Письма в ЖЭТФ, том 9, стр.548-552 *5 мая 1969 г.*

К РАСЩЕПЛЕНИЮ МАСС В ИЗОМУЛЬТИПЛЕТАХ ПСЕВДОСКАЛЯРНЫХ МЕЗОНОВ

Дж. Л.Чкареули

В данной работе вычисляются (в порядке e^2) радиационные поправки к массам псевдоскалярных мезонов в лагранжевой теории с поперечными векторными полями [1] (см. недавнее обсуждение в [2]):

$$L(x) = -\frac{1}{4}V^i_{\mu\nu}V^i_{\mu\nu} - \frac{1}{2}V^i_\mu m^2_V V^i_\mu + L_m(\Psi, D_\mu\Psi),$$

$$V^i_{\mu\nu} = \partial_\mu V^i_\nu - \partial_\nu V^i_\mu + g C_{ijk} V^j_\mu V^k_\nu, \quad D_\mu\Psi = \partial_\mu\Psi + T^i V^i_\mu \Psi, \qquad (1)$$

где C_{ijk} – структурные константы компактной полупростой алгебры Ли, а матрицы T^i задают представление этой алгебры в пространстве полей Ψ. Интересующий нас уровень симметрии в (1) соответствует инвариантности $L(x)$ относительно группы $SU(2) \otimes U(1)_B \otimes U(1)_Y$ (прямое произведение групп изоспина, барионного заряда и гиперзаряда). Источником этой инвариантности согласно [1] является триплет векторных полей V^1, V^2, V^3 и пара синглетов V^4 и V^5 ($C_{ijk} = \epsilon_{ijk}$; $i,j,k = 1,2,3$ и $C_{ijk} = 0$ для других значений индексов i,j,k), а по общепринятой идентификации, восходящей к Сакураи [3] (и с учетом $\omega - \phi$ смешивания), поля эти суть $V^i_\mu = (\rho_\mu, \omega_\mu, \phi_\mu)$, $i = 1,2,3,4,5$.

Детализируем теперь L_m. Мы будем учитывать все промежуточные одночастичные состояния, которые в электродинамике Кролла – Ли –

Зумино дают вклад в электромагнитную собственную энергию псевдоскалярных мезонов P. В минимальной лагранжевой теории (теория с безразмерными и размерности массы константами связи) таковыми являются состояния с $J^P = 0^-, 1^+, 2^-$. О 2^--резонансах в настоящее время ничего неизвестно. Поэтому, оставляя в L_m только часть, относящуюся к 0^-- и 1^+-полям, будем иметь:

$$L_m(x) = a[-\frac{1}{2} D_\mu P D_\mu P - \frac{1}{2} P \mu^2 P] - \frac{1}{4} A_{\mu\nu} A_{\mu\nu} - \frac{1}{2} A_\mu m^2 A_\mu +$$

$$+ f A_\mu D_\mu P, \qquad (2)$$

где $A_{\mu\nu} = D_\mu A_\nu - D_\nu A_\mu$, P и A_μ описывают изомультиплеты 0^-- и 1^+-мезонов, соответственно, а $a \neq 1$ характеризует $P - A$ смешивание. Диагонализация L_m по A_μ и $\partial_\mu P$

$$A_\mu = a_\mu + \frac{f}{m^2} \partial_\mu P, \quad a = 1 + \frac{f^2}{m^2}. \qquad (3)$$

приводит к новым полям a_μ, с которыми в дальнейшем идентифицируются 1^+-мезоны. 3- и 4-вершины, представляющие интерес, имеют вид:

$$L_{VPP} = V_\mu^l P T^l \partial_\mu P, \qquad (4)$$

$$L_{AVP} = \frac{f}{m^2} V_\mu^l [(\partial_\mu a_\nu - \partial_\nu a_\mu) T^l \partial_\nu P + m^2 a_\mu T^l P], \qquad (5)$$

$$L_{VVPP} = \frac{1}{2} V_\mu^l V_\nu^l [\delta_{\mu\nu} \partial_\lambda P (T^l T^l) \partial_\lambda P - \partial_\nu P (T^l T^l) \partial_\mu P - a\delta_{\mu\nu} P (T^l T^l) P] (6)$$

в соответствии с возможными типами диаграмм в нашей теории. Невысокие степени внутренних 4-импульсов на этих диаграммах гарантируют конечность собственной энергии P-мезонов калибровочно-инвариантной формулировке Корелла – Ли – Зумино. Заметим, что свободный лагранжиан 1^+-мезонов в (2) выбран таким образом, чтобы заряженные компоненты изомультиплетов имели магнитные моменты μ, равные единице (в единицах $e/2m_A$). Благодаря этому в L_m не возникает связи типа $\partial_\mu V_\nu A_\mu A_\nu$, которая после диагонализации (3), привела бы к высоким степеням импульсов интегрирования в вершинах [4] и [5] и, следовательно, к расходящимся ин- интегралам собственной энергии. Это весьма интересное наблюдение, сделанное в работе [5], не решает однако проблемы в целом: так, при любых значениях μ_V и μ_A электромагнитные собственные энергии V- и A-мезонов остаются бесконечными.

Перейдем теперь непосредственно к получению масс-расщеплений. 1) Рассмотрим изовекторный мультиплет:

$$P \equiv \vec{\pi}, \quad a \equiv A_1\,(1070),\; T^l_{jk} V^j_\mu = g\epsilon_{ljk}\rho^l_\mu \quad \left(\frac{g^2}{4\pi} = 2,3\ [4]\right). \qquad (7)$$

Используя (4–6), вид эффективного фотонного пропагатора в [4] ($D_\gamma(k^2) \to 0(k^{-6})$ при $k^2 \to \infty$) и экспериментальное значение $\pi^+ - \pi^0$ разности масс [6] 4,6 *мэв*, получим $f_V \cong m_\rho$ и $\Gamma(A_1 \to \rho\pi) \cong$ 150 *мэв*. Второй возможный кандидат (наряду с A_1) – B(1220) с $J^{PG} = 1^{++}$. Легко видеть, однако, что он дает одинаковые вклады в π^+ и π^0-массы. 2) Рассмотрим более подробно случай $K^+ - K^0$ разности масс (изоспинорный мультиплет):

$$P \equiv K, \quad a \equiv K_A(1320),\; T^l V^l_\mu = g\,\frac{\tau^l}{2}\rho^l_\mu + (g_\omega\,\omega_\mu + g_\phi\,\phi_\mu)I, \qquad (8)$$

где τ^l – матрицы Паули, а I – единичная матрица. В модели смешивания токов [4] имеем[1)]

$$g_\omega = g_Y\,\frac{\sin\theta_B}{\cos(\theta_Y - \theta_B)}, \quad g_\phi = g_Y\,\frac{\cos\theta_B}{\cos(\theta_Y - \theta_B)} \quad (\theta_B = 21^\circ,$$

$$\theta_Y = 33^\circ, \quad \frac{g_Y^2}{4\pi} = 1{,}5) \qquad (9)$$

и для разности масс (в калибровке Ландау)

$$\delta\mu^2_{K^+} - \delta\mu^2_{K^0} = \frac{ie^2}{(2\pi)^4}\int d^4k\left[\frac{R_K}{(k-p)^2 - \mu^2} + \frac{f_s^2 R_{K_A}}{(k-p)^2 - m^2}\right]F(k^2), \qquad (10)$$

где

$$k^2F(k^2) = (1-\beta)\,n_\rho n_\omega + \beta n_\rho n_\phi, \quad \beta = \frac{\cos\theta_Y\cos\theta_B}{\cos(\theta_Y - \theta_B)},$$

---

1) Кроме того, в этом пункте мы фактически использовали $SU(3)$-ый запрет связи унитарно-синглетных частей в ω и ϕ с $P - a$ системой (при условии, что октетная C-четность 1^+-мезонов равна +1).

$$n_i = \frac{m_i^2}{k^2 - m_i^2}, \quad i = \rho, \omega, \phi,$$

а R_K и $f_s^2 R_{K_A}$ – вклады вершин [4] и [5], соответственно (вершина [6] вклада в разность масс не дает)

$$1/_4\, R_K = -\mu^2 + \frac{(kp)^2}{k^2},$$

$$R_{K_A} = 3 - 5\gamma + 2\gamma^2 + (6 - 4\gamma)\frac{kp}{m^2} + 3\frac{(kp)^2}{m^4} - (1-\gamma)\frac{(kp)^3}{k^2 m^2} -$$

$$- 2\frac{(kp)^3}{k^2 m^4}, \quad \gamma = \frac{\mu^2}{m^2}.$$

Значение $\delta\mu$, согласующееся с экспериментальными результатами Хилла и др. –3,95 ± 0,21 [6], получается при $f_s = m \equiv m_{K_A}$. Отсюда для парциальных ширин $K_A(1320)$ следует $\Gamma(K_A \to \rho K) \cong 60$ *мэв* и $\Gamma(K_A \to \omega K) \cong 6$ *мэв*. Возможными кандидатами (наряду с $K_A(1320)$) являются также плохо идентифицированные 1^+-квартеты $K_A(1240)$, $K_A(1280)$ и, возможно, еще ряд других в интервале 1200 – 1350 *мэв*. Учет их вклада в $\delta\mu$ может существенно уменьшить приведенные значения ширин. Так, учет $K_A(1240)$ в предположении "универсальности" константы f_s для всех K_A-квартетов (что представляется довольно правдоподобным) приводит к $\Gamma(K_A(1320) \to \rho K) \cong 45$ *мэв* и $\Gamma(K_A \to \omega K) \cong 4$ *мэв* ($f_s \cong \sqrt{2}\, m_\rho$ [2]). Следовательно, точное измерение одной из парциальных ширин $K_A(1320)$, например, $\Gamma(K_A \to \rho K)$ могло бы пролить свет на существование других K_A-возбуждений. Обнаружение на эксперименте ширины 25–50 *мэв* (точная величина ширины зависит от значения массы резонанса в интервале 1200–1350 *мэв*) свидетельствовало бы о наличии еще одного (наряду с $K_A(1320)$) K_A-квартета, а обнаружение ширины, существенно меньшей 25 *мэв* – по крайней мере еще двух K_A – квартетов. Заметим, что наши рекомендации остаются в силе при включении в L_m также 1^--полей (разумеется, уже в рамках неминимальной теории). Соответствующие вклады в масс-расщепления оценивались на базе $SU(3)$-симметрии Соколовым [7]. Они имеют положительный знак и составляют не более 10–15% от экспериментальных значений раз-

---

[2] Интересно отметить, что это значение f_s ближе к значению, предсказываемому $SU(3)$-симметрией: $f_v = f_s$.

ностей масс. Таким образом, рассмотренный подход дает определенную возможность воспользоваться довольно точными измерениями изомультиплетных разностей масс для получения информации о малоизученных 1^+-объектах.

Автор выражает глубокую благодарность Э.В.Гедалину, О.В.Канчели, С.Г.Матиняну и В.И.Огиевецкому за интересные обсуждения, а С.Г.Матиняну также и за множество ценных замечаний.

Институт физики
Академии наук Грузинской ССР

Поступила в редакцию
1 апреля 1969 г.

Литература

[1] V.I.Ogievetsky, I.V.Polubarinov. Ann. Phys. (N.Y.), 25, 358, 1963.
[2] Дж. Л.Чкареули. ЯФ, 7, 612, 1968.
[3] J.J.Sakurai. Ann. Phys. (N.Y.), 11, 1, 1960.
[4] N.Kroll, T.D.Lee, B.Zumino. Phys. Rev., 157, 1376, 1968.
[5] L.M.Brown, H.Munczek. Phys. Rev. Lett., 20, 680, 1968.
[6] A.H.Rosenfeld et al. Preprint, UCRL- 8030, 1969.
[7] R.H.Sokolov. Phys. Rev., 137, 1221, 1965.