

УДК 539.12

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ СВЕРХУЗКИХ ДИБАРИОНОВ В РЕАКЦИЯХ $\vec{\gamma}d \rightarrow \pi^\pm + D$

В. М. Алексеев, В. Л. Кашеваров, Л. В. Фильков, С. Н. Черепня

Исследуется возможность наблюдения сверхузких дибарионов, распад которых на два нуклона запрещен принципом Паули, в реакциях фоторождения заряженных пионов поляризованными фотонами на дейтроне. Показано, что ожидаемый выход дибарионов может в 10 – 100 раз превышать фон.

Возможность существования многокварковых состояний предсказывается КХД [1]. Это новый вид материи. Экспериментальное открытие таких состояний имело бы важные последствия как для физики частиц, так и для ядерной физики. Поиски узких 6-кварковых состояний (дибарионов) ведутся уже в течение долгого времени (см., например, [2 – 3]), и был найден ряд кандидатов на эти состояния. Однако до настоящего времени трудно однозначно утверждать, что найденные особенности действительно являются дибарионами. Это связано, прежде всего, с относительно малым вкладом дибарионов в исследованные процессы и с неопределенностью вклада фоновых процессов.

Мы предлагаем искать суперузкие дибарионы, распад которых на два нуклона подавлен принципом Паули [4 – 9]. Такие дибарионы удовлетворяют условию

$$(-1)^{T+S}P = +1, \quad (1)$$

где T – изоспин, S – внутренний спин и P – четность дибариона. Эти дибарионы с массой $M < 2m_N + \mu$ (где m_N – масса нуклона, μ – масса пиона) могут, в основном, распадаться на два нуклона, испуская фотон. Вклады таких дибарионов в процессы сильных взаимодействий адронов очень малы. Однако их вклады в процессы электромагнитных взаимодействий на легких ядрах могут превышать сечения этих процессов вне резонанса на несколько порядков [4, 5, 7].

В настоящей работе мы исследуем возможность наблюдения сверхузких дибарионов $D(T = 1, J^P = 1^+, S = 1)$ и $D(T = 1, J^P = 1^-, S = 0)$ с массой $M < 2m_N + \mu$, удовлетворяющих условию (1), в процессах фоторождения π^\pm -мезонов поляризованными фотонами на дейтроне

$$\vec{\gamma} + d \rightarrow \pi^\pm + D, \quad D \rightarrow \gamma NN. \quad (2)$$

Т а б л и ц а 1

Ширины распадов дибарионов $D(1, 1^+, 1)$ и $D(1, 1^-, 0)$ при различных значениях массы дибарионов M . $\Gamma_t \approx \Gamma_{\gamma NN}$

M (ГэВ)	1,90	1,91	1,93	1,95	1,98	2,00	2,013
$\Gamma_t(1, 1^+)$ (эВ)	0,2	0,52	2,2	5,8	16	26	35
$\Gamma_t(1, 1^-)$ (эВ)	0,05	0,13	0,55	1,46	4	6,5	8,75

Рассматриваемые дибарионы имеют очень малые ширины распада. Их значения, вычисленные в предположении, что распад дибарионов на γNN идет, в основном, через синглетный виртуальный уровень 3S_0 в промежуточном состоянии, представлены в табл. 1 [7].

Для процессов (2) изучаемые дибарионы могут образоваться только в том случае, если нуклоны внутри дейтрона перекрыты настолько сильно, что образуется б-кварковое состояние с квантовыми числами дейтрона. Тогда взаимодействие фотона или пиона с этим состоянием может так изменить его квантовые числа, что образуется метастабильное состояние, удовлетворяющее условию (1). Поэтому вероятность образования таких дибарионов будет пропорциональна вероятности η существования б-кваркового состояния в дейтроне. Оценка величины η из разности между теоретическим и экспериментальным значениями магнитного момента дейтрона дает $\eta \leq 0,03$ [10]. В настоящей работе мы полагаем $\eta = 0,01$.

Рассмотрим фоторождение дибарионов фотонами, поляризованными под углом α , где

$$\cos \alpha = \frac{(\vec{\epsilon}[\vec{k}_1 \times \vec{q}_1])}{\nu q},$$

$\vec{\epsilon}$ и \vec{k}_1 – вектора поляризации и импульса налетающего фотона, ν – его энергия, \vec{q}_1 и q – вектор импульса образовавшегося пиона и его модуль (в ЛС).

Ограничимся рассмотрением образования дибарионов в процессе фоторождения π^+ -мезонов. Вычисление фоторождения дибарионов вместе с π^- -мезонами дает качественно похожий результат.

Вычисления, проведенные в рамках модели [9], дают следующее выражение для сечения образования дибариона $D(1, 1^-, 0)$ в процессе $\vec{\gamma} + d \rightarrow \pi^+ + D(1, 1^-, 0)$ (в ЛС):

$$\frac{\sigma_{\vec{\gamma}d \rightarrow \pi^+ D(1,1^-,0)}}{d\Omega} = \frac{2}{3} \left(\frac{e^2}{4\pi} \right) \left(\frac{g_1^2}{4\pi} \right) \eta \frac{q^2}{m_d M^2 \nu J} \left\{ |\vec{r}|^2 + q^2 \sin^2 \Theta_\pi \sin^2 \alpha \left[1 - 8 \frac{m_d r_0}{\mu^2 - t} + 4 m_d^2 \frac{M^2 + 2r_0^2}{(\mu^2 - t)^2} \right] \right\}, \quad (3)$$

где $t = \mu^2 - 2\nu(q_0 - q \cos \Theta_\pi)$, $J = q(m_d + \nu) - q_0 \nu \cos \Theta_\pi$, m_d - масса дейтрона, $q_0(q)$ - энергия (импульс) пиона,

$$q_0 = \frac{1}{c_1} \left[(m_d + \nu) c_2 \pm \nu \cos \Theta_\pi \sqrt{c_2^2 - 2\mu^2 c_1} \right],$$

$$c_1 = 2[(m_d + \nu)^2 - \nu^2 \cos^2 \Theta_\pi], \quad c_2 = s + \mu^2 - M^2.$$

Энергия r_0 и импульс $|\vec{r}|$ дибариона равны соответственно $r_0 = m_d + \nu - q_0$, $|\vec{r}| = \sqrt{r_0^2 - M^2}$.

Сечение образования дибариона $D(1, 1^+, 1)$ имеет вид

$$\frac{\sigma_{\vec{\gamma}d \rightarrow \pi^+ D(1,1^+,1)}}{d\Omega} = \frac{16}{3} \left(\frac{e^2}{4\pi} \right) \left(\frac{g_2^2}{4\pi} \right) \eta \frac{q^2}{m_d M^2 \nu J} \left\{ M^2 + q^2 \sin^2 \Theta_\pi \sin^2 \alpha \left[1 - 4 \frac{m_d r_0}{\mu^2 - t} + 4 \frac{m_d^2 |\vec{r}|^2}{(\mu^2 - t)^2} \right] \right\}. \quad (4)$$

Значения констант взаимодействия $g_1^2/4\pi$ и $g_2^2/4\pi$ неизвестны. Это - константы сильного взаимодействия. Чтобы не переоценить значения поперечного сечения, положим эти константы равными 1. Чтобы оценить вклад дибарионов при различных значениях массы M , предположим возможность существования дибарионов с массами $M = 1, 9; 1, 95; 2, 00 \text{ ГэВ}$.

Был проведен численный анализ сечений фотообразования дибарионов фотонами, поляризованными параллельно ($\alpha = 90^\circ$) и перпендикулярно ($\alpha = 0^\circ$) плоскости реакции. Расчеты показали, что сечение фотообразования $D(1, 1^-, 0)$ дибариона сильно зависит от поляризации фотона. Для фотонов, поляризованных параллельно плоскости реакции, оно велико и, по крайней мере, в области углов $\Theta_\pi = 10^\circ - 50^\circ$, существенно

превышает сечение фотообразования дибариона $D(1, 1^+, 1)$, в то время как для фотонов, поляризованных перпендикулярно, это сечение очень мало.

Сечение фотообразования дибариона $D(1, 1^+, 1)$ значительно слабее зависит от поляризации фотона. Это обусловлено малостью множителя $|\vec{r}|^2$ в последнем члене выражения (4).

Т а б л и ц а 2

Ожидаемый выход дибарионов, образованных в процессе $\vec{\gamma}d \rightarrow \pi^+ D$ за 5 часов работы ускорителя

	α	$M = 1,9 \text{ ГэВ}$	$M = 1,95 \text{ ГэВ}$	$M = 2,00 \text{ ГэВ}$
$D(1, 1^+, 1)$	90°	386	370	351
	0°	443	437	381
$D(1, 1^-, 0)$	90°	3901	3552	3165
	0°	7	5	3

Детектор заряженных и нейтральных частиц CLAS вместе с системой мечения ускорителя SEBAF дают прекрасную возможность для поиска и исследования сверхузких дибарионов в рассматриваемых реакциях. Эта установка позволяет проводить поиск дибарионов, регистрируя заряженные пионы широкоапертурным магнитным спектрометром и выделяя пики в спектре недостающих масс. Дополнительное детектирование фотона от распада дибариона на совпадениях с пионом позволяет существенно подавить вклад в этот спектр от фоновых реакций.

Основными фоновыми реакциями с образованием фотона в конечном состоянии являются реакция фоторождения двух пионов ($\gamma d \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + nn$, $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) и радиационное фоторождение π^+ -мезона ($\gamma d \rightarrow \pi^+ + \gamma + nn$). При оценке вклада фоновых реакций предполагалась слабая их зависимость от поляризации фотона.

С помощью метода Монте-Карло было проведено моделирование фоторождения дибарионов и основных фоновых реакций на дейтронной мишени длиной 20 см в реальных условиях указанной выше установки. Энергия начальных фотонов генерировалась в области 500 – 1000 МэВ.

Рис. 1 демонстрирует спектр недостающих масс, полученный из этого моделирования для 5 часов работы ускорителя. Ожидаемые выходы дибарионов с различными массами приведены в табл. 2.

Из двух рассмотренных фоновых процессов только радиационное фоторождение дает вклад в изучаемый интервал масс $M < 2m_N + \mu$.

может быть получена из анализа угловых распределений дифференциальных сечений фотообразования дибарионов.

Если дибарионы будут обнаружены в процессе фоторождения π^+ -мезонов на дейтроне, то они должны также наблюдаться и в реакции $\vec{\gamma}d \rightarrow \pi^- D$. Наблюдение дибарионов в обеих реакциях позволит сделать более однозначное заключение об образовании сверхузких дибарионов, удовлетворяющих условию (1), определить возможное электромагнитное расщепление их масс и получить дополнительные условия для нахождения квантовых чисел дибарионов.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, проект N 96-02-16530А.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Jaffe R. L. Phys. Rev. Lett., **38**, 195 (1977). Mulders P. J. G., Aerts A. T., and De Swart J. J. Phys. Rev. Lett., **40**, 1543 (1978). Phys. Rev., **D21**, 2653 (1980). Lichtenberg D. B. et al. Phys. Rev., **D18**, 2569 (1978). Matveev V. and Sorba P. Lett. Nuovo Cim., **20**, 425 (1977).
- [2] Tatischeff B. et al. Proc. of IX Intern. Seminar on High Energy Physics Problems, Dubna, 1988, p. 317.
- [3] Комаров Е. Н. Proc. of XI Intern. Seminar on High Energy Physics Problems, Dubna, 1994, p. 321.
- [4] Фильков Л. В. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 11, 32 (1986).
- [5] Fil'kov L. V. Sov. J. Nucl. Phys., **47**, 437 (1988).
- [6] Akhmedov D. M. et al. Proc. of the 8th Seminar Electromagnetic Interactions of Nuclei at Low and Medium Energies, Moscow, 1991, p. 228. Akhmedov D. M. et al. Ibid, p. 252.
- [7] Akhmedov D. M. and Fil'kov L. V. Nucl. Phys., **A544**, 692 (1992).
- [8] Ершов С. Н., Герасимов С. В., Хрыкин А. С. ЯФ, **58**, 911 (1995).
- [9] Alekseev V. M. et al. Lebedev Phys. Inst., Preprint no. 52, 1996.
- [10] Кондратюк Л. А. и др. ЯФ, **43**, 1396 (1986).

Поступила в редакцию 27 ноября 1997 г.