

И-265

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 2954



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

В.К. Игнатович, Б.В. Струминский

Распады адронов с
 $\Delta S = 1, \Delta Q = 0$ В модели кварков

1966

P2 - 2954

4574/3 up

В.К. Игнатович, Б.В. Струминский

Распады адронов с
 $\Delta S = 1, \Delta Q = 0$ В модели кварков

Направлено в Physics Letters



Распады барионов и мезонов с $\Delta S = 1$, $\Delta Q = 0$ в существующей теории слабых взаимодействий обусловлены слабым и электромагнитным взаимодействием. Именно в силу этого они представляют большой интерес для теории слабых взаимодействий. Интерес к этим распадам усилился после того, как для объяснения несохранения CP-четности в распаде $K_S^0 \rightarrow 2\pi$ была выдвинута гипотеза о том, что несохранение CP в этом распаде вызвано электромагнитным взаимодействием.

Распады $\Delta S = 1$, $\Delta Q = 0$ неоднократно рассматривались в литературе ^{/1,2,3/}.

Были предложены как динамические модели вычисления вероятностей этих распадов, так и модели, использующие лишь свойства симметрии гамильтониана ^{/1,5,6/}.

Однако все эти работы страдают тем недостатком, что распады гиперонов и мезонов рассматриваются отдельно и никак не связываются между собой.

В настоящей работе эти распады рассматриваются на основе модели кварков, которая позволяет описать распады гиперонов и мезонов с помощью одного феноменологического параметра. Основные предположения модели состоят в том, что слабые электромагнитные распады гиперонов и мезонов происходят за счет распада λ -кварка: $\lambda \rightarrow p + u$

Для построения феноменологического гамильтониана, описывающего распад $\lambda \rightarrow p + u$, воспользуемся следующими соображениями:

- 1) гамильтониан слабого нелептонного взаимодействия преобразуется, как λ_6 ;
- 2) исходя из требования градиентной инвариантности, пространственную структуру взаимодействия выбираем в виде

$$\bar{\lambda}(1 + g\gamma_5)\sigma_{\mu\nu} \mathbf{F}_{\mu\nu} ;$$

- 3) взаимодействие CP-инвариантно.

Из этих условий следует, что распады, несохраняющие четность, запрещены и гамиль-

тоннан, описывающий распады кварков, принимает вид

$$H_{\text{вк}} = f \bar{\psi} \sigma_{\mu\nu} \lambda_{\epsilon} \psi F_{\mu\nu} \quad (1)$$

Для вычисления матричных элементов распадов надо усреднить гамильтониан (1) по волновым функциям барьонов и мезонов в модели кварков.

Мы воспользуемся волновыми функциями, которые получены в релятивистской составной модели Н.Н. Боголюбова и сотрудников^{/7/}.

В результате простых вычислений находим:

$$H_{\text{ВВ}} = f \cdot \frac{(m+m')^2}{2mm'} (\bar{\psi} \sigma_{\mu\nu} \lambda_{\epsilon} \psi)_{\text{D} + \frac{2}{3} \text{F}} \quad (2)$$

$$H_{\text{РР}} = f \cdot \frac{1}{\sqrt{mm'}} (P_{\alpha} K^2 - K_{\alpha} (PK)) A_{\alpha} (\bar{\phi} \lambda_{\epsilon} \phi)_{\text{F}} \quad (3)$$

$$H_{\text{VP}} = f \cdot \frac{m+m_V}{\sqrt{mm_V}} \epsilon_{\alpha\beta\mu\nu} P_{\mu} (\bar{V}_{\nu} \lambda_{\epsilon} P)_{\text{D}} K_{\beta} A_{\alpha} \quad (4)$$

Используя матричный элемент (2), мы находим вероятность распада $\text{B} \rightarrow \text{B}' + \gamma$:

$$W(\text{B} \rightarrow \text{B}' + \gamma) = \frac{f_0^2 C_{\text{ВВ}}^2 (m+m')^2 (m-m')^2}{8\pi m m' m'^2 m_p^2} \quad (5)$$

где мы для удобства ввели безразмерную постоянную $f_0 = f \cdot m_p$, m_p - масса протона. Коэффициенты $C_{\text{ВВ}}$ находятся из разложения произведения $(\text{B} \lambda_{\epsilon} \text{B})_{\text{D} + \frac{2}{3} \text{F}}$. Для распада $\Sigma^+ \rightarrow \text{P} \gamma$ $C_{\Sigma^+ \text{P}} = 5/3$ и $W(\Sigma^+ \rightarrow \text{P} \gamma) = f_0^2 1,87 \cdot 10^{-4}$ (5а). Матричный элемент (3) используется для вычисления вероятности распада $\text{K}^+ \rightarrow \pi^+ + e^+ + e^-$, который описывается диаграммой (рис. 1).

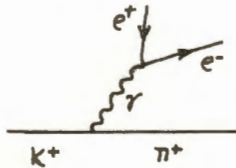


Рис.1.

При вычислении вероятности распада $K^+ \rightarrow \pi^+ + e^+ + e^-$ пренебрегаем массой электрона и получаем

$$W(K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-) = \frac{\alpha f_0^2}{3\pi^2 m_p^2 m_\pi} \int_0^{p_0} \frac{p^4 dp}{\sqrt{p^2 + m}}, \quad (6)$$

где $p_0 = \frac{m_K^2 - m_\pi^2}{2m_K}$, $\alpha = \frac{1}{137}$.

Интеграл легко берется:

$$\int_0^{p_0} \frac{p^4 dp}{\sqrt{p^2 + m}} = \frac{m^4}{8} \left\{ \left(\frac{m_K^2 - m_\pi^2}{2m_K m_\pi} \right)^3 \frac{m_K^2 + m_\pi^2}{m_K m_\pi} - \frac{3(m_K^4 - m_\pi^4)}{4m_K^2 m_\pi^2} + 3 \ln \frac{m_K}{m_\pi} \right\},$$

и окончательно:

$$W(K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-) = f_0^2 \cdot 2,76 \cdot 10^{-4}. \quad (8)$$

Матричный элемент (4) мы используем для вычисления вероятности распада $K_2^0 \rightarrow 2\gamma$, который будем описывать следующей диаграммой:

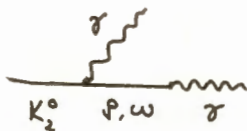


Рис. 2.

Для вероятности распада $K_2^0 \rightarrow 2\gamma$ получаем:

$$W(K_2^0 \rightarrow 2\gamma) = \frac{f^2 (m + m)^2 m_K^2}{32\pi^2 m_p^2 m_\pi^2} (g_{\rho\gamma} - g_{\omega\gamma})^2. \quad (7)$$

Из унитарной симметрии следует, что $g_{\omega\gamma} = 3g_{\rho\gamma}$.

Константу $g_{\omega\gamma}$ можно определить из вероятности распада $\omega \rightarrow e^+ + e^-$, экспериментальное значение которой $2 \cdot 10^{-3}$ Мэв.

Константа $g_{\omega\gamma}$ связана с вероятностью распада $\omega \rightarrow e^+ e^-$ соотношением

$$W(\omega \rightarrow e^+ e^-) = \frac{a g_{\omega\gamma}^2}{3m_\omega} \quad (8)$$

Используя (8), находим

$$W(K_2^0 \rightarrow 2\gamma) = f_0^2 \cdot 2,5 \cdot 10^{-2} \quad (9)$$

В настоящее время имеются экспериментальные данные о распаде $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$. Согласно работе /8/ $R = \frac{W(\Sigma^+ \rightarrow p\gamma)}{W(\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0)} = (0,37 \pm 0,08) \cdot 10^{-2}$, согласно работе /9/ $R = 1,7 \cdot 10^{-3}$. Недавно измерена вероятность распада $K_2^0 \rightarrow 2\gamma$ /10/:

$$\frac{W(K_2^0 \rightarrow 2\gamma)}{W(K_2^0 \rightarrow \text{все})} = (1,3 \pm 0,6) \cdot 10^{-4}$$

Относительно вероятности распада $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$ известно лишь то, что она меньше, чем $1,1 \cdot 10^{-6}$ от полной вероятности распада K^+ - мезона.

Используя экспериментальные данные о распаде $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$, мы можем вычислить отношения $\frac{W(K_2^0 \rightarrow 2\gamma)}{W(K_2^0 \rightarrow \text{все})}$ и $\frac{W(K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-)}{W(K^+ \rightarrow \text{все})}$.

Если мы используем данные работы /8/, то находим

$$\frac{W(K_2^0 \rightarrow 2\gamma)}{W(K_2^0 \rightarrow \text{все})} = 1,75 \cdot 10^{-4} ; \quad \frac{W(K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-)}{W(K^+ \rightarrow \text{все})} = 0,4 \cdot 10^{-6} ; \quad (10)$$

если используем данные работы /9/, то получим

$$\frac{W(K_2^0 \rightarrow 2\gamma)}{W(K_2^0 \rightarrow \text{все})} = 0,78 \cdot 10^{-4} ; \quad \frac{W(K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-)}{W(K^+ \rightarrow \text{все})} = 1,8 \cdot 10^{-7} \quad (11)$$

Оба найденных значения $W(K_2^0 \rightarrow 2\gamma)$ согласуются с результатами эксперимента /10/.

Заметим, что распад $K_2^0 \rightarrow 2\gamma$ рассматривался многими авторами и теоретические оценки вероятности этого распада меняются от $5 \cdot 10^{-3}$ до $1,5 \cdot 10^{-5}$.

Полученная нами оценка вероятности распада $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$ также не противоречит существующим экспериментальным данным об этом распаде.

Таким образом, предложенная нами модель удовлетворительно описывает существующие экспериментальные данные о вероятностях распадов адронов с $\Delta S = 1$, $\Delta Q = 0$. Значительный интерес представляет задача о выражении константы f_0 через параметры других слабых распадов.

В заключение авторы выражают благодарность Б.А. Арбузову и А.Т. Филиппову за интерес к работе.

Л и т е р а т у р а

1. N. Cabibbo, E. Ferrari, Nuovo Cim., 18, 928 (1960).
2. M. Baker, S.L. Glashow, Nuovo Cim., 25, 857 (1962).
3. M.A.B. Beg, Phys. Rev., 132, 426 (1963).
4. R.H. Graham, S. Pakvasa, Phys. Rev., 140, B1144 (1965).
5. K. Tanaka, Phys. Rev., 140, B463 (1965).
6. S.Y.Lo, Nuovo Cim., 37, 753 (1965).
7. Н.Н. Боголюбов, Нгуен Ван Хъу, В.А. Матвеев, Д. Стоянов, Б.В. Струминский, А.Н. Тавхелидзе, В.П. Шелест. Препринты ОИЯИ, Д-2075, Р-2141, Дубна, 1965.
8. M. Bazin, H. Blumenfeld, U. Nauenberg, L. Seidlitz, C.Y. Chang, Phys. Rev. Lett., 14, 154 (1965).
9. G. Ouareni et al, Nuovo Cim., 40, 928 (1965).
10. L. Crieggee, I.D. Fox et al, Phys. Rev. Lett., 17, 150 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел
28 сентября 1966 г.