

817802643

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ՖԻՏԱԿԱՆ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄ ՆԱՍԿԻՆԵ ՍՈՑԻԱԼԻԶՄԻ
НАУЧНОЕ СООБЩЕНИЕ

ЕФИ—158(76)

Գ.Մ.ԱՏԱՏՐՅԱՆ, Ա.Ն.ԶԱՏԼԱՎՍԿԻԻ

ՄԱՍՍՈՎՅԵ ՓՐՄՈՒԼՅԸ ԴՅԱ
ՄԵԶՈՆՈՎ Բ ՏԻՄՄԵՏՐԻՅՅՆ SU(8) Ի SU_w(8)

ԱՐՄՍ

ԵՐԵՎԱՆ

1976



ԵՐԵՎԱՆ

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Научное сообщение ЕФИ-158(76)

Г. МАСАТРЯН, А. Н. ЗАСЛАВСКИЙ

МАССОВЫЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ МЕЗОНОВ
В СИММЕТРИЯХ $SU(8)$ И $SU_{\psi}(8)$

Ереван 1976

© *Ереванский физический институт, 1976*

1. Хорошо известно, что несмотря на все дефекты, симметрия $SU(6)$ приводит к правильной классификации частиц, описывает расщепление масс в мультиплеттах и другие статические эффекты [1].

В настоящей работе обсуждаются массовые формулы для групп $SU(8)$ и $SU_W(8)$, соответствующих объединению групп обычного спина $SU_S(2)$ и W -спина $SU_W(2)$ [2] с группой внутренней симметрии $SU(4)$ [3] которая широко обсуждается [4-6] в последнее время в связи с интерпретацией узких резонансов ψ (3095) и ψ (3685).

Показано, что релятивистская группа $SU_W(8)$, остающаяся инвариантными уравнения движения вдоль выделенного направления (\hat{z}), содержит возможность более естественной классификации новых мезонов, чем статическая симметрия $SU(8)$. Обсуждается механизм нарушения симметрии, получены массовые формулы и численные предсказания для масс $D(D^*)$, $S(S^*)$, η_c - мезонов, а также значения смешиваний в нарушенной симметрии $SU_W(8)$.

2. Группа $SU(8)$. Мезоны с $J^P = 0^-$ и 1^- классифицируются в $SU(8)$ по представлению $\underline{63}$, которое имеет следующее $SU(4) \otimes SU_S(2)$ содержание: $\underline{63} = (\underline{15}, \underline{1}) \oplus (\underline{15}, \underline{3}) \oplus (\underline{1}, \underline{3})$. Важно отметить, что (как и в $SU(6)$) псевдоскалярные и векторные мезоны классифицируются различно - в представлении $\underline{63}$ содержится 15-плет 0^- мезонов и $\underline{15} \oplus \underline{1}$ состояний с $J^P = 1^-$.

Соответствующая массовая формула для 15-плета $SU(4)$, полученная Бьеркенем и Глэшоу [3], приводит к малым значениям масс чармованных 0^- - мезонов:

$$(m_{\eta_c}^2 - m_{\pi}^2)(m_{\eta}^2 - m_{\pi}^2) = \frac{2}{3}(m_K^2 - m_{\pi}^2)(2(m_{\eta}^2 + m_{\eta}^2) - m_{\pi}^2 - 3m_K^2) \quad (1)$$

$$m_{\pi} = 0,75 \text{ ГэВ} \quad , \quad m_K = 0,89 \text{ ГэВ}$$

$$m_{\eta_c} = 0,95 \text{ ГэВ} .$$

Это обстоятельство не позволяет получить в представлении $\underline{63}$ большие (~ 3 ГэВ) массы 1^- - мезонов. При общих предположениях о структуре взаимодействия, нарушающего симметрию $SU(8)$, массовый оператор мезонов преобразуется по представлениям $\underline{1232}$, $\underline{720}$, $\underline{63}$; $\underline{63}^*$, $\underline{1}$, так как $\underline{63} \otimes \underline{63} = \underline{1232} \oplus \underline{945} \oplus \underline{945}^* \oplus \underline{63} \oplus \underline{63} \oplus \underline{720} \oplus \underline{1}$. Нарушение $SU(4)$ предполагается минимальным $H_{\text{вз.}} = H_0 + H_8 + H_{15}$. Диагонализуя массовый оператор для тройного $\omega - \psi - \psi$ смешивания, можно получить, кроме формулы (1), следующие массовые формулы для векторных мезонов.

$$\begin{aligned} \psi \cdot \psi + \psi \cdot \omega + \omega \cdot \psi &= (\psi + \psi + \omega - \frac{1}{2}(3S^* + \rho)) \times \\ &\times \frac{1}{2}(3S^* + \rho) + \frac{1}{18}(4K^* - \rho)(5\rho + 9S^* - \\ &8K^*) - \frac{2}{9}(K^* - \rho)^2 - \frac{1}{12}(4K - \pi - 3S)^2 - \frac{2}{3}(K - \pi)^2 \quad (2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \psi \cdot \omega \cdot \psi &= \frac{1}{18}(5\rho + 9S^* - 8K^*)(4K^* - \rho)(\psi + \psi + \omega - \\ &-\frac{1}{2}(3S^* + \rho)) + \frac{2}{9}(4K - \pi - 3S)(K - \pi)(K^* - \rho) - \frac{1}{36} \times \quad (3) \\ &(4K^* - \rho)(4K - \pi - 3S)^2 - \frac{1}{9}(K - \pi)^2(5\rho + 9S^* - 8K^*) - \\ &-\frac{2}{9}(K^* - \rho)^2(\psi + \psi + \omega - \frac{1}{2}(3S^* + \rho)) \\ &S^* - \rho = S - \pi \end{aligned}$$

При получении формул (2) и (3) учтена малость октетных нарушений из высших представлений $SU(8)$, что приводит к соотношениям известным из $SU(6)$ - $m_\Sigma = m_\Lambda$ и массовой формуле Бега и Синга [1]. Формулы (2) и (3) приводят к малым значениям масс векторных мезонов (символами частиц обозначены здесь квадраты их масс)

$$m_{\rho^*} = 1.07 \text{ Гэв} \qquad m_{\psi^*} = 1.16 \text{ Гэв} \qquad (4)$$

$$m_{\psi_c} = 1.31 \text{ Гэв}.$$

Результат легко понять на языке кварковой модели, так как массовая формула Бьеркена-Глэшоу (1) для псевдоскалярных мезонов закрепляет малый параметр нарушения симметрии $R = \frac{m_c - m_n}{m_s - m_n} \sim 2,5$, и для векторных мезонов в представлении $\underline{63}$ за счет спиновых сил нельзя получить большое (~ 3 Гэв) значение массы ψ - мезона. Обсуждаемая трудность может быть устранена двумя способами.

а) Рассмотрим представление $\underline{63} \oplus \underline{1}$ с произвольным смешиванием, так как из-за сильного нарушения симметрии возможны переходы $\underline{63} \rightarrow \underline{1}$. В этом случае массовые формулы в $SU(8)$ теряют предсказательную силу, и массы частиц могут быть любыми; отсутствует аналогия с $SU(6)$, где переходы $\underline{35} \rightarrow \underline{1}$ несущественны ж).

б) Вторая возможность состоит в исследовании массовых формул в $SU_W(8)$ - симметрии. W - "спин-флип" и релятивистская инвариантность приводят с необходимостью к классификации мезонов в представлении $\underline{64}$ ($\underline{63} \oplus \underline{1}$ с определенным смешиванием). В ра-

ж) Возможность классификации мезонов в представлении $\underline{63} \oplus \underline{1}$ для $SU(8)$ отмечена недавно С. Окубо [12].

боте [9], где изучались массовые формулы для $SU_W(6)$, показано, что при общих предположениях о виде нарушающего симметрию взаимодействия, имеет место массовая формула $m_{\eta'}^2 + m_{\pi}^2 + m_{\eta}^2 = m_{\omega}^2 + m_{\psi}^2 + m_{\rho}^2$, где η' - девятый псевдоскалярный мезон. Эта формула хорошо выполняется, если считать, что $\eta' \equiv E(1420)$ и не выполняется, если $\eta' \equiv X^0(958)$ [9]. При классификации 0^- и 1^- мезонов в представлении $\underline{64}$ группы $SU_W(8)$ получаем массовую формулу

$$m_{\eta'}^2 + m_{\eta}^2 + m_{\pi}^2 + m_{\eta_c}^2 = m_{\omega}^2 + m_{\psi}^2 + m_{\rho}^2 + m_{\psi}^2 (3095). \quad (5)$$

Если предположить, что $\eta' \equiv E(1420)$, то массовая формула (5) предсказывает для нижнего состояния чармония 1S_0 массу $m_{\eta_c} = 3,08$ Гэв. Если $\eta' \equiv X^0(958)$, то $m_{\eta_c} = 3,25$ Гэв, т.е. масса парачармония больше массы орточармония, что не соответствует принятой трактовке. Вывод о том, что $E(1420)$ -мезон лучше соответствует схеме чармония, уже обсуждался на основе группы $SU(4)$ в [7, 8]. По нашему мнению, это усиливает интерес к спиновым корреляциям в распадах $X^0(958)$ [10, 11] и более тщательному анализу спин-четности для $E(1420)$ -мезона.

При общих предположениях [9] о нарушающем симметрию $SU_W(8)$ взаимодействии (см. Приложение, табл.1) система уравнений для масс мезонов в $SU_W(8)$ может быть решена, и одно из решений дает следующие значения для масс $D(D^*)$, $S(S^*)$ и η_c -мезонов:

$$m_D = 2,13 \text{ Гэв} \quad m_S = 2,18 \text{ Гэв} \quad (6a)$$

$$m_{D^*} = 2,40 \text{ Гэв} \quad m_{S^*} = 2,44 \text{ Гэв если } \eta' \equiv E(1420)$$

$$m_{\eta_c} = 3,08 \text{ Гэв}$$

Для альтернативного случая, когда девятым псевдоска-

лярным мезоном является χ^0 (958), решение имеет вид

$$m_D = 1,78 \text{ Гэв} \quad m_S = 1,84 \text{ Гэв} \quad (66)$$

если $\eta' \equiv \chi^0$ (958)

$$m_{D^*} = 2,41 \text{ Гэв} \quad m_{S^*} = 2,45 \text{ Гэв}$$

$$m_{\eta_c} = 3,25 \text{ Гэв}$$

Решение (6а) согласуется с результатами [4, 7], значения масс D и S -мезонов в (66) могут быть полезны при интерпретации распадов ψ (3685)..

Результаты нарушенной $SU_w(8)$ для смешиваний зависят от значения массы ρ -мезона. Если предположить $m_\rho = 770$ Мэв, то физические состояния выражаются через комбинации кварков $\frac{\bar{u}u + \bar{d}d}{\sqrt{2}} = \phi_n, \bar{s}s = \phi_s, \bar{c}c = \phi_c$ для решения (6а) в виде

$$\begin{aligned} \eta_c &= 0,109\phi_n + 0,043\phi_s + 0,993\phi_c; \quad \psi_c = -0,105\phi_n - 0,100\phi_s + 0,989\phi_c \\ \eta &= -0,492\phi_n + 0,870\phi_s + 0,017\phi_c; \quad \psi = 0,237\phi_n + 0,964\phi_s + 0,123\phi_c \\ \eta' &= 0,864\phi_n + 0,491\phi_s - 0,116\phi_c; \quad \omega = 0,966\phi_n - 0,248\phi_s + 0,077\phi_c \end{aligned} \quad (7)$$

Аналогичные результаты для решения с $\eta' \equiv \chi^0$ (958) имеют вид:

$$\begin{aligned} \eta_c &= 0,306\phi_n + 0,182\phi_s + 0,935\phi_c; \quad \psi_c = -0,113\phi_n - 0,106\phi_s + 0,988\phi_c \\ \eta &= -0,441\phi_n + 0,897\phi_s - 0,030\phi_c; \quad \psi = 0,236\phi_n + 0,963\phi_s + 0,131\phi_c \\ \eta' &= 0,844\phi_n + 0,402\phi_s - 0,354\phi_c; \quad \omega = 0,965\phi_n - 0,249\phi_s + 0,084\phi_c \end{aligned} \quad (8)$$

Релятивистская симметрия $SU_w(8)_{str}$, соответствующая составляющим кваркам [13], содержит возможность экономной классификации новых мезонов, позволяет получить независимые от параметров результаты для масс мезонов и смешиваний.

Авторы благодарны Г.М.Гарибяну, С.Б.Герасимову, Л.И.Липидусу, В.М.Шехтеру и, особенно, С.Г.Матиняну и В.И.Огневцову за полезные обсуждения и замечания, а также Д.Ю.Бардину за помощь в вычислениях на ЭВМ.

ПРИЛОЖЕНИЕ

В группе $SU_w(8)$ имеются представления двух типов: представления W - типа, в которых состояния классифицируются по W -спину (например, $64W$ -плет мезонов) и представления S - типа, в которых классификация идет по обычному спину (120-плет барионов, 63_S) [9].

Наиболее общая структура взаимодействия, нарушающего симметрию $SU_w(8)$ в массовом операторе, имеет вид

$$\begin{aligned}
 & m_0^2 \cdot 1 + A_{1296}^W(15+) [1296_W(15+)] + A_{1296}^S(15+) [1296_S(15+)] \\
 & + A_{1296}^S(15-) [1296_S(15-)] + A_{784}^W(15+) [784_W(15+)] \\
 & + A_{784}^S(15+) [784_S(15+)] + A_{784}^S(15-) [784_S(15-)] \\
 & + A_{63}^S(15) [63_S(15)] + A_{1296}^W(8+) [1296_W(8+)] \\
 & + A_{1296}^S(8+) [1296_S(8+)] + A_{1296}^S(8-) [1296_S(8-)] \\
 & + A_{784}^W(8+) [784_W(8+)] + A_{784}^S(8+) [784_S(8+)] \\
 & + A_{784}^S(8-) [784_S(8-)] + A_{63}^S(8) [63_S(8)] \\
 & + A_{1296}^W(1+) [1296_W(1+)] + A_{1296}^S(1+) [1296_S(1+)] \\
 & + A_{1296}^S(1-) [1296_S(1-)] + A_{784}^W(1+) [784_W(1+)] \\
 & + A_{784}^S(1+) [784_S(1+)] + A_{784}^S(1-) [784_S(1-)]
 \end{aligned}
 \tag{п.1,}$$

Здесь числа 1,8,15 обозначают унитарное содержание, а знаки (+) и (-) соответствуют симметрии спиновой части, например:

$$[1296_W(1+)] = [(W_z)_b^a (W_z)_d^c + (W_z)_d^a (W_z)_b^c] [\delta_B^A \delta_D^C + \delta_D^A \delta_B^C]$$

$$[1296_S (8^\pm)] = [\delta_b^a \delta_d^c \pm \delta_b^c \delta_d^a] [T_B^A \delta_D^C \pm T_D^A \delta_B^C \pm T_B^C \delta_D^A + T_D^C \delta_B^A]$$

$$[784_S (15^\pm)] = [\delta_b^a \delta_d^c \pm \delta_b^c \delta_d^a] [S_B^A \delta_D^C \mp S_D^A \delta_B^C \mp S_B^C \delta_D^A + S_D^C \delta_B^A]$$

$$a, b, c, d = 1, 2$$

$$A, B, C, D = 1, 2, 3, 4$$

$(W_{\mathbb{Z}})_b^a$ - матричные элементы W -спина в кварковом представлении,

$$T_A^B = \delta_A^3 \delta_3^B - \frac{1}{4} \delta_A^B, \quad S_A^B = \delta_A^4 \delta_4^B - \frac{1}{4} \delta_A^B$$

Необходимо также специально потребовать, чтобы массы мезонов расщеплялись по обычному спину, а не по W -спину [9]. Это условие ограничивает число параметров и приводит к следующему виду нарушения:

$$\begin{aligned} & A_{1296}^S (1+) \{ [1296_S (1+)] - [784_S (1-)] \} + \\ & A_{1296}^S (1-) \{ [1296_S (1-)] - [784_W (1+)] \} + \\ & A_{784}^S (8+) \{ [784_S (8+)] - [784_W (8+)] \} + \\ & A_{1296}^S (8+) \{ [1296_S (8+)] - [784_S (8-)] \} + \\ & A_{1296}^S (8-) \{ [1296_S (8-)] - [784_W (8+)] \} + \\ & A_{784}^S (15+) \{ [784_S (15+)] - [784_W (15+)] \} + \\ & A_{1296}^S (15+) \{ [1296_S (15+)] - [784_S (15-)] \} + \\ & A_{1296}^S (15-) \{ [1296_S (15-)] - [784_W (15+)] \} + m_0^2 \cdot 1 \end{aligned} \quad (1.2)$$

Матричные элементы массового оператора для 64-плета мезонов в $SU_w(8)$, соответствующие нарушению (п.2), приведены в табл.1, где $\eta^{(0)}$, $\eta'^{(0)}$, $\eta_c^{(0)}$ - квадраты масс нефизических состояний, $\langle \eta \eta' \rangle_0$, $\langle \eta \eta_c \rangle_0$, $\langle \eta' \eta_c \rangle_0$ - смешивания и аналогично для векторных частиц. Используя табл.1, легко получить массовую формулу (5). Формулу, аналогичную (5), можно доказать также для группы $SU_w(n)$.

Диагонализуя массовую матрицу, можно получить также решения (6) и (7, 8) для масс мезонов и смешиваний. Величина смешиваний зависит от m_ρ . В таблицах 2,3 приведены смешивания при трех значениях $m_\rho = 765$, 770 , 775 Мэв для обоих решений (6а) и (6б). Если ис-

пользовать линейные, а не квадратичные массовые формулы, то из (5) получим $m_{\eta'} = 3,56$ Гэв, если $\eta' \equiv E(1420)$ и $m_{\eta_c} = 4,02$ Гэв, если $\eta_c \equiv X^0(958)$. Отметим также, что в области масс $0 < m < 3$ Гэв, кроме решения (6), имеется еще одно точное решение с малыми значениями масс чармованных мезонов

$$\begin{array}{ll} m_\rho = 1,49 \text{ Гэв} & m_\sigma = 1,56 \text{ Гэв} \\ m_{\rho^*} = 2,09 \text{ Гэв} & m_{\sigma^*} = 2,13 \text{ Гэв} \end{array}$$

(п.3)

$$\begin{array}{ll} m_{\eta_c} = 3,08 \text{ Гэв,} & \text{если } \eta' \equiv E(1420) \\ m_\rho = 0,76 \text{ Гэв} & m_\sigma = 0,90 \text{ Гэв} \\ m_{\rho^*} = 2,31 \text{ Гэв} & m_{\sigma^*} = 2,35 \text{ Гэв} \\ m_{\eta_c'} = 3,25 \text{ Гэв,} & \text{если } \eta' \equiv X^0(958) \end{array}$$

(п.4)

Таблица I

Массовая матрица для мезонов в нарушенной $SU_w(8)$

m^2 \ A	$A_{\text{mes}}^3(1^+)$	$A_{\text{mes}}^3(1^-)$	$A_{\text{mes}}^3(8^+)$	$A_{\text{mes}}^3(8^-)$	$A_{\text{mes}}^3(8^+)$	$A_{\text{mes}}^3(8^-)$	$A_{\text{mes}}^3(15^+)$	$A_{\text{mes}}^3(15^-)$	$A_{\text{mes}}^3(15^+)$	m_0^2
π	2	4	-1	-2	-1	-1	-2	-1	-1	1
K	2	4	1	2	1	-1	-2	-1	-1	1
D	2	4	-1	-2	-1	1	2	1	1	1
S	2	4	1	2	1	1	2	1	1	1
$\eta^{(0)}$	2	4	5/3	10/3	5/3	-1	-2	-1	-1	1
$\eta_c^{(0)}$	2	4	-2/3	-4/3	-2/3	2	4	2	2	1
$\eta^{(0)}$	10	-12	0	0	0	0	0	0	0	1
$\langle \eta \eta' \rangle_0$	0	0	$-2\sqrt{6}$	$4\sqrt{6}/3$	$2\sqrt{6}/3$	0	0	0	0	0
$\langle \eta_c \eta' \rangle_0$	0	0	$\sqrt{3}$	$-2\sqrt{3}/3$	$-\sqrt{3}/3$	$-3\sqrt{3}$	$2\sqrt{3}$	$\sqrt{3}$	$\sqrt{3}$	0
$\langle \eta \eta_c \rangle_0$	0	0	$-2\sqrt{2}/3$	$-4\sqrt{2}/3$	$-2\sqrt{2}/3$	0	0	0	0	0
ρ	2	0	-1	0	1	-1	0	1	1	1
K^*	2	0	1	0	-1	-1	0	1	1	1
D^*	2	0	-1	0	1	1	0	-1	1	1
S^*	2	0	1	0	-1	1	0	-1	1	1
$\psi^{(0)}$	2	0	5/3	0	-5/3	-1	0	1	1	1
$\psi^{(0)}$	2	0	-2/3	0	2/3	2	0	-2	1	1
$\omega^{(0)}$	10	0	0	0	0	0	0	0	0	1
$\langle \psi \omega \rangle_0$	0	0	$-2\sqrt{6}$	0	$-2\sqrt{6}/3$	0	0	0	0	0
$\langle \psi \omega \rangle_0$	0	0	$\sqrt{3}$	0	$\sqrt{3}/3$	$-3\sqrt{3}$	0	$-\sqrt{3}$	0	0
$\langle \psi \psi \rangle_0$	0	0	$-2\sqrt{2}/3$	0	$2\sqrt{2}/3$	0	0	0	0	0

Таблица 2

Смешивания для решения $\eta' \equiv E (I420)$

	$\frac{\bar{u}u + \bar{d}d}{\sqrt{2}}$	$\bar{s}s$	$\bar{c}c$
η_c	0.096 0.109 0.121	0.034 0.043 0.051	0.995 0.993 0.991
η	-0.492 -0.492 -0.493	0.870 0.870 0.870	0.018 0.017 0.016
η'	0.865 0.864 0.862	0.491 0.491 0.490	-0.101 -0.116 -0.130
ψ_c	-0.098 -0.105 -0.111	-0.097 -0.100 -0.104	0.990 0.989 0.988
ω	0.965 0.966 0.966	-0.252 -0.248 -0.243	0.071 0.077 0.083
φ	0.242 0.237 0.232	0.963 0.964 0.964	0.118 0.123 0.128

Таблица 3

Смешивания для решения $\eta' \equiv \chi^{\circ}(958)$

	$\frac{\bar{u}u + \bar{d}d}{\sqrt{2}}$	$\bar{s}s$	$\bar{c}c$
η_c	0.305 0.306 0.306	0.181 0.182 0.182	0.935 0.935 0.934
η	-0.437 -0.441 -0.445	0.899 0.897 0.895	-0.032 -0.030 -0.029
η'	0.842 0.844 0.846	0.407 0.402 0.398	-0.354 -0.354 -0.354
ψ_c	-0.113 -0.113 -0.114	-0.106 -0.106 -0.106	0.988 0.988 0.988
ω	0.964 0.965 0.966	-0.254 -0.249 -0.244	0.083 0.084 0.085
ψ	0.241 0.236 0.231	0.962 0.963 0.964	0.131 0.131 0.130

ЛИТЕРАТУРА

1. I. Gursev, L. A. Radicatti. *Phys. Rev. Lett.* 13, 173 (1964);
A. Pais. *Phys. Rev. Lett.* 13, 175 (1964); M. A. B. Beg,
V. Singh. *Phys. Rev. Lett.* 13, 418 (1964).
2. H. J. Lipkin, S. Meshkov. *Phys. Rev. Lett.* 14, 670 (1965).
3. B. J. Bjorken, S. L. Glashow. *Phys. Lett.* 11, 255 (1964).
4. S. Okubo et al. *Phys. Rev. Lett.* 34, 236 (1975); S. Boren-
hardt et al. *Phys. Rev. Lett.* 34, 38 (1975); A. De Rujula,
S. L. Glashow. *Phys. Rev. Lett.* 34, 46 (1975).
5. Л. Б. Окунь. Всесоюзная школа по физике высоких энер-
гий, Ереван, 1975
6. M. K. Gaillard, B. W. Lee, J. L. Rosner. *Fermilab-Pub-75/14*
THY (1975).
7. M. Gourdin. Preprint Par/LPTHE 75.5 (1975).
8. R. F. Dashen, I. J. Muzinich, B. W. Lee, C. Quigg. *Fermilab-*
Pub/75/18-THY (1975).
9. А. Н. Заславский, В. И. Огневский, В. Тыбор. Письма
в ЖЭТФ, 6, 606 (1967) *Acta Phys. Polon.* 33, 209 (1968)
10. G. R. Kalbfleisch et al. *Phys. Rev. Lett.* 31, 303 (1973);
J. S. Danburg et al. *Phys. Rev.* D8, 3744 (1973).
11. В. И. Огневский и др. *ИФ*, 20, 203 (1974);
Phys. Lett. 35B, 69 (1971).
12. S. Okubo. Preprint UR-524, C00-3065-112 (1975); *Phys.*
Rev. D11, 3261 (1975).
13. H. J. Melosh. Preprint EFI 73/26 (1973); J. Weyers, TH.
1743-CERN (1973)
Рукопись поступила 2-го декабря 1975 г.



Редактор Л.П.Мукаян
Тех.редактор А.С.Абрамян

Заказ 465 Вф_03732 Тираж 299
Подписано к печати 19/II-76г. Формат издания 30x40
1,0 уч.изд.л.Ц. 7 к.

Отпечатано на ротаприте
Ереванского физического института, Ереван-36, пер.Мар-
каряна 2