ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р-1974

Дао Вонг Дык, Нгуен Ван Хьеу

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ РАСПАДЫ И РАСЩЕПЛЕНИЕ МАСС ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ В УНИТАРНОЙ СИММЕТРИИ

ЯФ, 1965, т2, в3, с529-532

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1965

P-1974

Дао Вонг Дык, Нгуен Ван Хьеу

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ РАСПАДЫ И РАСЩЕПЛЕНИЕ МАСС ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ В УНИТАРНОЙ СИММЕТРИИ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

В настоящей работе мы рассматриваем электромагнитные распады нейтральных векторных мезонов

$$\rho^{\circ} \to \mu^{+}\mu^{-}(e^{+}e^{-}) \tag{1}$$

$$\phi \to \mu^{+}\mu^{-}(e^{+}e^{-}) \tag{2}$$

$$\omega \to \mu^{+}\mu^{-}(e^{+}e^{-}) \tag{3}$$

в рамках модели унитарной симметрии Гелл-Манна /1/ и Неемана /2/. Мы покажем, что вероятности распадов (1)-(3) выражаются через константы перенормировки массы рассматриваемых векторных частиц, и, следовательно, измерение вероятностей этих распадов позволяет определить голые массы векторных частиц, входящих в унитарный октуплет x).

Следуя Сакураи /3/ и Гелл-Манну /1/, мы предполагаем, что векторные мезоны унитарного октуплета взаимодействуют с такими же сохраняющимися токами, что и изовекторный и изоскалярный электромагнитные токи. Это позволяет связывать матричные элементы распадов (1)-(3) с матричными элементами диаграмм собственной энергии соответствующих векторных мезонов.

Рассмотрим сначала распад (1). Матричный элемент этого распада имеет вид:

$$T_1 = (2\pi)^4\,\delta^4(p-k_1-k_2)\,e\,u(\vec{k}_1)\gamma_\mu v(-\vec{k}_2)\frac{\xi_\nu}{\sqrt{2p^{\circ}}}\frac{1}{ip^2}\frac{e\,g_\rho}{2}P_{\mu\nu}(p), \tag{4}$$

где p, k_1, k_2 - 4-импульсы ρ, $\mu^-(e^-)$ и $\mu^+(e^+)$-мезонов, соответственно, ξ_ν-вектор поляризации ρ-мезона, а $\frac{1}{2} e g_\rho P_{\mu\nu}$ - матричный элемент перехода между ρ-мезоном и фотоном (см. рис.)

x) Эта идея была высказана одним из авторов (Н. В. Х.)) на Международной конференции по физике высоких энергий, Дубна, 1964 (см. дискуссию по пионным резонансам, секция VII, и дискуссию после доклада Иоффе, Кобзарева и Померанчука, секция X), а также была обсуждена в докладе Салама.

Рассмотрим теперь распады (2) и (3). Матричные элементы этих распадов связаны с матричными элементами T_{ϕ^o} – и T_{ω^o} –распадов ϕ^o и ω^o, соответственно, соотношениями вида (12)

$$T_2 = \cos\lambda \; T_{\phi^o} + \sin\lambda \; T_{\omega^o}$$
$$T_3 = -\sin\lambda \; T_{\phi^o} + \cos\lambda \; T_{\omega^o} \; . \qquad (15)$$

Как было сказано, векторный мезон ϕ^o взаимодействует с током j^s_μ в (5) с некоторой константой g_ϕ. Поэтому матричный элемент T_{ϕ^o} также связан с матричным элементом диаграммы собственной энергии ϕ^o–мезона, а именно, T_{ϕ^o} получается из (4) и (9) заменой $g_\rho \to g_\phi$, $\Delta M^2_\rho \to \Delta M^2_\phi = M^2_{\phi^o} - M^2_o$. Аналогично матричный элемент T_{ω^o} связан с матричным элементом перехода $\phi^o \to \omega^o$ и получается из (4) и (9) заменой $g_\rho \to g_\phi$, $\Delta M^2_\rho \to M^2_{\omega\phi}$. Подставляя полученные выражения для T_{ϕ^o} и T_{ω^o} в (15) и вычисляя вероятности распадов (2) и (3), мы имеем:

$$W(\phi \to \mu^+\mu^-) = \frac{e^4}{48\pi g^2_\phi} \frac{1}{M^5_\phi}\left(1 - \frac{4m^2_\mu}{M^2_\phi}\right)^{1/2}(2m^2_\mu + M^2_\phi)(\cos\lambda\,\Delta M^2_{\phi^o} + \sin\lambda\, M^2_{\omega\phi})^2 \qquad (16)$$

$$W(\omega \to \mu^+\mu^-) = \frac{e^4}{48\pi g^2_\phi} \frac{1}{M^5_\omega}\left(1 - \frac{4m^2_\mu}{M^2_\omega}\right)^{1/2}(2m^2_\mu + M^2_\omega)(-\sin\lambda\,\Delta M^2_{\phi^o} + \cos\lambda\, M^2_{\omega\phi})^2 . \qquad (17)$$

Формулы (16) и (17) показывают, что можно определить константу связи g_ϕ и константу перенормировки массы $\Delta M^2_{\phi^o}$ на основе экспериментальных значений вероятностей распадов (2) и (3). Если мы знаем значение g_ρ x), то формула (10) также позволяет определить ΔM^2_ρ из вероятности распада (1). Зная ΔM^2_ρ и $\Delta M^2_{\phi^o}$, а также M^2_ρ и $M^2_{\phi^o}$ xx), мы можем определить голые массы ρ – и ϕ^o –мезонов. Если, например, унитарная симметрия выполняется точно для свободных частиц, то эти голые массы должны быть равными. Рассмотрим более подробно этот случай. Обозначим через $\Delta_o M^2$ константу перенормировки массы за счет взаимодействия, не нарушающего унитарной симметрии, а через $\Delta_1 M^2$ –константу перенормировки за счет нарушающего симметрию взаимодействия. Представляя октуплет в виде матрицы

$$V = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}\rho^o + \frac{1}{\sqrt{6}}\phi^o & \rho^- & \overline{K^*} \\ \rho^+ & -\frac{1}{\sqrt{2}}\rho^o + \frac{1}{\sqrt{6}}\phi^o & \overline{K^{*o}} \\ K^{*+} & K^{*o} & -\frac{2}{\sqrt{6}}\phi^o \end{pmatrix},$$

x) Константа g_ρ была оценена в работе Сакураи /6/.

xx) $M^2_{\phi^o} = \frac{1}{3}(4M^2_{K^{*o}} - M^2_\rho) \approx (931\ \text{Мэв})^2$

мы имеем следующее выражение для масс векторных мезонов:

$$M^2 = M^2_0 T_r \overset{+}{V} V + \Delta_o M^2 T_r \overset{+}{V} V + \Delta_1 M^2 [(\overset{+}{V} V)^3_3 - \frac{1}{3} T_r \overset{+}{V} V] .$$

Зная ΔM^2_ρ и $\Delta M^2_{\phi^o}$, можно определить $\Delta_o M^2$: $\Delta_o M^2 = \frac{1}{2}(\Delta M^2_\rho + \Delta M^2_\phi)$.

Литература

1. M.Gell-Mann. Report CTSL-20 (1961);
   Phys. Rev., 125, (1962() 1067.
2. Y.Ne"eman. Nucl. Phys., 26, 222 (1961).
3. J.J.Sakurai. Ann. of Phys., 11, 1 (1960);
4. J.J.Sakurai. Phys. Rev., 132, 434 (1963).
5. M.Roos. Phys. Lett., 8, 1 (1964).
6. J.J.Sakurai. Preprint EFINS-60 (1963)

Рукопись поступила в издательский отдел
25 января 1965 г.

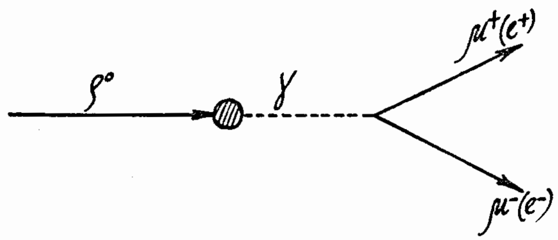

Рис. 1.

Электромагнитный ток мы записываем в виде

$$j_\mu = \tfrac{1}{2}\,(j^S_\mu + j^V_\mu), \qquad (5)$$

где j^S_μ и j^V_μ преобразуются как изоскаляр и изовектор. В данном переходе только j^V_μ дает вклад.

Так как ρ – мезон принимает участие в сильных взаимодействиях посредством взаимодействия с сохраняющимся током j^V_μ с некоторой константой связи g_ρ, то матричный элемент $\tfrac{1}{2}\, e g_\rho P_{\mu\nu}$ пропорционален матричному элементу (компактной) диаграммы собственной энергии ρ -мезона

$$\Pi^{(\rho)}_{\mu\nu}(p) = g^2_\rho P_{\mu\nu}(p). \qquad (6)$$

Обозначим через $D^{(\rho)}_{\mu\nu}(p)$ и $D^{(\rho)}_{\mu\nu}(p)$ функции Грина свободного и взаимодействующего ρ -мезона. Из калибровочной инвариантности следует, что

$$\Pi^{(\rho)}_{\mu\nu}(p) = \left(\delta_{\mu\nu} - \frac{p_\mu p_\nu}{p^2} \right) . \Pi^{(\rho)}(p^2)$$

$$D^{(\rho)}_{\mu\nu}(p) = \left(\delta_{\mu\nu} - \frac{p_\mu p_\nu}{p^2} \right) D^{(\rho)}(p^2)$$

$$G^{(\rho)}_{\mu\nu}(p) = \left(\delta_{\mu\nu} - \frac{p_\mu p_\nu}{p^2} \right) G^{(\rho)}(p^2).$$

Функции $\Pi^{(\rho)}$, $D^{(\rho)}$ и $G^{(\rho)}$ связаны уравнением

$$\frac{1}{D^{(\rho)}} = \frac{1}{G^{(\rho)}} + \Pi^{(\rho)}. \qquad (7)$$

Из этого уравнения нетрудно видеть, что при значении $p^2 \to -M^2_\rho$ мы имеем

$$\Pi^{(\rho)}(-M^2_\rho) = i\,(M^2_0 - M^2_\rho) = -i\,\Delta M^2_\rho , \qquad (8)$$

где M_ρ и M_0 – физическая и голая массы ρ -мезона.

Поскольку мы рассматриваем распад реального ρ -мезона с $p^2 = -M^2_\rho$, то величина $P_{\mu\nu}(p)$ в (4) равна:

$$P_{\mu\nu}(p) = \frac{1}{g^2_\rho}\left(\delta_{\mu\nu} - \frac{p_\mu p_\nu}{p^2}\right) . \Pi^{(\rho)}(-M^2) = \frac{i}{g^2_\rho}\left(\delta_{\mu\nu} - \frac{p_\mu p_\nu}{p^2}\right)\, \Delta M^2_\rho . \qquad (9)$$

Подставляя (9) в (4) и вычисляя вероятность распада (1), мы получим:

$$W(\rho \to \mu^+\mu^-) = \frac{e^4}{48\pi g^2_\rho}\, \frac{1}{M^5_\rho} \left(1 - \frac{4m^2_\mu}{M^2_\rho}\right)^{1/2} (2m^2_\mu + M^2_\rho)(\Delta M^2_\rho)^2. \qquad (10)$$

В модели унитарной симметрии ρ -мезон является компонентой октуплета. Что касается ϕ и ω -мезонов, то ни один из них не является синглетом или компонентой октуплета. Обозначим через ϕ^0 векторный мезон, входящий вместе с ρ -мезоном в один и тот же октуплет, а через ω^0 -векторный мезон, преобразующийся как унитарный синглет. Поскольку унитарная симметрия нарушается, то возможен переход между ω^0 и ϕ^0, и матрица квадрата масс имеет вид:

$$\mathfrak{M}^2 = \begin{pmatrix} M^2_{\phi^0} & M^2_{\omega^0\phi} \\ M^2_{\omega\phi} & M^2_{\omega^0} \end{pmatrix} . \qquad (11)$$

Векторы состояния наблюдаемых ϕ-и ω – мезонов являются линейными комбинациями векторов состояний ϕ^0 и ω^0, полученными диагонализацией матрицы (11):

$$\phi = \cos\lambda\ \phi^0 + \sin\lambda\ \omega^0 \qquad (12)$$
$$\omega = -\sin\lambda\ \phi^0 + \cos\lambda\ \omega^0 ,$$

а наблюдаемые значения масс являются соответствующими собственными значениями матрицы (11). Из экспериментальных значений масс M_ω и M_ϕ и значения массы M_{ϕ^0}, полученного на основе формулы Гелл-Манна-Окубо для квадратов масс и экспериментальных значений M_ρ и M_{K^*}, можно определить угол λ и параметр смешивания $M^2_{\omega\phi}$. Мы имеем[x)] (ср. с /4/):

$$\lambda = \tfrac{1}{2}\ \mathrm{arctg}\ \frac{2\,[(M^2_\phi - M^2_{\phi^0})(M^2_\phi - M^2_{\omega^0})]^{1/2}}{2\,M^2_{\phi^0} - M^2_\phi - M^2_\omega} = 39°40' \qquad (13)$$

$$M^2_{\omega\phi} = [(M^2_\phi - M^2_{\phi^0})(M^2_\phi - M^2_{\omega^0})]^{1/2} = [(M^2_{\omega^0} - M^2_\omega)(M^2_{\phi^0} - M^2_\omega)]^{1/2} \approx (458\ \text{Мэв})^2 \qquad (14)$$

x) Здесь экспериментальные значения масс взяты из /5/.