

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



31-74

K-172

P2 - 10175

5198 / 2-76

Ю.Л.Калиновский, В.Н.Первушин

УНИВЕРСАЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ  
АДРОННЫХ ТОКОВ С  $\Delta T = 1/2$   
И НЕЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ КАОНОВ

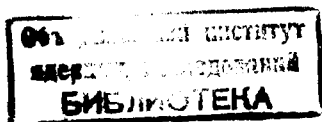
**1976**

P2 - 10175

Ю.Л.Калиновский, В.Н.Первушин

УНИВЕРСАЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ  
АДРОННЫХ ТОКОВ С  $\Delta T = 1/2$   
И НЕЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ КАОНОВ

*Направлено в "Physics Letters"*



Summary

The kaon- non-leptonic decays are described without phenomenological parameters under the following assumptions: i) Current algebra of  $SU(3) \times SU(3)$  with the Gell-Mann-Oakes-Renner breaking ( formulae (1) and (2); ii) a new interaction of hadron currents with the Fermi universal constant and with the rigorous rule  $|\Delta T| = 1/2$  (equations (4) and (5) ); iii) Cabibbo rotation ( $\theta_c$ ) of all Lagrangians of the weak and strong interactions resulting in the relation  $m_\pi = m_K \sin \theta_c$  [3]. The latter assumption gives the breaking of  $|\Delta T| = 1/2$  in good agreement with experiment ( equation (6) and Table).

Природа правила  $\Delta T = 1/2$  в нелептонных распадах адронов - одна из интереснейших и до конца нерешенных задач физики адронов. В последнее время широко обсуждается возможное решение этой проблемы за счет динамического усиления взаимодействия, пропорционального углу Кабиббо <sup>/1/</sup>.

В настоящей работе, основанной на алгебре токов, рассматривается противоположная точка зрения. В работе показано, что совокупность экспериментальных данных по нелептонным распадам каонов можно описать без феноменологических параметров, с помощью прямого введения дополнительного взаимодействия адронных токов с универсальной константой Ферми и  $\Delta T = 1/2$ .

Делаются следующие предположения:

- 1) алгебра токов  $SU(3) \times SU(3)$  с нарушением по Гелл-Манну-Оаксу-Реннеру <sup>/2/</sup> и точкой  $SU(2) \times SU(2)$  ;
- 2) введение нового универсального взаимодействия с  $\Delta T = 1/2$  и  $\Delta S = 1$  ;
- 3) согласно Оаксу <sup>/3/</sup>, делается одновременное преобразование всех лагранжианов вращением на угол Кабиббо.

I. Лагранжиан  $L_s$  сильного взаимодействия и октет токов являются нелинейными реализациями

$$J_\mu^i = V_\mu^i - A_\mu^i$$

$SU(3) \times SU(3)$ .

$$L_s = \frac{F_s^2}{6} \text{Sp} \{ \partial_\mu e^{i\xi} \partial_\mu \bar{e}^{-i\xi} \} + F_s^2 m_\pi^2 (s^0 - \sqrt{2} s^1) \quad (1)$$

$$(\xi = \sum_{i=1}^3 \lambda_i M^i, \frac{1}{2} (e^{i\xi} + \bar{e}^{-i\xi}) = \sum_{a=0}^3 \lambda_a s^a, \lambda_0 = \sqrt{\frac{2}{3}} I)$$

$$i \lambda_i J_\mu^i = e^{i\xi} \partial_\mu \bar{e}^{-i\xi} \quad (2)$$

где  $M^i$  - октет псевдоскалярных мезонов,  $\lambda_i$  - матрицы Гелл-Манна,  $F_s = 95$  МэВ.

Киральные лагранжианы широко используются для описания большой совокупности экспериментальных данных по различным взаимодействиям /4,5/.

2. Как известно, алгебра токов дает в хорошем согласии с экспериментом соотношения между амплитудами  $K \rightarrow 2\pi$ ,  $3\pi$ , но не фиксирует амплитуду распада  $K \rightarrow 2\pi$  /6/.

Мы фиксируем эту амплитуду предположением, что исходный лагранжиан слабого взаимодействия состоит из двух частей: с  $\Delta S = 0$  и с  $\Delta S = 1$ , с универсальными константами связи:

$$L_w (\Delta S = 0) = \frac{G_w}{\sqrt{2}} (J_\mu^1 - i J_\mu^2) (J_\mu^1 + i J_\mu^2) \quad (3)$$

$$L_w (\Delta S = 1) = \frac{G_w}{\sqrt{2}} \{ (J_\mu^1 - i J_\mu^2) (J_\mu^3 + i J_\mu^4) - J_\mu^3 (J_\mu^1 - i J_\mu^2) \} + \text{э.с.} \quad (4)$$

$\equiv \sqrt{2} G_w d_{ab}^c J_\mu^a J_\mu^b$ ;  $J_\mu^3 = J_\mu^3 + \frac{1}{\sqrt{3}} J_\mu^8$ .  
Последний лагранжиан после редукции  $SU(3) \times SU(3) \rightarrow$

$\rightarrow SU(2) \times SU(2)$  может быть преобразован

без производных к виду:

$$L_w (\Delta S = 1) = 2 \frac{G_w}{\sqrt{2}} m_\pi^2 F_\pi^3 \{ : \bar{y} e^{\frac{1}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{\pi}} K : + \text{э.с.} \} + O(k^2) + O(\eta) \quad (5)$$

где  $\bar{y} = (0 \ 1)$ ;  $K = \begin{pmatrix} M^+ & -i M^+ \\ M^0 & -i M^+ \end{pmatrix}$ .

3. Одновременно преобразуем лагранжианы (1), (3), (5) с помощью вращения вокруг седьмой оси на угол Кабиббо /3/. Тогда: а) возникает масса пиона  $m_\pi = m_\pi \sin \theta_c$  и нарушение  $SU(2) \times SU(2)$ ; б) лагранжиан (3) принимает стандартную форму взаимодействия Кабиббо; в) преобразование заряженной части лагранжиана (4) совместно с (3) приводит к лагранжиану с  $\Delta T = 3/2$

$$L_w (\Delta T = 3/2) = \frac{G_w}{\sqrt{2}} [(J_\mu^1 - i J_\mu^2) (J_\mu^3 + i J_\mu^4) + \text{э.с.}] (\cos \theta_c \sin \theta_c - 2 \sin^2 \theta_c) \quad (6)$$

При расчете вероятностей распадов из лагранжианов (1), (4), (6) учитывались "диаграммы-деревья". Результаты вычислений приведены в таблице.

4. В мягкопионном пределе получим степень нарушения  $\Delta T = 1/2$  для распадов  $K \rightarrow 3\pi$

$$\left| \frac{\lambda_{3/2}}{\lambda_{1/2}} \right| = 0,113 \quad (7)$$

Экспериментальное значение /7/

$$\left| \frac{\lambda_{3/2}}{\lambda_{1/2}} \right| = 0,111 \pm 0,007 \quad (8)$$

$\lambda_{3/2}$ ,  $\lambda_{1/2}$  - коэффициенты при членах, дающих вклад в вероятность распада  $K \rightarrow 3\pi$  с  $\Delta T = 3/2$ ,  $\Delta T = 1/2$  соответственно.

Параметризуя амплитуду

$$A(K \rightarrow 3\pi) = \gamma (1 + \sigma \gamma) \quad (9)$$

где  $\gamma$  - переменная Далица, можем найти параметры наклона

$$\sigma(+- -) = -0,24; \sigma(-+ -) = 0,448; \sigma(+00) = 0,524.$$

Экспериментальные данные /8/

$$\sigma(+ + -) = -0,206 \pm 0,009, \quad \sigma(+00) = 0,511 \pm 0,018,$$

$$\sigma(+ - 0) = 0,400 \pm 0,033.$$

Все полученные результаты находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными в рамках точности алгебры токов.

Совместность экспериментальных данных с универсальностью взаимодействия с  $\Delta T = 1/2$  даёт основания для построения аналогичных кварковых моделей, которые будут альтернативны общепринятым /1/. Однако введение взаимодействия с  $\Delta T = 1/2$  с участием только адронных токов нарушает симметрию между адронами и лептонами. Заметим, что такое нарушение можно было бы понять, учитывая правило отбора исходных лагранжианов (3), (4) до преобразования Кабиббо.

В заключение авторы выражают благодарность Д.И.Блохинцеву, Б.М.Барбашову, С.М.Биленькому, М.К.Волкову, А.В.Ефремову и Е.А.Иванову за полезные дискуссии.

Таблица

Значения вероятностей распадов  $K \rightarrow 2\pi, 3\pi$ , вычисленные для  $F_K = 92$  МэВ и  $\sin \theta_c = 0,27$ .

Моды распадов	Теория	Эксперимент /8/
$K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- (10^{10} \text{с}^{-1})$	0,342	$0,364 \pm 0,06$
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- (10^{10} \text{с}^{-1})$	0,744	$0,796 \pm 0,007$
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 (10^{10} \text{с}^{-1})$	$0,169 \cdot 10^{-2}$	$(0,1691 \pm 0,0024) 10^{-2}$
$K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 (10^6 \text{с}^{-1})$	3,84	$4,14 \pm 0,13$
$K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 (10^6 \text{с}^{-1})$	2,56	$2,44 \pm 0,06$
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- (10^6 \text{с}^{-1})$	4,82	$4,51 \pm 0,02$
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0 (10^6 \text{с}^{-1})$	1,23	$1,36 \pm 0,06$

Литература

1. M.A.Shifman, A.I.Vainstein, V.I.Zakharov, Preprint ITEP-63, Moscow, 1976.  
A.De Rujula, Howard Georgi, S.L.Glashow, Phys.Rev.Lett. 35 (1975) 69.  
R.L.Kingsley, F.Wilczek, A.Zee, Phys.Lett. 61B (1976) 259.  
H.Fritzsch, M.Gell-Mann, P.Minkowski, Phys.Lett. 59B (1975) 256.  
B.W.Lee, Preprint FERMILAB-Conf-76/20-THY/EXP, 1976.
2. M.Gell-Mann, R.J.Oakes, B.Renner, Phys.Rev. 175 (1968) 2195.
3. R.J.Oakes, Phys.Lett. 29B (1969) 683.
4. H.Lehman, Phys.Lett. 41B (1972) 259.
5. V.N.Pervushin, M.K.Volkov, Phys.Lett. 51B (1974) 356, ibid. 51B (1974) 399, ibid. 55B (1975) 405; ibid. 58B (1975) 74; ibid. 58B (1975) 177.
6. C.G.Callan, S.B.Treiman, Phys.Rev.Lett. 16 (1966) 153.  
T.D.Lee, Preprint of Columbia Univ. New York, 1970.
7. S.A.Bunyatov et al. Yad.Fiz. 21 (1975) 1055, S.A.Bunyatov et al. Yad.Fiz. 17 (1973) 1307.
8. Particle Data Group, Rev.of Mod.Phys. 48 (1976) No.2.

Рукопись поступила в издательский отдел 15 октября 1976 года.