Письма в ЖЭТФ, том 84, вып. 8, с. 487 – 490

Вычисление ширины пентакварка в правилах сумм квантовой хромодинамики

А. Г. Оганесян[1)]

Институт теоретической и экспериментальной физики, 117218 Москва, Россия

Поступила в редакцию 14 сентября 2006г.

В правилах сумм КХД посчитана ширина пентакварка Γ_θ. Полученная оценка ширины показывает, что ширина не превышает 1 МэВ. Основной вывод состоит в том, что правила сумм действительно предсказывают узкую ширину пентакварка θ^+, причем ширина распада подавлена как параметрически, так и численно.

PACS: 12.39.–x

В данной работе будет обсуждаться экзотический барионный резонанс θ^+ с кварковым составом $\theta^+ = uudd\bar{s}$ и массой 1.54 ГэВ. Он был обнаружен несколько лет назад независимо двумя группами [1, 2]. Несколько позже его существование было подтверждено и другими группами, хотя в то же время в некоторых экспериментах увидеть пентакварк не удалось. Более того, в прошлом году некоторые группы, в прошлом наблюдавшие пентакварк, объявили, что в новых экспериментах с большей статистикой они не видят сигнала от θ^+ (эксперимент CLAS на водороде и дейтерии, [3], эксперименты BELLE [4]). В то же время DIANA [5], а также LEPS, SVD-2 подтверждают свои результаты при большей статистике (см. обзор [6]).

Таким образом, статус θ^+ резонанса, предсказанного в 1997 г. Дьяконовым, Петровым и Поляковым [7] в киральной солитонной модели, остается спорным (см. обзоры [8, 9]).

Одним из самых интересных свойств θ^+ является его малая ширина. Экспериментально была получена только оценка верхнего предела в [2]: $\Gamma < 9$ МэВ. Фазовый анализ в KN-рассеянии приводит к более строгому ограничению [10], $\Gamma < 1$ МэВ. К этому значению также близки оценки, полученные из анализа $Kd \to ppK$ реакции [11, 12] и из K + Xe данных [2]. Недавно проведенный в [4] анализ экспериментальных результатов с учетом отрицательных результатов приводит к оценке ширины меньше 640 кэВ.

Такая узкая ширина θ^+ представляет из себя очень интересную теоретическую проблему. В работах [13, 14] было показано, что если размер θ^+ не превышает характерных адронных размеров (то есть он является действительно адронным, а не молекулоподобным состоянием), то его ширина сильно подавлена параметрически как $\Gamma_\theta \sim \alpha_s^2 \langle 0|\bar{q}q|0\rangle^2$ при любом выборе интерполирующего тока (без производных). Недавно в [15] была приведена оценка ширины пентакварка (около 0.75 МэВ). Основная цель данной работы – используя метод, предложенный в [13, 14], проверить, действительно ли параметрическое подавление приводит к численной малости ширины.

Метод основан на рассмотрении 3-точечного коррелятора

$$\Pi_\mu = \int e^{i(p_1 x - qy)} \langle 0 \mid \eta_\theta(x) j^5_\mu(y) \eta_n(0) \mid 0\rangle, \qquad (1)$$

где $\eta_n(x)$ – нуклонный ток [16] ($\eta_n = \varepsilon^{abc}(d^a C\gamma_\mu d^b)\gamma_5\gamma_\mu u^c$); $\langle 0 \mid \eta_n \mid n\rangle = \lambda_n v_n$ (v_n – спинор нуклона); η_θ – произвольный пентакварковый ток; $\langle 0 \mid \eta_\theta \mid \theta^+\rangle = \lambda_\theta v_\theta$ и $j_{\mu 5} = \bar{s}\gamma_\mu\gamma_5 u$ – аксиальный странный ток.

В качестве η_θ можно использовать, например,

$$J_A = \varepsilon^{abc}\varepsilon^{def}\varepsilon^{gcf}(u^{a^T} C d^b)(u^{d^T} C\gamma^\mu\gamma_5 d^e)\gamma^\mu c\bar{s}_g \qquad (2)$$

(см. [17], где он был предложен, а также [18], где был проведен анализ 2-точечных правил сумм для этого тока). В дальнейшем все численные выкладки будут сделаны именно для этого тока.

Как обычно, в правилах сумм КХД физическое представление коррелятора (1) насыщается вкладом первого резонанса плюс континуум (и в η_θ и в нуклонном канале)

$$\Pi^{Phys}_\mu = \langle 0 \mid \eta_\theta \mid \theta^+\rangle \times$$
$$\times \langle \theta^+ \mid j_\mu \mid n\rangle\langle n \mid \eta_n \mid 0\rangle \frac{1}{p_1^2 - m_\theta^2}\frac{1}{p_2^2 - m^2} + \text{const}, \qquad (3)$$

где $p_2 = p_1 - q$ – импульс нуклона, m, m_θ – соответственно массы нуклона и пентакварка.

[1)] e-mail: armen@itep.ru

В пределе безмассовых каонов

$$\langle\theta^+ \mid j_\mu \mid n\rangle = g^A_{\theta n}\bar{v}_n\left(g^{\mu\nu} - \frac{q^\mu q^\nu}{q^2}\right)\gamma^v\gamma_5 v_\theta. \quad (4)$$

Здесь $g^A_{\theta n}$ – константа перехода $\theta \to n$, которая, собственно, и будет нас интересовать, так как ширина пропорциональна ее квадрату. Подобный метод расчета ширины в правилах сумм КХД был предложен в работе [19]. В случае массивных каонов изменяется только знаменатель в уравнении (4), то есть

$$\langle\theta^+ \mid j_\mu \mid n\rangle = g^A_{\theta n}\bar{v}_n\left(g^{\mu\nu} - \frac{q^\mu q^\nu}{q^2 - m_k^2}\right)\gamma^\nu\gamma_5 v_\theta. \quad (5)$$

Видно, что второй член стремится к нулю при малых q^2.

Подставляя $\langle 0 \mid \eta_n \mid n\rangle = \lambda_n v_n$, и $\langle 0 \mid \eta_\theta \mid \theta^+\rangle = \lambda_\theta v_\theta$ в уравнение (3) и суммируя по поляризациям, получим, что коррелятор (1) (в пределе малых q^2) пропорционален $g^A_{\theta n}$:

$$\Pi^{Phys}_\mu = \lambda_n\lambda_\theta g^A_{\theta n}\frac{1}{p_1^2 - m_\theta^2}\frac{1}{p_2^2 - m^2}(-2\hat{p}_1 p_1^\mu + \ldots), \quad (6)$$

где точки в правой части означают другие кинематические структуры (пропорциональные q, и т.д.). Мы будем рассматривать правила сумм для инвариантной амплитуды при кинематической структуре $\hat{p}_1 p_1^\mu$, поскольку, как было показано в [20–23] выбор кинематической структуры с большей степенью импульса приводит к лучшим правилам сумм.

С учетом уравнений движения выражение (4) вблизи массовой поверхности может быть переписано как

$$\langle\theta^+ \mid j_\mu \mid n\rangle = g^A_{\theta n}\bar{v}_n\left(\gamma^\nu + \frac{m_\theta + m_n}{q^2}q^\mu\right)\gamma_5 v_\theta. \quad (7)$$

В то же время, второй член в (4), (7) соответствует вкладу каонов в $\theta - n$-переход с плотностью лагранжиана $L = ig_{\theta nk}v_n\gamma^5 v_\theta\phi_k$.

Следовательно, можно написать

$$\langle\theta^+ \mid j^5_\mu \mid n\rangle = g_{\theta nk}\frac{q^\mu f_k}{q^2 - m_k^2}\bar{v_n}\gamma^5 v_\theta; \quad (8)$$

сравнивая (7) и (8), получим, пренебрегая массой каона

$$g_{\theta nk}f_k = (m_n + m_\theta)g^A_{\theta n}. \quad (9)$$

Это – аналог соотношения Голдербергера–Треймана. Конечно, точность этого соотношения невелика – порядка нарушения $SU(3)$, однако для оценки $g_{\theta nk}$ она вполне годится.

Прежде чем мы перейдем к численному анализу правил сумм для $g^A_{\theta n}$, коротко остановимся на общих свойствах коррелятора (1). В [13, 14] было показано, что он исчезает в киральном пределе (для любого пентакваркового тока без производных), и, следовательно, аксиальная константа $g^a_{\theta n}$ должна быть пропорциональна кварковому конденсату; таким образом, вклад в коррелятор (1) дают операторы, начиная с размерности $d = 3$, примеры которых показаны на рис.1. Однако в этих же работах было показано,

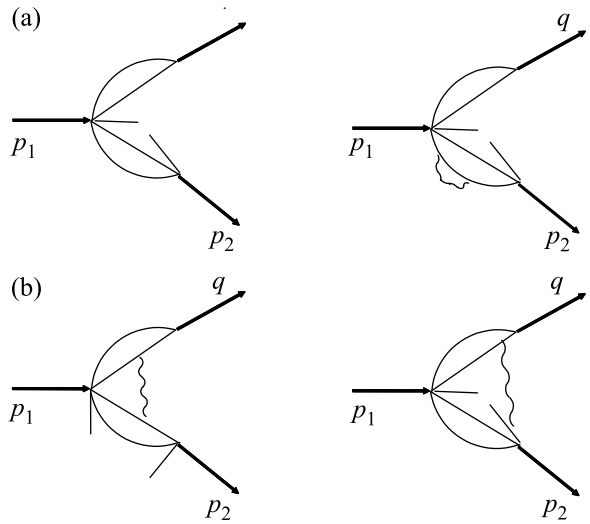

Рис.1. Примеры диаграмм, соответствующих вкладу оператора размерности $d = 3$

что диаграммы на рис.1a выражается через интегралы типа

$$\int e^{i(p_1x - qy)}\frac{d^4x d^4y}{((x-y)^2)^n(x^2)^m} \equiv \int \frac{e^{ip_1x}}{(x^2)^m}\frac{e^{-iqt}}{(t^2)^n}d^4x d^4t \quad (10)$$

и, очевидно, имеют мнимую часть по p_2^2-импульсу нуклона, но не имеют мнимой части по p_1^2-импульсу θ^+ и, следовательно не дают вклада в аксиальную константу $g^a_{\theta n}$. Легко видеть, что это утверждение верно и для вкладов операторов высших размерностей. Мнимая часть по p_1^2 (то есть наличие θ^+-резонанса) появляется, только если учесть обмен жестким глюоном, как это показано на рис.1b. Это приводит к появлению дополнительного сомножителя α_s, и, таким образом, как обсуждалось в [13, 14], приходим к выводу, что ширина $\Gamma_\theta \sim \alpha_s^2\langle 0|\bar{q}q|0\rangle^2$, то есть сильно подавлена параметрически.

Перейдем теперь к численной оценке ширины распада пентакварка. Как уже обсуждалось, нам необходимо выделить только часть, имеющую мнимую часть как по p_1^2, как и по p_2^2, что, в частности, означает необходимость двойного преобразования Бореля

(по p_1^2 и p_2^2 независимо). Таким образом, для инвариантной амплитуды при $\hat{p_1}p_\mu$ мы имеем следующие правила сумм:

$$\lambda_n \lambda_\theta g_{\theta n}^A e^{-(m_n^2/M_n^2+m_\theta^2/M_\theta^2)} = B_\theta B_n \Pi^{QCD}, \qquad (11)$$

где B_θ, B_n означает борелевское преобразование. Примеры соответствующих диаграмм показаны на рис.1b (диаграммы на рис.1a не имеют мнимой части по p_1^2, как обсуждалось выше, и, соответственно, исчезают при двойной борелизации). Вычисления этих диаграмм достаточно сложны, к сожалению, окончательный ответ выражается через огромное количество (несколько сотен) различных двойных и одинарных интегралов. Поэтому мы не приводим его, а ограничимся численным анализом результатов. При вычислениях использовался тот факт, что, поскольку отношение $A1 = M_n^2/M_\theta^2$ (где M_n^2, M_θ^2 – соответственно борелевские массы нуклона и пентакварка) должно быть порядка отношения квадратов соответствующих масс m_n^2/m_θ^2, то $A1$ можно считать малым параметром. В дальнейшем борелевская масса пентакварка будет предполагаться равной $M_\theta^2 = 3M_n^2$ и, соответственно, $A1 = 1/3$. При вычислениях мы использовали значения $\alpha_s a^2 = 0.23\,\text{ГэВ}^6$, $\lambda_n^2 \cdot 32\pi^4 = 3.2\,\text{ГэВ}^6$ [24] и $\lambda_\theta^2 \cdot (4\pi)^8 = 12\,\text{ГэВ}^{12}$ [18]. Зависимость от порога континуума оказалось достаточно слабой, мы использовали для нуклона стандартное значение $s_0 = 1.5\,\text{ГэВ}^2$ и $s_0 = 4-4.5\,\text{ГэВ}^2$ для пентакварка [18].

Из самого метода правил сумм очевидно, что мы можем получить величину аксиальной константы $g_{\theta n}^A$ только при Q^2, не близких к нулю (порядка $1\,\text{ГэВ}^2$ или больше). На рис.2 приведена полученная из правил сумм (11) зависимость $g_{\theta n}^A$ от борелевской массы нуклона при двух значениях Q^2: $Q^2 = 1\,\text{ГэВ}^2$, $Q^2 = 2\,\text{ГэВ}^2$. Видно что стабильность достаточно хорошая. Надо отметить, что мы учли только вклад первого неисчезающего оператора (размерности 3), однако оценки показывают, что вклад операторов высших размерностей не очень велик (как мы ожидаем, не более 40%). На рис.3 показана зависимость $g_{\theta n}^A$ от Q^2 (при $M_n = 1.2\,\text{ГэВ}^2$ – тонкая линия и при $M_n = 1\,\text{ГэВ}^2$ – толстая).

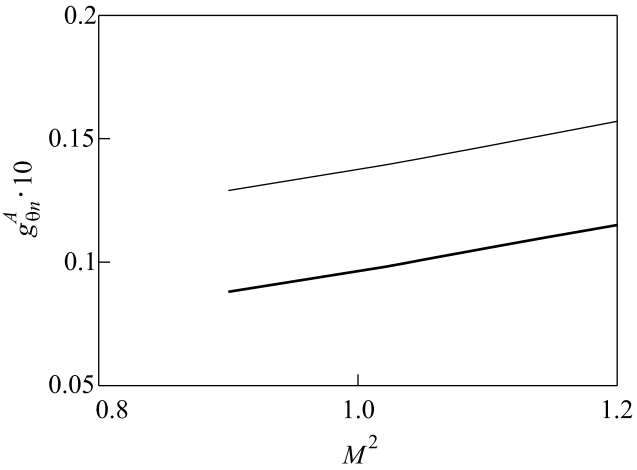

Рис.2. $g_{\theta n}^A$ как функция борелевской массы для $Q^2 = 1\,\text{ГэВ}^2$ – верхняя линия, и для $Q^2 = 2\,\text{ГэВ}^2$ – нижняя

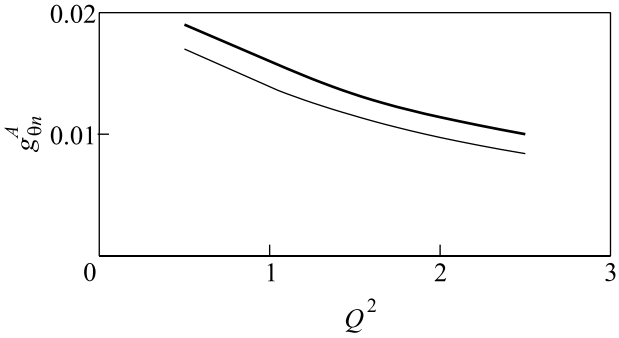

Рис.3. Зависимость $g_{\theta n}^A$ от Q^2 для $M_n^2 = 1.2\,\text{ГэВ}^2$ – верхняя линия и $M_n^2 = 1\,\text{ГэВ}^2$ – нижняя

Конечно, нас реально интересует значение $g_{\theta n}^A$ в пределе $Q^2 \to 0$, что не может быть получено из правил сумм. Но, как видно из рис.3, зависимость $g_{\theta n}^A$ от Q^2 близка к линейной и мы можем экстраполировать ее к нулю. Усредняя по борелевским массам, мы получаем следующую оценку: $g_{\theta n}^A = 0.02$ при $Q^2 = 0$. Конечно, точность полученной оценки не очень высока из-за: неопределенности самого метода (точность порядка нарушения $SU(3)$); неучтенных вкладов операторов высших размерностей (согласно оценкам, может изменить результат на 30–50%); неопределенность значения λ_θ (порядка 20–30%); неопределенность подхода правил сумм, особенно в случае пентакварка (см., например, обсуждение в [25]).

Вследствие всех этих причин, мы можем утверждать, что можно только оценить порядок величины $g_{\theta n}^A(0)$ при $Q^2 = 0$. Она оказывается в пределах от нуля до 0.06 с центральной точкой (формально) $g_{\theta n}^A = 0.02$. Из уравнения (9) можно легко выразить ширину пентакварка через $(g_{\theta n}^A)^2$, и мы приходим к выводу, что ширина Γ_θ действительно очень мала и не превышает 1 МэВ. Надо отметить, что наш результат согласуется с результатом (0.75 МэВ), полученным в [15] также в правилах сумм, но абсолютно другим методом, и не противоречит результату [5] (0.36 МэВ).

Автор благодарен Б.Л. Иоффе за плодотворные обсуждения и советы. Эта работа частично поддержана

грантом CRDF # RUP2-2621-MO-04, а также грантом Российского фонда фундаментальных исследований # 06-02-16905.

1. T. Nakano et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 012002 (2003).
2. V. V. Barmin, A. G. Dolgolenko et al., Yad. Fiz. **66**, 1763 (2003) [Phys. At. Nucl. **66**, 1715 (2003)].
3. M. Battaglieri et al. (CLAS Coll.), hep-ex/0510061.
4. R. Mizuk et al. (BELLE Coll.), Phys. Lett. B **362**, 173 (2006).
5. V. V. Barmin, A. G. Dolgolenko et al., hep-ex/0603017.
6. Volker D. Burkert, hep-ph/0510309.
7. D. Diakonov, V. Petrov, and M. Polaykov, Z. Phys. A **359**, 305 (1997).
8. D. Diakonov, hep-ph/0406043.
9. V. B. Kopeliovich, Uspekhi Fiz. Nauk **174**, 323 (2004).
10. R. A. Arndt, I. I. Strakovsky, and R. L. Workman, nucl-th/0311030.
11. A. Sibirtsev, J. Heidenbauer, S. Krewald, and Ulf-G. Meissner, hep-ph/0405099.
12. A. Sibirtsev, J. Heidenbauer, S. Krewald, and Ulf-G. Meussner, nucl.th/0407011.
13. B. L. Ioffe and A. G. Oganesian, JETP Lett. **80**, 386 (2004).
14. A. G. Oganesian, hep-ph/0410335.
15. F. S. Navarra, M. Nielsen, and R. Rodrigues da Silva, hep-ph/0510202.
16. B. L. Ioffe, Nucl. Phys. B **188**, 317 (1981).
17. Shoichi Sasaki, Phys. Rev. Lett. **93**, 152001 (2004).
18. A. G. Oganesian, hep-ph/0510327.
19. V. L. Eletsky, B. L. Ioffe, and Ja. I. Kogan, Phys. Lett. B **122**, 423 (1983).
20. V. M. Belyaev and B. L. Ioffe, Sov. Phys. JETP **56**, 493 (1982).
21. V. M. Belyaev and B. L. Ioffe, Sov. Phys. JETP **57**, 716 (1983).
22. V. M. Belyaev and B. L. Ioffe, Nucl. Phys. B **310**, 548 (1988).
23. B. L. Ioffe and A. V. Smilga, Nucl. Phys. B **232**, 109 (1984).
24. B. L. Ioffe, Prog. Part. Nucl. Phys. **56**, 232 (2006).
25. R. D. Matheus and S. Narison, hep-ph/0412063.