

З-362

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 3758



А.Н. Заславский, В. Тыбор

Е - МЕЗОН И МЕЗОН-БАРИОННОЕ РАССЕЙНИЕ
В НАРУШЕННОЙ $SU_w(6)$ - СИММЕТРИИ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

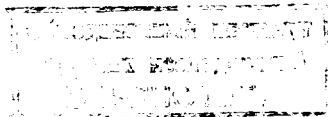
1968

P2 - 3758

А.Н. Заславский, В. Тыбор

Е - МЕЗОН И МЕЗОН-БАРИОННОЕ РАССЕЯНИЕ
В НАРУШЕННОЙ $SU_w(6)$ - СИММЕТРИИ

Направлено в Acta Physica Polonica



7242/3 29.

1. В настоящее время имеются два возможных кандидата на место девятого псевдоскалярного мезона: X^0 (960) и E (1420)-мезоны. Проведенный в /1/ анализ показывает, что нарушенная симметрия $SU_W(6)$ однозначно выбирает E -мезон ^х). Поэтому интересно получить другие характеристики E -мезона. В настоящей работе оценивается частота рождения E -мезона в коллинеарных мезон-барионных столкновениях, т.е. рассматривается процесс рассеяния $35_W + 56_W \rightarrow 35_W + 56_W$. Анализ проводится в рамках нарушенной симметрии $SU_W(6)$, так как точная симметрия резко противоречит эксперименту /2/. Это понятно, поскольку $SU_W(6)$ содержит в качестве подгруппы сильно нарушенную симметрию $SU(3)$. Поэтому только учет нарушений $SU_W(6)$ как в массах (фазовых объемах), так и в матричных элементах может привести к предсказаниям, претендующим на согласие с опытом. Способ нарушения $SU_W(6)$ обсуждается в §2. Он основан на том, что предсказание точной симметрии для отношения магнитных формфакторов протона и нейтрона $G_m^p(q^2)/G_m^n(q^2) = -3/2$ должно остаться и в нарушенной симметрии, а также на том, что в мезон-барионной системе взаимодействие особенно сильно в октетных и декуплетных состояниях. §3 посвящен сводке простейших соотношений между сечениями коллинеарных процессов в нарушенной $SU_W(6)$. Проведенный в §4 анализ показывает, что те из этих соотношений, для которых имеются экспериментальные данные, не противоречат эксперименту.

х)

Спин-четность X^0 -мезона нельзя считать твердо установленной /1/. Кажется даже, что значение 2^- лучше согласуется с экспериментальными данными, чем 0^- .

Поэтому поиск E -мезона в мезон-барионных столкновениях - благодарная задача, так как в таких процессах он должен рождаться столь же часто, как и η -мезон. Хотя это предсказание, как и остальные, получено для строго коллинеарного случая, мы думаем, что оно не должно существенно измениться при небольших отклонениях от коллинеарности.

2. При изучении нарушенной симметрии $SU_{\mathbb{W}}(6)$ в амплитудах мы исходили из тех шпуронов, которые хорошо работают в применении к массовому оператору $^{1/1}$. Однако учет всех шпуронов дает слишком много амплитуд и поэтому желательно сделать некоторое динамическое предположение, сильно ограничивающее число амплитуд.

Двухчастичная система мезон ($35_{\mathbb{W}}$) - барион ($56_{\mathbb{W}}$) может принадлежать к представлениям $56_{\mathbb{W}}$, $70_{\mathbb{W}}$, $700_{\mathbb{W}}$, $1134_{\mathbb{W}}$, двухчастичная система мезон-мезон - к представлениям 1 , 35 , 189 , 280 , 280 , 405 , а барион-антибарион-к $1, 35, 405, 2895$. Наше предположение состоит в следующем:

во всех каналах s, t, u реализуются только те двухчастичные начальные и конечные состояния, которые принадлежат к (A) минимальным представлениям.

Это предположение основано на двух фактах. Во-первых, в случае электромагнитной вершины предсказание точной симметрии для отношений магнитных формфакторов протона и нейтрона $G_m^p / G_m^n = -3/2$ остается и в нарушенной симметрии, только если фотон (принадлежащий к представлению $35_{\mathbb{W}}^{3/}$) и нуклон находятся вместе в представлении $56_{\mathbb{W}}$, т.е. низшем из возможных.

Во-вторых, в мезон-барионных взаимодействиях доминируют октетные и декуплетные переходы. Так как нас интересует процесс $35_{\mathbb{W}} + 56_{\mathbb{W}} \rightarrow 35_{\mathbb{W}} + 56_{\mathbb{W}}$, то в s -канале этой реакции необходимы переходы $56_{\mathbb{W}}' \rightarrow 56_{\mathbb{W}}' (x)$. Тогда для обеспечения кроссинг-симметрии при $s \leftrightarrow u$ нужно прибавить переход $56_{\mathbb{W}}' \rightarrow 56_{\mathbb{W}}'$ в u -канале. Кроме того, для упругих процессов необходим обмен полюсом Померанчука. Этому соответствует переход $1' \rightarrow 1'$ в t канале. Заметим, что переход $56_{\mathbb{W}}' \rightarrow 56_{\mathbb{W}}'$ в u -канале

Штрих означает, что это - двухчастичные состояния, а не 56 -plet барионов ($S = \frac{1^+}{2}, \frac{3^+}{2}$). Это представление содержит состояния $W = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}$, но значения S обычного спина не фиксируются.

нале, а также $1' \rightarrow 1'$ в t - канале, соответствуют высшим ($70'_W \rightarrow 70'_W$ и т.д.) переходам в s - канале, которые можно считать поправочными амплитудами к "56 - доминантности". Итак, полная амплитуда процесса будет суммой трех переходов: $1' \rightarrow 1'$ в t канале и $56'_W \rightarrow 56'_W$ в s - и u - каналах, в соответствии с (А). При этом оказывается, что число амплитуд действительно уменьшается, например, в случае точной симметрии с 4-х до 3-х: $A, B+2D, \bar{B}+2D$ в обозначениях работы /4/.

Перейдем к описанию рецепта построения амплитуд мезон-барионного рассеяния в нарушенной $SU_W(6)$. Рассмотрим более подробно переход $56'_W \rightarrow 56'_W$, например, в s - канале. С формальной точки зрения матричный элемент этого перехода аналогичен массовому члену для 56-плета барионов, который в случае нарушенной симметрии имеет простоту вид

$$A + a \left[T'(T'+1) - \frac{Y'^2}{4} \right] + bW'(W'+1) + cY', \quad \{W', T', Y'\} = \beta' -$$

- квантовые числа состояний из $56'_W$ - плета. Поскольку в реакции участвуют 56 - плет барионов ($1/2^+, 3/2^+$) и 35-плет мезонов ($0^-, 1^-$), то этот матричный элемент записывается в терминах квантовых чисел частиц до (α, β) и после (γ, δ) рассеяния в виде

$$\sum_{\beta'} \langle \{35_W\} \gamma; \{56_W\} \delta | \{56'_W\} \beta' \rangle \left(A + a \left[T'(T'+1) - \frac{Y'^2}{4} \right] + bW'(W'+1) + cY' \right) \langle \{56'_W\} \beta' | \{35_W\} \alpha; \{56_W\} \beta \rangle,$$

где $\langle \{56'_W\} \beta' | \{35_W\} \alpha, \{56_W\} \beta \rangle$ - коэффициенты Клебша-Гордана.

Аналогично переход синглет-синглет в t - канале можно формально считать массовым членом 1- плета. Соответствующий этому переходу вклад в полную амплитуду есть

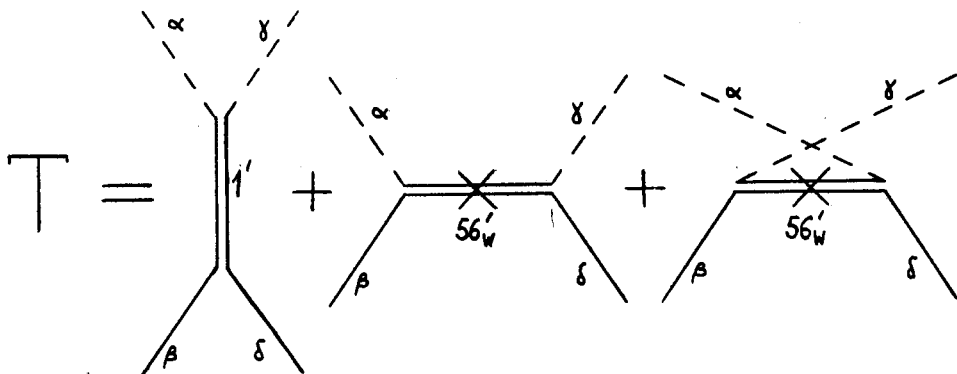
$$P \langle \{35_W\} \alpha; \{ \overline{35}_W \} \bar{\gamma} | \{1\} \rangle \langle \{1\} | \{56_W\} \beta; \{56'_W\} \bar{\delta} \rangle.$$

Таким образом, исходя из динамического предположения (А), амплитуду рассеяния 35_w -плета мезонов на 56_w -плете барионов можем записать в виде:

$$\begin{aligned}
 T = & P \langle \{35\} \alpha ; \{ \overline{35} \} \bar{\gamma} | \{1\} \rangle \langle \{1\} | \{56\} \beta, \{ \overline{56} \} \bar{\delta} \rangle + \\
 & + \sum_{\beta'} \langle \{35\} \gamma ; \{56\} \delta | \{56'\} \beta' \rangle \left(A + a \left[T'(T'+1) - \frac{Y'^2}{4} \right] + \right. \\
 & \left. + b W'(W'+1) + c Y' \right) \langle \{56'\} \beta' | \{35\} \alpha ; \{56\} \beta \rangle + \\
 & + \sum_{\beta'} \langle \{56\} \delta | \{35\} \alpha ; \{56'\} \beta' \rangle \left(\bar{A} + \bar{a} \left[T'(T'+1) - \frac{Y'^2}{4} \right] + \right. \\
 & \left. + \bar{b} W'(W'+1) + \bar{c} Y' \right) \langle \{35\} \gamma ; \{56'\} \beta' | \{56\} \beta \rangle,
 \end{aligned} \tag{B}$$

где амплитуды $P, A, \bar{A}, a, \bar{a}, b, \bar{b}, c, \bar{c}$ являются функциями мандельштамовских переменных s, t, u . Амплитудам точной симметрии $A, \bar{A}, B+2D, \bar{B}+2\bar{D}$ из ^{4/}соответствуют P, A, \bar{A}, \dots .

Символически амплитуду T можно представить при помощи диаграмм:



где кресты означают нарушения.

Сформулированный выше рецепт (В) можно применить также к процессам фоторождения. Следуя ^{3/}, будем считать, что фотон преобразуется как $1-1$ компонента октета со спиральностью ± 1 , т.е. как $\sqrt{3} \rho_{\pm 1}^0 + \phi_{\pm 1}^0$ или $\sqrt{3} \rho_{\mp 1}^0 + \phi_{\mp 1}^0$.

3. Рецепт (В) позволяет легко получать амплитуды рассеяния 35_{Ψ} -плета мезонов на 56_{Ψ} -плете барионов в нарушенной коллинеарной группе $SU_{\Psi}(6)$. Перед тем как выписывать соотношения нарушенной симметрии, приведем одно соотношение из точной $SU_{\Psi}(6)$, получающееся в рамках динамического предположения (А). Для полных сечений на протоне, кроме известных соотношений Джонсона-Тримана, имеем еще одно

$$3[\sigma_{\tau}(\pi^+) + \sigma_{\tau}(\pi^-)] + 13[\sigma_{\tau}(K^0) + \sigma_{\tau}(\bar{K}^0)] = 16[\sigma_{\tau}(K^+) + \sigma_{\tau}(K^-)] \quad (1)$$

Оно выполняется с той же точностью, что и соотношения Джонсона-Тримана для энергий выше 1 Гэв и так же сильно противоречит опыту в резонансной области энергий.

В нарушенной симметрии амплитуда (В) приводит к двум типам соотношений для коллинеарных процессов. Приведем только простейшие примеры.

а. Соотношения, не содержащие спиновой матрицы плотности

$$\frac{F \frac{d\sigma}{d\Omega}(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ n^*)}{F \frac{d\sigma}{d\Omega}(\pi^+ p \rightarrow \eta n^{*++})} = \left[\frac{\sqrt{2} + \operatorname{tg} \theta_p}{1 - \sqrt{2} \operatorname{tg} \theta_p} \right]^2 = 1,25; \quad (2)$$

$$\frac{F \frac{d\sigma}{d\Omega}(\pi^- p \rightarrow \pi^- n)}{F \frac{d\sigma}{d\Omega}(\pi^- p \rightarrow \eta n)} = 1,25; \quad (3)$$

$$(2 \cos \theta_p + \sqrt{2} \sin \theta_p) T(K^- p \rightarrow \eta Y^0) + \sqrt{3} T(K^- p \rightarrow K^- N^{*+}) = (\sqrt{2} \cos \theta_p - 2 \sin \theta_p) T(K^- p \rightarrow \eta Y^0), \quad (4)$$

где связь между сечением $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ и амплитудой T дается формулой^{5/}
 $|T|^2 = S \frac{P_{in}}{P_{out}} \frac{d\sigma}{d\Omega} = F \frac{d\sigma}{d\Omega}$, а угол смешивания η и E мезонов равен $\theta_p = -16,5^\circ / 1/$.

б) Соотношения, содержащие спиновую матрицу плотности

$$\left[F \frac{d\sigma}{d\Omega} \rho^{00} \right]_{K^- p \rightarrow K^- N^{*+}} = \left[F \frac{d\sigma}{d\Omega} \rho^{00} \right]_{K^- p \rightarrow \rho^- Y^+}; \quad (5)$$

$$\begin{aligned}
& [F \frac{d\sigma}{d\Omega}]_{K^0_p \rightarrow K^{*0}_p} = \\
& = [F \frac{d\sigma}{d\Omega}]_{K^+_p \rightarrow K^+N^{*+}} + [F \frac{d\sigma}{d\Omega} (\frac{1}{24} \rho^{00} + \frac{4}{9} \rho_{33})]_{K^+_p \rightarrow K^{*+}N^{*+}} = \quad (6) \\
& = [F \frac{d\sigma}{d\Omega} (\frac{11}{8} \rho^{00} + \frac{8}{3} \rho_{33} - 1)]_{K^+_p \rightarrow K^{*+}N^{*+}} ;
\end{aligned}$$

$$[F \frac{d\sigma}{d\Omega} \rho^{00}]_{K^+_p \rightarrow K^{*+}N^{*+}} = 8 [F \frac{d\sigma}{d\Omega} \rho^{00}]_{K^0_p \rightarrow K^{*0}_p} ; \quad (7)$$

$$[F \frac{d\sigma}{d\Omega}]_{\bar{K}^0_p \rightarrow \bar{K}^{*0}_p} =$$

$$= \frac{1}{2} [F \frac{d\sigma}{d\Omega} (1 - \rho^{00} - 2\rho_{33})]_{K^-_p \rightarrow K^{*-}N^{*+}} + [F \frac{d\sigma}{d\Omega} \rho^{00}]_{K^-_p \rightarrow \rho^{-}\Sigma^+} = \quad (8)$$

$$= [F \frac{d\sigma}{d\Omega}]_{K^-_p \rightarrow K^-N^{*+}} + \frac{1}{3} [F \frac{d\sigma}{d\Omega} \rho^{00}]_{K^-_p \rightarrow K^{*-}N^{*+}} + \frac{1}{3} [F \frac{d\sigma}{d\Omega} \rho^{00}]_{K^-_p \rightarrow \rho^{-}\Sigma^+},$$

$$[F \frac{d\sigma}{d\Omega} \rho^{00}]_{\bar{K}^0_p \rightarrow \bar{K}^{*0}_p} = [F \frac{d\sigma}{d\Omega} \rho^{00}]_{K^-_p \rightarrow \rho^{-}\Sigma^+} ; \quad (9)$$

$$9 [F \frac{d\sigma}{d\Omega} \rho^{00}]_{K^+_p \rightarrow K^{*+}\Sigma^+} + 10 [F \frac{d\sigma}{d\Omega} \rho^{00}]_{K^0_p \rightarrow K^{*+}n} = \quad (10)$$

$$= 14 [F \frac{d\sigma}{d\Omega} \rho^{00}]_{K^+_p \rightarrow K^{*+}_p} + 35 [F \frac{d\sigma}{d\Omega} \rho^{00}]_{K^0_p \Sigma \rightarrow K^{*0}_p} ;$$

$$\left[F \frac{d\sigma}{d\Omega} \rho^{00} \right]_{\pi^+ \rho^+ \rho^+} + \rho^+ \rho^+ = 100 \left[F \frac{d\sigma}{d\Omega} \rho^{00} \right]_{\pi^- \rho^0 \Sigma^0}$$

(11)

$$= \frac{100}{27} \left[F \frac{d\sigma}{d\Omega} \rho^{00} \right]_{\pi^- \rho^+ \rho^+} + \rho^0 \Lambda = \frac{25}{2} \left[F \frac{d\sigma}{d\Omega} \rho^{00} \right]_{\pi^- \rho^+ \rho^0 \gamma^0};$$

$$\frac{1}{(\cos \theta_p - \sqrt{2} \sin \theta_p)^2} 6 \left[F \frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{\pi^+ \rho^+} \rightarrow \eta N^{*++} =$$

(12)

$$= \frac{16}{25} \left[F \frac{d\sigma}{d\Omega} \rho^{00} \right]_{\pi^+ \rho^+ \rho^+} + \left[F \frac{d\sigma}{d\Omega} \rho^{00} \right]_{\pi^+ \rho^+ \rho^+ N^{*+}} - \frac{3}{2} \left[F \frac{d\sigma}{d\Omega} \rho^{00} \right]_{\pi^- \rho^+ \rho^- N^{*+}}$$

$$= \frac{48}{25} \left[F \frac{d\sigma}{d\Omega} \rho^{00} \right]_{\pi^+ \rho^+ \rho^+} - 6 \left[F \frac{d\sigma}{d\Omega} \rho^{00} \right]_{\pi^- \rho^+ \rho^0 N^{*0}} + \frac{3}{2} \left[F \frac{d\sigma}{d\Omega} \rho^{00} \right]_{\pi^- \rho^+ \rho^- N^{*+}};$$

$$\frac{1}{(\cos \theta_p - \sqrt{2} \sin \theta_p)^2} 6 \left[F \frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{\pi^- \rho^+} \rightarrow \eta n + 2 \left[F \frac{d\sigma}{d\Omega} \rho^{00} \right]_{\pi^- \rho^+ \rho^0 n} =$$

(13)

$$= \left[F \frac{d\sigma}{d\Omega} \rho^{00} \right]_{\pi^- \rho^+ \rho^-} + \left[F \frac{d\sigma}{d\Omega} \rho^{00} \right]_{\pi^+ \rho^+ \rho^+}$$

Последние соотношения (11)-(13) выживают из точной симметрии ^{x)}.

Приведем еще соотношения для фоторождения E-мезона на протоне

$$\frac{F \frac{d\sigma}{d\Omega} (\gamma p \rightarrow E p)}{F \frac{d\sigma}{d\Omega} (\gamma p \rightarrow \eta p)} = 1,25; \quad (14)$$

$$\frac{F \frac{d\sigma}{d\Omega} (\gamma p \rightarrow E N^{*+})}{F \frac{d\sigma}{d\Omega} (\gamma p \rightarrow \eta N^{*+})} = 1,25. \quad (15)$$

4. При сравнении предсказаний нарушенной $SU_{\psi}(6)$ с экспериментом возникают две трудности. Первая, имеющая общий характер, связана с вопросом о выборе параметра, при одинаковом значении которого следует сравнивать квадраты матричных элементов разных процессов. Обычно /5/ сравнение производится при одинаковом энерговыделении $Q = \sqrt{s} - m_3 - m_4$ (где s - квадрат полной энергии, m_3, m_4 - массы частиц после реакции) так, чтобы не возникало неприятностей на пороге той или иной реакции. Однако такой рецепт несимметричен по начальному и конечному состояниям. Из соображений инвариантности относительно обращения времени более целесообразно проводить сравнение симметрично по начальному и конечному состояниям, например, при одинаковых значениях $\sqrt{P_{in} P_{out}}$. Тогда будет все в порядке и с обращением времени и на пороге (P_{out} обращается в нуль), а лабораторные импульсы получаются значительно более близкими друг другу, чем при равном Q .

Вторая трудность связана с коллинеарностью процесса. Так как угловые сечения известны для небольшого числа углов, то получение сечений вперед и назад методом экстраполяции неоднозначно. Можно, однако, ожидать, что связи, полученные в коллинеарной группе, не должны существенно меняться при небольших отклонениях от коллинеарности.

Переходя к сравнению с экспериментом полученных соотношений, отметим прежде всего, что в нарушенной $SU_{\psi}(6)$ нет больше соотношений анализировавшихся Джексоном /2/, которые не согласовались с эк-

^{x)} Имеется в виду точная симметрия в рамках предположения (A).

спериментальными данными. Нет также соотношений Джонсона-Тримана, а также соотношения (1), которые одинаково хорошо выполняются для энергий выше 1 Гэв, но сильно противоречат опыту в резонансной области энергии. Имеющиеся у нас экспериментальные данные позволяют сделать вывод, что исследуемая схема не противоречит опыту. Например, соотношение (5) выполняется в пределах ошибок, так как для рассеяния вперед при $p_K = 1,95$ Гэв/с /6/

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} (K^- p \rightarrow K^{*0} N^{*+}) = (40 \pm 20) \frac{\text{мкб}}{\text{степ}} \cdot \rho^{00} = 0,43 \pm 0,14 ;$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} (K^- p \rightarrow \rho^- Y^+) = (20 \pm 5) \frac{\text{мкб}}{\text{степ}} \cdot \rho^{00} = 0,38 \pm 0,11.$$

Далее, из соотношения (6) можем получить неравенство на элементы матрицы плотности для K^* и N^* , рождающихся в реакции $K^+ p \rightarrow K^{*+} N^{*+}$:

$$\frac{4}{3} \rho^{00} + \frac{20}{9} \rho_{33} \geq 1. \quad (16)$$

Эксперимент дает /7,8/

p_K	3 Гэв/с	3,5 Гэв/с	5 Гэв/с
ρ^{00}	$0,9 \pm 0,1$	$0,7 \pm 0,1$	$0,8 \pm 0,1$
ρ_{33}	$0 \pm 0,05$	$0,1 \pm 0,1$	$0,2 \pm 0,08$

Эти значения ρ^{00} и ρ_{33} удовлетворяют неравенству (16) и резко противоречат предсказаниям точной симметрии $\rho^{00} = 1/3$, $\rho_{33} = 1/4$.

Особый интерес представляют соотношения (2), (3) и (14), (15), так как из них следует, что в двухчастичных реакциях E-мезон должен рождаться примерно так же, как и η -мезон. При этом η -мезон рождается вперед довольно часто, например, при $p_\pi = 8$ Гэв/с

$$\left. \frac{d\sigma(\pi p \rightarrow \eta N^{*++})}{dt} \right|_{t=0} = 1 \text{ мбарн (Гэв/с)}^{-2} /9/.$$

Таким образом, можно думать, что анализ систем $\bar{K} K \pi$, на которые распадается E-мезон, выявит E-мезон в таких реакциях.

В зависимости от того, при каком параметре Q или $\sqrt{P_{in} P_{out}}$ будем сравнивать матричные элементы, получим разные сечения рождения E-мезона и разные необходимые импульсы p_{π} пучка π^+ -мезонов.

	p_{π} [ГэВ/с]	p_{π} [ГэВ/с]	$\frac{d\sigma(\pi p \rightarrow EN^{*++})}{dt} \Big _{t=0}$
	$\pi^+ p \rightarrow \eta N^{*++}$	$\pi^+ p \rightarrow EN^{*++}$	$\frac{\text{мбарн}}{(\text{ГэВ/с})^2}$
$Q = 2,11$ ГэВ	8	11,5	0,76
$\sqrt{P_{in} P_{out}} = 1,81$ ГэВ/с	8	9,1	0,98

5. Итак, в рамках сделанного предположения (А) мы получили ряд соотношений, связывающих сечения и спиновые матрицы плотности различных процессов. Эти соотношения не противоречат имеющимся экспериментальным данным, однако, представляет интерес их дальнейшая проверка. Поэтому желательно иметь более точные угловые распределения процессов рассеяния, а также более полную информацию о спиновых матрицах плотности для квазидвухчастичных реакций. Особенно интересными представляются предсказания о сечении рождения E-мезона в мезон-барийонных соударениях: E-мезон должен рождаться так же часто, как и η -мезон. Поиск E-мезона в квазидвухчастичных реакциях (анализ систем $\bar{K} K \pi$ в конечном состоянии), интересный и сам по себе, позволит высказать четкие аргументы за или против $SU_{\pi}(6)$.

Авторы сердечно благодарны В.И.Огиевскому за постановку задачи, постоянные обсуждения и помощь, а также Б.Н.Валуеву, С.Б.Герасимову, М.Маевскому, А.Пикульскому и И.В.Полубаринову за полезные дискуссии.

Л и т е р а т у р а

1. А.Н.Заславский, В.И.Огиевский, В.Тыбор. Письмо ЖЭТФ 6,604 (1967); Препринт ОИЯИ Р2-3391 (1967).

2. J.D.Jackson. Phys.Rev.Letters 15, 990, 1965.
3. J.C.Carter et al. Phys.Rev.Letters 15, 373, 1965.
4. V.I.Ogievetsky, I.V.Polubarinov. Preprint E2-3279,Dubna, 1967.
5. S.Meshkov, G.A.Snow, G.B.Yodh. Phys.Rev.Letters 12,87 (1964).
6. L.T.Smith, D.H.Stark, H.K.Ticho. Second Topical Conference "Resonant Particles" Ohio University, Athens, 1965,p.394.
7. M.Ferro-Luzzi et al. Nuovo Cimento 39, 417 (1965).
8. R.George et al. Nuovo Cimento 49, 9, 1967.
9. D.R.O.Morrison. Preprint CERN 66-20, 1966.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 марта 1968 года.