

К ЧЕТЫРЕХКВАРКОВОЙ ПРИРОДЕ СКАЛЯРНОГО  $S^*$ -МЕЗОНА

Н.Н.Ачасов, С.А.Девянин, Г.Н.Шестаков

Сильная связь  $S^*$ -мезона с  $K\bar{K}$ - и  $\eta\eta$ -каналами, свидетельствует в пользу четырехкварковой модели. Нет серьезных оснований для общепринятого поведения фазы упругого  $\pi\pi$ -рассеяния выше порога  $K\bar{K}$ -канала.

Модель кварковых мешков предсказывает октет скалярных мезонов в четырехкварковой системе ( $q q \bar{q} \bar{q}$ ) с массами порядка 1 ГэВ [1]. Наиболее четкими экспериментальными проявлениями этих состояний могут быть  $S^*(980, 0^+ (0^+) \rightarrow \pi\pi, K\bar{K})$  и  $\delta(980, 1^- (0^+) \rightarrow \pi\eta, K\bar{K})$  резонансы с  $\Gamma_{S^*} \approx \Gamma_{\delta} \approx 50$  МэВ [2]. Однако до сих пор не было никаких определенных теоретических выводов на этот счет.

В данной работе мы анализируем новые данные с высокой статистикой о реакции  $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$  [3], используя параметризацию связанных двухчастичных каналов. В отличие от всех предыдущих авторов мы учитываем поправки на конечную ширину  $S^*$ -резонанса, роль которых в данном случае настолько велика, что возникают новые возможности интерпретации  $S^*$ -резонанса как порогового явления, кэспа.

1. Результаты нашего анализа определенно свидетельствуют в пользу сильной связи  $S^*$  с  $K\bar{K}$ -каналом, что предсказывается в четырехкварковой модели [1].

2. Мы показываем, что данные о реакции  $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$  около  $\eta\eta$ -порога (1,1 ГэВ) свидетельствуют в пользу сильной связи  $S^*$  с  $\eta\eta$ -каналом, что также является характерной чертой четырехкварковой структуры  $S^*$ -мезона [1]. Предсказывается, что сечения  $\pi N \rightarrow \eta\eta N$  и  $\pi N \rightarrow K^+K^-N$  для  $s$ -волн  $\eta\eta$  и  $K^+K^-$  имеют один и тот же порядок величины при  $m_{\eta\eta} = m_{K^+K^-} > 2m_\eta$ .

3. Наконец, мы приходим к выводу, что нет веских оснований доверять общепринятому [2] поведению фазы упругого  $\pi\pi$ -рассеяния выше  $K\bar{K}$ -порога, поскольку эта фаза стремительно меняется в области шириной 20 – 30 мэВ около  $K\bar{K}$ -порога. Для выяснения этого вопроса необходимо провести новое более детальное экспериментальное исследование процесса  $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$  около  $K\bar{K}$ -порога.

$$T(\pi\pi \rightarrow \pi\pi) = \frac{\eta_0^\circ l^{2i\delta_0^\circ} - 1}{2i\rho_{\pi\pi}} = \frac{e^{2i\delta_B} - 1}{2i\rho_{\pi\pi}} + l^{2i\delta_B} T_{\pi\pi \rightarrow \pi\pi}^{S^*}. \quad (1)$$

$\delta_0^\circ = \delta_B + \delta_{S^*}$ ,  $\delta_B = a + s^{1/2}b$  – известная фаза гладкого фона,  $\delta_{S^*}$  – фаза резонансной амплитуды  $T_{\pi\pi \rightarrow \pi\pi}^{S^*}$ . Для  $2m_K \leq s^{1/2} \leq 2m_\eta$

$$T(\pi\pi \rightarrow K\bar{K}) = e^{i\phi} |T_{\pi\pi \rightarrow K\bar{K}}^{S^*}| = e^{i\phi} (1 - \eta_0^{\circ 2})^{1/2} / (\rho_{\pi\pi} \rho_{K\bar{K}})^{1/2}, \quad (2)$$

$$\phi = \delta_B + \tilde{\delta}_B + \text{фаза } (1/D_{S^*}), \quad (3)$$

$\tilde{\delta}_B$  – фаза фона амплитуды  $K\bar{K} \rightarrow K\bar{K}$ , которой мы в дальнейшем пренебрегаем, потому что  $\tilde{\delta}_B \ll \delta_B$  около порога  $K\bar{K}$ .

$$T_{\beta \rightarrow \alpha}^{S^*} = (g_{\alpha S^*} g_{S^* \beta} / 16\pi) / D_{S^*}(s), \quad (4)$$

$$D_{S^*}(s) = m_{S^*}^2 - s + \sum_{\alpha} \text{Re} \Pi_{S^*}^{\alpha}(m_{S^*}^2) - \sum_{\alpha} \Pi_{S^*}^{\alpha}(s), \quad (5)$$

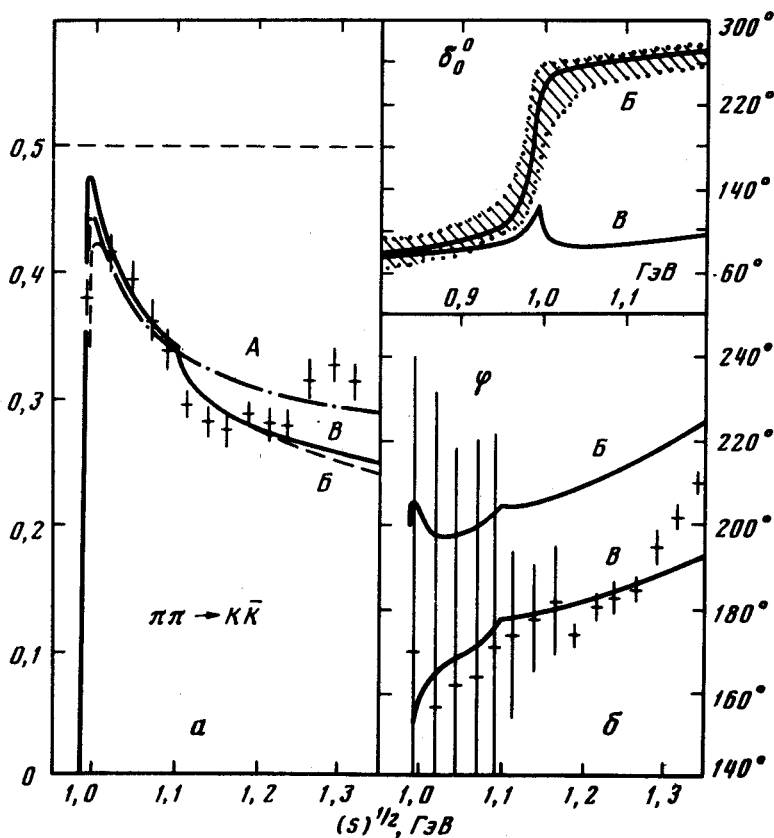
$\alpha, \beta$  – индексы двухчастичных каналов ( $\pi^+\pi^-$ ,  $K^+K^-$ , ...),  $\rho_{\alpha} = 2q_{\alpha}/s^{1/2}$ ,  $q_{\alpha}$  – импульс одной из частиц в ЦМ  $\alpha$ -канала. Условие унитарности требует:

$$g_{\alpha S^*} = g_{S^* \alpha}^*, \quad \text{Im} \Pi_{S^*}^{\alpha} = s^{1/2} \Gamma_{S^* \alpha} = \frac{|g_{S^* \alpha}|^2}{16\pi} \rho_{\alpha} \begin{cases} 1, & \alpha \neq \pi^0 \pi^0, \eta\eta, \\ 1/2, & \alpha = \pi^0 \pi^0, \eta\eta. \end{cases} \quad (6)$$

Поправка на конечную ширину  $\alpha$ -канала содержится в выражении  $\Pi_{S^*}^{\alpha}(s) - \text{Re} \Pi_{S^*}^{\alpha}(m_{S^*}^2)$ , которое является вкладом  $\alpha$ -канала в собственную энергию  $S^*$ -резонанса. Подчеркнем, что поправки на конечную ширину, по существу, обусловлены дисперсионным соотношением для  $D_{S^*}(s)$ . В отличие от векторных резонансов [4] для скалярных они однозначно определены заданием перенормированной массы резонанса,  $m_{S^*}$ .

Мы подгоняли данные [3] о  $|T(\pi\pi \rightarrow K\bar{K})|$  для  $s^{1/2} < 1,25$ , см. рис. а. Для  $s^{1/2} > 1,25$  ситуация неясная: с одной стороны данные, по-видимо-

му, требуют введения нового резонанса, с другой стороны существуют серьезные сомнения в правильности выделения  $s$ -волны  $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$  из реакции  $\pi\pi \rightarrow K^+K^-N$  в этой области [3]. Данные о фазе  $\phi$  амплитуды  $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$  мы не включали в подгонку, потому что они имеют большую ошибку в интересующей нас области, см., рис. б, на котором изображены наши предсказания для  $\phi$ , при  $\delta_B \ll \delta_V$ . Результаты нашей подгонки приведены на рисунке и в таблице. Во всех вариантах мы получили сильную связь  $S^*$  с  $K\bar{K}$ -каналом ( $R_+ \gg 1$ , см. таблицу). С нашей точки зрения, резкий излом в  $|T(\pi\pi \rightarrow K\bar{K})|$  при  $s^{1/2} \approx 1,1$  ГэВ, см. рис. а, обусловлен включением  $\eta\eta$ -канала. Во всяком случае,  $\chi^2 \approx 6$  на 11 экспериментальных точках для вариантов (Б) и (В), учитывающих  $\eta\eta$ -канал, что в два раза меньше чем для варианта (А) неучитывающего  $\eta\eta$ -канала. Величина связи  $S^*$  с  $\eta\eta$  того же порядка, что и с  $K^+K^-$ . Отметим, что (В) — вариант является типичным каспом: положение широкого резонанса задано при  $s^{1/2} = 1400$ , а пик в амплитуде проявляется на пороге  $K\bar{K}$ -канала.



а —  $|T(\pi\pi \rightarrow K\bar{K})| (\rho_{\pi\pi} \rho_{K\bar{K}})^{1/2} = (1 - \eta_0^2)^{1/2} / 2$ . б — фаза  $\phi$  амплитуды реакции  $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$ . Данные взяты из работы [3]. в — фаза  $\delta_0^0$  для реакции  $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$ , заштрихованная полоса соответствует данным, см. [2], полученным в разных экспериментах. Кривые соответствуют вариантам подгонок, приведенным в таблице

## Характеристики $S^*$ -резонанса

Данные	Варианты подгонок	$m_{S^*}$ МэВ	$g_{S^* K^+ K^-}^2$	$g_{S^* \pi^+ \pi^-}^2$	$g_{S^* \eta \eta}^2$	$\Gamma_{S^* \pi \pi}$ МэВ при $s = 1$ $s = 1$ ГэВ	$R_1 =$
			$4\pi$ ГэВ <sup>2</sup>	$4\pi$ ГэВ <sup>2</sup>	$4\pi$ ГэВ <sup>2</sup>		$\frac{g_{S^* K^+ K^-}^2}{g_{S^* \pi^+ \pi^-}^2}$
$\pi^+ \pi^- \rightarrow K^+ K^-$	A	1460 касп	4,72	0,45	0	160	10,5
[3]	B	984	2,2	0,27	1,86	96	8,15
	B	1400 касп	4,32	0,4	3,2	144	10,8

Далее мы использовали параметры подгонок (A) и (B) для описания фазы упругого  $\pi\pi$ -рассеяния,  $\delta^\circ$ . Здесь мы обнаружили одно крайне важное обстоятельство. Варианты (A) и (B), одинаково хорошо описывающие  $|T(\pi\pi \rightarrow K\bar{K})|$  дают принципиально разное поведение для  $\delta^\circ$  см. рис. 8. Вариант (A) вполне удовлетворительно описывает общепринятое [2] поведение фазы. В то время как (B) – вариант, более предпочтительный с точки зрения описания данных о фазе амплитуды  $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$ , см. рис. 6, описывал бы данные  $\delta^\circ$ , если бы мы вычли  $180^\circ$  из них при  $s > 4m_K^2$ . Мы полагаем, что, на самом деле, нет серьезных оснований для общепринятого поведения  $\delta^\circ$ . Дело в том, что  $\delta^\circ$  определяется экспериментально в каждой точке  $s$  с точностью до  $\pi$ , и относительная ее величина для двух соседних точек определяется по непрерывности. В нашем случае  $\delta^\circ$  меняется стремительно в области шириной 20 – 30 мэВ около  $K\bar{K}$ -порога, и поэтому мы не знаем в третьем [2] или в первом квадранте лежит  $\delta^\circ$ .

Подведем итог. Для объяснения экспериментальных данных необходимо введение скалярного  $S^*$ -мезона, "изуродованного" поправками на конечную ширину по сравнению с обычными резонансами. Отметим, что аналогичный анализ данных по  $\delta$ -мезону, которые значительно беднее, не исключает четырехкварковую структуру  $\delta$ . Основываясь на нашем анализе, мы полагаем, что имеется шанс объяснить все данные относительно  $\epsilon$ -,  $S^*$ -,  $\delta$ -,  $\kappa$ -мезонов [1], учитывая поправки на конечную ширину. Такую попытку мы предпринимаем в настоящее время.

Институт математики  
Академии наук СССР  
Сибирское отделение

Поступила в редакцию  
5 февраля 1980 г.

### Литература

- [1] R.L. Jaffe. Phys. Rev., D15, 267, 285, 1977.
- [2] Particle Data Group. Phys. Lett., 75B, 1, 1978.
- [3] A.D.Martin, E.N.Ozmutlu. Durham preprint, 1979. to appear in Nucl. Phys., B.
- [4] G.J.Gounaris, J.J.Sakurai. Phys. Rev. Lett., 21, 224, 1968.