которой относили и начальное P -состояние. В действительности же размер и потенциальной ямы существенно зависят от того, в каком состоянии S или P находится нейтрон. Учёт виртуального S -уровня внутри потенциальной ямы приводит к тому, что эффективное сечение для перехода $P \rightarrow S$, как указывают Гут и Мюллин, обладает вблизи порога дезинтеграции резким максимумом, что находится в хорошем согласии с экспериментальными данными.

*) Борселино¹⁶ в своей работе, опубликованной в 1948 г., даёт теорию фотодезинтеграции бериллия, почти полностью совпадающую с теорией Мамасахлисова^{5,7}, развитой последним в 1940 и в 1947 гг. Отличие имеется только в том, что коэффициент в формуле эффективного сечения преувеличен у Борселино в 3 раза. Ошибка произошла по той причине, что упомянутый автор не произвёл усреднения вероятности перехода по начальным значениям магнитного квантового числа.

На рисунке приведены кривые теоретически рассчитанных сечений фотодезинтеграции в зависимости от энергии γ -кванта. Экспериментальные точки достаточно удовлетворительным образом ложатся на теоретическую кривую полного сечения фотодезинтеграции¹¹ (сплошная кривая), изображающую сумму эффективных сечений перехода $P \rightarrow S$ (кривая I) и перехода $P \rightarrow D$ (кривая II).

Благодаря использованию усовершенствованных нейтронных счётчиков стало возможным измерение выхода нейтронов из бериллия при его облучении квантами высокой энергии. Такого рода опыты были поставлены в 1948 г. группой Ватенберга¹⁵. Идея опыта весьма проста. В полый графитовый цилиндр помещался источник γ -лучей в виде искусственно радиоактивных элементов (например, Na^{24} , Mn^{56} , Ga^{72} , In^{116} , La^{140}). Этот цилиндр вставлялся в другой цилиндр из бериллия. Выход нейтронов из бериллиевого цилиндра измерялся специальными счётчиками нейтронов (счётчики, наполненные B^{10}F_3 и окружённые парафином).

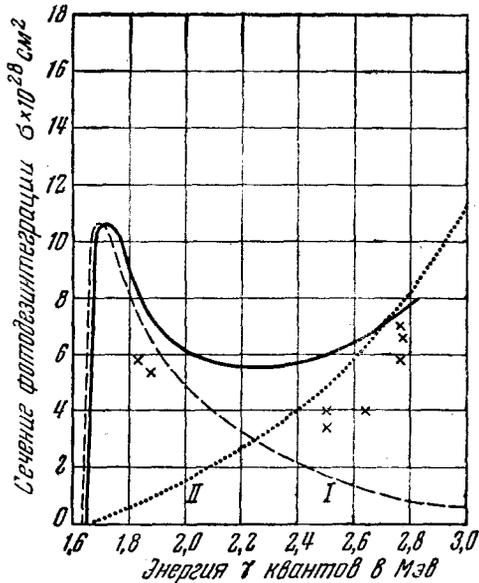
Наиболее достоверные результаты были получены при использовании радиоактивного Na^{24} , дающего, как известно, единственную линию с энергией в 2,76 Мэв. Для этой энергии сечение оказалось равным $7 \cdot 10^{-28}$ см².

Достаточно точно было измерено отношение сечений фотодезинтеграции бериллия и дейтерона (в последнем случае графитовый цилиндр с источником вставляется в сосуд с тяжёлой водой).

Отношение $\frac{\sigma_{\text{Be}}(\gamma, n)}{\sigma_{\text{D}}(\gamma, n)}$ оказалась равным 0,43 для фотонов с энергией 2,76 Мэв и — 0,3 для фотонов с энергией 2,50 Мэв (источник La^{140}).

Используя существующие данные по фотодезинтеграции дейтерия $\sigma_{\text{D}}(2,50 \text{ Мэв}) = 0,67 \cdot \sigma_{\text{D}}(2,76 \text{ Мэв})$, легко найти, что

$$\sigma_{\text{Be}}(2,50 \text{ Мэв}) = 0,47 \cdot \sigma_{\text{Be}}(2,76 \text{ Мэв}).$$



Следовательно, $\sigma_{\text{Ве}}(2,50 \text{ Мэв}) = 3,3 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$. С другой стороны, при энергии фотонов в $1,67 \text{ Мэв}$ поперечное сечение $\sigma_{\text{Ве}}(1,67 \text{ Мэв}) = 9,7 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$ (источник Sb^{124}).

Таким образом, при энергиях γ -кванта в $1,67 \text{ Мэв}$, $2,5 \text{ Мэв}$ и $2,76 \text{ Мэв}$ поперечное сечение фотодезинтеграции бериллия принимает соответственно значения $9,7 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$, $3,3 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$ и $7,0 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$, что, очевидно, указывает на то, что эффективное сечение принимает минимальное значение между энергиями γ -кванта в $1,67$ и $2,67 \text{ Мэв}$.

Наличие минимума сечения объясняется различным характером зависимости сечений фотодезинтеграции $\sigma_{P \rightarrow S}$ и $\sigma_{P \rightarrow D}$ от энергии. Как видно из рисунка, $\sigma_{P \rightarrow S}$ довольно быстро спадает с энергией после точки максимума, в то время как $\sigma_{P \rightarrow D}$ медленно растёт с энергией, что в совокупности приводит к кривой с минимумом.

Более прямое доказательство существования $P \rightarrow D$ -переходов может быть найдено изучением углового распределения вылетающих нейтронов. На отсутствие сферической симметрии в угловом распределении нейтронов впервые указал Т. Голобородко²⁵ в 1941 г.

Дальнейшее подтверждение было получено в 1949 г. Б. Хамермешем, А. Ваттенбергом и М. Хамермешем¹⁷.

Отсутствие сферической симметрии вылетающих нейтронов подсказывает идею о возможностях перехода нейтрона из связанного P -состояния в свободное D -состояние (помимо переходов в S -состояние). Соответствующее теоретическое рассмотрение вопроса было дано Гуттом и Мюллиным¹¹ в 1949 г. Их расчёты находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными как в отношении наличия минимума на кривой зависимости эффективного сечения фотодезинтеграции (см. рисунок), от энергии падающих γ -квантов, так и в отношении углового распределения нейтронов (при допущении зависимости энергии взаимодействия нейтрона с ядерным остатком Be_4^8 от спина нейтрона).

Для дифференциального эффективного сечения фотодезинтеграции бериллия они получили:

$$d\sigma = (a + b \sin^2 \theta) d\Omega, \quad (7)$$

где θ — угол между направлением вырванного нейтрона и направлением падающего кванта

$$\frac{a}{b} = \frac{25 \sigma_{P \rightarrow S}}{12 \sigma_{P \rightarrow D}} + \frac{17}{12},$$

$\sigma_{P \rightarrow S}$ и $\sigma_{P \rightarrow D}$ — полные эффективные сечения, относящиеся к переходам $P \rightarrow S$ и $P \rightarrow D$ соответственно.

Согласно данным Б. Хамермеша, М. Хамермеша и А. Ватгенберга¹⁷ отношение $\frac{a}{b}$ равно 1,5 при энергии γ -кванта в 2,76 Мэв (γ -излучение Na^{24}).

Теоретическое значение отношения $\frac{a}{b}$ по данным Гута и Мюллина равно 1,65, что находится в согласии с экспериментом.

Если пренебречь зависимостью энергии взаимодействия от направления спина нейтрона, то появляется резкое расхождение с экспериментальными данными. В этом случае для отношения $\frac{a}{b}$ получается:

$$\frac{a}{b} = \frac{2}{3} \left(1 + \frac{2\sigma_{P \rightarrow S}}{\sigma_{P \rightarrow D}} \right).$$

При энергии γ -кванта в 2,76 Мэв из последней формулы имеем $\frac{a}{b} = 0,72$ вместо экспериментального 1,5.

В согласии с экспериментальными данными ранних годов^{3,14}, а также с теоретическими предсказаниями^{4, 5, 6, 7, 8} в случае, когда энергия γ -кванта близка к порогу дезинтеграции, угловое распределение вылетающих нейтронов является сферически симметричным.

ЭЛЕКТРОННАЯ ДЕЗИНТЕГРАЦИЯ БЕРИЛЛИЯ

Экспериментально расщепление ядра Be_4^9 быстрыми электронами было исследовано Коллинзом, Вальдменом и Поляй¹⁸ и позднее Коллинзом, Вальдменом и Гутом¹⁹.

Реакция электронной дезинтеграции протекает по схеме



где e_{ν} и $e_{\nu'}$ — падающий и рассеянный электроны со скоростями ν и ν' соответственно. Как и в случае фотодезинтеграции, расщепление имеет место, начиная с энергии электрона в 1,63 Мэв, что соответствует энергии связи нейтрона в ядре Be_4^9 .

Теория расщепления ядра бериллия электронами дана Мамасахлисовым²⁰ в 1943 г.*).

*) Кардиурола²¹ в своей работе 1947 г. счёл нужным вторично вывести формулу для эффективного сечения электронной дезинтеграции бериллия, полностью воспроизведя вывод, имеющийся в работе Мамасахлисова 1943 г. Упоминание о работе Мамасахлисова в статье Кардиурола имеется, однако это сделано так, что читатель не обнаружит, что получение формул для электронной дезинтеграции принадлежит в действительности не Кардиуроле, а Мамасахлисову.

Переход ядерной системы $\text{Be}_4^8 + n$ из одного состояния в другое обусловлен, во-первых, кулоновским взаимодействием и, во-вторых, эффектом поглощения ядерным нейтроном γ -кванта, испущенного затормозившимся электроном.

Рассматривая взаимодействие, которое связано с наличием у системы дипольного электрического момента для дифференциального эффективного сечения процесса, можно написать:

$$d\sigma = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{E_0}{c^2 p_0} |H_{01}|^2 \rho' dE' d\Omega',$$

где p_0 и E_0 — импульс и энергия падающего электрона, H_{01} — матричный элемент, соответствующий переходу ядерной системы $\text{Be}_4^8 + n$ из одного состояния (связанный нейтрон) в другое (свободный нейтрон), причём направление рассеяния нейтрона лежит внутри телесного угла $d\Omega'$, а энергия нейтрона находится в пределах от E' до $E' + dE'$. ρ' — число конечных состояний нейтрона, равное

$$\rho' = \frac{p'E'}{8\pi^3 \hbar^3 c^3},$$

где p' — импульс рассеянного нейтрона.

Воспользовавшись потенциалами Мёллера²², как это сделали Бете и Пайерльс¹ в теории дейтерона, можно вычислить эффективное поперечное сечение электронной дезинтеграции бериллия, рассматривая его как систему $\text{Be}_4^8 + n$.

Формула для эффективного сечения, полученная В. Мамасакхлисовым²⁰, имеет вид *)

$$\sigma = \frac{4}{3} \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)^2 \left(\frac{Z\mu}{M}\right)^2 \frac{1}{\alpha^2} \int_0^{\frac{T_0}{\epsilon_0}} \frac{(\gamma-1)^{1/2}}{\gamma^4} F^2(\gamma) \{A \lg B - C\} d\gamma, \quad (8)$$

где

$$A = \frac{(T_0 + 1)^3 (T_0 + 1 - \epsilon_0 \gamma)^2}{T_0^2 + 2T_0}, \quad C = \frac{3}{2} \frac{[(T_0 - \epsilon_0 \gamma)^3 + 2(T_0 - \epsilon_0 \gamma)]^{1/2}}{(T_0^2 + 2T_0)^{1/2}},$$

$$B = \frac{T_0 (T_0 + 1 - \epsilon_0 \gamma) + T_0 - 2\gamma + (T_0^2 + 2T_0)^{1/2} [(T_0 - \epsilon_0 \gamma)^2 + 2(T_0 - \epsilon_0 \gamma)]^{1/2}}{\epsilon_0 \gamma},$$

T_0 — кинетическая энергия падающего электрона в единицах $m_e c^2$, $F(\gamma)$ определяется из формул (4) и (5), а через γ обозначено отношение кинетической энергии электрона к энергии связи нейтрона, т. е. $\gamma = \frac{T_0}{\epsilon_0}$.

*) После исправления алгебраической ошибки, вкравшейся в формулу Бете и Пайерльса и повторенной Мамасакхлисовым в работе²⁰.

В том случае, когда $\gamma \approx 1$, с достаточной точностью можно написать:

$$F(\gamma) = 2b \left(1 + \frac{1 + ar_0}{2} \gamma \right),$$

где

$$b = -2 \left(\frac{\beta}{\alpha} \right)^{3/2} a \cdot \sin \beta r_0.$$

Разлагая подынтегральную функцию в выражении для полного сечения в ряд по степеням $\gamma - 1 = x \ll 1$ и ограничиваясь первым членом разложения, получаем окончательное выражение полного сечения в виде ²⁰

$$\sigma = \frac{32}{27} \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right)^2 \left(\frac{Z\mu}{M} \right)^3 \frac{b^3}{a^2} f(0) \left(\frac{T_0 - \epsilon_0}{\epsilon_0} \right)^{3/2}, \quad (9)$$

где

$$f(0) = \left(1 + \frac{1 + ar_0}{2} \right)^2 (A \lg B - C) \Big|_{\gamma=1}.$$

Подставляя для $r_0 = 5 \cdot 10^{-13}$ см и $T_0 = 3,37$ (что соответствует энергии падающих электронов в 1,72 Мэв), получим $\sigma \approx 0,21 \cdot 10^{-31}$ см². Это значение довольно близко к экспериментальному значению, найденному Коллинзом, Вальдменом и Гуттом ¹⁹, а также Виденбеком ²³. Согласно последнему при энергии падающих электронов в 1,75 Мэв $\sigma \approx 0,71 \cdot 10^{-31}$ см².

Как показано Гуттом и Мюллином ¹¹, имеющееся расхождение с экспериментом снимается, если при выводе эффективного сечения электронной дезинтеграции учесть зависимость глубины ямы взаимодействия от значения полного момента ядерной системы.

В работах Мамасахлисова ⁹, Гута и Мюллина ¹¹ и Кардирылы ²¹ рассматривается также фотомангнитный распад ядра бериллия. Учитывая взаимодействие дипольного магнитного момента ядерной системы $\text{Be}_4^8 + n$ с излучением, находится эффективное сечение фотомангнитного распада ядра бериллия. Показано при этом, что при использованных в экспериментах значениях энергии γ -кванта магнитное эффективное сечение значительно меньше эффективного сечения фотоэлектрической дезинтеграции бериллия.

Представляет интерес рассмотрение процесса, обратного фотодезинтеграции, а именно, захвата нейтронов ядрами Be_4^8 с испусканием γ -квантов. Поскольку, как указывалось выше, время жизни ядра Be_4^8 по отношению к распаду на две α -частицы значительно больше времени взаимодействия этого ядра с нейтроном ²⁴, то вполне возможно, что ядро Be_4^8 , прежде чем распасться на две α -частицы, успеет захватить нейтрон, превратившись в устойчи-

вое ядро Be_4^8 . Легко рассчитать вероятность этого процесса, если воспользоваться известным термодинамическим соотношением между эффективными сечениями захвата и дезинтеграции.

Эффективное сечение захвата нейтрона ядром Be_4^8 с испусканием γ -кванта, энергия которого близка к энергии связи непарного нейтрона в ядре Be_4^8 , согласно Мамасахлисову⁹ имеет вид

$$\sigma_c = \frac{16\pi}{9} \frac{e^2}{\hbar c} \left(\frac{Z\mu}{M} \right)^2 \frac{b^2 M_0 \varepsilon_0}{a^2 \mu M_0 c^2} \left(\frac{\varepsilon_0}{E} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{1 + a r_0}{2} \right)^2, \quad (10)$$

где E — кинетическая энергия падающего нейтрона в системе центра инерции, M_0 — масса нейтрона.

Для медленных нейтронов с энергией от 1 до 100 эв эффективное сечение оказывается порядка 10^{-27} — 10^{-28} см². Как показывает вышеприведенная формула, зависимость эффективного сечения от энергии падающего нейтрона в случае фотоэлектрического захвата нейтрона ядром Be_4^8 оказывается такой же, как и при фотомагнитном захвате нейтрона протоном (по Ферми).

Эффективное сечение захвата нейтрона ядром Be_4^8 для медленных нейтронов принимает такие значения, которые лежат в пределах возможности наблюдения. К сожалению, никаких опытных данных в этом направлении не имеется.

Резюмируя, следует отметить, что, как показывают вышеприведенные данные, представление об избыточном нейтроне в ядре бериллия, как находящемся в поле ядерного остатка, приводит к удовлетворительному описанию всех экспериментальных фактов, касающихся фотораспада и электронной дезинтеграции этого ядра.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. H. Bethe and R. Peierls, Proc. Roy Soc. A **148**, 116 (1935).
2. Z. Szillard and Chalmers, Nature **134**, 494 (1934).
3. Л. И. Русинов и А. Н. Сагайдак, ЖЭТФ **6**, 866 (1936).
4. V. J. Mamasachlisof, Phys. Zeits. Sow. Un. **B 10**, 214 (1936).
5. В. И. Мамасахлисов, Сообщ. АН ГССР, **1**, 509 (1940).
6. В. И. Мамасахлисов, Сообщ. АН ГССР, **3**, 515 (1949).
7. В. И. Мамасахлисов, Труды Ин-та физики и геофизики АН ГССР **10**, 1 (1947).
8. В. И. Мамасахлисов, то же, **9**, 1 (1946).
9. В. И. Мамасахлисов, то же, **9a**, 1, 17 (1946).
10. В. И. Мамасахлисов, то же, **10**, 23 (1947).
11. E. Guth and C. Mullin, Phys. Rev. **76**, 234 (1949).
12. Chadwick and Goldhaber, Nature **135**, 65 (1935).
13. J. Tandberg. The Absorption of Hard γ -rays. Uppsala, 1937.
14. Корсунский, Николаевская и Бак, ЖЭТФ **9**, 517 (1939).
15. B. Russel, D. Sachs, A. Wattenberg and R. Fields, Phys. Rev. **73**, 545 (1948).

16. A. Borsellino, *Nuovo Cimento* **5**, № 4 (1948).
 17. B. Hamermesh, M. Hamermesh, A. Wattenberg, *Phys. Rev.* **76**, 611 (1949).
 18. Collins, Waldmen and Polye, *Phys. Rev.* **55**, 412 (1939).
 19. Collins, Waldmen and Guth, *Phys. Rev.* **56**, 876 (1939).
 20. V. J. Mamasachlisof, *Journ. of Physic.* **7**, 239 (1943).
 21. P. Cardiola, *Journ. de Phys. et red.* **8**, 155 (1947).
 22. C. Moller, *Zeits. f. phys.* **70**, 786 (1931).
 23. M. Wudenbeck, *Phys. Rev.* **69**, 235 (1945).
 24. G. C. Baldwin, *Phys. Rev.* **76**, 182 (1949).
 25. Т. Голобородко, *ЖЭТФ* **10**, 835 (1940); *ДАН* **31**, 857 (1941).
-