

УДК 539.126

ПОЛУЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ $D \rightarrow P(V) + l + \bar{\nu}_l$ В КИРАЛЬНОЙ МОДЕЛИ

К.Р.Насриддинов, Г.Г.Тахтамышев, Т.А.Меркулова*

Полулептонные $D \rightarrow P(V)l\bar{\nu}_l$ распады D -мезонов исследуются в рамках феноменологических киральных лагранжианов (МФКЛ). Получено выражение для слабых адронных токов между псевдоскалярными и векторными состояниями. Вычисленные вероятности распадов сравниваются с имеющимися теоретическими и экспериментальными данными. Показано, что теоретические и экспериментальные значения отношений вероятностей мод распадов находятся в удовлетворительном согласии.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

The Semileptonic $D \rightarrow P(V) + l + \bar{\nu}_l$ Decays in the Framework of the Chiral Model

K.R.Nasriddinov, G.G.Takhtamyshev, T.A.Merkulova

The semileptonic $D \rightarrow P(V)l\bar{\nu}_l$ decays of D mesons are studied using the method of phenomenological chiral Lagrangians (PCL). The expression of weak hadronic currents between pseudoscalar and vector states is obtained. Calculated partial widths for these decays are compared with the available theoretical and experimental data. It is shown that the theoretical and experimental ratios of the decay modes are in fair agreement.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

В настоящее время в экспериментах интенсивно исследуются полулептонные распады D -мезонов [1,2]. Теоретическое описание таких распадов в рамках различных подходов еще неудовлетворительно. Например, для относительной вероятности каналов

$\frac{\Gamma(D \rightarrow K^*l\bar{\nu}_l)}{\Gamma(D \rightarrow Kl\bar{\nu}_l)}$ эксперименты указывают на значение $\simeq 0,5$, а теоретические модели

предсказывают значение $\simeq 1$ (см. [2]).

В настоящей работе для оценки вероятностей полулептонных мод распадов D -мезонов используется метод феноменологических киральных лагранжианов (МФКЛ) [3]. Следует заметить, что киральные модели были использованы для описания очарован-

*Институт ядерной физики АН Республики Узбекистан, пос.Улутбек, Ташкент, 702132, Узбекистан.

ных мезонов [4—8], хотя киральная симметрия на уровне очарованных частиц сильно нарушается. Для того чтобы нарушить симметрию в случае очарованных частиц, схема Оакса была расширена на случай $SU(4)$ с учетом дополнительного поворота вокруг 10-й оси в $SU(4)$ -пространстве [8]. МФКЛ, как удобный метод с такой схемой нарушения, был использован также и для описания многочастичных слабых нелептонных распадов Λ_c^+ -бариона [9]. В недавней работе [10] также были исследованы двухчастичные слабые нелептонные распады D -мезонов.

Хорошо известно, что полулептонные распады D -мезонов представляют интерес для проверки структуры слабых адронных токов. Основная неопределенность при изучении этих распадов связана со слабым адронным током. В рамках данного метода полулептонные распады D -мезонов описываются следующим лагранжианом в форме «ток на ток»

$$L_W = \frac{G_F}{\sqrt{2}} (J_\mu^{11-i12} \sin \Theta_c + J_\mu^{13-i14} \cos \Theta_c) l_\mu^+,$$

где $G_F \simeq 10^{-5}/m_p^2$ — константа Ферми, Θ_c — угол Кабиббо, $l_\mu = \bar{u}_l \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u_\nu$ — лептонный ток, и адронные токи имеют вид [3]

$$J_\mu^{11-i12} = -i \left\{ \pi^- \overleftrightarrow{\partial}_\mu \bar{D}^0 - \frac{1}{\sqrt{2}} \pi^0 \overleftrightarrow{\partial}_\mu D^- + K^0 \overleftrightarrow{\partial}_\mu D_s^- \right\},$$

$$J_\mu^{13-i14} = -i \{ K^- \overleftrightarrow{\partial}_\mu \bar{D}^0 + \bar{K}^0 \overleftrightarrow{\partial}_\mu D^- \}.$$

А слабые адронные токи между псевдоскалярными и векторными состояниями получим с помощью процедуры «удлинения» производных [11]:

$$J_\mu^i = F_\pi g v_\mu^a \phi^b f_{abi},$$

где $F_\pi = 93$ МэВ, g — «универсальная» константа взаимодействия, которая фиксируется из экспериментальной ширины распада $\rho \rightarrow \pi\pi$:

$$\frac{g^2}{4\pi} \simeq 3,2;$$

v_μ^a и ϕ^b — поля 1^- и 0^- -мезонов соответственно.

Лагранжиан сильного взаимодействия псевдоскалярных мезонов с векторными мезонами также имеет вид [11]

$$L_S(1^-, 0^-) = g f_{klm} \phi^l \partial_\mu \phi^k v_\mu^m.$$

Амплитуды этих распадов можно представить в виде [9]

$$M(D(p) \rightarrow P(p_1) l(k_1) \nu(k_\nu)) =$$

$$G_F \bar{U}(k_\nu) [f_1 + g_1 \gamma_5 + \hat{p}(f_2 + g_2 \gamma_5) + \hat{p}_1(f_3 + g_3 \gamma_5)] U(k_1),$$

Таблица 1. Вероятности $\Gamma(10^{10} \text{ с}^{-1})$ полулептонных $D \rightarrow P\bar{V}_l$ распадов

Распады	ФКЛ	Эксперимент [2]
$D^- \rightarrow K^0 \mu^- \bar{\nu}_\mu$	10,3	$6,62^{+2,84}_{-1,89}$
$D^- \rightarrow \pi^0 \mu^- \bar{\nu}_\mu$	0,47	—
$\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$	10,2	8 ± 1
$\bar{D}^0 \rightarrow \pi^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$	0,94	—
$D_s^- \rightarrow \bar{K}^0 \mu^- \bar{\nu}_\mu$	0,81	—
$D^- \rightarrow K^0 e^- \bar{\nu}_e$	11,0	$6,24 \pm 0,85$
$D^- \rightarrow \pi^0 e^- \bar{\nu}_e$	1,0	—
$\bar{D}^0 \rightarrow K^+ e^- \bar{\nu}_e$	11,0	$9,16 \pm 0,53$
$\bar{D}^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e$	1,0	$0,94^{+0,29}_{-0,24}$
$D_s^- \rightarrow \bar{K}^0 e^- \bar{\nu}_e$	0,84	—

Таблица 2. Вероятности $\Gamma(10^{10} \text{ с}^{-1})$ полулептонных $D \rightarrow V\bar{V}_l$ распадов

Распады	ФКЛ	Эксперимент [2]
$D^- \rightarrow K^{*0} \mu^- \bar{\nu}_\mu$	3,01	$4,26 \pm 0,57$
$D^- \rightarrow \rho^0 \mu^- \bar{\nu}_\mu$	$1,26 \cdot 10^{-1}$	$(1,89^{+1,42}_{-1,23}) \cdot 10^{-1}$ $0,22 \pm 0,07 \pm 0,05$ [15]
$\bar{D}^0 \rightarrow K^{*+} \mu^- \bar{\nu}_\mu$	3,0	—
$\bar{D}^0 \rightarrow \rho^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$	$2,51 \cdot 10^{-1}$	—
$D_s^- \rightarrow \bar{K}^{*0} \mu^- \bar{\nu}_\mu$	$2,53 \cdot 10^{-1}$	—
$D^- \rightarrow K^{*0} e^- \bar{\nu}_e$	3,34	$4,54 \pm 0,47$
$D^- \rightarrow \rho^0 e^- \bar{\nu}_e$	$1,38 \cdot 10^{-1}$	$< (3,5 \pm 0,1) \cdot 10^{-1}$ $0,20 \pm 0,07 \pm 0,05$ [15]
$\bar{D}^0 \rightarrow K^{*+} e^- \bar{\nu}_e$	3,36	$4,84 \pm 0,79$
$\bar{D}^0 \rightarrow \rho^+ e^- \bar{\nu}_e$	$2,75 \cdot 10^{-1}$	—
$D_s^- \rightarrow \bar{K}^{*0} e^- \bar{\nu}_e$	$2,77 \cdot 10^{-1}$	—

$$M(D(p) \rightarrow V(p_1) l(k_l) \nu(k_\nu)) =$$

$$G_F \epsilon_\mu^\lambda u(k_\nu) \gamma_\mu [f_1 + g_1 \gamma_5 + \hat{p}(f_2 + g_2 \gamma_5) + \hat{p}_1(f_3 + g_3 \gamma_5)] U(k_l),$$

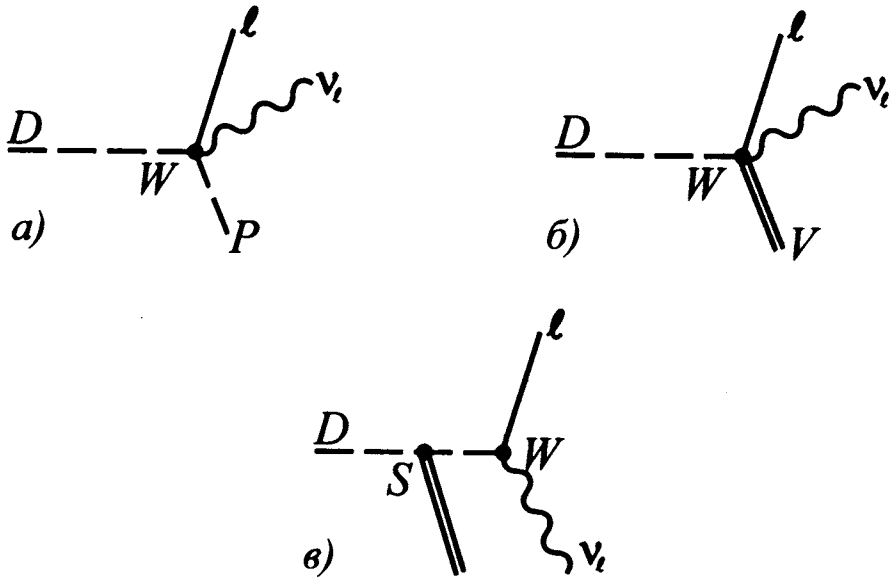
где ϵ_μ^λ — вектор поляризации l^- -мезонов; f_i и g_i — формфакторы, зависящие от импульсов конечных состояний; $q = p - p_1$; k_l, k_ν — 4-импульсы лептонов ($\hat{p}_i \equiv p_{i\mu} \gamma^\mu$).

С помощью этих лагранжианов мы вычислили полулептонные $D \rightarrow P(V)l^- \bar{\nu}_l$ распады, пользуясь пакетом BETA [12] (см. табл.1 и 2).

Диаграммы распадов изображены на рисунке. Следует отметить, что вклад диаграммы 1в подавлен из-за малого значения масс электрона и мюона.

Из табл.1 видно, что вычисленные вероятности распадов удовлетворительно согласуются с имеющимися экспериментальными данными [2] в рамках ошибки эксперимента за исключением $D^- \rightarrow K^0 e^- \bar{\nu}_e$ канала. В то же время полученный нами результат хорошо согласуется с предсказанием релятивистской кварковой модели [13] и с экспериментальными данными [14].

Вычисленные вероятности $D \rightarrow V l \bar{\nu}_l$ распадов (см. табл.2) также удовлетворительно согласуются с имеющимися экспериментальными данными [2,15] в пределах ошибки эксперимента за исключением $D \rightarrow K^* l^- \bar{\nu}_l$ каналов. Однако полученные нами



Диаграммы распадов, где W и S — слабая и сильная вершины, соответственно

результаты расчета $D \rightarrow K^* e^- \bar{\nu}_e$ распадов лучше согласуются с экспериментом, чем предсказания, например, модели Намбу — Иона — Лазинио [7]:

$$\Gamma(D \rightarrow K^* e^- \bar{\nu}_e) = (1,92 \pm 0,54) \times 10^{10} \text{ c}^{-1}.$$

Полученные нами результаты для $D \rightarrow \rho l^- \bar{\nu}_l$ каналов хорошо согласуются также с предсказаниями эффективной теории тяжелого кварка [16] и КХД на решетках [17—20]. Следует отметить, что эти каналы являются «лабораторией» для проверки слабых адронных токов между псевдоскалярными и векторными состояниями.

Сравнение результатов наших расчетов с имеющимися экспериментальными данными [2,14,15] дает

$$R_1 \equiv \frac{\Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow K^+ e^- \bar{\nu}_e)}{\Gamma(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)} = 0,79, \quad R_1^{\text{эксп.}} = 0,95 \pm 0,04;$$

$$R_2 \equiv \frac{\Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu)}{\Gamma(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)} = 0,72, \quad R_2^{\text{эксп.}} = 0,80 \pm 0,10;$$

$$R_3 \equiv \frac{\Gamma(D^- \rightarrow K^0 \mu^- \bar{\nu}_\mu)}{\Gamma(D^- \rightarrow K^0 e^- \bar{\nu}_e)} = 0,94, \quad R_3^{\text{эксп.}} = 1,06^{+0,48}_{-0,34},$$

$$R_4 \equiv \frac{\Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu)}{\Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow K^+ e^- \bar{\nu}_e)} = 0,93, \quad R_4^{\text{эксп.}} = 0,84 \pm 0,12;$$

$$R_5 \equiv \frac{\Gamma(D^- \rightarrow \rho^0 e^- \bar{\nu}_e)}{\Gamma(D^- \rightarrow K^{*0} e^- \bar{\nu}_e)} = 0,041, \quad R_5^{\text{эксп.}} = 0,045 \pm 0,014 \pm 0,009;$$

$$R_6 \equiv \frac{\Gamma(D^- \rightarrow \rho^0 \mu^- \bar{\nu}_\mu)}{\Gamma(D^- \rightarrow K^{*0} \mu^- \bar{\nu}_\mu)} = 0,042, \quad R_6^{\text{эксп.}} = 0,051 \pm 0,015 \pm 0,0091;$$

$$R_7 \equiv \frac{\Gamma(D^- \rightarrow \rho^0 l^- \bar{\nu}_l)}{\Gamma(D^- \rightarrow K^{*0} l^- \bar{\nu}_l)} = 0,042, \quad R_7^{\text{эксп.}} = 0,047 \pm 0,013;$$

$$R_8 \equiv \frac{\Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow K^{*+} e^- \bar{\nu}_e)}{\Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow K^+ e^- \bar{\nu}_e)} = 0,31, \quad R_8^{\text{эксп.}} = 0,51 \pm 0,18 \pm 0,06;$$

$$R_9 \equiv \frac{\Gamma(D^- \rightarrow K^{*0} e^- \bar{\nu}_e)}{\Gamma(D^- \rightarrow K^0 e^- \bar{\nu}_e)} = 0,30, \quad R_9^{\text{эксп.}} = 0,65 \pm 0,09 \pm 0,10;$$

$$R_{10} \equiv \frac{\Gamma(D^- \rightarrow K^{*0} \mu^- \bar{\nu}_\mu)}{\Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu)} = 0,30, \quad R_{10}^{\text{эксп.}} = 0,43 \pm 0,09 \pm 0,09.$$

Вероятность распада $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ была рассчитана ранее в работе [10].

Видно, что вычисленные и экспериментальные отношения вероятностей $D \rightarrow P(V)l \bar{\nu}_l$ распадов хорошо согласуются, за исключением R_9 . Заметим также, что по сравнению с другими теоретическими подходами МФКЛ отличается и правильным описанием относительных вероятностей R_8 и R_{10} . Возможно, учет промежуточных векторных состояний в этих распадах (как было сделано в работах [9,10]) позволит достигнуть удовлетворительного согласия с экспериментом. Этому исследованию будет посвящена следующая работа.

Таким образом, для оценки относительных вероятностей $D \rightarrow P(V)l \bar{\nu}_l$ распадов применение МФКЛ является разумным.

Авторы выражают благодарность Л.А.Кондратюку, М.М.Мусазанову, Б.Н.Куранову за полезные обсуждения.

Литература

1. Particle Data Group. — Phys. rev., 1994, v.D50, part I.
2. Particle Data Group. — Phys. Rev., 1996, v.D54, part I.
3. Weinberg S. — Phys. Rev. Lett., 1967, v.18, p.188—191;
Coleman S., Wess I., Zumino B. — Phys. Rev., 1969, v.177, p.2239—2247;
Gasiorowics S., Geffen D.A. — Rev. Mod. Phys., 1969, v.41, p.531-573;
Волков М.К., Первушин В.Н. — Существенно-нелинейные квантовые теории, динамические симметрии и физика мезонов. М.: Атомиздат, 1978.
4. Ebert D. — Z. Phys., 1985, v.D28, p.433—438.
5. Волков М.К. — ЯФ, 1993, т.56, с.173—177.
6. Ivanov A.I. et al. — Preprint ICTP IC/94/9, Trieste, 1994.
7. Hussian F. et al. — Preprint ICTP IC/94/31, Trieste, 1994.
8. Kalinovsky Yu.L. et al. — JINR Preprint, E2-87-300, Dubna, 1987.
9. Kalinovsky Yu.L., Nasriddinov K.R. et al. — Phys. Lett., 1988, v.B211, p.350—354.
10. Насриддинов К.Р. — ЯФ, 1995, т.58, с.314—319.
11. Калиновский Ю.Л., Первушин В.Н., Тахтамышев Г.Г., Сариков Н.А. — ЭЧАЯ, 1988, т.19, с.111—138.
12. Takhtamyshev G.G., Merkulova T.A. — JINR Commun. E11-97-182, Dubna, 1997.
13. Галкин В.О., Мишуров А.Ю., Фаустов Р.Н. — ЯФ, 1992, т.55, с.1080—1089.
14. Anjos J.C. et al. — Phys. Rev. Lett., 1989, v.62, p.1587—1598;
Adler J. et al. — Phys. Rev. Lett., 1989, v.62, p.1821—1830.
15. Aitala E.M. et al. — Fermilab note FERMILAB Pub-96/399-E, Batavia, 1996.
16. Bajc B., Fajfer S., Oakes R.J. — Phys. Rev., 1996, v.D53, p.4957.
17. Lubicz V., Martinelli G., McCarthy M.S., Sachrajda C.T. — Phys. Lett., 1992, v.B274, p.415.
18. Abada A. et al. — Nucl. Phys., 1994, v.B416, p.675.
19. Allton C.R. et al. — Phys. Lett., 1995, v.B345, p.513.
20. Bowler K.C. et al. — Phys. Rev., 1995, v.D51, p.4905.