

## ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПРОЦЕССЫ И ЦЕЛОЧИСЛЕННЫЙ ЗАРЯД КВАРКОВ

*А.А.Кожар, Л.М.Сладь*

Хорошо известно, что целому электрическому заряду кварков отвечает следующий выбор трансформационных свойств электромагнитного тока по группе  $SU(3)$ :

$$j_{el} = j_3 + \frac{j_8}{\sqrt{3}} + \frac{j_0}{3}, \quad (1)$$

где помимо компонент октета  $j_3$  и  $j_8$  присутствует член с  $j_0$ , обладающий свойствами унитарного синглета. Вклад от члена с  $j_0$  в (1) в ряде случаев изменяет привычные соотношения между амплитудами электромагнитных процессов, следующие из унитарной симметрии, и не исключено, что на основе тщательного анализа этих процессов можно будет сделать заключение о характере электрического заряда кварков.

Об одном из следствий, связанным с выбором тока в форме (1), относящемся к процессам  $\omega \rightarrow e^+ + e^-$ ,  $\phi \rightarrow e^+ + e^-$ , упоминал А.Салам на конференции в Дубне [1]. Л.В.Окунь отмечал [2], что (1) ведет к нарушению обычной связи между магнитными моментами  $\Lambda$ -частицы и нейтрона ( $\mu_\Lambda = \frac{1}{2} \mu_n$ )\*. Недавно вопрос о характере электромагнитного заряда кварков исследовался в интересной работе Кханна и Окубо [3] с помощью аппарата алгебры токов. В настоящей заметке на основе групповых методов дополнительно рассмотрен ряд электромагнитных процессов для выявления возможного эффекта от  $j_0$ . Среди них: радиационные распады векторных мезонов, процессы фоторождения псевдоскалярных и векторных мезонов на нуклонах, процессы во встречных электронно-позитронных пучках, идущие через образование  $\omega$  и  $\phi$ -мезонов.

Было выяснено, что наличие синглетной составляющей  $j_0$  в (1) никак не сказывается на соотношениях между амплитудами фоторождения мезонов. Соотношения же между амплитудами радиационных распадов векторных мезонов оказались довольно чувствительными к присутствию  $j_0$ .

Ширины радиационных распадов векторных мезонов могут быть записаны в виде

$$\Gamma_{V \rightarrow P + \gamma} = \frac{4}{3} \mu^2_{VP} (k \gamma^3)_{VP}. \quad (2)$$

В таблице приведены соотношения между магнитными моментами переходов  $\mu_{VP}$  для  $j_{e1}$ , взятого в форме (1), следующие из групп SU(3) и SU(6). (Без учета  $j_0$  радиационные распады мезонов рассматривались в работах [4] (группа SU(3)) и в работах [5-7] (группа SU(6) и модель кварков)).

Процесс	$\mu'_{VP} = \mu_{VP} / \mu_{\rho\pi}$		$\frac{(k \gamma^3)_{VP}}{(k \gamma^3)_{\rho\pi}}$
	SU(3)	SU(6)	
$\rho^+ \rightarrow \pi^+ + \gamma$	1	1	1
$\rho^0 \rightarrow \pi^0 + \gamma$	1	1	1
$\rho^0 \rightarrow \eta + \gamma$	$\sqrt{3}/(1+y)$	$\sqrt{3}/(1+y)$	0,13
$K^{*+} \rightarrow K^+ + \gamma$	1	1	0,58
$K^{*0} \rightarrow K^0 + \gamma$	$(-2+y)/(1+y)$	$(-2+y)/(1+y)$	0,58
$\omega \rightarrow \pi^0 + \gamma$	$\mu'_{\omega\pi^0} \sin\theta + \mu'_{\phi\pi^0} \cos\theta =$ $= \sqrt{3}/(1+y)$	3/(1+y)	1,1
$\phi \rightarrow \pi^0 + \gamma$		0	2,5
$\omega \rightarrow \eta + \gamma$	$\mu'_{\omega\eta} \sin\theta + \mu'_{\phi\eta} \cos\theta =$ $= (-1+y)/(1+y)$	1/ $\sqrt{3}$	0,16
$\phi \rightarrow \eta + \gamma$		$\sqrt{2/3}(-2+y)/(1+y)$	0,96

Здесь принято

$$\begin{aligned} \omega &= \omega_0 \cos\theta + \phi_8 \sin\theta; \\ \phi &= -\omega_0 \sin\theta + \phi_8 \cos\theta; \end{aligned} \quad (3)$$

$y$  — отношение приведенных матричных элементов, отвечающих синглетному и октетным членам в (1).

В случае группы  $SU(3)$  соотношения возникают лишь для линейных комбинаций магнитных моментов переходов  $\omega \rightarrow \pi^0 + \gamma$  и  $\phi \rightarrow \pi^0 + \gamma$ ,  $\omega \rightarrow \eta + \gamma$  и  $\phi \rightarrow \eta + \gamma$ . В группе  $SU(6)$   $\Gamma(\phi \rightarrow \pi^0 + \gamma) = 0$ , что позволяет получить соотношения между всеми магнитными моментами переходов порознь (см. третий столбец таблицы. В этом столбце  $\cos \theta = \sqrt{2/3}$ ).

Величина  $y$  в данном рассмотрении остается неопределенной. Если новым квантовым числом, с которым связано появление члена  $j_0$  в (1), обладают только очень тяжелые частицы, следует ожидать, что величина  $y$  будет малой. Но, по-видимому, это не всегда так. В конкретной модели кварков трех различных сортов с целым электрическим зарядом рассмотрение радиационных распадов векторных мезонов было проведено в работе [8]. Результаты, получающиеся при двух различных выборах целых зарядов кварков в этой работе, соответствуют у нас значениям  $y = 2$  и  $y = -4$ , т.е. в этом частном случае вклад синглетной части (1) в распады векторных мезонов очень значителен.

При сравнении с опытом следует учитывать различие в энергосделениях, которое дается фактором  $(k_\gamma^3)_{\text{в.р.}}$ . Отношение факторов  $k_\gamma^3$  дано в четвертом столбце таблицы.

Радиационные распады  $\eta'$  мезона  $\eta' \rightarrow \rho + \gamma$  и  $\eta' \rightarrow \omega + \gamma$ , наряду с распадом  $\phi \rightarrow \eta' + \gamma$  могут быть также полезными для проверки формы  $j_{e1}$ , что отмечалось в [5].

Учет члена  $j_0$  в  $j_{e1}$  приводит к соотношениям (предположена  $T$ -инвариантность)

$$\mu_{\eta'\omega} = \frac{\mu_{\eta'\rho}}{3} (1 + z), \quad (4)$$

$$\mu_{\phi\eta'} = \frac{\sqrt{2}\mu_{\eta'\rho}}{3} (1 - z/2)$$

где  $z$ , как обычно, отношение синглетного и октетного вкладов в амплитуду.

Результат работы [8] соответствует выбору  $z = -1$  или  $z = 5$ .

Процессы во встречных электронно-позитронных пучках, идущие через резонансное состояние  $\omega$  и  $\phi$ , типа

$$\text{а) } e^+ + e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \omega \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 \quad (5)$$

$$\text{б) } e^+ + e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \phi \begin{cases} \rightarrow K^+ + K^- \\ \rightarrow K_1^0 + K_2^0 \end{cases}$$

являются по существу обращением распадов

$$\omega \rightarrow e^+ + e^- \quad \text{и} \quad \phi \rightarrow e^+ + e^-. \quad (6)$$

Отношение выходов процессов 5 а) и 5 б) тесно связано с фактором  $R$ , появляющимся в отношении ширин  $\Gamma(\omega \rightarrow e^+ + e^-)$  и  $\Gamma(\phi \rightarrow e^+ + e^-)$ .

С учетом различия в фазовых объемах

$$\frac{\Gamma(\omega \rightarrow e^+ + e^-)}{\Gamma(\phi \rightarrow e^+ + e^-)} = R \frac{m_\omega}{m_\phi}, \quad \text{где} \quad R = \left| \frac{\text{tg } \theta - x}{1 + x \text{tg } \theta} \right|^2 \quad (7)$$

$x$  имеет тот же смысл, что и выше. В области резонанса сечения процессов (5)  $\sim (1/E^2)_{\text{рез}} (\Gamma_i \Gamma_f / \Gamma^2)$ , что дает в отношении фактор  $(m_\phi^2 \Gamma_{\omega \rightarrow e^+ e^-} \cdot \Gamma_{\omega \rightarrow 3\pi} \Gamma_\phi^2) / (m_\omega^2 \Gamma_{\phi \rightarrow e^+ e^-} \Gamma_{\phi \rightarrow K\bar{K}} \tilde{\Gamma}_\omega^2)$ . Численно  $(m_\phi \Gamma_{\omega \rightarrow 3\pi} \Gamma_\phi^2) / (m_\omega \Gamma_{\phi \rightarrow K\bar{K}} \tilde{\Gamma}_\omega^2)$  равно 0,48. Таким образом фактор  $R$  в этом случае должен быть дополнительно помножен на 0,48. Может быть процессы (5) окажутся более удобными для проверки трансформационных свойств электромагнитного тока, нежели распады (6).

Физический институт  
им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступило в редакцию  
5 октября 1966 г.

### Литература

- [1] А.Салам. Труды XII Междунар. конф. по физике высоких энергий, стр. 799, М., 1966.
- [2] Л.Б.Окунь. Препринт ИТЭФ № 287, 1964.
- [3] М.Р.Кхана, С.Окубо. Trieste preprint, IC(66)28.
- [4] N.Cabibbo, R.Gatto. Nuovo Cim., 21, 872, 1961; S.Glashow. Phys. Rev. Lett., 11, 48, 1963.
- [5] S.Badler, C.Bouchiat. Phys. Lett., 15, 96, 1965.
- [6] L.D.Soloviev. Phys.Lett., 16, 345, 1965.
- [7] V.V.Anisovich et al. Phys.Lett., 16, 194, 1965.
- [8] A.Tavkhelidse. Proceedings of the Seminar in Trieste on High Energy Physics and Elementary Particles, p. 763, Vienna, 1965.

---

\* Действительно, нетрудно показать, что в этом случае  $\mu_\Lambda = [(1-x)/(2-x)] \mu_n$  и кроме того,  $\mu_{\Sigma^+} + \mu_{\Sigma^-} = 2\mu_{\Sigma^0} = 2[(1+x)/(-2+x)] \mu_n$ , где  $x$  — отношение вкладов синглетной и октетной составляющих в (1).