

ВОЗМОЖНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ УЗКОГО ДИБАРИОННОГО РЕЗОНАНСА ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПИОНОВ С ЯДРАМИ

Б.В.Мартемьянов, М.Г.Щепкин

Институт теоретической и экспериментальной физики
117259, Москва

Поступила в редакцию 28 декабря 1990 г.

Обсуждается возможность описания сечения двойной упругой перезарядки пионов на ядрах в области низких энергий резонансным вкладом дигбарионного состояния.

Недавно в экспериментах по измерению $\pi^+ \rightarrow \pi^-$ -перезарядки на ^{14}C при низких энергиях ¹ были обнаружены некоторые особенности поведения сечения $d\sigma(\vartheta = 0)/d\Omega$ как функции энергии налетающего пиона $T_\pi = E_\pi - m_\pi$. Согласно стандартной модели (последовательная перезарядка на двух нуклонах) ² в сечении на угол ноль должен быть плавный провал в области $T_\pi = 20 - 80$ МэВ, обусловленный деструктивной интерференцией S - и P -волн, а на опыте наблюдается максимум при $T_\pi \approx 40 - 50$ МэВ. Объяснения этого явления в рамках традиционного подхода пока что нет ^{1,2}. Некоторые указания на наличие пика при том же T_π имеются также в перезарядке $\pi^+ \rightarrow \pi^-$ на ^{18}O и ^{12}C ¹.

Мы рассмотрим возможность объяснения пика в сечении $d\sigma(\vartheta = 0)/d\Omega$ существованием сравнительно узкого дигбариона, основное свойство которого - отсутствие распада на NN . Такой дигбарион (d') как раз в этой области энергии предсказывался в модели КХД-струны с LS -связью ³, его квантовые

числа $T = 0$, $J^P = 2^-$, единственная мода распада $NN\pi$. Согласно другим оценкам его масса должна лежать на 60 МэВ выше ⁴.

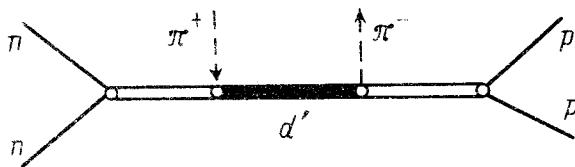


Рис. 1. Диаграмма резонансной двойной перезарядки пионов

d' может давать вклад в упругую $\pi^+ \rightarrow \pi^-$ -перезарядку, если начальное и конечное ядра содержат примесь $6q$ -состояний с квантовыми числами nn и pp (рис. 1). Резонансный вклад в сечение равен

$$\frac{d\sigma_R(\theta = 0^0)}{d\Omega} = \frac{(2l_\pi + 1)^2}{4k^2} \frac{\Gamma_+ \Gamma_-}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4} P_{6q}^2 , \quad (1)$$

Γ_+ и Γ_- - парциальные ширины распада d' на $nn\pi^+$ и $pp\pi^-$, $\Gamma_+/\Gamma = \Gamma_-/\Gamma = 1/3$. P_{6q} - вероятность примеси $6q$ -состояний в ядре, которая в основном определяется вероятностью перехода $NN \rightarrow 6q(J^P = 0^+, T = 1)$, что возможно при суммарном спине двух нуклонов $S = 0$ и относительном орбитальном моменте $l = 0$ (образование $6q$ -состояний с $T = 1$ и $J^P \neq 0^+$ подавлено центробежным барьером). Поскольку $J(d') = 2$, то $l_\pi = 2$.

Роль примеси $6q(0^+)$ -состояний в двойной перезарядке пионов на ядрах обсуждалась ранее в работе ⁵, однако резонансные вклады (типа d') не рассматривались.

Вероятность P_{6q} в (1) зависит от волновой функции ядра. Для перезарядки на ^{14}C с переходом в дважды аналоговое ядро ^{14}O возможны переходы с $p_{3/2}$ и $p_{1/2}$ -оболочек, причем пара нуклонов, участвующих в процессе, должна иметь полный момент $J = 0$. Разложение по J для произвольной пары нуклонов с $j_1 = j_2$ на p -оболочке имеет вид

$$|j_1 j_2\rangle = |1/2, 1/2\rangle = |1/2, 1/2, J = 0\rangle , \\ |j_1 j_2\rangle = |3/2, 3/2\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}} |3/2, 3/2, J = 0\rangle + \sqrt{\frac{5}{6}} |3/2, 3/2, J = 2\rangle . \quad (2)$$

Для дальнейшего необходимо перейти к относительным координатам $\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$ и координатам центра инерции $\vec{R} = (\vec{r}_1 + \vec{r}_2)/2$. Чтобы выразить состояния $|j_1 j_2, J = 0\rangle$ через \vec{r} и \vec{R} , следует перейти от jj -связи к схеме LS -связи и затем воспользоваться трансформационными коэффициентами Мошинского ^{6,7}. Опуская детали, приведем ответ:

$$|j_1 j_2, J = 0\rangle = \sum_{\lambda, S} \tilde{\lambda} \tilde{S} \tilde{j}_1 \tilde{j}_2 \left\{ \begin{array}{ccc} l_1 & s_1 & j_1 \\ l_2 & s_2 & j_2 \\ \lambda & S & J \end{array} \right\} \sum_{\mu S_z} C_{\lambda \mu S S_z}^{00} |S, S_z\rangle \times \\ \times \sum_{nlNL} \langle nl, NL, \lambda | n_1 l_1, n_2 l_2, \lambda \rangle |nl, NL, \lambda \rangle . \quad (3)$$

Здесь nl , NL - квантовые числа, характеризующие соответственно относительное движение нуклонов и движение их центра масс, λ - суммарный угловой момент, μ - его проекция, $\tilde{\lambda} = \vec{l}_1 + \vec{l}_2 = \vec{l} + \vec{L}$, $\tilde{S} = \sqrt{2\lambda + 1}$ и т.д. Для

$$|nl, NL, \lambda\mu\rangle = \sum_{mM} C_{lmLM}^{\lambda\mu} R_{nl}(r/\sqrt{2}) R_{NL}(R\sqrt{2}) Y_{lm}(\vartheta, \varphi) Y_{LM}(\theta, \phi), \quad (4)$$

где $R_{nl}(r)$ - радиальные волновые функции ⁷

$$R_{nl}(r) = \left[\frac{2n!}{\Gamma(n+l+3/2)} \right]^{3/2} (m_N \omega)^{3/4} \rho^l e^{-\rho^2/2} L_n^{l+1/2}(\rho^2), \quad (5)$$

$$\rho = r/(m_N \omega)^{1/2}, \quad \omega = 11,3 \text{ МэВ}, \quad m_N \text{ - масса нуклона.}$$

Пусть P_{nl} - вероятность образования $6q$ -состояния с $T = 1$ двумя нуклонами с соответствующими n и l . Как уже говорилось, основной вклад дают состояния с $l = 0$ (что соответствует $6q$ с $J^P = 0^+$), поэтому $n = 0$ или 1. Если следовать модели составных кварковых мешков ⁸, то с учетом неортогональности NN и $6q$ ⁹ с одинаковыми квантовыми числами $P_{00} = 0,5\%$, $P_{10} = 1,2\%$ ¹⁰. Эта модель учитывает динамику перехода $NN \rightarrow 6q$, а ее параметры определены по NN -рассеянию. Более простая ("геометрическая") оценка основана на том, что P_{n0} определяется просто как вероятность перекрытия волновых функций двух нуклонов: $P_{n0} = (2\sqrt{2})^{-1} \int_0^{r_0} |R_{n0}(r/\sqrt{2})|^2 r^2 dr$, $r_0 \sim 1 \text{ \AA}$.

Тогда $P_{00} \sim P_{10} \sim 3 - 4\%$. Такая оценка может быть обоснована тем, что для образования d' достаточно, чтобы два нуклона сблизились на малое расстояние, т.е. чтобы стало возможным трехчастичное соударение ($NN\pi$). Судить о том, какая из оценок более адекватна для данного процесса вряд ли возможно, если неизвестны детали механизма образования и распада d' .

Выражение P_{6q} (см. (1)) через P_{n0} определяется волновой функцией ядра. Для различных вариантов волновой функции ^{14}C , приведенных в ², $P_{6q} = (0,62 \pm 1)(1/2)(P_{10} + P_{00})$. Аналогичная величина для перехода $^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{O}$ (при условии, что в ^{12}C заполнена p -оболочка) составляет $(P_{10} + P_{00})/3\sqrt{2}$.

Чтобы сравнивать эти результаты с экспериментом, необходимо учитывать "размытие" пика за счет фермиевского движения нуклонов в ядре, а также нерезонансные вклады в сечение. Если резонанс достаточно узкий (в ³ дана оценка $\Gamma = 2 \div 3 \text{ МэВ}$), то наблюдаемая форма пика практически однозначно определяется движением центра масс двух нуклонов и описывается выражением

$$f(E_\pi) \sim \frac{1}{k} \exp \left[- \left(\frac{k^2 - k_0^2}{q_0 m_\pi k} m_N \right)^2 \right], \quad k^2 \approx 2m_\pi T_\pi,$$

которое вычисляется по известной радиальной волновой функции $R_{NL}(R\sqrt{2})$ с $q_0 = 146 \text{ МэВ}$. Ширина этого распределения $\Delta E = 15 \div 20 \text{ МэВ}$, что по-видимому, не противоречит эксперименту, если считать, что резонансный вклад составляет половину сечения в максимуме ², т.е. $d\sigma(\vartheta = 0^\circ)/d\Omega \approx 2 \text{ мкбн/ср}$ при $T_\pi = T_0$ (рис.2). Тогда при $\Gamma = 2 \div 3 \text{ МэВ}$ вероятность примеси $6q$ -состояний должна составлять $P_{6q} \approx 1\%$, что не противоречит приведенным выше оценкам.

Можно попытаться найти ограничение на Γ из данных по сечению $NN \rightarrow NN\pi\pi$ ¹¹, вклад в которое дает рождение $d': NN \rightarrow (d' \rightarrow NN\pi)\pi$ (этот вклад, а также распад d' , описывается "половиной" диаграммы рис.1). Если считать матричный элемент константой, то

$$\sigma(pp \rightarrow d'\pi^+) = \frac{8\pi}{3\sqrt{2}} \frac{|\vec{p}_\pi|}{|\vec{p}_p|} \frac{1}{E_{pp}^2} \frac{m_{d'}}{(m_{d'} - 2m_N - m_\pi)^2} \sqrt{\frac{m_N}{m_\pi}} \Gamma,$$

где p_π , p_p , E_{pp} - импульсы и энергия в СЦМ. Отсюда следует довольно сильное ограничение на ширину резонанса: $\Gamma \leq 0,2$ МэВ. Однако, такую оценку вряд ли можно считать надежной, поскольку зависимость матричного элемента от энергии может оказаться весьма существенной. Если все же принять эту оценку, то для рассматриваемого объяснения эффекта требуется $P_{6q} \approx 4\%$ что, по-видимому, не исключено.

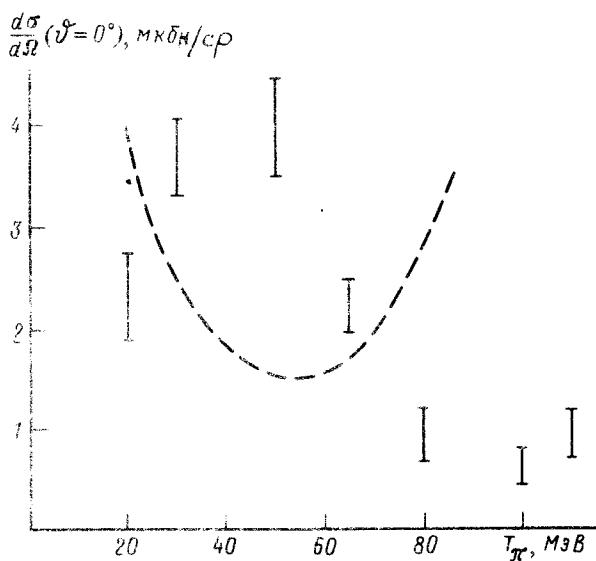


Рис. 2. Сечение двойной перезарядки $^{14}\text{C}(\pi^+, \pi^-)^{14}\text{O}$ на угол ноль ¹. Пунктир - стандартная модель ²

Пик в сечении инклузивного образования π^- и π^+ (назад) в реакции $\pi^+ + A(\text{C}, \text{Xe}) \rightarrow \pi^\pm + kp$ ($k = 0, 1, 2\dots$) + A' при том же (с точностью до 5 МэВ) T_π наблюдался ранее в работе ¹². Связь обсуждаемых явлений в рамках гипотезы d' -дибариона очевидна, однако оценки сечений неоднозначны. Ясно, что для неупругой реакции σ пропорционально первой степени P_{6q} . Поэтому сечение инклузивного образования π^\pm должно быть на один-два порядка больше сечения упругой двойной перезарядки, что и наблюдается на опыте ¹².

Мы благодарны Н.Э. Волковицкому, И.И. Воробьеву, Л.С. Воробьеву, И.Ю. Кобзареву, Л.А. Кондратюку, М.В. Косову, А.Е. Кудрявцеву, Г.А. Лексину и И.С. Цукерману за полезное обсуждение.

Литература

1. Leitch M.J. et al. Phys. Rev. C, 1989, 39, 2356.
2. Siciliano E.R., Johnson M., Sarafian H. Ann. Phys., 1990, 203, 1.
3. Кондратюк Л.А., Мартемьянов Б.В., Щепкин М.Г. ЯФ, 1987, 45, 1252.
4. Mulders P.J., Aerts A.T., De Swart J.J. Phys. Rev. D, 1980, 21, 2653.
5. Miller G.A. Phys. Rev. Lett., 1984, 53, 2008.
6. Мошинский М. Гармонический осциллятор в современной физике. М.: Мир, 1972.
7. Brody T.A., Moshinsky M. Tables of Transformation Brackets, Mexico, 1960.
8. Simonov Yu.A. Phys. Lett. B, 1981, 107, 1; Preprint ITEP-93, 1983.
9. Harvey M. Nucl. Phys. A, 1981, 352, 301.
10. Lusignoli M., Schepkin M. Nucl. Phys. B, 1985, 261, 143.
11. Дахно Л.Г. и др. ЯФ, 1983, 37, 907.
12. Воробьев И.И., Лухманов В.Е. ЯФ, 1986, 43, 111.