ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р - 2665

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

О.Г. Боков, Нгуен Ван Хьеу, Б. Средниава

МЕЗОН-БАРИОННОЕ РАССЕЯНИЕ ВПЕРЕД В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ТЕОРИИ СПИНОВОЙ И УНИТАРНОЙ СИММЕТРИИ

1966

P - 2665

О.Г. Боков, Нгуен Ван Хьеу, Б. Средиава

МЕЗОН-БАРИОННОЕ РАССЕЯНИЕ ВПЕРЕД В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ТЕОРИИ СПИНОВОЙ И УНИТАРНОЙ СИММЕТРИИ

Направлено в "Acta Physica Polonica"

1. Введение

Релятивистские теории спиновой и унитарной симметрии SL(6,C) и U(6,6), предложенные в ряде работ [1–8], существенно отличаются от теории изотопической инвариантности и теории унитарной симметрии Гелл-Манна и Неемана тем, что даже для свободных частиц не существует волновых уравнений, инвариантных относительно групп SL(6,C) и U(6,6). Эти уравнения можно написать формально в инвариантном относительно групп SL(6,C) или U(6,6) виде, если вместо обычных 4-мерных импульсов частиц ввести многомерные импульсы. Матричные элементы процессов рассеяния могут содержать не только волновые функции частиц, но и многомерные импульсы частиц.

В работе одного из авторов [5] было показано, что матричные элементы процессов рассеяния, содержащие явно многомерные импульсы частиц, инвариантны относительно группы SL(6,C), если 4-импульсы p_μ рассматривать как компоненты спиноров $(P)_{B}^{\dot{A}}$ и $(P)_{\dot{B}}^{A}$, где $A=(\alpha,a)$, α, β = 1,2 – спиновые индексы, a, b = 1,2,3 – унитарные индексы. При переходе к обычным импульсам

$$(P)_{\dot{B}}^{A} \to (\hat{p})_{\dot{\beta}}^{\alpha}\, \delta_{b}^{a}\,, \qquad (P)_{B}^{\dot{A}} \to (\hat{p})_{\beta}^{\dot{\alpha}}\, \delta_{b}^{a}$$

симметрия SL(6,C) нарушается.

Этот метод, называемый в [5] шпурионным формализмом, тривиально обобщается на случай симметрии U(6,6): импульсы p_μ рассматриваются как компоненты $(P)_{B}^{A}$ 144-плета группы U(6,6), где $A=(\alpha,a)$, α = 1,2,3,4 – спинорные индексы дираковской волновой функции. 144-импульсы частиц явно содержатся в матричных элементах, и при переходе к обычным импульсам

$$(P)_{B}^{A} \to p_\mu\, (\gamma_\mu)_{\beta}^{\alpha}\, \delta_{b}^{a}$$

симметрия U(6,6) нарушается. Этот метод был предложен также независимо в работах Рула [9] и Оэме [10] и был применен к изучению структур вершинных функций в работах [11–18], к аннигиляции протон-антипротон в покое [19–21] и мезон-барионному рассеянию [9,22].

Структуры в матричных элементах, содержащие явно многомерные импульсы и нарушающие симметрии $U(6,6)$ или $SL(6,C)$, называются в работе [9] нерегулярными структурами. Без таких структур матричные элементы процессов противоречат даже одночастичному условию унитарности, т.е. противоречат теории возмущений в низшем порядке [23-25].

Для коллинеарных процессов в качестве релятивистского обобщения симметрии $SU(6)$ в работах Липкина и Мешкова [26] и Дашена и Гелл-Манна [27] была предложена группа $SU(6)_w$, причем группа $SU(6)_w$ в работе [26] рассмотрена как подгруппа группы $U(6,6)$, а в работе [27] она была получена путем изучения алгебры токов. При рассмотрении процессов с одним выделенным направлением, т.е. когда импульсы всех частиц лежат, скажем, на оси z, волновые уравнения всех частиц оказываются инвариантными относительно колинеарной подгруппы $SU(6)_w$ группы $U(6,6)$. При этом "кинетические шпурионы", о которых говорилось выше, не нарушают симметрию $SU(6)_w$. Поэтому нерегулярные структуры в матричных элементах процессов, нарушающие симметрию $U(6,6)$, остаются инвариантными относительно симметрии $SU(6)_w$ (см. сноску [2] в работе [28]).

К коллинеарным процессам относится, в частности, мезон-барионное рассеяние вперед и назад. Такие процессы были рассмотрены в работе [28] при помощи метода Липкина и Мешкова [26], основанного на использовании коэффициентов Клебша-Гордана группы $SU(6)$ [29]. В рамках метода, изложенного в [26,28], амплитуды всех процессов мезон-барионного рассеяния и рождения векторных мезонов и барионных резонансов под нулевым углом зависят только от четырех скалярных функций. С другой стороны, как отмечено выше, матричные элементы коллинеарных процессов, полученные в симметрии $U(6,6)$ с учетом всех регулярных и нерегулярных амплитуд, инвариантны относительно подгруппы $SU(6)_w$. Следовательно, при изучении коллинеарных процессов можно применять формализм "кинетических шпурионов", т.е. необходимо учитывать все нерегулярные амплитуды в матричных элементах процессов. Если применить этот метод к изучению рассеяния вперед мезонного 36-плета на барионном 56-плете, то матричный элемент процесса должен зависеть от 30 скалярных функций, что было отмечено в [22].

Таким образом, мы видим, что возможны два метода в изучении симметрии $SU(6)_w$: метод Липкина и Мешкова, основанный на использовании коэффициентов Клебша-Гордана группы $SU(6)_w$ [28], и метод нарушенной симметрии $U(6,6)$. В настоящей работе мы применяем второй метод к изучению рассеяния 36-плета на 56-плете под нулевым углом. Мы покажем, что второй метод не эквивалентен первому. При учете вклада от всех 30 независимых амплитуд, инвариантных относительно группы $SU(6)_w$, а также при учете релятивистской структуры матричных элементов процессов многие соотношения между сечениями реакций, приведенные в [28], перестают выполняться. Так, например, соотношения, связывающие сечения рассеяния псевдоскалярных мезонов:

$$P + N \to P + N \qquad (1)$$

и сечения рождения векторных мезонов и барионных резонансов:

$$P + N \to V + N \qquad \text{(II)}$$

$$P + N \to P + D \qquad \text{(III)}$$

$$P + N \to V + D, \qquad \text{(IV)}$$

приведенные в формулах (6), (14) работы [28], не выполняются. Эти соотношения не выполняются, даже если мы положим равными нулю все 26 скалярных функций, входящих в нерегулярные амплитуды. При учете одних только четырех регулярных амплитуд можно получить соотношения между сечениями процессов, входящих в разные классы (I) –(IV), однако эти соотношения будут зависеть от энергий частиц (или от инвариантной переменной ν, используемой ниже). Только в статическом пределе, когда все участвующие в реакции частицы покоятся, соотношения между сечениями принимают тот простой вид, который указан в [28]. Мы покажем, что многие соотношения, приведенные в [28], не являются следствиями симметрии $SU(6)_w$, так как они верны только в нерелятивистском пределе. Отсюда следует неэквивалентность двух обсуждавшихся выше методов изучения следствий симметрии $SU(6)_w$.

II. Общий вид матричного элемента

Рассмотрим теперь общую структуру матричного элемента процесса рассеяния под нулевым углом:

$$M + B \to M + B,$$

где M и B –мезоны и барионы из 36–плета и 56–плета группы $SU(6)_w$ (143–плета и 364–плета группы $U(6,6)$ соответственно). Импульсы мезонов обозначим через q, а барионов – через p. Согласно предложенному в [5] методу, рассмотрим эти импульсы как спиноры группы $U(6,6)$: $(Q)^A_B$, $(P)^A_B$, причем эти спиноры связаны с обычными импульсами следующим образом:

$$(Q)^A_B = q_\mu (\gamma_\mu)^a_\beta \delta^a_b . \qquad (1)$$

Обозначим через $M^A_B(q)$ и $B_{\{ABC\}}(p)$ волновые функции рассматриваемых мезонного и барионного мультиплетов. Нетрудно проверить, что существует всего четыре регулярных амплитуды (т.е. не содержащих 143–импульсы):

$$M^A_B \bar{M}^B_A B_{\{DEC\}} \bar{B}^{\{DEC\}}, \quad M^A_B \bar{M}^C_E B_{\{ACE\}} \bar{B}^{\{BDE\}},$$
$$M^A_B \bar{M}^C_A B_{\{CDE\}} \bar{B}^{\{BDE\}}, \quad \bar{M}^A_B M^C_A B_{\{CDE\}} \bar{B}^{\{BDE\}}. \tag{2}$$

Это соответствует тому, что произведение $\underline{143} \times \underline{364}$ содержит следующие неприводимые представления группы $U(6,6)$:

$$\underline{143} \times \underline{364} = \underline{1} + \underline{143} + \underline{143}' + \underline{5940}.$$

В ряде работ /30-32/ были рассмотрены следствия симметрии $U(6,6)$ в предположении, что матричный элемент содержит только четыре регулярные амплитуды (2). Однако, как отмечено во введении, наиболее общее выражение для матричного элемента должно содержать явно 143-импульса частиц. Для четырехчастичной реакции число независимых 143-импульсов равно трем, однако в рассеянии под нулевым углом их остается два: $(P)^A_B$ и $(Q)^A_B$. Вставляя эти импульсы в регулярные амплитуды (2), мы получим все нерегулярные амплитуды, а используя уравнения Баргмана-Вигнера, легко убедиться, что число независимых амплитуд с импульсными шпурионами равно 26. Таким образом, матричный элемент мезон-барионного рассеяния вперед, инвариантный относительно группы $SU(6)_W$, содержит следующие независимые амплитуды:

$$\Gamma_1 = M^A_B \bar{M}^B_A B_{\{DEC\}} \bar{B}^{\{DEC\}}, \quad \Gamma_2 = M^A_B \bar{M}^B_A B_{\{DFC\}} Q^C_E \bar{B}^{\{DFE\}}$$

$$\Gamma_3 = M^A_B \bar{M}^B_A B_{\{DEF\}} Q^D_K Q^E_L \bar{B}^{\{FKL\}}$$

$$\Gamma_4 = M^A_B \bar{M}^B_A B_{\{DEF\}} Q^D_K Q^E_L Q^F_M \bar{B}^{\{KLM\}}$$

$$\Gamma_5 = P^A_B M^C_A \bar{M}^B_C B_{\{DEF\}} \bar{B}^{\{DEF\}}$$

$$\Gamma_6 = P^A_B M^C_A \bar{M}^B_C B_{\{DEF\}} Q^D_K \bar{B}^{\{KEF\}}$$

$$\Gamma_7 = P^A_B M^C_A \bar{M}^B_C B_{\{DEF\}} Q^D_K Q^E_L \bar{B}^{\{KLF\}}$$

$$\Gamma_8 = P_B^A M_A^C \bar{M}_C^B B_{\{DEF\}} Q_K^D Q_L^E Q_M^F \bar{B}^{\{KLM\}}$$

$$\Gamma_9 = M_B^A P_A^C \bar{M}_C^B B_{\{DEF\}} \bar{B}^{\{DEF\}} \quad , \quad \Gamma_{10} = M_B^A P_A^C \bar{M}_C^B B_{\{DEF\}} Q_K^D \bar{B}^{\{KEF\}}$$

$$\Gamma_{11} = M_B^A P_A^C \bar{M}_C^B B_{\{DEF\}} Q_K^D Q_L^E \bar{B}^{\{KLF\}}$$

$$\Gamma_{12} = M_B^A P_A^C \bar{M}_C^B B_{\{DEF\}} Q_K^D Q_L^E Q_M^F \bar{B}^{\{KLM\}}$$

$$\Gamma_{13} = P_B^A M_A^C P_C^D \bar{M}_D^B B_{\{EFG\}} \bar{B}^{\{EFG\}}$$

$$\Gamma_{14} = P_B^A M_A^C P_C^D \quad {}_D^B B_{\{EFG\}} Q_K^E \bar{B}^{\{KFG\}}$$

$$\Gamma_{15} = P_B^A M_A^C P_C^D \bar{M}_D^B B_{\{EFG\}} Q_K^E Q_L^F \bar{B}^{\{KLG\}} \tag{3}$$

$$\Gamma_{16} = P_B^A M_A^C P_C^D \bar{M}_D^B B_{\{EFG\}} Q_K^E Q_L^F Q_M^G \bar{B}^{\{KLM\}}$$

$$\Gamma_{17} = M_B^A \bar{M}_D^C B_{\{ACE\}} \bar{B}^{\{BDE\}} , \quad \Gamma_{18} = M_B^A \bar{M}_D^C B_{\{ACE\}} Q_K^E \bar{B}^{\{BDK\}}$$

$$\Gamma_{19} = M_B^A \bar{M}_A^C B_{\{CDE\}} \bar{B}^{\{BDE\}} , \quad \Gamma_{20} = M_B^A \bar{M}_A^C B_{\{CDE\}} Q_K^D \bar{B}^{\{BEK\}}$$

$$\Gamma_{21} = M_B^A \bar{M}_A^C B_{\{CDE\}} Q_K^D Q_L^E \bar{B}^{\{BKL\}}$$

$$\Gamma_{22} = M_B^A P_A^C \bar{M}_C^D B_{\{DEF\}} \bar{B}^{\{BEF\}}$$

$$\Gamma_{23} = M^{A}_{B}\, P^{C}_{A}\, \bar{M}^{D}_{C}\, B_{\{DEF\}}\, Q^{E}_{K}\, \bar{B}^{\{BKF\}}$$

$$\Gamma_{24} = M^{A}_{B}\, P^{C}_{A}\, \bar{M}^{D}_{C}\, B_{\{DEF\}}\, Q^{E}_{K}\, Q^{F}_{L}\, \bar{B}^{\{BKL\}}$$

$$\Gamma_{25} = \bar{M}^{A}_{B}\, M^{C}_{A}\, B_{\{CDE\}}\, \bar{B}^{\{BDE\}}$$

$$\Gamma_{26} = \bar{M}^{A}_{B}\, M^{C}_{A}\, B_{\{CDE\}}\, Q^{D}_{K}\, \bar{B}^{\{BEK\}}$$

$$\Gamma_{27} = \bar{M}^{A}_{B}\, M^{C}_{A}\, B_{\{CDE\}}\, Q^{D}_{K}\, Q^{E}_{L}\, \bar{B}^{\{BKL\}} \qquad (3)$$

$$\Gamma_{28} = \bar{M}^{A}_{B}\, P^{C}_{A}\, M^{D}_{C}\, B_{\{DEF\}}\, \bar{B}^{\{BEF\}}$$

$$\Gamma_{29} = \bar{M}^{A}_{B}\, P^{C}_{A}\, M^{D}_{C}\, B_{\{DEF\}}\, Q^{E}_{K}\, \bar{B}^{\{BKF\}}$$

$$\Gamma_{30} = \bar{M}^{A}_{B}\, P^{C}_{A}\, M^{D}_{C}\, B_{\{DEF\}}\, Q^{E}_{K}\, Q^{F}_{L}\, \bar{B}^{\{BKL\}} .$$

Итак, матричный элемент рассматриваемых процессов, инвариантный относительно группы $SU(6)_w$, имеет следующий вид:

$$M(MB \to MB) = \sum_{i=1}^{30} f_i(\nu)\, \Gamma_i \quad , \qquad (4)$$

где $f_i(\nu)$ –независимые скалярные функции от инвариантной переменной ν

$$\nu = (pq) = \tfrac{1}{2}(-s + m^2 + \mu^2),$$
$$s = -(p+q)^2 \quad ,$$

m , μ –массы бариона и мезона.

Подставим в выражение (4) разложения спиноров $B_{\{ABC\}}$ и M^{A}_{B} на физические волновые функции частиц[8]:

$$M_B^A = \frac{1}{2\sqrt{2}} \{ P_b^a [(1 - \frac{i\hat{q}}{\mu})\gamma_5]_\beta^\alpha +$$

$$+ (V_\mu)_b^a [(1 - \frac{i\hat{q}}{\mu})\gamma_\mu]_\beta^\alpha \}, \qquad (5)$$

$$B_{\{ABC\}} = \frac{1}{2\sqrt{2}} D_{abc} (\psi_\mu)_\alpha [(1 - \frac{i\hat{p}}{m})\gamma_\mu C]_{\beta\gamma} +$$

$$+ \frac{1}{6\sqrt{2}} \{ \epsilon_{abd} N_c^d [(1 - \frac{i\hat{p}}{m})\gamma_5 C]_{\alpha\beta} \psi_\gamma + \text{циклич.} \} \qquad (6)$$

Здесь

$$P_b^a = (P_0)_b^a + \frac{1}{\sqrt{3}} \delta_b^a \chi \quad (a, b = 1,2,3)$$

–октет и синглет псевдоскалярных мезонов. $(V_\mu)_b^a$ – нонет векторных мезонов, D_{abc}– –декуплет барионных резонансов, N_b^a – октет барионов, $(\psi_\mu)_\alpha$, ψ_α (α = 1,2,3,4)– волновые функции частиц со спином 3/2 и 1/2.

Отсюда можно получить матричные элементы процессов типа (I)–(IV) , указанных во введении. Для процесса (I) рассеяния псевдоскалярных мезонов $P + N \to P + N$ имеем:

$$M^I = A^I(\nu)\, \bar{u}(\vec{p})\, u(\vec{p}), \qquad (7)$$

где

$$A^I(\nu) = \sum_{n=1}^{4} T_n^I F_n^I(\nu). \qquad (8)$$

Здесь F_n^I –четыре комбинации независимых скалярных функций $f_i(\nu)$:

$$F_1^I(\nu) = \sum_{i=1}^{16} \gamma_i(\nu) f_i(\nu), \quad F_2^I(\nu) = \frac{1}{12}(1 - \frac{\nu}{m\mu}) \sum_{k=19}^{24} \alpha_k^I(\nu) f_k(\nu),$$

$$F_3^I(\nu) = \frac{1}{12}(1 + \frac{\nu}{m\mu}) \sum_{\ell=25}^{30} \beta_\ell^I(\nu) f_\ell(\nu), \qquad (9)$$

$$F_4^I(\nu) = \frac{1}{144}\left(1 - \frac{\nu^2}{m^2\mu^2}\right)\left[f_{17}(\nu) - \frac{i\nu}{m} f_{18}(\nu)\right]. \qquad (9)$$

Кинематические факторы $\alpha_k^I(\nu)$, $\beta_\ell^I(\nu)$, $\gamma_i(\nu)$ даны в таблице 1. Что касается T_n^I, то они выражаются через унитарные волновые функции частиц следующим образом (скобки означают шпур от соответствующего произведения унитарных матриц):

$$T_1^I = (\bar N N)(\bar P P),$$

$$T_2^I = (\bar N N)(\bar P P) - (N N P \bar P) - (\bar N N P \bar P) + (\bar N P \bar P N),$$

$$T_3^I = (\bar N N)(\bar P P) - (\bar N N \bar P P) + (\bar N \bar P P N),$$

$$T_4^I = 2\sqrt{3}\chi(\bar N N P) - 2\sqrt{3}\chi(\bar N P N) - 3(\bar N \bar P)(NP) - 3(\bar N P)(N \bar P) + 2(\bar N N)(\bar P P) + 2(\bar N \bar P N P) + \qquad (10)$$

$$+ 3(\bar N \bar P P N) - 2(\bar N N P \bar P) - 2(\bar N N \bar P P) + 2(\bar N P N \bar P) + 3(\bar N P \bar P N).$$

Т а б л и ц а I

i	$\gamma_i(\nu)$	i	$\gamma_i(\nu)$	k	$\alpha_k^I(\nu)$	ℓ	$\beta_\ell^I(\nu)$
1	1	9	$\frac{i\nu}{\mu}$	19	1	25	1
2	$-\frac{i\nu}{m}$	10	$\frac{\nu^2}{m\mu}$	20	$-\frac{i\nu}{m}$	26	$-\frac{i\nu}{m}$
3	$-\frac{\nu^2}{m^2}$	11	$-\frac{i\nu^3}{m^2\mu}$	21	$-\frac{\nu^2}{m^2}$	27	$-\frac{\nu^2}{m^2}$
4	$\frac{i\nu^3}{m^3}$	12	$-\frac{\nu^4}{m^3\mu}$	22	$\frac{i\nu}{\mu}$	28	$-\frac{i\nu}{\mu}$
5	$\frac{-i\nu}{\mu}$	13	$\frac{\nu^2}{\mu^2}$	23	$\frac{\nu^2}{m\mu}$	29	$\frac{-\nu^2}{m\mu}$
6	$\frac{-\nu^2}{m\mu}$	14	$\frac{-\nu^3}{m\mu^2}$	24	$\frac{-i\nu^3}{m^2\mu}$	30	$\frac{i\nu^3}{m^2\mu}$
7	$\frac{i\nu^3}{m^2\mu}$	15	$-\frac{\nu^4}{m^2\mu^2}$				
8	$\frac{\nu^4}{m^3\mu}$	16	$\frac{i\nu^5}{m^3\mu^2}$				

Рассмотрим процесс (II) рождения векторных мезонов $P + N \to V + N$. Имеем:

$$M^{II} = A_1^{II}(\nu)\bar{u}(\vec{p}\,')\gamma_\mu \gamma_5 u(\vec{p})\,\xi_\mu(\vec{q}) + \tag{11}$$

$$+ A_2^{II}(\nu)\bar{u}(\vec{p}\,')\hat{q}\gamma_5 u(\vec{p})\,\xi_\mu(\vec{q})p_\mu \cdot \frac{1}{m\mu}$$

$$A_1^{II}(\nu) = (1 - \frac{\nu}{m\mu})F_1^{II}(\nu)T_1^{II} + (1 + \frac{\nu}{m\mu})F_2^{II}(\nu)T_2^{II} +$$

$$+ (1 + \frac{\nu}{m\mu})F_3^{II}(\nu)T_3^{II}, \tag{12}$$

$$A_2^{II}(\nu) = F_1^{II}(\nu)T_1^{II} - F_2^{II}(\nu)T_2^{II} -$$

$$- F_3^{II}(\nu)T_3^{II} + F_4^{II}(\nu)T_4^{II}. \tag{13}$$

Здесь

$$F_1^{II}(\nu) = \frac{1}{36}\sum_{k=19}^{24} \alpha_k^{II}(\nu) f_k(\nu)$$

$$F_2^{II}(\nu) = \frac{1}{36}\sum_{\ell=25}^{30} \beta_\ell^{II}(\nu) f_\ell(\nu)$$

$$F_3^{II}(\nu) = -\frac{1}{48}(1 - \frac{\nu}{m\mu})[f_{17}(\nu) - \frac{i\nu}{m} f_{18}(\nu)] \tag{14}$$

$$F_4^{II}(\nu) = \frac{1}{72\,m\mu}[f_{17}(\nu) - \frac{i\nu}{m} f_{18}(\nu)],$$

где кинематические факторы $\alpha_k^{II}(\nu)$ и $\beta_\ell^{II}(\nu)$ даны в таблице 2.

Таблица 2

k	$\alpha^{II}_k(\nu)$	ℓ	$\beta^{II}_\ell(\nu)$
19	1	25	-1
20	$-\frac{i\nu}{m}$	16	$\frac{i\nu}{m}$
21	$-\frac{\nu^2}{m^2}$	27	$\frac{\nu^2}{m^2}$
22	$\frac{i\nu}{\mu}$	28	$\frac{i\nu}{\mu}$
23	$\frac{\nu^2}{m\mu}$	29	$\frac{\nu^2}{m\mu}$
24	$-\frac{i\nu^3}{m^2\mu}$	30	$\frac{-i\nu^3}{m^2\mu}$

Величины T^{II}_n ($n = 1,2,3,4$) имеют следующий вид:

$$
\begin{aligned}
T^{II}_1 &= (\bar N N)(\bar V P)-(\bar N N P \bar V) - 5(\bar N P \bar V N),\\
T^{II}_2 &= (\bar N N)(\bar V P)-(\bar N N \bar V P) - 5(\bar N \bar V P N),\\
T^{II}_3 &= (\bar N \bar V)(NP)-(\bar N P)(\bar V N)-(\bar N \bar V P N)+(\bar N P \bar V N),\\
T^{II}_4 &= (\bar N P N \bar V) - (\bar N P N)(\bar V).
\end{aligned}
\qquad (15)
$$

В процесс (III) рождения барионных резонансов:

$$P + N \to P + D$$

вклад дают только амплитуды Γ_{17} и Γ_{18} . Имеем:

$$M^{III} = A^{III}(\nu)\,\bar u_\nu(\vec p)\,\hat q\,\gamma_5\,u(\vec p)q_\nu \quad , \qquad (16)$$

где

$$A^{III}(\nu) = \frac{1}{24\mu^2}\{f_{17}(\nu)\, T_1^{III} + [f_{17}(\nu) + \frac{1}{m} 8\nu f_{18}(\nu)]\, T_2^{III}\}, \qquad (17)$$

$$T_1^{III} = \epsilon_{abc}\, \bar{D}^{\{amn\}}\, \bar{P}^d_m\, N^b_d\, P^c_n \; .$$

$$T_2^{III} = \epsilon_{abc}\, \bar{D}^{\{amn\}}\, \bar{P}^c_n\, N^b_d\, P^d_m \; . \qquad (18)$$

Наконец, для процесса (IV) рождения векторных мезонов и барионных резонансов:

$$P + N \to V + D$$

матричный элемент имеет следующий вид:

$$M^{IV} = A_1^{IV}(\nu)\bar{u}_\mu(\vec{p})u(\vec{p})\xi_\mu(\vec{q}) +$$

$$+ A_2^{IV}(\nu)\bar{u}_\nu(\vec{p})u(\vec{p})p_\mu \xi_\mu(\vec{q})q_\nu \cdot \frac{1}{m\mu} +$$

$$+ A_3^{IV}(\nu)\frac{1}{\mu^2}\bar{u}_\nu(\vec{p})\gamma_\mu \hat{q}\, u(\vec{p})q_\nu \;\; \xi_\mu(\vec{q}) +$$

$$+ A_4^{IV}(\nu) \cdot \frac{1}{m\mu^2}\, i\epsilon_{\alpha\beta\mu\nu} p_\alpha q_\beta \xi_\mu(\vec{q})\bar{u}_\nu(\vec{p})\hat{q}\gamma_5 u(\vec{p}). \qquad (19)$$

Здесь

$$A_1^{IV}(\nu) = (1 + \frac{\nu}{m\mu})[(1 - \frac{\nu}{m\mu})F_1^{IV}(\nu)T_1^{IV} + F_3^{IV}(\nu)T_5^{IV}] +$$

$$+ (1 - \frac{\nu}{m\mu})F_2^{IV}(\nu)T_4^{IV} \; , \qquad (20)$$

$$A_2^{IV}(\nu) = -[(1 - \frac{\nu}{m\mu})F_1^{IV}(\nu)T_1^{IV} + F_3^{IV}(\nu)\, T_5^{IV}] +$$

$$+ F_1^{IV}(\nu)\, T_2^{IV} + F_2^{IV}(\nu)\, T_4^{IV} ,$$

$$A_3^{IV}(\nu) = F_1^{IV}(\nu)\, T_2^{IV} ,$$

$$A_4^{IV}(\nu) = F_1^{IV}(\nu)\, T_3^{IV} .$$

$$F_1^{IV}(\nu) = \frac{1}{24}\left[f_{17}(\nu) - \frac{i\nu}{m} f_{18}(\nu) \right] ,$$

$$F_2^{IV}(\nu) = \frac{1}{6} \sum_{k=19}^{24} a_k^{IV}(\nu)\, f_k(\nu) , \tag{21}$$

$$F_3^{IV}(\nu) = \frac{1}{6} \sum_{\ell=25}^{30} \beta_\ell^{IV}(\nu)\, f_\ell(\nu) .$$

$$T_1^{IV} = \epsilon_{abc}\, \bar{D}^{\{kmn\}}\, P_k^a\, \bar{V}_m^b\, N_n^c ,$$

$$T_2^{IV} = \epsilon_{kab}\, \bar{D}^{\{kmn\}}\, P_m^a\, N_c^b\, \bar{V}_n^c ,$$

$$T_3^{IV} = \epsilon_{kab} \cdot \bar{D}^{\{kmn\}}\, N_c^a\, P_m^c\, \bar{V}_n^b \tag{22}$$

$$T_4^{IV} = \epsilon_{kab}\, \bar{D}^{\{kmn\}}\, \bar{V}_c^a\, P_m^c\, N_n^b$$

$$T_5^{IV} = \epsilon_{kab}\, \bar{D}^{\{kmn\}}\, N_m^a\, P_c^b\, \bar{V}_n^c .$$

Кинематические факторы $a_k^{IV}(\nu)$ и $\beta_\ell^{IV}(\nu)$ даны в таблице 3.

Таблица 3

k	$a_k^{IV}(\nu)$	ℓ	$\beta_\ell^{IV}(\nu)$
19	1	25	1
20	$-\frac{i\nu}{m}$	26	$\frac{-i\nu}{m}$
21	$-\frac{\nu^2}{m^2}$	27	$-\frac{\nu^2}{m^2}$
22	$\frac{i\nu}{\mu}$	28	$\frac{-i\nu}{\mu}$
23	$\frac{-\nu^2}{m\mu}$	29	$\frac{\nu^2}{m\mu}$
24	$\frac{i\nu^3}{m^2\mu}$	30	$\frac{-i\nu^3}{m^2\mu}$

III. Соотношения между амплитудами реакций

На основе полученных выражений для матричных элементов процессов типа (I)–(IV) можно вывести соотношения между амплитудами конкретных процессов. Рассмотрим вначале рассеяние псевдоскалярных мезонов на барионах, т.е. процессы типа (I). Из выражений (7) и (8) мы видим, что в амплитудах этих процессов 30 скалярных функций группируются в четыре независимых комбинации, причём каждая нерегулярная амплитуда в (3) дает вклад только в одну из этих комбинаций. Поэтому для процессов типа (I) матричный элемент (4), включающий все нерегулярные амплитуды, приводит к таким же соотношениям, что и матричный элемент без нерегулярных амплитуд. Эти соотношения также получаются при помощи метода, развитого в /28/.

Выпишем соотношения между амплитудами рассеяния псевдоскалярных мезонов на протоне. Выражение ($\pi^- \to \pi^0 n$), например, означает амплитуду рассеяния π^- на протоне с рождением π^0 и n.

$$2(\pi^- \to K^+ \Sigma^-) = (K^- \to K^+ \Xi^-) = 2(K^- \to \pi^+ \Sigma^-) = \qquad (23)$$

$$= (\pi^- \to \chi\, n) = -\sqrt{2}\,(K^- \to \chi \Sigma^0) = -\sqrt{\tfrac{2}{3}}\,(K^- \to \chi \Lambda).$$

$$2(K^- \to \eta\Lambda) = (K^- \to \tilde{K}^0 n) - \sqrt{2}(\pi^- \to \pi^0 n). \tag{24}$$

$$\begin{aligned}(K^- \to \pi^0\Sigma^0) &= ½(K^- \to \pi^-\Sigma^+) + ½(\pi^- \to K^+\Sigma^-) = \\ &= \frac{1}{\sqrt{3}}(K^- \to \pi^0\Lambda) - 2(\pi^- \to K^+\Sigma^-) = \\ &= \sqrt{3}(K^- \to \pi^0\Lambda) + (K^0 \to K^+ n) \\ &= 3(K^- \to \pi^+\Sigma^-) - ½(K^0 \to K^+ n).\end{aligned} \tag{25}$$

$$(\pi^+ \to K^+\Sigma^+) = \sqrt{\frac{2}{3}}(\pi^- \to K^0\Lambda) - 3(\pi^- \to K^+\Sigma^-) \tag{26}$$

$$(\pi^- \to \eta n) = -\sqrt{2}(K^- \to \eta\Sigma^0) - (\pi^- \to K^0\Lambda) \tag{27}$$

$$(\pi^- \to \pi^- p) + (K^0 \to K^+ n) = (\pi^+ \to \pi^+ p) + (K^- \to \tilde{K}^0 n) \tag{28}$$

$$(\pi^- \to \pi^0 n) - \sqrt{2}(\pi^- \to K^+\Sigma^-) = \sqrt{3}(\pi^- \to \eta n) - \sqrt{2}(K^- \to \tilde{K}^0 n), \tag{29}$$

Соотношения (23) связывают амплитуды рождения девятого псевдоскалярного χ - мезона с амплитудами рождения мезонов, входящих в псевдоскалярный октет. Из формул (23)-(29) нетрудно получить соотношения, связывающие соответствующие сечения. В частности, соотношения Джонсона-Траймана [/33/] для полных сечений процессов упругого рассеяния :

$$\begin{aligned}&½[\sigma(K^+ p \to K^+ p) - \sigma(K^- p \to K^- p)] = \\ &= [\sigma(K^0 p \to K^0 p) - \sigma(\tilde{K}^0 p \to \tilde{K}^0 p)] = \\ &= [\sigma(\pi^+ p \to \pi^+ p) - \sigma(\pi^- p \to \pi^- p)];\end{aligned} \tag{30}$$

$$\sigma(K^+) - \sigma(K^-) = \sigma(K^0) - \sigma(\tilde{K}^0) + \sigma(\pi^+) - \sigma(\pi^-) \tag{31}$$

выполняются и в нашем случае, когда были учтены все регулярные и нерегулярные амплитуды. Этот факт был отмечен в [/22/].

Аналогично мы можем получить соотношения между амплитудами процессов типа (II)-(IV) с помощью формул и таблиц, приведенных в п. II. Имеем следующие соотношения для амплитуд рождения векторных мезонов при рассеянии псевдоскалярных мезонов на протонах:

$$(K^+ \to K^{*+} p) = 8(K^- \to \omega \Sigma^0) = -4\sqrt{2}(\tilde{K}^0 \to \rho^0 \Sigma^+) \tag{32}$$

$$(K^- \to K^{*-} p) = 4\sqrt{2}(K^- \to \phi \Sigma^0) \tag{33}$$

$$(K^- \to \rho^+ \Sigma^-) = -(\tilde{K}^0 \to K^{*+} \Xi^0) \tag{34}$$

$$2\sqrt{3}(K^- \to \rho^0 \Lambda) = -2(K^- \to \rho^- \Sigma^+) + 7(K^0 \to K^{*0} p) \tag{35}$$

$$(\pi^- \to K^{*0} \Sigma^0) = -\sqrt{3}(\pi^- \to K^{*0}\Lambda) - \sqrt{2}(K^- \to K^{*-} p) =$$

$$= \frac{\sqrt{3}}{2}(K^- \to \phi\Lambda) + \frac{11}{8\sqrt{2}}(K^- \to K^{*-} p) = \tag{36}$$

$$= -\frac{1}{3\sqrt{3}}(\pi^- \to K^{*0}\Lambda) - \frac{8}{9\sqrt{2}}(K^- \to K^{*+}\Xi^-)$$

$$= -\frac{1}{3\sqrt{3}}(K^- \to \phi\Lambda) - \frac{11}{9\sqrt{2}}(K^- \to K^{*-}\Xi^-) \tag{37}$$

$$(K^- \to K^{*0}\Xi^0) = (\pi^- \to K^{*+}\Sigma^-) + 2(K^- \to \rho^+\Sigma^-)$$

$$4(\pi^+ \to \rho^+ p) + (\pi^- \to \rho^- p) = 15(K^0 \to K^{*0} p) - 3(\tilde{K}^0 \to K^{*+}\Xi^0). \tag{38}$$

Для амплитуд рождения декуплета барионных резонансов имеем:

$$(\pi^+ \to \pi^+ N^{*+}) = \sqrt{2}(\pi^+ \to \eta N^{*++}) = (\pi^+ \to K^+ Y^{*+}) =$$

$$= -2\sqrt{3}(K^- \to \eta Y^{*0}) = \sqrt{2}(\tilde{K}^0 \to \pi^+ Y^{*0}) =$$

$$= (\tilde{K}^0 \to K^+ \Xi^{*0}) = (\pi^+ \to \chi N^{*++}) = \sqrt{3}(\tilde{K}^0 \to \chi Y^{*+}). \tag{39}$$

Соотношения для амплитуд в (39) можно непосредственно перевести в соотношения для сечений.

Наконец, для амплитуд рождения векторных мезонов и барионных резонансов имеем:

$$(K^+ \to K^{*+} N^{*+}) = -\sqrt{\frac{2}{3}}(K^- \to \phi Y^{*0}) \tag{40}$$

$$(\pi^- \to \rho^+ N^{*-}) = \sqrt{3}(\pi^- \to K^{*+} Y^{*-}) = -\sqrt{3}(K^- \to \rho^+ Y^{*-}) = -\sqrt{3}(K^- \to K^{*+}\Xi^{*-}) \tag{41}$$

$$(\tilde{K}^0 \to \rho^+ Y^{*0}) = \sqrt{2}(\tilde{K}^0 \to K^{*+}\Xi^{*0}) - (\tilde{K}^0 \to \omega Y^{*+}) \tag{42}$$

$$(\pi^- \to \omega N^{*0}) = \sqrt{2}\,(K^- \to \omega Y^{*0}) - \frac{1}{\sqrt{2}}(K^- \to \bar{K}^{*0} N^{*0}) \tag{43}$$

$$(\pi^- \to \rho^- N^{*+}) = (K^- \to \bar{K}^{*0} N^{*0}) + (K^- \to \rho^- Y^{*+}) \tag{44}$$

$$(\pi^+ \to \rho^+ N^{*+}) = \sqrt{\frac{2}{3}}\,(\pi^+ \to \omega N^{*++}) - \frac{2}{\sqrt{3}}(K^+ \to K^{*0} N^{*++}) \tag{45}$$

$$\sqrt{2}\,(\pi^- \to \omega N^{*0}) = (\pi^+ \to K^{*+} Y^{*+}) + (K^+ \to K^{*+} N^{*+}) \tag{46}$$

$$(K^- \to K^{*0} \Xi^{*0}) = (K^- \to \rho^- Y^{*+}) + (K^+ \to K^{*+} N^{*+}). \tag{47}$$

Отметим также равенство нулю некоторых амплитуд:

$$\begin{aligned} &(\pi^- \to \phi n) = (K^+ \to K^+ N^{*+}) = (K^- \to K^- N^{*+}) = \\ &= (\bar{K}^0 \to K^- N^{*++}) = (K^0 \to K^+ N^{*0}) = \\ &= (\pi^- \to \phi N^{*0}) = (\pi^+ \to \phi N^{*++}) = 0\,. \end{aligned} \tag{48}$$

Все соотношения в (23)-(48) можно получить и в рамках метода работ /26-28/, часть из них приведена в /28/. В работе /34/ были также рассмотрены процессы типа (I) рассеяния псевдоскалярных мезонов на барионах в рамках симметрии $U(6,6)$ с включением в амплитуды импульсных шпурионов. Однако сделанное в этой работе ограничение на число нерегулярных амплитуд вследствие включения в них только по одному 143-импульсу частиц является неоправданным. Уравнения Баргмана-Вигнера не ограничивают число нерегулярных амплитуд в матричном элементе до 8, а вклад амплитуд с несколькими импульсными шпурионами не меньше, чем вклад амплитуд с одним шпурноном.

В (23)-(48) выписаны соотношения между амплитудами процессов, входящих в один и тот же класс (I)-(IV). Для этих процессов внутри каждого из классов амплитуды в (3) группировались в матричных элементах $M^{I} - M^{IV}$ так, что нерегулярные амплитуды не нарушали соотношений между амплитудами перехода, т.е. соотношения (23)-(48) могут быть все получены и при учете в матричном элементе (4) одних только регулярных амплитуд. До этого момента метод, применяемый в настоящей работе, приводит к результатам, эквивалентным тем, что были получены в /28/ на основе метода использования коэффициентов Клебша-Гордана группы $SU(6)_W$. Однако в /28/, кроме соотношений типа (23)-(48), приведены соотношения между сечениями реакций, входящих в разные классы (I)-(IV) (см. формулы (6), (14) в /28/). Как мы сейчас покажем, эти соотношения не являются следствием симметрии $SU(6)_W$, так как они выполняются только в нерелятивистском пределе группы $U(6,6)$ и при условии, что в матричном элементе (4) учтены только регулярные амплитуды, т.е. когда не учтены все нерегулярные амплитуды, которые тоже инвариантны относительно группы $SU(6)_W$.

Рассмотрим, например, процессы, входящие в разные классы: процесс $K^0 + p \to K^+ + n$ входит в класс (I) и процесс $K^+ + p \to K^{*+} + p$, который входит в класс (II). В матричные элементы этих процессов дают вклад только следующие унитарные комбинации: $T_2^I = 1$ дает вклад в первый процесс, а во второй процесс дает вклад только $T_1^{II} = -4$. В таком случае матричные элементы M^I и M^{II} этих процессов имеют вид:

$$M^I(K^0 + p \to K^+ + n) = F_2^I(\nu)\,\bar{u}(\vec{p})u(\vec{p}) \tag{49}$$

$$M^{II}(K^+ + p \to K^{*+} + p) =$$

$$= -4\Big\{\Big(1 - \frac{\nu}{m\mu}\Big)F_1^{II}(\nu)\,\xi_\mu(\vec{q})\,\bar{u}(\vec{p})\gamma_\mu\gamma_5 u(\vec{p}) + \tag{50}$$

$$+ F_1^{II}(\nu)\frac{1}{m\mu}p_\mu\,\xi_\mu(\vec{q})\,\bar{u}(\vec{p})\hat{q}\gamma_5 u(\vec{p})\Big\},$$

где $F_2^I(\nu)$, $F_1^{II}(\nu)$ определяются формулами (9) и (14).

Из формул (9) и (14) видно, что матричные элементы процессов в (49) и (50) невозможно связать между собой, если ни одна из скалярных функций $f_k(\nu)$ ($k = 20,\ldots,24$), входящих в нерегулярные амплитуды $\Gamma_{20},\ldots\Gamma_{24}$, не равна нулю. Пусть теперь все эти скалярные функции равны нулю, т.е. пусть $F_2^I(\nu)$ и $F_1^{II}(\nu)$ зависят только от $f_{19}(\nu)$. Посмотрим, какие соотношения получатся между сечениями процессов в (49) и (50). Усредняя по спинам квадраты матричных элементов в (49), (50), получим следующие выражения для сечений этих процессов:

$$\sigma(K^0 p \to K^+ n) = \tag{51}$$

$$= \frac{1}{(12)^2}\frac{m^2}{p_0^2}\Big(1 - \frac{\nu}{m\mu}\Big)^2 f_{19}^2(\nu)$$

$$\sigma(K^+ p \to K^{*+} p) =$$

$$= \frac{1}{(9)^2} \frac{1}{\mu^2 p_0^2} \left(1 - \frac{\nu}{m\mu}\right)^2 f_{19}^2(\nu) \left[\nu^2 + 2m^2\mu^2 + m^2\mu^2 \left(1 - \frac{\nu^2}{m^2\mu^2}\right) - 2\nu m\mu \left(1 + \frac{\nu}{m\mu}\right)\right]. \tag{52}$$

Из (51) и (52) видно, что между сечениями этих процессов не существует никакого простого соотношения. Только в нерелятивистском пределе, когда $\nu = (pq) = \vec{p}\vec{q} - p_0 q_0$, можно положить $\nu = -m\mu$. Из формул (51) и (52) следует то соотношение, которое приведено в формуле (6) работы /28/:

$$\sigma(K^+ p \to K^{*+} p) : \sigma(K^0 p \to K^+ n) = 16 : 3. \tag{53}$$

Таким образом, соотношения типа (53), приведенные в /28/, не являются следствиями симметрии $SU(6)_W$, так как они верны только в нерелятивистском пределе.

В работе /28/ приведены также многие соотношения между сечениями реакций, входящих в один и тот же класс (II)-(IV), причем эти соотношения отличны от тех, которые мы выписали в (23)-(48). Например, в таблице II работы /28/ имеются следующие соотношения между сечениями реакций:

$$\sigma(K^- p \to K^{*+} \Xi^-) : \sigma(K^- p \to \rho^+ \Sigma^-) = 16 : 19 \tag{54}$$

$$\sigma(K^- p \to K^{*+} \Xi^{*-}) : \sigma(\bar{K}^0 p \to K^{*+} \Xi^{*0}) = 7 : 10 \tag{55}$$

и многие другие соотношения. Мы непосредственно проверили, что соотношения (54),(55) не выполняются, причем они нарушаются при учете релятивистской структуры матричных элементов данных реакций (см. формулы (11) и (19)).

В таблице II работы /28/ имеются также соотношения, связывающие сечения процессов класса III, например,

$$\sigma(\pi^- p \to \pi^- N^{*+}) : \sigma(\pi^- p \to \pi^0 N^{*0}) : \sigma(\pi^- p \to \pi^+ N^{*-}) = 2 : 9 : 24. \tag{56}$$

Последние соотношения релятивистски инварианты, в отличие от соотношений в (53), так как матричный элемент процессов класса III (см.формулу (16)) содержит всего одну релятивистскую структуру. Однако соотношения (56), как легко видеть из (17), выполняются, если только функция $f_{18}(\nu)$, входящая в нерегулярную амплитуду Γ_{18}, равна нулю. Здесь мы видим опять, что учет нерегулярных амплитуд в матричном элементе перехода приводит к нетривиальным следствием, по сравнению с теми, что были получены в [28].

Итак, мы показали существенную неэквивалентность двух методов подхода к симметрии $SU(6)_W$, обсуждавшихся во введения. Учет нерегулярных амплитуд и релятивистской структуры матричного элемента процессов мезон-барионного рассеяния вперед нарушает соотношения между сечениями реакций в (53)-(56) и многие другие соотношения, приведенные в [28]. Отметим здесь, что применение метода работ [26,28] к изучению сильной мезон-барионной вершины также встречается с существенными трудностями [35], которые не возникают, если пользоваться техникой группы U(6,6).

Сравнение предсказаний симметрии $SU(6)_W$ для мезон-барионного рассеяния вперед с экспериментальными данными было сделано в работах [36-39]. Неплохо согласуются с экспериментом, особенно при высоких энергиях, только соотношения Джонсона-Траймана (см. формулы (30) и (31)). Как показано в [39], другие предсказания симметрии $SU(6)_W$ довольно сильно расходятся с экспериментом. Это, видимо, является следствием двух причин: во-первых, даже унитарная симметрия дает для процессов мезон-барионного рассеяния плохое согласие с опытом [40,41]. Во-вторых, в процессы мезон-барионного рассеяния существенный вклад дают, по-видимому, неколлинеарные диаграммы и процессы периферического рождения частиц, которые не инвариантны относительно группы $SU(6)_W$ [39,42].

Литература

1. T. Fulton, J.Wess. Phys. Lett. 14, 57 (1965).
2. H.Bacry, J.Nuyts. Nuovo Cimento 37, 1702 (1965).
3. W.Ruhl. Nuovo Cimento 37, 301, 319 (1965).
4. V.G.Kadyshevsky, R.M.Muradyan, A.N.Tavkhelidze, I.T.Todorov. Phys. Lett. 15, 182 (1965).
5. Нгуен Ван Хьеу. Ядерная физика 2, 517 (1965).
6. J.V.Novozilov, I.A.Terentiev. Phys. Lett. 15, 86 (1965).
7. M.A.B.Beg and A.Pais. Phys. Rev. 137, B1514 (1965).
8. R. Delbourgo, A.Salam, J.Strathdee. Proc.Roy.Soc. 284A, 146 (1965).
9. W.Ruhl. Phys.Lett. 14, 346; 15, 99, 101 (1965).
10. R.Oehme. Phys. Rev. Lett. 14, 664 (1965).

11. Нгуен Ван Хьеу, Я.А. Смородинский. Ядерная физика 2, 543 (1965).

12. П. Винтерниц, А.А. Макаров, Нгуен Ван Хьеу, Л.Г. Ткачев, М. Углирж. Препринт ОИЯИ, Е-2194, Дубна 1965 г.

13. П. Винтерниц, А.А. Макаров, Нгуен Ван Хьеу, Л.Г. Ткачев, М. Углирж. Препринт ОИЯИ Р-2300, Дубна 1965 г.

14. P.Winternitz, A.L.Zubarev, A.A.Makarov. Preprint JINR E-2475 (1965).

15. R.Oehme. Preprint EFINS 65-31, Chicago (1965).

16. Нгуен Ван Хьеу, Фам Куи Ты. Препринт ОИЯИ Р-2338, Дубна 1965 г.

17. Као Ти, Нгуен Ван Хьеу, Б. Средниава. Препринт ОИЯИ Р-2400, Дубна 1965 г.

18. О.Г. Боков, Нгуен Ван Хьеу, Б. Средниава, Препринт ОИЯИ Р-2520, Дубна 1965 г.

19. П. Винтерниц, А.А. Макаров, Нгуен Ван Хьеу, Л.Г. Ткачев, М. Углирж. Препринт ОИЯИ Е-2246, Дубна 1965 г.

20. П. Винтерниц, А.А. Макаров. Препринт ОИЯИ Р-2547, Дубна 1966 г.

21. F.Hussain, P.Rotelli. Phys. Lett. 16, 183 (1965).

22. J.M.Charap, P.T.Mattews. Phys.Lett. 16, 95 (1965).

23. M.Beg, A.Pais. Phys.Rev.Lett. 14, 509 (1965).

24. V.Y.Geshkenbein, B.L.Ioffe, M.S.Marinov, V.I.Roginski. Phys. Lett. 16, 347 (1965).

25. Нгуен Ван Хьеу, А.Н. Тавхелидзе. Препринт ОИЯИ Е-2247, Дубна 1965 г.

26. H.J.Lipkin, S.Meshkov. Phys.Rev.Lett. 14, 670 (1965).

27. R.Dashen, M.Gell-Mann. Phys.Lett. 17, 142, 145 (1965).

28. J.C.Carter, J.J., Coyne, S.Meshkov, D.Horn, M.Kugler, H.J.Lipkin. Phys.Rev.Lett. 15, 373 (1965).

29. J.C.Carter, J.J.Coyne, S.Meshkov. Phys. Rev.Lett. 14, 523 (1965).

30. J.M.Cornwall, P.Freund, K.Mahanthappa. Phys.Rev.Lett. 14, 515 (1965).

31. R.Blankenbeckler, M.Goldberger, K.Johnson, S.Treiman. Phys. Rev.Lett. 14, 515 (1965).

32. М.С. Маринов. Ядерная физика, 3, 130 (1966).

33. K.Johnson, S.Treiman. Phys.Rev.Lett. 14, 189 (1965).

34. C.Lai. Nuovo Cim. XLI A, 1 (1966).

35. О.Г. Боков. Препринт ОИЯИ Р-2513, Дубна 1965.

36. R.Good, Nguyen huu Xuong. Phys. Rev. Lett. 14, 191 (1965).

37. V.Barger M.Rubin. Phys. Rev. 140, B1366 (1965).

38. M.Olsson. Phys. Rev.Lett. 15, 710 (1965).

39. J.Jackson. Phys. Rev.Lett. 15, 990 (1965).

40. H.Harari, H. Lipkin. Phys. Rev.Lett. 13, 209 (1964).

41. S.Meshkov, S.Snow, G.Yodh. Phys. Rev.Lett. 13, 212 (1964).

42. H.Harari, H.Lipkin. Phys. Rev.Lett. 15, 983 (1955).

Рукопись поступила в издательский отдел
5 апреля 1966 г.