

# Е-МЕЗОН И МЕЗОН-БАРИОННОЕ РАССЕЯНИЕ В НАРУШЕННОЙ $SU_W(6)$

Meson E and Meson-Barion Scattering in Broken  $SU_W(6)$

А. Н. ЗАСЛАВСКИЙ, В. ТЫДОР

Объединенный институт ядерных исследований, Лаборатория теоретической физики, Дудна\*

(Поступила в редакцию 17 апреля 1968)

Изучаются следствия нарушения симметрии  $SU_W(6)$  в амплитудах мезон-барионных столкновений. Полученные соотношения между сечениями процессов не противоречат имеющимся экспериментальным данным. Нарушенная симметрия  $SU_W(6)$  приводит к заключению, что девятый псевдоскалярный мезон E (1420) должен рождаться столь же часто, как и  $\eta$ -мезон.

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<sup>1</sup>. 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  $SU_W(6)$  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 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

\* Адрес: Москва, Главпочтамт, п/я 79, СССР.

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

показывает, что те из этих соотношений, для которых имеются экспериментальные данные, не противоречат эксперименту. Поэтому поиск  $E$ -мезона в мезон-барионных столкновениях — благородная задача, так как в таких процессах он должен рождаться столь же часто, как и  $\eta$  мезон. Хотя, как это предсказание, так и остальные, получены для строго коллинеарного случая, мы думаем, что они не должны существенно измениться при небольших отклонениях от коллинеарности.

2. При изучении нарушений симметрии  $SU_W(6)$  в амплитудах мы исходили из тех шпурионов, которые хорошо работают в применении к массовому оператору [1]. Однако, учет всех шпурионов дает слишком много амплитуд и поэтому желательно сделать некоторое динамическое предположение, сильно ограничивающее число амплитуд.

Двучастичная система мезон ( $35_W$ )-барион ( $56_W$ ) может принадлежать к представлениям  $56_W, 70_W, 700_W, 1134_W$ , двухчастичная система мезон-мезон — представлениям  $1, 35, 189, 280, 280, 405$ , а барион-антибарион- к  $1, 35, 405, 2695$ . Наше предположение состоит в следующем:

Во всех каналах  $s, u, t$  реализуются только те двучастичные начальные и конечные состояния, которые (A) принадлежат к 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  $35_W[3]$ ) и нуклон находятся вместе в представлении  $56_W$ , т.е. низшем из возможных.

Во-вторых, в мезон-барионных взаимодействиях доминируют октетные и декуплетные переходы. Так как нас интересует процесс  $35_W + 56_W \rightarrow 35_W + 56_W$ , то в  $s$ -канале этой реакции необходимы переходы  $56'_W \rightarrow 56''_W$ <sup>2</sup>. Тогда, для обеспечения кроссинг-симметрии при  $s \leftrightarrow u$ , нужно прибавить переход  $56'_W \rightarrow 56'_W$  в  $u$ -канале. Кроме того, для упругих процессов необходим омен полюсом Померанчука. Этому соответствует переход  $1 \rightarrow 1'$  в  $t$ -канале. Заметим, что переход  $56'_W \rightarrow 56'_W$  в  $u$ -канале, 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 (A). 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

<sup>2</sup> Штрих означает, что это двучастичные состояния, а не 56 плет барионов  $\left( S = \frac{1}{2}^+, \frac{3}{2}^+ \right)$ .

Это представление содержит состояния  $W = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}$  но значения  $S$  обычного спина не фиксируются.

аналогичен массовому члену для 56-плета барионов, который в случае нарушенной симметрии имеет просто вид

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

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

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

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

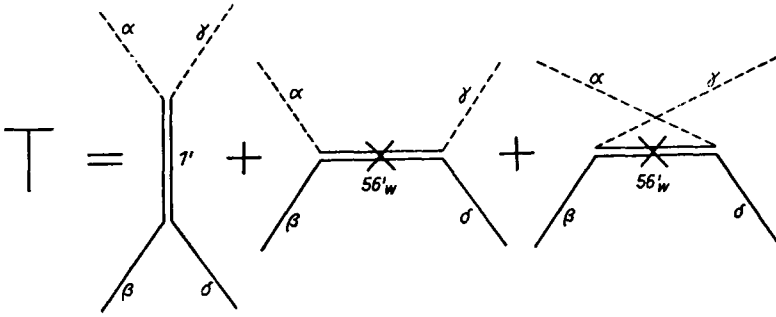
$$P \langle \{35_W\} \alpha; \{35_W\} \bar{\gamma} | \{1\} \rangle \langle \{1\} | \{56_W\} \beta; \{56_W\} \bar{\delta} \rangle.$$

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

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

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  $A, B+2D, \bar{B}+2D$  и  $u_3$  [4] соответствуют  $P, A$ , и  $\bar{A}$ .

Символически амплитуду  $T$  можно представить при помощи диаграмм:



где кресты означают нарушения.

Сформулированный выше рецепт (B) можно применить также к процессам фоторождения. Следуя [3], будем считать, что фотон преобразуется как 1—1 компонента октета со спиральностью  $\pm 1$ , т.е. как  $\sqrt{3}\varphi_{+1}^0 + \varphi_{+1}^0$  или  $\sqrt{3}\varphi_{-1}^0 + \varphi_{-1}^0$ .

3. Рецепт (B) позволяет легко получить амплитуды рассеяния  $35_W$ -плета мезонов на  $56$  — плете барионов в нарушенной коллинеарной группе  $SU_W(6)$ . Перед тем, как выписывать соотношения нарушенной симметрии, приведем одно соотношение из точной  $SU_W(6)$ , получающееся в рамках динамического предположения (A). Для полных сечений на протоне, кроме известных соотношений Джонсона-Тримана, имеем еще одно

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

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

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

a. Соотношения, не содержащие спиновой матрицы плотности

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

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

$$\begin{aligned} & 2 \cos \theta_p + \sqrt{2} \sin \theta_p) T(K_p \rightarrow \eta^0) + \sqrt{3} T(K_p^- \rightarrow K^- N^{*+}) \\ & = (\sqrt{2} \cos \theta_p - 2 \sin \theta_p) T(K_p^- \rightarrow EY^0), \end{aligned} \quad (4)$$

где связь между сечением  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  и амплитудой  $T$  дается формулой [5]

$$|T|^2 = S \frac{\rho_{in}}{\rho_{out}} \frac{d\sigma}{d\Omega} = F \frac{d\sigma}{d\Omega}$$

а угол смешивания  $\eta$  и  $E$  мезонов равен  $\theta_p = -6.5^\circ$  [1].

б. Соотношения, содержащие спиновую матрицу плотности

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

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

$$\left[ F \frac{d\sigma}{d\Omega} \varrho^{00} \right]_{K^+p \rightarrow K^*N^{*+}} = 8 \left[ F \frac{d\sigma}{d\Omega} \varrho^{00} \right]_{K^0p \rightarrow K^*0p} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \left[ F \frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{K^0p \rightarrow K^*0p} &= \frac{1}{2} \left[ F \frac{d\sigma}{d\Omega} (1 - \varrho^{00} - 2\varrho_{33}) \right]_{K^-p \rightarrow K^*N^{*+}} + \left[ F \frac{d\sigma}{d\Omega} \varrho^{00} \right]_{K^-p \rightarrow \varrho^-\Sigma^+} \\ &= \left[ F \frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{K^-p \rightarrow K^*N^{*+}} + \frac{1}{3} \left[ F \frac{d\sigma}{d\Omega} \varrho^{00} \right]_{K^-p \rightarrow K^*N^{*+}} + \frac{1}{3} \left[ F \frac{d\sigma}{d\Omega} \varrho^{00} \right]_{K^-p \rightarrow \varrho^-\Sigma^+} \end{aligned} \quad (8)$$

$$\left[ F \frac{d\sigma}{d\Omega} \varrho^{00} \right]_{K^0p \rightarrow \tilde{K}^*0p} = \left[ F \frac{d\sigma}{d\Omega} \varrho^{00} \right]_{K^-p \rightarrow \varrho^-\Sigma^+}; \quad (9)$$

$$\begin{aligned} &9 \left[ F \frac{d\sigma}{d\Omega} \varrho^{00} \right]_{\pi^+p \rightarrow K^*\Sigma^+} + 10 \left[ F \frac{d\sigma}{d\Omega} \varrho^{00} \right]_{K^0p \rightarrow K^*0p} \\ &= 14 \left[ F \frac{d\sigma}{d\Omega} \varrho^{00} \right]_{K^+p \rightarrow K^*0p} + 35 \left[ F \frac{d\sigma}{d\Omega} \varrho^{00} \right]_{K^0p \rightarrow K^*0p}; \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \left[ F \frac{d\sigma}{d\Omega} \varrho^{00} \right]_{\pi^+p \rightarrow \varrho^+p} &= 100 \left[ F \frac{d\sigma}{d\Omega} \varrho^{00} \right]_{K^-p \rightarrow \varrho^0\Sigma^0} \\ &= \frac{100}{27} \left[ F \frac{d\sigma}{d\Omega} \varrho^{00} \right]_{K^-p \rightarrow \varrho^0\Lambda} = \frac{25}{2} \left[ F \frac{d\sigma}{d\Omega} \varrho^{00} \right]_{K^-p \rightarrow \varrho^0\gamma^0}; \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} &\frac{1}{(\cos \theta_p - \sqrt{2} \sin \theta_p)^2} 6 \left[ F \frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{\pi^+p \rightarrow \eta N^{*+}} \\ &= \frac{16}{25} \left[ F \frac{d\sigma}{d\Omega} \varrho^{00} \right]_{\pi^+p \rightarrow \varrho^+p} + \left[ F \frac{d\sigma}{d\Omega} \varrho^{00} \right]_{\pi^+p \rightarrow \varrho^+N^{*+}} - \frac{3}{2} \left[ F \frac{d\sigma}{d\Omega} \varrho^{00} \right]_{\pi^+p \rightarrow \varrho^-N^{*+}} \\ &= \frac{48}{25} \left[ F \frac{d\sigma}{d\Omega} \varrho^{00} \right]_{\pi^+p \rightarrow \varrho^+p} - 6 \left[ F \frac{d\sigma}{d\Omega} \varrho^{00} \right]_{\pi^-p \rightarrow \varrho^0N^{*0}} + \frac{3}{2} \left[ F \frac{d\sigma}{d\Omega} \varrho^{00} \right]_{\pi^-p \rightarrow \varrho^-N^{*+}}; \end{aligned} \quad (12)$$

$$\frac{1}{(\cos \theta_p - \sqrt{2} \sin \theta_p)^2} 6 \left[ F \frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{\pi p \rightarrow \eta n} + 2 \left[ F \frac{d\sigma}{d\Omega} e^{00} \right]_{\pi p \rightarrow e^0 n} \\ = \left[ F \frac{d\sigma}{d\Omega} e^{00} \right]_{\pi p \rightarrow e^0 p} + \left[ F \frac{d\sigma}{d\Omega} e^{00} \right]_{\pi^+ p \rightarrow e^+ p} \quad (13)$$

Последние соотношения (11) — (13) выживают из точной симметрии<sup>3</sup>.

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  $SU_W(6)$  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  $\sqrt{p_{in} \cdot p_{out}}$ . 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  $SU_W(6)$  нет больше соотношений анализированных Джоисоном [2], которые не согласовались с экспериментальными 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 дан-

<sup>3</sup> Имеется в виду точная симметрия в рамках предположения (A).

ные 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].

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} (K^-p \rightarrow K^* N^{*+}) \approx (40 \pm 20) \frac{\mu b}{sr}, \quad \varrho^{00} \approx 0,43 \pm 0,14;$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} (K^-p \rightarrow \varrho^- \gamma^+) \approx (20 \pm 5) \frac{\mu b}{sr}, \quad \varrho^{00} \approx 0,38 \pm 0,11$$

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

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

Эксперимент дает [7, 8]

$P_K$	3 Гэв/с	3,5 Гэв/с	5 Гэв/с
$\varrho^{00}$	$0,9 \pm 0,1$	$0,7 \pm 0,1$	$0,8 \pm 0,1$
$\varrho_{33}$	$0 \pm 0,05$	$0,1 \pm 0,1$	$0,2 \pm 0,08$

Эти значения  $\varrho^{00}$  и  $\varrho_{33}$  удовлетворяют неравенству (16) и резко противоречат предсказаниям точной симметрии:  $\varrho^{00} = 1/3$ ,  $\varrho_{33} = 1/4$ .

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

$$\left. \frac{d\sigma(\pi^+p \rightarrow \eta N^{*++})}{dt} \right|_{t=0} = 1 \text{mb} (\text{GeV}/c)^{-2} \quad [9].$$

Таким образом, можно думать, что анализ систем  $KK\pi$  на которые распадается Е-мезон, выявит Е-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 Е-мезона и разные необходимые импульсы  $p_\pi$  пучка  $\pi^+$ -мезонов.

	$p_\pi$ [Гэв/с] $\pi^+p \rightarrow \eta \Delta'$	$p_\pi$ [Гэв/с] $\pi^+p \rightarrow EN^{*++}$	$\left. \frac{d\sigma(\pi^+p \rightarrow EN^{*++})}{dt} \right _{t=0} \left[ \frac{\text{мгари}}{(\text{Гэв}/c)^2} \right]$
$Q = 2,11$ Гэв	8	11,5	0,76
$\sqrt{p_{in}p_{out}} = 1,81$ Гэв/с	8	9,1	0,98

5. И так, в рамках сделанного предположения (А) мы получим 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 Е-мезона в мезон-барионных соударениях: Е-мезон должен рождаться также часто, как и  $\eta$ -мезон. Поиск Е-мезона в квазидвухчастичных реакциях (анализ систем  $KK\pi$  в конечном состоянии) интересный и сам по себе, позволить высказать четкие аргументы за или против  $SU_W(6)$

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

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] А. Н. Заславский, В. И. Огиевский, В. Тыбор, *Письма ЖЭТФ*, **6**, 604 (1967), *Preprint ОИЯИ P2-3391* (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.
- [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).