

О НОВОМ ВЕКТОРНОМ СОСТОЯНИИ ВБЛИЗИ  $\bar{N}N$ -Порога

О.Д.Далькаров, К.В.Протасов

В модели связанных каналов описаны экспериментальные данные, подтверждающие предсказанную ранее возможность появления минимума в сечении многопионной  $e^+e^-$ -аннигиляции вблизи  $\bar{N}N$ -порога. Анализ обнаруженной иррегулярности указывает на существование узкого векторного состояния, соответствующего  $2^3S_1$ -состоянию в системе с массой около 1800 МэВ и шириной порядка 15 МэВ.

Экспериментальные данные, полученные недавно о  $e^+e^-$ -взаимодействии в области масс  $1,5 \div 2$  ГэВ, указывают на наличие структуры в сечении многопионной  $e^+e^-$ -аннигиляции вблизи  $\bar{N}N$ -порога<sup>1</sup>. Обнаруженный на опыте хорошо выраженный минимум в сечении  $e^+e^- \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- 2\pi^0$  (см. рис. 1) примерно совпадает с массой двух нуклонов. Возможность существования такой структуры, обусловленной близостью  $\bar{N}N$ -канала, была указана ранее в<sup>2</sup>. В этой работе, исходя из самых общих предположений о наличии сильного притяжения между  $\bar{N}$  и  $N$  в сочетании с короткодействующим характером аннигиляции, было показано, что возможно немонотонное поведение энергетической зависимости сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow$  адроны, причем, предсказываемое явление должно было наблюдаться в многопионных модах, соответствующих основным каналам  $\bar{N}N$ -аннигиляции.

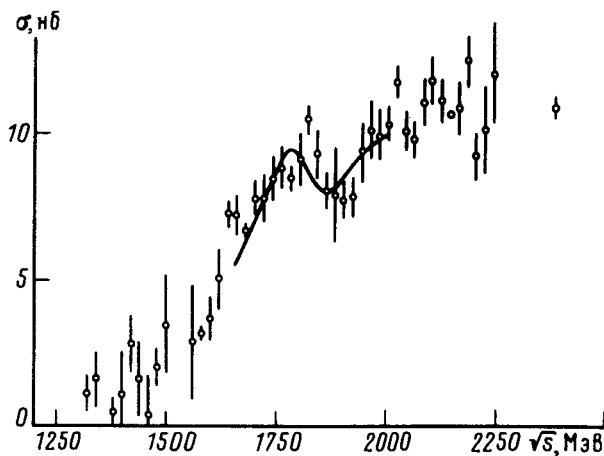


Рис. 1. Аннигиляция  $e^+e^- \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- 2\pi^0$  в области масс  $1,4 \div 2$  ГэВ. Экспериментальные данные взяты из работы<sup>1</sup>. Сплошная кривая – теоретический расчет

Аннигиляция  $e^+e^- \rightarrow$  адроны вблизи  $\bar{N}N$ -порога была рассмотрена в работе <sup>2</sup> как задача связанных каналов:  $e^+e^-$ ,  $\bar{N}N$ ,  $n\pi$ . Графически этот процесс может быть представлен в виде диаграммы на рис. 2. Амплитуда реакции, соответствующая диаграмме (а), пропорциональна амплитуде перехода

$$M \sim \langle T_0 | G_{\bar{N}N}^- | V_{Nh} \rangle, \quad (1)$$

здесь  $G_{\bar{N}N}^-$  — полная функция Грина системы  $\bar{N}N$  (заштрихованный прямоугольник на рис. 2а),  $T_0$  — амплитуда аннигиляции  $e^+e^- \rightarrow \bar{N}N$  (без взаимодействия  $\bar{N}N$  в конечном состоянии),  $V_{Nh}$  — короткодействующий потенциал, осуществляющий связь каналов  $\bar{N}N$  и  $n\pi$ . Диаграмма на рис. 2б учитывает непотенциальный вклад в аннигиляцию  $e^+e^- \rightarrow n\pi$  и является фоновым процессом. Используя короткодействие  $T_0$  и  $V_{Nh}$  можно переписать формулу (1) для амплитуды  $M$  в следующем виде

$$M \sim - \frac{|\varphi(0)|^2}{|\epsilon_{св}| + \epsilon + i\eta} + \int \frac{dk |\varphi_k(0)|^2}{(k^2/m) - \epsilon - i\eta}, \quad (2)$$

где  $\varphi_k(r)$  и  $\varphi(r)$  — волновые функции сплошного и дискретного спектров потенциала  $V_{\bar{N}N}$ .  $\epsilon_{св}$  — энергия связи  $\bar{N}N$ -уровня, возникающего вследствие сильного притяжения между  $\bar{N}$  и  $N$  (потенциал  $V_{\bar{N}N}$  достаточно глубок для появления связанного состояния),  $\epsilon = \sqrt{s} - 2m$  — кинетическая энергия  $\bar{N}N$  в СЦМ. Нетрудно видеть, что интеграл по сплошному спектру в (2) положителен при  $\epsilon < 0$ , в то время как вклад полюса, отвечающего связанному состоянию, меняет знак в точке  $\epsilon = -|\epsilon_{св}|$ . Поэтому в некоторой точке в области  $-|\epsilon_{св}| < \epsilon < 0$  возможна точная компенсация этих членов, то есть появление нуля в функции Грина в соответствующих обкладках, что ведет к занулению амплитуды аннигиляции  $e^+e^- \rightarrow n\pi$  без учета фона (точное положение нуля зависит, очевидно, от относительного вклада полюсного члена и интеграла по сплошному спектру). В области  $\epsilon < -|\epsilon_{св}|$  можно ожидать роста сечения аннигиляции вследствие конструктивной интерференции обоих слагаемых в формуле (2). Проведенные в (2) модельные расчеты подтвердили полученные качественные закономерности и, кроме того, было показано, что конкретное поведение сечения  $e^+e^- \rightarrow$  адроны зависит от относительной фазы фоновой амплитуды.

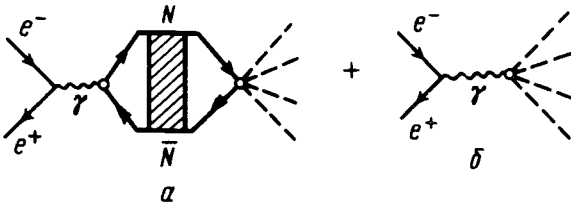


Рис. 2. Фейнмановские диаграммы для аннигиляции  $e^+e^- \rightarrow n\pi$

В настоящей работе аннигиляция  $e^+e^- \rightarrow n\pi$  вблизи  $\bar{N}N$ -порога рассмотрена в реалистической модели связанных каналов, использованной ранее <sup>3</sup> для описания имеющейся совокупности данных по вблизипороговому  $\bar{N}N$ -взаимодействию и согласующейся с экспериментальными данными в пределах  $10 \div 15\%$ . Связь каналов  $\bar{N}N$  и  $e^+e^-$  осуществлялась с помощью  $\delta$ -функционального потенциала  $V_0\delta(r)$ , непосредственная связь каналов  $e^+e^-$  и  $n\pi$  отсутствовала, то есть каналы  $e^+e^-$  и аннигиляционный канал  $n\pi$  связаны между собой только через канал  $\bar{N}N$  (диаграмма на рис. 2а). Величина  $V_0$  была выбрана той же, что и при вычислении в этой модели электромагнитного формфактора нуклона вблизи  $\bar{N}N$ -порога <sup>4</sup> (заметим, что величина и поведение электромагнитного формфактора протона, полученные в <sup>4</sup>, хорошо согласуются с данными <sup>5</sup>). Амплитуда процесса

$e^+ e^- \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- 2\pi^0$  записывается в виде

$$M(e^+ e^- \rightarrow n\pi) = M + M_{\Phi}, \quad (3)$$

где  $M$  — амплитуда, вычисляемая в модели связанных каналов,  $M_{\Phi}$  — фоновая амплитуда, соответствующая непосредственной аннигиляции  $e^+ e^- \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- 2\pi^0$  (диаграмма на рис. 2б). Фоновая амплитуда аппроксимировалась гладкой полиномиальной функцией и нормировалась в точке  $\sqrt{S^1} = 2$  ГэВ, где вклад  $M$  мал. В вычисляемую амплитуду  $M$  был введен фактор  $(s/4m^2)^2$ , учитывающий зависимость вероятности шестипионной аннигиляции от массы аннигилирующей  $\bar{N}N$ -системы. Относительная фаза амплитуд выбиралась из условия наилучшего согласия с экспериментальными данными и оказалась равной  $\varphi = -\pi/4$ .

Результаты вычислений показаны на рис. 1 (сплошная кривая). Видно, что точный расчет в реалистической модели подтверждает основные качественные закономерности, о которых говорилось выше. Заметим, что аннигиляция  $e^+ e^- \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- 2\pi^0$  может происходить только через  ${}^3S_1$ -состояния системы  $\bar{N}N$  (спин и изоспин равны 1). Это следует из определенной  $G$ -четности ( $G = +1$ ) и ограничения  $S$ -волной (вследствие короткодействующего характера  $\delta$ -функционального потенциала  $e^+ e^- \rightarrow \bar{N}N$ ). Исследование спектра в  ${}^3S_1$ -состоянии показало, что в этой волне действительно существует уровень с энергией связи  $|\epsilon_{\text{св}}| \approx 90$  МэВ и шириной 15 МэВ, отвечающий узелному состоянию  $2{}^3S_1$  в системе  $\bar{N}N$ . Такой уровень должен проявлять себя как достаточно узкий векторный мезон ( $J^{PC} = 1^{--}$ ) с массой 1790 МэВ. Следует особо подчеркнуть, что вследствие специфической природы (нуль функции Грина) наблюдаемой структуры в  $e^+ e^- \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- 2\pi^0$ , существование столь узкого уровня обуславливает появление широкой аномалии, имитирующей резонансное поведение.

Прямое наблюдение предсказываемого узкого векторного мезона возможно в опытах по аннигиляции  $\bar{p}d \rightarrow N_S + 2\pi^+ 2\pi^- 2\pi^0$ , где  $N_S$  — нуклон спектатор. Следует отметить, что в работе <sup>6</sup> было получено указание на существование мезонного состояния с массой 1794 МэВ и шириной  $< 15$  МэВ в шестипионной аннигиляционной моде в  $\bar{p}d$ -аннигиляции (см. также <sup>7</sup>). Другим способом экспериментального наблюдения могло бы быть исследование  $\gamma$ -спектра в  $\bar{p}p$ -аннигиляции в покое в опытах с газообразной водородной мишенью. В этом случае  $\bar{p}p$ -аннигиляция (вследствие подавления шарк-эффекта) происходит из  $P$ -состояний протония и относительная вероятность  $E1$ -перехода из  $2P$ -состояния  $\bar{p}p$ -атома на предсказываемое  $2{}^3S_1$  ядерное состояние  $\bar{N}N$ -системы составила бы величину порядка  $10^{-2} \div 10^{-3}$ , что вполне достижимо в планируемых опытах на антипротонном накопителе LEAR.

Авторы благодарят И.С.Шапиро за интересные обсуждения и полезные замечания и Р.Балдини за любезное предоставление экспериментальных данных.

#### Литература

1. Baldini P. Invited talk on Nucleon Structure Workshop (27 – 28 October, Frascati, Italy).
2. Далькаров О.Д., Ксензов В.Г. Письма в ЖЭТФ, 1979, **30**, 74; Dalkarov O.D., Ksenzov V.G. Proceedings of the 5 European Symposium on Nucleon-Antinucleon Interactions, Bressanone (Italy), 23 – 28 June 1980, p. 283
3. Dalkarov O.D., Protasov K.V., Shapiro I.S. Preprint-37, FIAN, Moscow, 1988; Shapiro I.S. Nucl. Phys. A, **38**, 478, 665. (и ссылки там).
4. Dalkarov O.D., Protasov K.V. Preprint-157, FIAN, Moscow, 1988; Dalkarov O.D., Protasov K.V. Ibid. 1.
5. Delcourt B. et al. Phys. Lett. B, 1979, **86**, 395. Bassompierre G. et al. Phys. Lett. B, 1977, **68**, 477.

6. *Gray L., Hagerty P., Kalogeropoulos T.* Phys. Rev. Lett., 1971, 26, 1491.

7. *Bogdanova L.N., Dalkarov O.D., Shapiro I.S.* Phys. Rev. Lett., 1972, 28, 1418.

Физический институт им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
26 декабря 1988 г.