ЯФ, 1966, т.4, в.4, с.850-852. 24/V-66

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P - 2520

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

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

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ X-МЕЗОНА В ВЫСШИХ СИММЕТРИЯХ

1965

Р - 2520

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

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ X-МЕЗОНА В ВЫСШИХ СИММЕТРИЯХ

Направлено в ЯФ

В настоящей работе мы рассмотрим следствия высших симметрий в некоторых электромагнитных процессах с участием X -мезонов.

Как известно, X -мезон является унитарным синглетом, а векторные мезоны образуют нонет. В таком случае матричный элемент электромагнитного перехода между X -мезоном и векторными мезонами имеет вид:

$$\langle V \mid I_\mu \mid X \rangle = g\,\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}\,(p_X - p_V)_\nu\,(p_X + p_V)_\rho\,\bar{\xi}_\sigma\,\mathrm{Sp}\,(\lambda^{\bullet}\,\bar{V})\;X, \tag{1}$$

$$\langle X \mid I_\mu \mid V \rangle = g\,\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}\,(p_X - p_V)_\nu\,(p_X + p_V)_\rho\,\xi_\sigma\,\mathrm{Sp}\,(\lambda^{\bullet}\,V)\,X\;.$$

Здесь g -произвольная константа, X - волновая функция X -мезона, ξ_ρ , V^a_b - пространственная и унитарная части волновой функции векторных мезонов, $\lambda^{\bullet}$-зарядовая матрица.

В связи с тем, что в выражения (1) входит единственная произвольная константа, мы можем получить отношения вероятностей следующих процессов:

$$X \to \rho^0 + \gamma\;, \tag{I}$$

$$X \to \omega + \gamma\;, \tag{II}$$

$$\phi \to X + \gamma\;. \tag{III}$$

Имеем для констант связи распадов:

$$g_{\phi X\gamma} : g_{X\omega\gamma} : g_{X\rho\gamma} = 1 : \frac{1}{\sqrt{2}} : \frac{3}{\sqrt{2}}\;, \tag{2}$$

а для вероятностей

$$W_{\phi\chi\gamma} : W_{\chi\omega\gamma} : W_{\chi\rho\gamma} =$$

$$= \frac{1}{3}\left(\frac{m_\phi^2 - m_\chi^2}{m_\phi}\right)^3 : \frac{1}{2}\left(\frac{m_\chi^2 - m_\omega^2}{m_\chi}\right)^3 : \frac{9}{2}\left(\frac{m_\chi^2 - m_\rho^2}{m_\chi}\right)^3 = \qquad (2^1)$$

$$= 1 : 3{,}1 : 13{,}2 .$$

Отметим, что в унитарной симметрии не существует связи между рассмотренными распадами и радиационными распадами нонета векторных мезонов на октет псевдоскалярных мезонов:

$$\rho^{\pm o} \to \pi^{\pm o} + \gamma , \qquad (IV)$$

$$\rho^o \to \eta + \gamma , \qquad (V)$$

$$\omega \to \pi^o + \gamma , \qquad (VI)$$

$$\omega \to \eta + \gamma , \qquad (YII)$$

$$K^{*\pm} \to K^{\pm} + \gamma , \qquad (YIII)$$

$$K^{*o} \to K^o + \gamma , \qquad (IX)$$

$$\phi \to \eta + \gamma . \qquad (X)$$

Такая же ситуация имеет место и в симметриях SU(6) и SL(6). Однако в симметрии $\tilde{\tilde{U}}(12)$ X -мезон и октет псевдоскалярных мезонов вместе с нонетом векторных мезонов входят в мезонный 143-плет. Поэтому в схеме $\tilde{\tilde{U}}(12)$ можно получить связь между вероятностями распадов (I) – (III) и распадов (IV) – (X). В работе [1] было показано, что в нарушенной симметрии $\tilde{\tilde{U}}(12)$ матричные элементы всех процессов (I) –(X) выражаются через одну произвольную константу:

$$\langle V \mid I_\mu \mid P \rangle =$$

$$= g\,\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}\,(p_\chi - p_V)_\nu\,(p_\chi + p_V)_\rho\,\bar{\xi}_\sigma \cdot$$

$$\left[\frac{2}{\sqrt{3}}\,Sp\,(\lambda^e \bar{V})\,X + Sp\,(\lambda^e \bar{V} P + \bar{V}\lambda^e P)\right], \qquad (3)$$

$$\langle P \mid J_\mu \mid V \rangle =$$

$$= g\,\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}\,(p_\chi - p_V)_\nu\,(p_\chi + p_V)_\rho\,\xi_\sigma \cdot$$

$$\cdot \left[\frac{2}{\sqrt{3}}\,Sp\,(\lambda^e V)\,X + Sp\,(\lambda^e V \bar{P} + V\lambda^e \bar{P})\right] .$$

Исходя из (9), получаем отношения между константами связи рассматриваемых распадов, а также между вероятностями распадов. Результаты даны в таблице.

Т а б л и ц а

i	Р а с п а д	g_i / g_1	W_i / W_1
1	$\rho^{\pm o} \to \pi^{\pm o}\gamma$	1	1
2	$\rho^o \to \eta\gamma$	$\sqrt{3}$	0,375
3	$\omega \to \pi^o\gamma$	3	9,90
4	$\omega \to \eta\gamma$	$\frac{1}{\sqrt{3}}$	0,0525
5	$K^{*\pm} \to K^{\pm}\gamma$	1	0,576
6	$K^{*o} \to K^o\gamma$	2	2,36
7	$\phi \to \eta\gamma$	$\frac{4}{\sqrt{6}}$	2,53
8	$\phi \to X\gamma$	$-\frac{2}{\sqrt{3}}$	0,0053
9	$X \to \rho^o\gamma$	$\sqrt{6}$	0,694
10	$X \to \omega\gamma$	$\frac{2}{\sqrt{6}}$	0,165

Здесь $\frac{g_i}{g_1}$ есть отношение константы i -го процесса к константе распада $\rho^o \to \pi^o\gamma$, a $\frac{W_i}{W_1}$ – соответствующее отношение вероятностей. Соотношения между константами связи процесов без участия X -мезона были получены ранее в рамках симметрии SU(6) и в модели кварков в работах /2-4/. В работах /5,6/ были получены соотношения между константами связи радиационных распадов X -мезона, совпадающие с нашими результатами в (2).

Перейдем к распадам нейтральных псевдоскалярных мезонов на два γ -кванта:

$$\pi^o \to 2\gamma \ , \qquad (XI)$$

$$\eta \to 2\gamma \ , \qquad (XII)$$

$$X \to 2\gamma \ . \qquad (XIII)$$

В унитарной симметрии последний распад не связан с двумя первыми. Рассмотрим эти процессы в схеме внутренне нарушенной симметрии $\tilde{\tilde{U}}(12)$. Очевидно, что при этом необходимо построить общее выражение для матричного элемента распада 143-плета на два фотона. Заметим, что в симметрии $\tilde{\tilde{U}}(12)$ электромагнитные токи тоже принадлежат представлению <u>143.</u> Учитывая нарушение симметрии $\tilde{\tilde{U}}(12)$ за счет уравнений Баргманна-Вигнера при помощи метода, развитого в работах /7-9/, можно получить следующее выражение для матричного элемента рассматриваемых процессов:

$$M = f\,\Phi^{A}_{B}(p)\,[X^{B}_{C}(k_1)\,\hat{K}^{C}_{1D}\,\hat{K}^{D}_{2E}\,X^{E}_{A}(k_2) +$$

$$+ X^{B}_{C}(k_2)\,\hat{K}^{C}_{2D}\,\hat{K}^{D}_{1E}\,X^{E}_{A}(k_1)\,] \,. \tag{4}$$

Здесь $\Phi^{A}_{B}(p)$ –волновая функция мезонного 143–плета:

$$\Phi^{A}_{B}(p) =$$

$$= \frac{1}{2\sqrt{2}}\left\{ \frac{1}{\sqrt{3}}\, X\, \delta^{a}_{b}[(1 - \frac{i\hat{p}}{m})\,\gamma_5]^{\alpha}_{\beta} + (P\,)^{a}_{b}[(1 - \frac{i\hat{p}}{m})\,\gamma_5]^{\alpha}_{\beta} + \right.$$

$$\left. + (V_{\mu})^{a}_{b}[(1 - \frac{i\hat{p}}{m})\,\gamma_{\mu}]^{\alpha}_{\beta} \right\} ;$$

$X^{A}_{B}(k_i)\ (i = 1,2)$ – волновые функции фотонов:

$$X^{A}_{B}(k) = \frac{1}{2\sqrt{2}}\,[\hat{e}(k)]^{\alpha}_{\beta}(\lambda^{\bullet})^{a}_{b} \,;$$

$\hat{K}^{A}_{B} = (\hat{k}\,)^{\alpha}_{\beta}\,\delta^{a}_{b}$ – 143 –импульс фотона.

(4) можно переписать в виде:

$$M = \frac{e^2 f}{2\sqrt{3}}\,(X + \frac{\sqrt{3}}{2\sqrt{2}}\,\pi^{o} + \frac{1}{2\sqrt{2}}\,\eta\,)\,.$$

$$\cdot\ \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}\, k_{1\nu}\, k_{2\rho}\, e^{\lambda}_{\mu}(\vec{k}_1)\, e^{\lambda'}_{\sigma}(\vec{k}_2)\,. \tag{4^1}$$

Отсюда получаем отношения констант связи распадов:

$$g_{\pi^{o}\gamma\gamma} : g_{\eta\gamma\gamma} : g_{X\gamma\gamma} =$$

$$= 1 : \frac{1}{\sqrt{3}} : \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{3}}\,. \tag{5}$$

Учитывая фазовые объемы процессов, получим следующие отношения вероятностей:

$$W_{\pi^{o}\gamma\gamma} : W_{\eta\gamma\gamma} : W_{X\gamma\gamma} = \tag{5^1}$$

$$= 1 : 23 : 1000\,.$$

Отметим, что соотношение между константами связи распадов (XI) и (XII) является следствием унитарной симметрии. Оно было получено в работе /10/.

Литература

1. П. Винтерниц, А.А. Макаров, Нгуен Ван Хьеу, Л.Г. Ткачев, М. Углирж. Препринт ОИЯИ, Р-2300, 1965.
2. V.V.Anisovich, A.A.Anselm, Ya.I.Azimov, G.S.Danilov, I.T.Dyatlov. Phys. Lett., 16, 194 (1965).
3. L.D.Soloviev. Phys. Lett., 16, 345 (1965).
4. М.П. Рекало. Письма ЖЭТФ, 1 , 31 (1965).
5. Н.Н. Боголюбов, В.А. Матвеев, Нгуен Ван Хьеу, Д. Стоянов, Б.В. Струминский, А.Н. Тавхелидзе, В.П. Шелест. Препринт ОИЯИ, Р-2141, Дубна, 1965.
6. S.Badier, C.Bouchiat. Phys. Lett., 15, 961 (1965).
7. Нгуен Ван Хьеу. Ядерная физика, 2, 517 (1965).
8. Нгуен Ван Хьеу, Я.А. Смородинский. Ядерная физика, 2 , 543 (1965).
9. П. Винтерниц, А.А. Макаров, Нгуен Ван Хьеу, Л.Г. Ткачев, М. Углирж. Препринт ОИЯИ, Е-2194, Дубна, 1965.
10. S.Okubo, B.Sakita .Phys. Rev. Lett., 11, 50 (1963).

Рукопись поступила в издательский отдел
28 декабря 1965 г.