Письма в ЖЭТФ, том 21, вып. 11, стр. 681 – 684. *5 июня 1975 г.*

УСЛОВИЕ PCAC В МОДЕЛЯХ С $(\bar{6},6)+(6,\bar{6})$ И (8,8) НАРУШЕНИЕМ КИРАЛЬНОЙ $SU(3)\times SU(3)$-СИММЕТРИИ

Ю.Н.Кафиев

Рассмотрены следствия для $SU(2)\times SU(2)$-симметрии в моделях с $(\bar{6},6)+(6,\bar{6})$ и (8,8) нарушением киральной $SU(3)\times SU(3)$. Показано, что при $m_\pi^2=0$ возникают большие отклонения ($\sigma^{\pi\pi}\sim 1$ *Гэв*) от $SU(2)\times SU(2)$-симметрии, что означает невозможность согласованного введения условия PCAC.

В настоящее время общепринятой является реализация киральной $SU(3)\times SU(3)$- симметрии со следующими предположениями: 1) голдстоуновский характер нарушения симметрии; 2) симметрия $SU(2)\times SU(2)$ выполняется много точнее, чем $SU(3)$; 3) в теорию можно ввести условие PCAC [1]. Для утверждения этих принципов важную роль сыграла модель Гелл-Манна, Оакса, Реннера [2], в которой нарушающая симметрию часть гамильтониана (H_I) преобразуется по представлению $(\bar{3},3)+(3,\bar{3})$ и предположения 1) – 3) выполняются. σ – коммутатор ($\sigma^{\alpha\beta}=i[Q_5^\alpha,\partial_\mu A_\mu^\beta]=[Q_5^\alpha[Q_5^\beta,H_I]]$ имеют лишь компоненту с изоспином 0 (здесь и далее имеется в виду симметричная по индексам часть). Детальные вычисления σ-членов πN- и KN-рассеяния [3] показало, что, по-видимому, модель $(\bar{3},3)+(3,\bar{3})$ дает заниженные значения (соответственно 26 и 180 *Мэв*, экспериментально 50 и 450 *Мэв*). Таже данные по низкоэнергетическому $\pi\pi$-рассеянию требуют присутствия в σ-коммутаторе члена с $I=2$ [8]. В связи с этим были предложены модели с H_I преобразующимся по $(\bar{6},6)+(6,\bar{6})$ и (8,8) [5, 4], в которых σ^{jk} ($j,k=1,2,3$) имеет компоненты с $I=2$. Мы не будем здесь рассматривать экспериментальные предсказания этих моделей [3]. Для нас существенно, что в них и при $m_\pi^2=0$ аксиальный ток не сохраняется, т. е. не восстанавливается $SU(2)\times SU(2)$-симметрия. Поэтому в этих моделях исключительно важным является вопрос о согласованном введении условия PCAC, которое, как уже говорилось, является в такого рода моделях дополнительным. Реннер и Садбери [6] показали, что при условии октетной диминантности в моделях $(\bar{3},3)+(3,\bar{3})$ и $(1,8)+(8,1)$ (тривиально) аксиальный ток сохраняется в пределе $m_\pi^2\to 0$ в операторном виде. В моделях $(\bar{6},6)+(6,\bar{6})$ и (8,8) не было предпринято какихлибо попыток установить следствия этого феномена, несмотря на всю его важность, хотя эти модели широко использовались для извлечения конкретных предсказаний [3 – 5, 7].

В этой работе мы рассматриваем нарушение $SU(2)\times SU(2)$-симметрии в моделях $(\bar{6},6)+(6,\bar{6})$ и (8,8) при $m_\pi^2=0$. Гамильтониан в общем случае записывается в виде

$$H=H_o+H_I=H_o+u_o+\epsilon u_8 \tag{1}$$

(можно добавить также вклад 27-плета, однако точность выполнения октетной доминантности делает это излишним). Предположение 1) позволяет, как обычно, выразить ϵ через массы псевдоскалярных мезонов. Имеем

$$\epsilon_{6,6} = \frac{10\sqrt{5}(m_\pi^2 - m_k^2)}{7(m_\pi^2 + 2m_k^2)} , \tag{2а}$$

$$\epsilon_{8,8} = \frac{10}{\sqrt{3}} \frac{2(m_\pi^2 - m_k^2)}{(m_\pi^2 + 2m_k^2)} . \tag{2б}$$

Рассмотрим модели в пределе $m_\pi^2 = 0$. Сохранение аксиального тока требует $< B_\alpha | \sigma^{jk} | B_\beta > = 0$. Введем формфакторы

$$< B_\alpha | u_0 | B_\beta > = U_0 \delta_{\alpha\beta} , \tag{3а}$$

$$< B_\alpha | u_\gamma | B_\beta > = i\phi f_{\alpha\gamma\beta} + \delta d_{\alpha\gamma\beta} , \tag{3б}$$

$$< B_\alpha | u_\theta | B_\beta > = U_{27} \zeta_{\theta\alpha\beta} . \tag{3в}$$

Здесь $\theta = 1,2...27$, $\zeta_{\theta\alpha\beta}$ – коэффициенты Клебша – Гордана для 27-плета в разложении 8×8. U_0 – вклад в массы барионного октета, вызванный нарушением киральной $SU(3) \times SU(3)$. Разумный ее порядок 0 – 200 *Мэв*. Обычно считают $U_0 \approx 200$ *Мэв*, предполагая, что киральная $SU(3) \times SU(3)$ является хорошей симметрией. $\phi = \frac{M_N - M_\Xi}{\epsilon\sqrt{3}}$; $\delta = \frac{2(M_\Sigma - M_\Lambda)}{\epsilon\sqrt{3}}$

Константа U_{27} неизвестна. Для σ-коммутатора в модели (8,8) имеем

$$< B_\alpha | \sigma^{jk} | B_\beta > = 12(1 + C) U_0 \delta_{\alpha\beta} \delta_{jk} + \frac{6(1 + 3C)}{\sqrt{3}} \times$$

$$\times \delta_{jk} (i\phi f_{\alpha 8\beta} + \delta d_{\alpha 8\beta}) - 4\left(1 + 2C\right)\left(\zeta_{\theta jk} - \frac{1}{3}\delta_{jk}\zeta_{\theta ii}\right)\zeta_{\theta\alpha\beta} U_{27} +$$

$$+ \delta_{jk} U_{27} \left[\frac{5 + 19C}{3} \zeta_{\theta ii} \zeta_{\theta\alpha\beta} - (1 - C)\zeta_{\theta\alpha\beta}\zeta_{\theta 88}\right] . \tag{4}$$

Здесь $C = (\sqrt{3}/10)\epsilon_{8,8}$. В модели $(\bar{6},6) + (6,\bar{6})$ аналогичное выражение слишком громоздко и мы его не выписываем. Видно, что в (4) есть вклад как изоспина 0, так и изоспина 2. Также в модели (8,8) при m_π^2 $C = -1$, U_0 не дает вклада в σ-член, т. е. эта неопределенность не влияет на результат. Приравняем, к примеру, $\sigma_{NN}^{\pi\pi} = 0$. Отсюда мы определим U_{27}. $U_{27}(6,6) = -156$ *Мэв*, $U_{27}(8,8) = 322$ *Мэв*.

Не проводя вычислений можно сразу указать два простых соотношения

$$\sigma_{NN}^{\pi\pi}(6,6) = \sigma_{\Xi\Xi}^{\pi\pi}(6,6) - \frac{12(M_\Xi - M_N)}{25}, \tag{5}$$

$$\sigma_{NN}^{\pi\pi}(8,8) = \sigma_{\Xi\Xi}^{\pi\pi}(8,8) - \frac{6(M_\Xi - M_N)}{5}. \tag{6}$$

Отсюда видно, что в моделях $(\bar{6},6) + (6,\bar{6})$ и (8,8) нарушение $SU(3)$ немедленно влечет нарушение $SU(2) \times SU(2)$, причем величина его по порядку даже превосходит среднюю разность масс октета. Используя полученные значения U_{27} найдем, что численно σ-члены равны при $m_\pi^2 = 0$.

	$(\bar{6},6) + (6,\bar{6})$	(8,8)
$\sigma_{NN}^{\pi\pi}$	0 (по условию)	0 (по условию)
$\sigma_{\Xi\Xi}^{\pi\pi}$	180	450
$\sigma_{\Lambda\Lambda}^{\pi\pi}$	-17	-820
$\sigma_{\Sigma\Sigma}^{\pi\pi}$ $(I=0)$	600	-41
$\sigma_{\Sigma\Sigma}^{\pi\pi}$ $(I=2)$	485	1290

Хотя в моделях $(\bar{6},6) + (6,\bar{6})$ и (8,8) заренее очевидна невозможность точного выполнения PCAC $\partial_\mu A_\mu^i = m_\pi^2 f_\pi \pi^i$, этим обстоятельством пренебрегали, считая нарушение несущественным. Цифры таблицы показывают, что возникающее в этих моделях нарушение $SU(2) \times SU(2)$ на порядок больше пионной массы и обусловлено нарушением $SU(3)$. В рамках общепринятой ныне реализации киральной $SU(3) \times SU(3)$ эти нарушения описываются различными, никак не связанными механизмами, так как киральная симметрия предполагается реализованной способом Голдстоуна – Намбу, а $SU(3)$ – Вигнера – Вейля. Таким образом, модели нарушения киральной $SU(3) \times SU(3)$ с H_I в виде $(\bar{6},6) + (6,\bar{6})$ и (8,8) противоречат основным предположениям теории 1) – 3) и, по-видимому, в этих рамках неприемлемы. Привлечение дополнительной экспериментальной информации позволяет показать [8],что в случае комбинированного нарушения симметрии типа $(\bar{3},3) + (3,\bar{3}) + (8,8)$, отмеченные свойства также приводят к значительным отклонениям от PCAC.

Автор искренне благодарен В.В.Серебрякову за многочисленные полезные обсуждения.

Институт математики
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
28 апреля 1975г.

Литература

[1] H.Pagels. Phys. Reports, 1975 (to be published).

[2] M.Gell-Mann, R.Oakes, B.Renner. Phys. Rev., 175, 2195, 1969.

[3] E.Reya. Rev. Mod. Phys., 46, 545, 1974.

[4] J.J.Brehm. Nucl. Phys., B34, 269, 1971.

[5] P.R.Auvil. Phys. Rev., D6, 3209, 1972.

[6] B.Renner, A.Sudbery. Nucl. Phys., B13, 271, 1969.

[7] H.Genz, J.Katz, H.Steiner. Phys. Lett., B39, 544, 1972.

[8] Yu. N.Kafiev. Preprint IM SO AN TP-87, Novosibirsk, 1975.