

## О ВКЛАДЕ ДВУХФОТОННОГО МЕХАНИЗМА В РЕАЛЬНУЮ ЧАСТЬ АМПЛИТУДЫ РАСПАДА $K_L \rightarrow \mu \bar{\mu}$ И ОЦЕНКАХ МАСС ОЧАРОВАННЫХ ЧАСТИЦ

М.Б.Волошин, Е.П.Шабалин

Показано, что учет вклада двухфотонного состояния в реальную часть амплитуды распада  $K_L \rightarrow 2\mu$  может существенным образом изменить оценки масс очарованных кварков.

В единой теории слабого и электромагнитного взаимодействия Вайнберга – Салама [1], дополненной кварковой схемой Глэшоу – Илионулоса – Майани [2], амплитуда перехода  $(\bar{\pi}\lambda)(l^+l^-)$  зависит от массы очарованного кварка, что позволяет оценить величину  $m_c$  из данных о  $K_L \rightarrow 2\mu$ -распадах. В работах [3 – 7] оценки  $m_c$  производились путем сравнения с экспериментальными данными теоретического значения реальной части амплитуды  $K_L \rightarrow 2\mu$ , при вычислении которой учитывался вклад только промежуточных бозонов. Между тем, вклад двухфотонного состояния в реальную часть имеет тот же порядок величины, что и вклад промежуточных бозонов, так что учет его может быть существенным. В данной заметке представлены результаты расчетов двухфотонного вклада в реальную часть амплитуды перехода  $(\bar{\pi}\lambda)(l^+l^-)$ . При расчетах использовалась калибровка Фейнмана, в которой пропагатор  $W$ -бозона имеет вид  $i\delta_{\mu\nu}/(K^2 - M^2)$ . В этой калибровке из многочисленных диаграмм, ответственных за переход  $(\bar{\pi}\lambda) \rightarrow 2\gamma \rightarrow (l^+l^-)$ , вклад порядка  $G\alpha^2$  дают лишь диаграммы, представленные на рис. 1. Результат, полученный в предположении  $m_p \ll m_c \ll M_W$ , для реальной части суммы трех диаграмм есть

$$\operatorname{Re}M^{(2\gamma)} = \frac{G\alpha^2 \sin\theta \cos\theta}{4\sqrt{2}\pi^2} \left\{ 3 \left( \frac{e_p^2}{e^2} \right) \ln \frac{m_c^2}{m_p^2} - \right. \tag{1}$$

$$\left. - \left[ \frac{e_p e_n}{e^2} \left( \ln \frac{m_c^2}{m_p^2} + \frac{10}{3} \right) \ln \frac{m_c^2}{m_p^2} \right] \right\} (\bar{u}_n \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u_\lambda) (\bar{u}_l \gamma_\mu \gamma_5 u_l);$$

где  $m_c$  и  $m_p$  – массы очарованного и обычного  $p$ -кварка соответственно, а  $e_p$ ,  $e_n$  и  $e$  – заряды  $p$ -кварка,  $n$ -кварка и электрона;  $\theta$  – угол Кабиббо. Слагаемое, заключенное в квадратной скобке формулы (1), возникает от диаграмм  $b$  и  $v$  рис. 1.

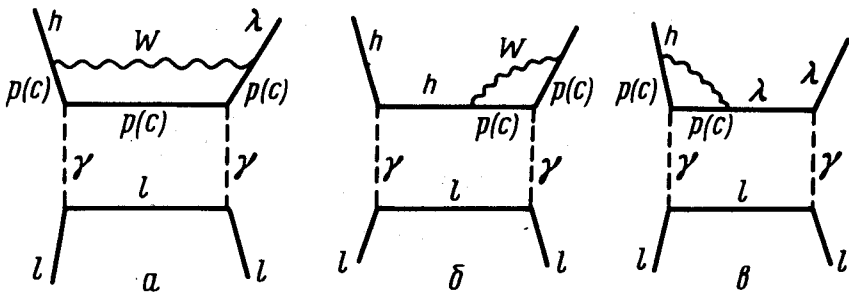


Рис. 1

Реальная часть амплитуды перехода  $(\bar{n}\lambda)$  в  $^1S_0$ -состояние пары  $l^+l^-$ , обусловленная промежуточными  $W$  и  $Z$ -бозонами, есть [3]

$$M^{(W,Z)} = - \frac{G^2 m_c^2 \sin \theta \cos \theta}{4 \pi^2} (\bar{u}_n \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u_\lambda) (\bar{u}_l \gamma_\mu \gamma_5 u_l). \quad (2)$$

Поэтому реальная часть кваркового перехода  $(\bar{n}\lambda)$  в  $^1S_0$ -состояние  $(l^+l^-)$  в целом определяется формулой:

$$\begin{aligned} \text{Re } M = & - \frac{G \sin \theta \cos \theta}{4 \pi^2} \left[ G m_c^2 - \frac{3\alpha^2}{\sqrt{2}} \left( \frac{e_p^2}{e^2} \right) \ln \frac{m_c^2}{m_p^2} + \right. \\ & \left. + \frac{\alpha^2}{\sqrt{2}} \frac{e_p e_n}{e^2} \left( \ln \frac{m_c^2}{m_p^2} + \frac{10}{3} \right) \ln \frac{m_c^2}{m_p^2} \right] (\bar{u}_n \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u_\lambda) (\bar{u}_l \gamma_\mu \gamma_5 u_l). \end{aligned} \quad (3)$$

Амплитуда (3) вычислена в пренебрежении сильными взаимодействиями кварков. Поправки, возникающие при учете последних, можно оценить в рамках асимптотически свободной калибровочной теории, в которой сильное взаимодействие цветных кварков осуществляется октетом цветных глюонов. Если дополнительно принять, что глюоны электрически нейтральны (это так в случае  $e_p^2/e^2 = 4/9$ ,  $e_p e_n/e^2 = -2/9$ ), то главные поправки к  $M^{(2\gamma)}$  обусловлены перенормировкой сильными взаимодействиями слабой амплитуды процесса  $\bar{n}\lambda \rightarrow \bar{p}p(\bar{c}c)$  и выражаются через коэффициенты  $c_+$  и  $c_-$  [8] в вильсоновском разложении  $T$ -произведения [9] операторов адронных слабых токов на малых расстояниях. Следуя работе [8], запишем эффективный лагранжиан для процесса  $\bar{n}\lambda \rightarrow \bar{p}p(\bar{c}c)$  в виде:

$$\begin{aligned} L_W = & - \frac{G}{\sqrt{2}} \sin \theta \cos \theta \cdot \left\{ \frac{c_-}{2} [(\bar{n}p)(\bar{p}\lambda) - (\bar{n}\lambda)(\bar{p}p)] + \right. \\ & \left. + \frac{c_+}{2} [(\bar{n}p)(\bar{p}\lambda) + (\bar{n}\lambda)(\bar{p}p)] - (p \leftrightarrow c) \right\} + \text{э.с.} \end{aligned} \quad (4)$$

с коэффициентами  $c_+$  и  $c_-$ , зависящими от некоторого характерного импульса  $p^2$  по закону [ 8]:

$$c_-(p^2) = (c_+(p^2))^{-2} = \left[ 1 + \frac{25}{3} \frac{g^2(p^2)}{16\pi^2} \ln\left(\frac{M_W^2}{p^2}\right) \right]^{12/25}, \quad (5)$$

где  $g(p^2)$  – эффективный заряд кварк-глюонного взаимодействия, также зависящий от  $p^2$  согласно формуле Гросса и Вильчека [ 10]

$$\frac{g^2(p_1^2)}{g^2(p_0^2)} = \left[ 1 + 9 \frac{g^2(p_0^2)}{16\pi^2} \ln\left(\frac{p_1^2}{p_0^2}\right) \right]^{-1}, \quad (6)$$

в которой подразумевается, что  $p_0^2 \ll p_1^2 \lesssim 4m_c^2$ , так что  $c$ -кварки еще не возбуждены.

Модифицированная сильными взаимодействиями  $\text{Re } M^{(2\gamma)}$  приближенно описывается формулой

$$\text{Re } M^{(2\gamma)} = \frac{Ga^2}{3\sqrt{2}\pi^2} \sin\theta \cos\theta \left\{ c(4m_c^2) \ln \frac{4m_c^2}{m_k^2} - c(4m_p^2) \ln \frac{4m_p^2}{m_k^2} + \right. \quad (7)$$

$$\left. + \frac{1}{3} \left( \frac{5}{3} - 2\ln 2 \right) c(4m_c^2) \ln \frac{m_c^2}{m_p^2} + \frac{1}{3} J \right\} (\bar{u}_n \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u_\lambda) (\bar{u}_l \gamma_\mu \gamma_5 u_l),$$

$$\text{где } c = 2c_+ - c_-, \text{ а } J = \int_{4m_p^2}^{4m_c^2} c(s) \sqrt{1 - 4m_p^2/s} \ln(s/m_p^2) ds / s.$$

Численно, эффект сильных взаимодействий приводит к уменьшению амплитуды (1) примерно в полтора раза, однако точность оценки этого фактора невелика. На рис. 2 представлены  $\text{Re } M^{(2\gamma)}$  (кривая  $a$  – без учета сильных взаимодействий, кривая  $b$  – с учетом сильных взаимодействий) и  $-M^{(W,Z)}$  (кривая  $c$ ), нормированные на величину  $|\text{Im } M^{(2\gamma)}|$ , получаемую с использованием экспериментального значения вершины  $K_L \rightarrow 2\gamma$ . По отношению к кривой  $b$  следует иметь ввиду, что положение ее может несколько измениться при более корректных расчетах. Кривая  $c$  отвечает  $-M^{(W,Z)}$  без учета сильных взаимодействий, поскольку в литературе имеется расхождение в оценках глюонных поправок к  $M^{(W,Z)}$  см [ 6, 7]. Все графики построены в предположении  $m_p \approx 0,5 \text{ Гэв}$ ,  $M_W \approx 100 \text{ Гэв}$ ,  $g^2(1 \text{ Гэв}^2)/4\pi \approx 1$ .

На рис. 2 видно, что при  $m_c \approx 3 + 7 \text{ Гэв}$  возможна значительная компенсация  $\text{Re } M^{(2\gamma)}$  и  $M^{(W,Z)}$ , так что определение  $m_c$  из сравнения вычисленного и экспериментально измеряемого значения  $\text{Re } M$  в распаде  $K_L \rightarrow 2\mu$  может оказаться неоднозначной процедурой. Впечатление о малой пригодности распада  $K_L \rightarrow 2\mu$  для оценки  $m_c$ , лучшей, чем  $m_c \lesssim 10 \text{ Гэв}$ , усиливается, если учесть еще одно обстоятельство. Именно,

при оценках  $m_c$  используются кварковые диаграммы, существенные лишь на малых расстояниях ( $\lesssim (1 \text{ Гэв})^{-1}$ ). Если в формуле (3,4) работы [4] положить  $m_p \approx 0,5 \text{ Гэв}$ , что как раз соответствует учету расстояний  $\lesssim 1/2m_p \approx (1 \text{ Гэв})^{-1}$ , то вклад кварковых диаграмм в вершину  $K_L \rightarrow 2\gamma$  и, следовательно, в  $\text{Im}M^{(2\gamma)}$  оказывается малым ( $\sim 3\%$ ) по сравнению с экспериментальной величиной. Поэтому возможно, что реальная часть также в значительной мере определяется большими расстояниями ( $\sim m_k^{-1}$ ).

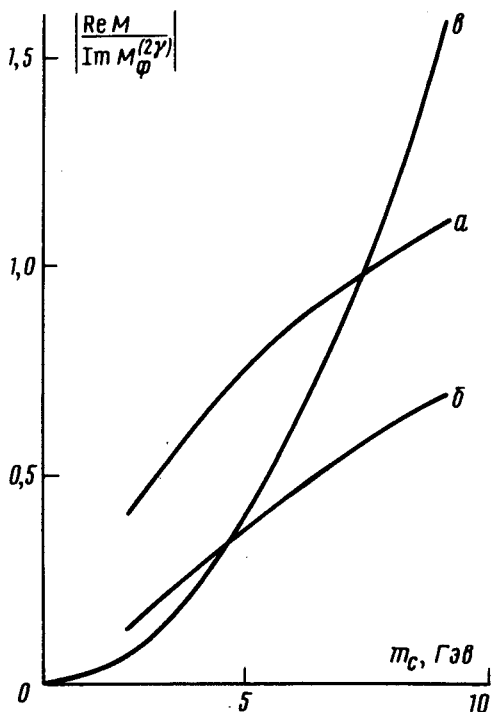


Рис. 2

Для грубой оценки вклада больших расстояний в величину  $\text{Re} M^{(2\gamma)}$  можно воспользоваться соотношением:

$$\text{Re} M^{(2\gamma)} / \text{Im} M^{(2\gamma)} \sim \frac{3}{\pi} \left( \ln \frac{m_k^2}{m_\mu^2} \right)^{-1} \sim 1/3.$$

Авторы благодарят Л.Б.Окуня и Б.Л.Иоффе за обсуждения и интерес к работе.

Институт теоретической  
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию  
29 ноября 1975 г.

### Литература

- [1] S.Weinberg. Phys. Rev. Lett., 19, 1264, 1967; 27, 1688, 1971; A.Salam. Proc. 8<sup>th</sup> Nobel Symposium on Elem. Particle Theory, 1968.
- [2] S.L.Glashow, J.Ииopoulos, L.Maiani. Phys. Rev., D2, 1285, 1970.
- [3] А.И.Вайнштейн, И.Б.Хриплович. Письма в ЖЭТФ, 18, 141, 1973.

- [4] M.K.Gaillard, B.W.Lee. Phys. Rev. D10, 897, 1974.
- [5] В.В.Фламбаум. Ядерная физика. 22, 661, 1975.
- [6] Е.Б.Богомольный, В.А.Новиков, М.А.Шифман. Препринт ИТЭФ-42, 1975; А.И.Вайнштейн, В.И.Захаров, В.А.Новиков, М.А.Шифман, Препринт ИТЭФ-44, 1975.
- [7] B.V.Nanopoulos, G.G.Ross. Phys. Lett., B56, 279, 1975.
- [8] M.K.Gaillard, B.W.Lee. Phys. Rev. Lett., 33, 108, 1974.
- [9] K.Wilson. Phys. Rev., 179, 1499, 1969.
- [10] D.Gross, F.Wilczek. Phys. Rev., D8, 3633, 1973.
- [11] А.Д.Долгов, В.И.Захаров, Л.Б.Окунь. УФН 107, 537, 1972.
-