

С 323.4

Д-198

16/IX-65

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P - 2284



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Дао Вонг Дык

РАСПАД БАРИОНОВ И МЕЗОНОВ С ОБРАЗОВАНИЕМ
ЭЛЕКТРОННО-ПОЗИТРОННОЙ ПАРЫ
В СХЕМЕ СИММЕТРИИ \bar{U} (12)

яф, 1966, т 3, в 3, с 545-548 .

1965

P-2284

3539/2 49.

ДАО ВОНГ ДЫК

РАСПАД БАРИОНОВ И МЕЗОНОВ С ОБРАЗОВАНИЕМ
ЭЛЕКТРОННО-ПОЗИТРОННОЙ ПАРЫ
В СХЕМЕ СИММЕТРИИ \bar{U} (12)

Направлено в "Ядерную физику"

УДК 537.874.01
ИЗДАТЕЛЬСТВО
"НАУКА"

В работе /1/ мы рассматривали электромагнитный распад и электророжение $\frac{3^+}{2}$ -резонанса. В частности, было показано, что теоретические значения для сечений, полученных на основе симметрии $\bar{U}(12)/2/$ с использованием экспериментальных данных по магнитному формфактору протона, не противоречат опыту.

В настоящей работе мы рассматриваем распады бариев и мезонов с образованием электронно-позитронной пары:

$$B \rightarrow B + e^- + e^+ \quad (1)$$

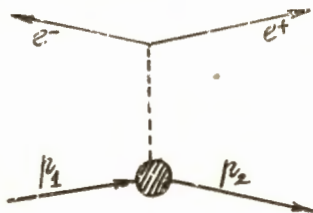
$$B^* \rightarrow B + e^- + e^+ \quad (2)$$

$$P \rightarrow P + e^- + e^+ \quad (3)$$

$$V \rightarrow P + e^- + e^+ \quad (4)$$

в рамках схемы симметрии $\bar{U}(12)$. Здесь через B , B^* , P и V обозначаются $\frac{1^+}{2}$ -бариион, $\frac{3^+}{2}$ -бариион, 0^- -мезон и 1^- -мезон, соответственно.

Ограничиваясь только случаем с одним виртуальным фотоном, мы будем иметь следующую диаграмму для процессов (1) - (4):



Р и с. 1

чему соответствует матричный элемент вида:

$$M = (2\pi)^4 e^2 \frac{1}{k^2} J_\mu^\circ \bar{u}(k_-) \gamma_\mu v(-k_+), \quad (5)$$

где $k = p_1 - p_2$; p_1 и p_2 — импульсы начального бариона (мезона) и конечного бариона (мезона), соответственно; J_μ° — электромагнитный ток перехода соответствующих процессов.

1. Распад барионов

В схеме симметрии $\bar{U}(12) \frac{1^+}{2} \frac{3^+}{2}$ барионы принадлежат к представлению 364 и описываются симметричным тензором

$$\psi_{ABC}(p) = \frac{1}{2\sqrt{6}} \frac{1}{m_0} \{ [(\hat{p} + m_0) \gamma_\beta C]_{\alpha\beta}^{\xi} N_{\gamma_0}^{\eta} + \text{цикл } \} + \quad (6)$$

$$+ \frac{\sqrt{3}}{2\sqrt{2}} \frac{1}{m_0} [(\hat{p} + m_0) \gamma_\mu C]_{\alpha\beta}^D \mu, \alpha\beta, \dots$$

где $A = \alpha a$, $B = \beta b$, $C = \gamma c$; a, β, γ — спинорные индексы; a, b, c — унитарные индексы; m_0 — средняя масса барионного мультиплетта.

Электромагнитным током барионно-барионного перехода является

$$J_\mu^\circ = f(k^2) \bar{\psi}_{(p_2)}^{-ABC} (\gamma_\mu Q)_C^B \psi_{ABD}(p_1) =$$

$$= f(k^2) \{ (\bar{N} Q N)_F \frac{1}{2m_0} (p_1 + p_2)_\mu \bar{\psi}(p_2) \psi(p_1) + \quad (7)$$

$$+ (\bar{N} Q N)_{D+\frac{2}{3}F} \frac{1}{4m_0^2} \epsilon_{\mu\nu\sigma\rho} (p_1 + p_2)_\nu k_\sigma \bar{\psi}(p_2) \gamma_\rho \gamma_5 \psi(p_1) + (\bar{N} Q D) \frac{1}{m_0^2} \epsilon_{\mu\nu\sigma\rho} p_{1\sigma} p_{2\rho} \bar{\psi}(p_2) \psi_\nu(p_1) + \dots \}$$

где Q — оператор заряда. Отсюда и из (5) можно получить энергетический спектр конечного бариона. В самом деле, так как

$$k^2 = (p_1 - p_2)^2 = m_1^2 + m_2^2 - 2m_1 E_2,$$

то $f(k^2)$ может рассматриваться как функция от E_2 — энергии конечного ба-

риона, и мы получим, после интегрирования $|\overline{M}|^2$ по \vec{k}_- и \vec{k}_+ , следующее выражение для энергетического спектра конечного бариона в процессе (1) (массой электрона пренебрегаем):

$$dW = \frac{1}{3\pi} \alpha^2 \frac{m^2}{m_0^2} \frac{F(k^2)}{k^4} (E_2 + m_2)(E_2 - m_2)^{3/2} dE_2, \quad (8)$$

где

$$F(k^2) = |f(k^2)|^2 \left\{ [(NQN)_{\overline{p}}]^2 + \frac{k^2}{2m_0^2} |(NQN)_{D+\frac{3}{8}F}|^2 \right\}; \quad \alpha = \frac{e^2}{4\pi}.$$

Энергетически возможен только один распад типа (1), а именно $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + e^- + e^+$, для которого, как легко видеть $F(k^2) = \frac{k^2}{6m_0^2} |f(k^2)|^2$. Таким образом, получим:

$$dW = \frac{1}{18\pi} \alpha^2 \frac{m^2}{m_0^2} \frac{|f(k^2)|^2}{k^2} (E_{\Lambda} + m_{\Lambda})(E_{\Lambda} - m_{\Lambda})^{3/2} dE_{\Lambda} \quad (9)$$

для энергетического спектра Λ . Для распада $\frac{3}{2}^+$ - бариона мы получим аналогичное выражение:

$$dW = \frac{2}{9\pi} \alpha^2 \frac{m^2}{m_0^2} \frac{|gf(k^2)|^2}{k^2} (E_2 + m_2)(E_2 - m_2)^{3/2} dE_2, \quad (10)$$

где

$$g_{N^+ \rightarrow p} = g_{N^0 \rightarrow n} = -\frac{2}{\sqrt{3}} g_{\Sigma^+ \rightarrow \Lambda} = -g_{\Sigma^+ \rightarrow \Sigma^+} = 2g_{\Sigma^+ \rightarrow \Sigma^0} = -g_{\Sigma^+ \rightarrow \Sigma^-} = -\frac{1}{\sqrt{3}}$$

$$g_{\Sigma^+ \rightarrow \Sigma^-} = g_{\Sigma^0 \rightarrow \Sigma^-} = 0 \quad (\text{распады запрещены})$$

Результаты (9) и (10) можно непосредственно сравнить с опытом, привлекая экспериментальные данные по формфактору $f(k^2)$. Если же мы знаем аналитический вид $f(k^2)$, то можно вычислить полную вероятность распада. При этом отметим, что E_2 меняется в интервале $m_2 \leq E_2 \leq \frac{1}{2m_1} (m_1^2 + m_2^2)$.

2. Распад мезонов

Псевдоскалярные и векторные мезоны принадлежат к представлению 143 и описываются тензором

$$\phi_{\Lambda}^B(p) = \frac{1}{\mu_0} [(p + \mu_0) (y_{\alpha}^b P_{\alpha}^b + y_{\mu}^b V_{\mu}^b)]_{\alpha}^B, \quad (11)$$

где μ_0 - средняя масса мезонного мультиплетта.

Выражение для электромагнитного тока мезон-мезонного перехода имеет вид:

$$J_{\mu}^{\circ} = g_1(k^2) [\phi_{\Lambda}^{-B} (\gamma_{\mu} Q)_B^{\circ} \phi_{\circ}^{\Lambda} + \phi_{\Lambda}^{-B} \phi_{\circ}^{\Lambda} (\gamma_{\mu} Q)_B^{\circ}] + \\ + g_2(k^2) [\phi_{\Lambda}^{-B} (\gamma_{\mu} Q)_B^{\circ} \phi_{\circ}^{\Lambda} + \phi_{\Lambda}^{-B} \phi_{\circ}^{\Lambda} (\gamma_{\mu} Q)_B^{\circ}]. \quad (12)$$

Подставляя сюда (11), мы приходим к

$$J_{\mu}^{\circ} = \frac{4}{\sqrt{4E_1 E_2}} \frac{(P_1 + P_2)_{\mu}}{\mu_0} \{ g_1(k^2) (\bar{\phi} \phi Q)_F + g_2(k^2) (\bar{\phi} \phi Q)_D \} \quad (13)$$

для P-P перехода, и

$$J_{\mu}^{\circ} = \frac{4}{\sqrt{4E_1 E_2}} \frac{1}{\mu_0^2} \epsilon_{\alpha\beta\gamma\mu} P_{1\alpha} P_{2\beta} \delta^{\gamma\nu} \{ g_1(\bar{P}VQ)_D + g_2(\bar{P}VQ)_F \} \quad (14)$$

для V-P перехода. Отметим, что g_1 и g_2 имеют размерность массы. Из (11) и (13) получим выражение для энергетического спектра конечного мезона в распаде (3):

$$dW = \frac{32}{9\pi} \alpha^2 \frac{\mu_1}{\mu_0^2} \frac{|G(k^2)|^2}{k^4} (E_2^2 - \mu_2^2)^{3/2} dE_2, \quad (15)$$

где $G(k^2) = g_1(\bar{\phi} \phi Q)_F + g_2(\bar{\phi} \phi Q)_D$

энергетически возможен только один распад типа (3): $\eta \rightarrow \pi^0 + e^- + e^+$, для которого $G(k^2) = \frac{1}{\sqrt{3}} g_2(k^2)$. Тогда выражение (15) переходит в

$$dW = \frac{32}{9\pi} \alpha^2 \frac{\mu_1}{\mu_0^2} \frac{|g_2(k^2)|^2}{k^4} (E_{\pi}^2 - \mu_{\pi}^2)^{3/2} dE_{\pi}. \quad (16)$$

Здесь необходимо отметить, что распад $\eta \rightarrow \pi^0 + e^- + e^+$, как было указано в работе /3/, может идти только через C-инвариантное электромагнитное взаимодействие.

Из (11) и (14) получим аналогичное выражение для распада векторного мезона:

$$dW = \frac{16}{9\pi} \alpha^2 \frac{\mu_1}{\mu_0^4} \frac{|G(k^2)|^2}{k^2} (E_2^2 - \mu_2^2)^{3/2} dE_2, \quad (17)$$

где

$$\begin{aligned}
 G_{\omega \rightarrow \pi^0} &= 3\sqrt{3} G_{\omega \rightarrow \eta} = \frac{3\sqrt{6}}{4} G_{\phi \rightarrow \eta} = 3 G_{\rho^0 \rightarrow \pi^0} = \sqrt{3} G_{\rho^0 \rightarrow \eta} = \\
 &= -\frac{3}{2} G_{\kappa^0 \rightarrow \kappa^0} = -\frac{3}{2} G_{\bar{\kappa}^0 \rightarrow \bar{\kappa}^0} = g_1
 \end{aligned}
 \tag{18}$$

$$G_{\rho^+ \rightarrow \pi^+} = G_{\kappa^+ \rightarrow \kappa^+} = \frac{1}{3} g_1 - g_2$$

$$G_{\rho^- \rightarrow \pi^-} = G_{\kappa^- \rightarrow \kappa^-} = \frac{1}{3} g_1 + g_2$$

$$G_{\phi \rightarrow \pi^0} = 0 \quad (\text{распад запрещен})$$

В соотношениях (18) учитывается также, что ϕ - и ω - мезоны принадлежат к разным представлениям группы Вигнера SU (4).

Автор искренне благодарит профессора Я.А. Смородинского за ценные замечания и интерес к работе.

Л и т е р а т у р а

1. В.Б. Беляев, Дас Вонг Дык, Нгуен Ван Хьюе, Препринт ОИЯИ, P-2228 (1965), (Направлено в ДАН).
2. A. Salam, P. Delbourgo, and J. Strathee . Proc. Roy. Soc., 284 , 146 (1965).
3. J. Bernstein, G. Feinberg, and T.D. Lee. Preprint (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел
19 июля 1965 г.