

ФИЗИКА

И. Я. ПОМЕРАНЧУК и И. М. ШМУШКЕВИЧ

ОБ ИСПУСКАНИИ γ -КВАНТОВ БОЛЬШОЙ ЭНЕРГИИ
ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ С ПРОТОНАМИ

(Представлено академиком Л. Д. Ландау 25 IX 1952)

Фоторасщепление дейтона хорошо исследовано как теоретически ⁽¹⁾, так и экспериментально ⁽²⁾ при энергии γ -квантов до 20 Мэв. Полное поперечное сечение этого процесса с учетом поправок на нормировку волновой функции дейтона ⁽³⁾ дается следующей формулой ⁽⁴⁾

$$\sigma = 1,78 \cdot 10^{-26} \frac{(\gamma - 1)^{3/2}}{\gamma^3} \text{ см}^2, \quad (1)$$

где γ — отношение энергии кванта $\hbar\omega$ к энергии связи дейтона ϵ . Так как при выводе этой формулы используется волновая функция дейтона

$\psi_d = N \frac{e^{-\alpha r}}{r}$ (N — нормировочная постоянная), верная лишь вне радиуса действия ядерных сил, то (1) справедливо только при энергии γ -квантов, не превосходящей 10–15 Мэв. С ростом энергии γ -квантов в матричном элементе перехода становятся существенными малые расстояния между частицами в дейтоне, для которых приближенная ψ -функция дает явно завышенные значения ($\frac{e^{-\alpha r}}{r} = \infty$, а точная ψ -функция должна оставаться конечной). Поэтому можно было бы ожидать, что при большой энергии γ -кванта сечение фоторасщепления дейтона будет меньше того, которое следует из (1).

Однако опубликованные данные ⁽⁵⁾, касающиеся фоторасщепления дейтона при энергии γ -квантов 200 и 250 Мэв, противоречат этому заключению. Измеренное при этих энергиях полное сечение реакции



оказалось в 5–6 раз больше того, которое получается из формулы (1), и скорее даже растет с энергией, а не падает (при энергии γ -кванта 200 Мэв сечение равно $(9,5 \pm 30\%) \cdot 10^{-29} \text{ см}^2$, а при энергии 250 Мэв $\sigma = (13 \pm 40\%) \cdot 10^{-29} \text{ см}^2$). Интересно поэтому оценить поперечное сечение обратного процесса, т. е. сечение испускания γ -квантов большой энергии при столкновениях нейтрона с протоном*. Спектр этого излучения, кроме линии, отвечающей образованию дейтона, будет иметь еще непрерывную часть, верхняя граница которой должна отстоять от упомянутой линии на величину энергии связи дейтона.

* Поперечное сечение для испускания γ -квантов малой энергии при столкновениях быстрых нейтронов с протонами получено в ⁽⁶⁾.

При помощи принципа детального равновесия нетрудно получить следующее соотношение между сечением образования дейтона с испусканием γ -кванта и сечением фоторасщепления дейтона:

$$\sigma(p + n \rightarrow \gamma + d) \cong \frac{3}{2} \frac{E}{Mc^2} \sigma(\gamma + d \rightarrow p + n), \quad (3)$$

где E — энергия относительного движения сталкивающихся нуклонов. Ограничиваясь только такими столкновениями, в результате которых нуклоны переходят в триплетные состояния*, мы можем также определить спектр γ -квантов, испускаемых при столкновениях нейтронов с протонами, вблизи верхней границы этого спектра. Это можно сделать при помощи тех же рассуждений, которые позволяют найти энергетическое распределение π^+ -мезонов, образующихся при столкновениях протонов с протонами (7) (при энергии π^+ -мезонов, близкой к максимально возможной).

Действительно, при испускании γ -квантов с энергией, близкой к максимально возможной, в матричном элементе перехода будет играть роль только S -волна нуклонов конечного состояния. Это обусловливается тем, что волновая функция исходного состояния нуклонов с высокой энергией очень сильно осциллирует, и поэтому в матричном элементе перехода существенна область очень малых расстояний, в которую вносит вклад только S -волна конечного состояния. Поэтому, чтобы получить сечение $d\sigma(p + n \rightarrow p' + n' + \gamma)$, отвечающее испусканию γ -кванта с энергией, близкой к максимально возможной, нужно сечение образования дейтона $\sigma(p + n \rightarrow \gamma + d)$ умножить на элемент фазового пространства, отвечающего относительно движению нуклонов в конечном состоянии, и на отношение $|\psi_f(0)|^2/|\psi_d(0)|^2$

$$d\sigma(p + n \rightarrow p' + n' + \gamma) \cong \frac{|\psi_f(0)|^2}{|\psi_d(0)|^2} \frac{3}{2} \frac{E}{Mc^2} \sigma(\gamma + d \rightarrow p + n) \frac{4\pi f^2 df}{(2\pi)^3}. \quad (4)$$

Здесь \mathbf{f} — волновой вектор относительного движения нуклонов в конечном состоянии, $\psi_f(0)$ — волновая функция этого состояния при $r = 0$ и $\psi_d(0)$ — волновая функция дейтона при $r = 0$. Вблизи верхней границы спектра зависимость сечения $d\sigma(p + n \rightarrow p' + n' + \gamma)$ от энергии испускаемого γ -кванта определяется, в основном, множителем $|\psi_f(0)|^2/|\psi_d(0)|^2$.

Обозначая через δ_0 фазу S -волны конечного состояния и учитывая, что $\text{ctg } \delta_0 = -\alpha/f$, имеем

$$\frac{|\psi_f(0)|^2}{|\psi_d(0)|^2} = \frac{2\pi \sin^2 \delta_0}{\alpha f^2} = \frac{2\pi}{\alpha(\alpha^2 + f^2)}. \quad (5)$$

Поэтому полное сечение испускания γ -квантов большой энергии, связанного с образованием дейтона и с той частью непрерывного спектра, которая примыкает к верхней границе и отвечает переходам нуклонов в триплетные состояния, определится следующим выражением:

$$\sigma = \frac{3}{2} \frac{E}{Mc^2} \sigma(\gamma + d \rightarrow p + n) \left\{ 1 + \int \frac{|\psi_f(0)|^2}{|\psi_d(0)|^2} \frac{4\pi f^2 df}{(2\pi)^3} \right\}. \quad (6)$$

* Последнее необходимо для того, чтобы можно было связать сечение процесса $p + n \rightarrow p' + n' + \gamma$ с сечением $p + n \rightarrow d + \gamma$.

Учитывая (5) и производя интегрирование по f от нуля до такого его значения, которое соответствует энергии относительного движения $\hbar^2 f^2/M$, равной ~ 30 Мэв, найдем, что интеграл, стоящий в фигурных скобках (6), равен приблизительно единице. Используя экспериментальные данные для сечения фоторасщепления (5) (относящиеся к энергии γ -кванта, равной 200 Мэв), получим, что

$$\sigma \sim 6 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2. \quad (7)$$

Это сечение составляет заметную долю ($\sim 10\%$) от сечения реакции $p + p \rightarrow p + p + \pi^+$. При сопоставлении этих сечений нужно, конечно, учесть, что энергия относительного движения E , равная 200 Мэв, соответствует энергии нейтронов в лабораторной системе (в которой протоны до столкновения покоятся), приблизительно равной 400 Мэв. При такой энергии протонов (точнее, при энергии 380 Мэв) сечение реакции $p + p \rightarrow p + p + \pi^+$ равно приблизительно $7 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$ (8). Если принять во внимание столкновения между n и p , сопровождающиеся излучением γ -квантов большой энергии с переходом нуклонов в синглетное состояние, то это еще несколько увеличит полное сечение рассматриваемого процесса.

Отметим, что, согласно (5), кривая распределения испускаемых γ -квантов должна падать с уменьшением энергии γ -квантов (так как f при этом растет). Однако при дальнейшем уменьшении энергии γ -квантов это спадание должно при некоторой энергии смениться возрастанием, так как при малой энергии γ -квантов соответствующее сечение растет с уменьшением энергии как $1/\hbar\omega$. В этом отношении спектр γ -квантов при столкновениях n с p должен отличаться от спектра π -мезонов, образующихся при столкновениях двух нуклонов.

Далее, так как даже при энергии 200 Мэв нуклоны остаются нерелятивистскими ($v/c < 1$), то основную роль как при фоторасщеплении дейтона, так и при рассматриваемом испускании γ -квантов играют дипольные переходы. Но при испускании γ -квантов с энергией, близкой к максимально возможной, изменение дипольного момента системы всегда имеет направление, приблизительно совпадающее с направлением первоначальной скорости сталкивающихся частиц. Поэтому интенсивность излучения вблизи границы спектра (так же как и при малых частотах (6)) под заданным углом ϑ к направлению начальной скорости должна быть пропорциональна $\sin^2\vartheta$. При этом излучение должно быть поляризовано так же, как излучение, испускаемое линейным осциллятором, колеблющимся вдоль оси, имеющей направление начальной скорости сталкивающихся частиц.

Поступило
2 VIII 1952

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ H. A. Bethe, R. Peierls, Proc. Roy. Soc., A 149, 176 (1935). ² G. R. Bishop, C. H. Collie et al., Phys. Rev., 80, 211 (1950); в этой работе имеются ссылки на предыдущие экспериментальные работы по фоторасщеплению дейтона. ³ Я. А. Смолинский, ДАН, 60, 217 (1948). ⁴ А. И. Ахиезер, И. Я. Померанчук, Некоторые вопросы теории ядра, 1950. ⁵ W. S. Gilbert, J. W. Rose, Bull. Am. Phys. Soc., 26, № 8, 18 (1951). ⁶ И. Я. Померанчук, И. М. Шмушкевич, ДАН, 64, 499 (1949). ⁷ К. Вруекнер, Phys. Rev., 82, 598 (1951); K. M. Watson, K. A. Brueckner, ibid., 83, 1 (1951). ⁸ S. Passman, M. M. Block, W. W. Havens, ibid., 83, 167 (1951).