

## ВКЛАДЫ ДИБАРИОНОВ С ЧЕТНОЙ ВОЛНОВОЙ ФУНКЦИЕЙ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПРОЦЕССЫ

Д.М. Ахмедов, Л.В. Фильков

*Вычислены вклады дибарионов, удовлетворяющих условию  $(-1)^{T+S}P = +1$ , в процессы:  $\gamma d \rightarrow \gamma d$ ,  $\gamma d \rightarrow \gamma pn$ ,  $\gamma d \rightarrow \pi + \gamma NN$ ,  $pn \rightarrow \pi + \gamma NN$ .*

В работе /1/ вычислены ширины распадов дибарионов, удовлетворяющих условию  $(-1)^{T+S}P = +1$ , где  $T$  — изоспин,  $S$  — внутренний спин,  $P$  — четность дибариона. Рассматривались дибарионы  $D (T=0, J^P=0^{\pm})$ ,  $D (0,1^-)$ ,  $D (1,1^{\pm})$  с массой  $M < 2m_N + m_{\pi}$ .

В настоящей работе вычисляются вклады этих дибарионов в процессы с участием фотонов и даются рекомендации по поиску этих дибарионов.

Рассмотрим упругое рассеяние гамма-квантов на дейтроне. Вклады дибарионов  $D (0,0^+)$  и  $D (0,0^-)$  в полное сечение этого процесса даются выражением (с соответствующими выражениями  $\Gamma_D$ )

$$\sigma_{\gamma d \rightarrow \gamma d}(s) = \frac{8\pi M^6}{3s(M^2 - m_d^2)^2} \frac{\Gamma_{D \rightarrow \gamma d}^2}{(s - M^2)^2 + \Gamma_0^2},$$

где  $\Gamma_0 = [M^2(s - m_d^2)/\sqrt{s}(M^2 - m_d^2)] \Gamma_i$ ,  $s$  — квадрат полной энергии в с.ц.м.,  $\Gamma_i$  — полная ширина. В точке резонанса  $s = M^2$

$$\sigma_{\gamma d \rightarrow \gamma d}(M^2) = \frac{8\pi M^2}{3(M^2 - m_d^2)^2} \left( \frac{\Gamma_{D \rightarrow \gamma d}}{\Gamma_i} \right)^2. \quad (1)$$

Выражение (1) не зависит от констант  $f_i^2$  ( $i = 1, 2$ ), связанных с изменением квантовых чисел дибариона при излучении гамма-кванта. При численном вычислении (1) используем значения ширин, найденные в /1/. Результаты вычислений вкладов дибарионов  $D (0,0^+)$  и  $D (0,0^-)$  в сечение упругого  $\gamma d$ -рассеяния для ряда значений масс дибарионов  $M$  приведены в табл. 1.

Перейдем к рассмотрению процесса  $\gamma d \rightarrow \gamma pn$ . Вклады дибарионов  $D (0,0^+)$  и  $D (0,0^-)$  в сечение этого процесса в точке  $s = M^2$  равны

$$\sigma_{\gamma d \rightarrow \gamma pn}(M^2) = \frac{8\pi M^2}{3(M^2 - m_d^2)^2} \frac{\Gamma_{D \rightarrow \gamma d} \Gamma_{D \rightarrow \gamma pn}}{\Gamma_i^2}. \quad (2)$$

Т а б л и ц а 1

Вклады дибарионов в сечения процессов  
 $\gamma d \rightarrow \gamma d$  и  $\gamma d \rightarrow \gamma p n$

M, ГэВ	D (0,0 <sup>+</sup> )		D (0,0 <sup>-</sup> )	
	$\sigma_{\gamma d \rightarrow \gamma d}$ , мб	$\sigma_{\gamma d \rightarrow \gamma p n}$ , мб	$\sigma_{\gamma d \rightarrow \gamma d}$ , мб	$\sigma_{\gamma d \rightarrow \gamma p n}$ , мб
2,013	0,335	3,61	0,755	5,16
2,00	0,402	4,35	0,876	6,14
1,98	0,557	6,07	1,13	8,32
1,96	0,850	9,24	1,64	12,4
1,93	1,82	20,9	2,92	25,9
1,90	15,6	131,6	17,1	137,2

Также как и (1), это выражение не зависит от коэффициентов  $f_1^2$ . Численные значения вкладов рассматриваемых здесь дибарионов в (2) представлены в табл. 1.

Как видно из таблицы, вклады дибарионов D (0,0<sup>±</sup>) в процессы  $\gamma d \rightarrow \gamma d$  и  $\gamma d \rightarrow \gamma p n$  очень велики. Так, в точке M = 2 ГэВ они превышают сечения соответствующих процессов вблизи резонанса примерно в 10<sup>4</sup> раз.

Для исследования рассматриваемых процессов следует использовать пучок меченых фотонов с энергией ниже порога фоторождения  $\pi$ -мезонов. Благодаря большому вкладу дибарионов в эти процессы, малость ширин распада не представляет непреодолимой трудности при поиске дибарионов. Так, при разрешении по энергии меченых фотонов ~ 1 МэВ превышение над фоном в области M = 2 ГэВ ожидается в 10–100 раз. Рост сечений с уменьшением M частично компенсирует уменьшение ширин распада. Если вероятность содержания шестикварковых состояний в дейтроне выше предполагаемого здесь 1 %, то вклад дибарионов в сечение и их ширины распадов будут больше приведенных здесь и в /1/ значений.

До сих пор мы рассматривали процессы, где дибарионы образуются в промежуточном состоянии. Однако интересующие нас дибарионы могут образоваться и в конечном состоянии в реакциях типа  $n A \rightarrow D + X$ ,  $D \rightarrow \gamma NN$ . Вклад дибариона в распределение сечения такого процесса по эффективной массе в точке резонанса имеет вид /2/:

$$\frac{d\sigma_{nA \rightarrow X + \gamma NN}}{dM_{\gamma NN}} \approx \frac{2(2J + 1)(2T + 1)}{\pi} \frac{\sigma_{nA \rightarrow XD} \Gamma_{D \rightarrow \gamma NN}}{\Gamma_t^2},$$

где J и T — спин и изоспин дибариона D. В настоящей работе мы остановимся на анализе только

процессов  $\gamma d \rightarrow \pi + \gamma NN$  и  $pp \rightarrow \pi + \gamma NN$ .

Рассмотрим процесс  $\gamma d \rightarrow \pi^- + \gamma pp$ . Для вычисления вклада дибариона необходимо знать величину сечения фоторождения дибариона  $\sigma_{\gamma d \rightarrow \pi^- D}$ . Оценим это сечение, предполагая, что процесс описывается полюсной диаграммой с дейтроном в промежуточном состоянии. Этой диаграмме соответствует рождение дибарионов  $D(1,1^-)$  и  $D(1,1^+)$ . Образование дибариона наиболее вероятно в том случае, когда  $\pi$ -мезон вылетает из шестикваркового состояния дейтрона. Поэтому вершину

$d \rightarrow \pi D$  запишем в виде:  $F_{d \rightarrow \pi D(1,1^-)} = (g/M)\sqrt{\eta} \Phi_{\mu\nu} G^{\mu\nu}$ ,  $F_{d \rightarrow \pi D(1,1^+)} = (g/M)\sqrt{\eta} \epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma} \Phi^{\mu\nu} G^{\lambda\sigma}$ , где  $\Phi_{\mu\nu} = w_\mu w_\nu - w_\nu w_\mu$ ;  $G_{\lambda\sigma} = q_\lambda v_\sigma - v_\lambda q_\sigma$ ;  $w$  и  $v$  — 4-векторы поляризуемости дибариона и дейтрона;  $g$  и  $q$  — 4-импульсы дибариона и дейтрона в промежуточном состоянии;  $\eta$  — вероятность содержания шестикваркового состояния в дейтроне. Для оценок будем полагать, что  $g^2/4\pi = 1$ . В результате вычислений для  $M = 2$  ГэВ и энергии налетающего фотона  $\nu = 0,5$  ГэВ (в л.с.) получим следующие значения распределения сечения по эффективной массе в точке резонанса:

$$\frac{d\sigma_{\gamma d \rightarrow \pi^- \gamma pp}}{dM_{\gamma pp}} = \begin{cases} 1,1 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2/\text{МэВ} \text{ для } D(1,1^-) \\ 1,3 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2/\text{МэВ} \text{ для } D(1,1^+). \end{cases}$$

Вместе с тем, известно, что  $d\sigma_{\gamma d \rightarrow \pi^- \gamma pp} / dM_{\gamma pp} \sim 10^{-33} \text{ см}^2/\text{МэВ}$ . Поэтому заключение о существовании дибарионов  $D(1,1^-)$  и  $D(1,1^+)$  можно получить даже без регистрации конечного гамма-кванта. Достаточно, например, изучить процесс  $\gamma d \rightarrow \pi NN$  на пучке монохроматических фотонов и определить эффективную массу, измеряя только энергию и угол вылета образовавшегося  $\pi$ -мезона /2/.

Если для дибарионов  $D(1,1^\pm)$  ширины распадов удовлетворяют соотношению  $\Gamma_{D \rightarrow \pi NN} \simeq \Gamma_{D \rightarrow \gamma NN}$  /3/, то их вклад в распределение  $d\sigma_{\gamma d \rightarrow \pi NN} / dM_{NN}$  должен быть того же порядка, что и вклад в распределение  $d\sigma_{\gamma d \rightarrow \pi \gamma NN} / dM_{\gamma NN}$ . Таким образом, при определении  $M_{NN}$  с точностью в несколько мегаэлектронвольт ожидается превышение над фоном вклада рассматриваемых дибарионов в распределение сечения реакции  $\gamma d \rightarrow \pi NN$  по  $M_{NN}$  в  $10^2 - 10^3$  раз.

В работе /4/ изучалась реакция  $\gamma d \rightarrow \pi^- pp$  на пучке тормозных фотонов с  $\nu_0 = 520$  МэВ. В результате измерения энергии и углов вылета обоих протонов было найдено распределение сечения по инвариантной массе двух протонов. Получено указание на существование узкого дибариона с массой  $M = 2014$  МэВ. Вклад этого дибариона в точке резонанса превышает фон примерно на 6%. Это слишком мало по сравнению с указанной выше величиной, и полученный результат свидетельствует о том, что либо  $\Gamma_{D(1,1^\pm) \rightarrow \pi NN} \ll \Gamma_{D(1,1^\pm) \rightarrow \gamma NN}$ , либо дибарионы  $D(1,1^\pm)$  не существуют.

Перейдем к процессу  $pn \rightarrow \pi^0 + \gamma pn$ . Сечения образования дибарионов  $\sigma_{pn \rightarrow \pi D}$  оценим с помощью полюсных диаграмм с дейтроном в промежуточном состоянии для  $D(1,1^\pm)$  и с синглетным виртуальным уровнем  ${}^3S_0$  для  $D(0,0^-)$ . В результате вычислений для  $M = 2$  ГэВ и энергии налетающего нуклона  $T_N = 1$  ГэВ (в л.с.) получим:

$$\frac{d\sigma_{pn \rightarrow \pi^0 \gamma pn}}{dM_{\gamma pn}} = \begin{cases} 4 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2/\text{МэВ} \text{ для } D(1,1^-) \\ 0,6 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2/\text{МэВ} \text{ для } D(1,1^+) \\ 2,4 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2/\text{МэВ} \text{ для } D(0,0^-). \end{cases}$$

Вблизи резонанса имеем  $d\sigma_{pn \rightarrow \pi \gamma pn} / dM_{\gamma pn} \simeq 10^{-31} \text{ см}^2/\text{МэВ}$ . Поэтому при разрешении  $\Delta M_{\gamma pn} \sim 1$  МэВ, ожидается превышение над фоном порядка  $10^3$ ,  $10^2$  и  $10^{-1}$  соответственно для дибарионов  $D(1,1^-)$ ,  $D(1,1^+)$  и  $D(0,0^-)$ .

Таким образом, изучение процессов  $\gamma d \rightarrow \pi + \gamma NN$ ,  $\gamma d \rightarrow \pi + NN$  или  $pn \rightarrow \pi + \gamma NN$  может дать информацию о возможности существования дибарионов  $D(1,1^\pm)$ , а исследование процессов  $\gamma d \rightarrow \gamma d$  или  $\gamma d \rightarrow \gamma pn$  позволит сделать заключение о существовании дибарионов  $D(0,0^\pm)$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А х м е д о в Д.М., Ф и л ь к о в Л.В. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 4, 31(1991).
2. Ф и л ь к о в Л.В. ЯФ, 47, 687 (1988).
3. К а i d a l o v А.В. Preprint ИТЕР, 86-128, М., 1986.
4. В о с к В. et al. Nucl. Phys., A459, 573 (1986).

Поступила в редакцию 21 марта 1991 г.