

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P2-86-308

Ю.Л.Калиновский,<sup>1</sup> В.Н.Первушин, Н.А.Сариков<sup>2</sup>

НЕЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ  
ОЧАРОВАННОГО БАРИОНА  
В МЕТОДЕ ОБОБЩЕННЫХ  
КИРАЛЬНЫХ ЛАГРАНЖИАНОВ

Направлено в журнал "Physics Letters B"

<sup>1</sup> Гомельский политехнический институт

<sup>2</sup> Институт ядерной физики АН УзССР, Ташкент.

1986

В последнее время вместе с настойчивыми попытками описания нелептонных слабых распадов очарованных барионов в рамках "стандартной"  $SU_3 \times SU_2 \times U_1$  -теории, в литературе все чаще появляются феноменологические подходы, основанные на различных кварковых моделях <sup>/1,2/</sup>. Несмотря на резко противоречивые результаты, эти подходы имеют и общий недостаток, а именно, приводят к очень громоздким вычислениям при описании многочастичных распадов. Для решения этой проблемы в работе <sup>/3/</sup> было предложено использовать метод феноменологических киральных лагранжианов (МФКЛ) <sup>/4-6/</sup>. Этот метод позволяет более просто описать относительные вероятности различных мод распадов с минимальным числом феноменологических параметров (как правило, точность метода в амплитудах распадов составляет (30-50) %).

В данной работе мы используем МФКЛ, включающий в себя также взаимодействие спин-1 мезонов с псевдоскалярными мезонами и барионами, который был предложен в работе <sup>/7/</sup> (данное взаимодействие введено с помощью метода "жестких" мезонов <sup>/8/</sup>). Это позволяет нам пересмотреть двухчастичные нелептонные распады очарованных барионов с образованием "мягких" мезонов, рассмотренных в работе <sup>/3/</sup>, с учетом полюсных вкладов спин-1 мезонов. Кроме того, можно будет вычислить относительные вероятности мод распадов типа  $\Lambda_c^+ \rightarrow \frac{1}{2}^+ + 0^- + 0^-$  и  $\Lambda_c^+ \rightarrow \frac{1}{2}^+ + 1^-$ , для которых в настоящее время получены первые экспериментальные данные <sup>/9/</sup>.

Мы используем следующие предположения:

а)  $SU_4 \times SU_4$  - киральная инвариантность сильных взаимодействий. Нарушение симметрии осуществляется по схеме ГМОР, включающей в себя вращения вокруг 7-й оси пространства  $SU_4$  <sup>/5/</sup>.

б) Лагранжиан сильного взаимодействия спин-1 мезонов с  $0^-$ -мезонами и  $1/2^+$  - барионами строится калибровочно-инвариантным обобщением  $SU_4 \times SU_4$  - кирально-инвариантного лагранжиана барионов и псевдоскалярных мезонов (метод "жестких" мезонов <sup>/8/</sup>). Для векторных мезонов справедлива схема идеального смешивания.

в) 20-плетная доминантность лагранжиана нелептонных слабых взаимодействий. Этот лагранжиан состоит из двух частей: слагаемого в форме "ток  $\otimes$  ток" и слагаемого, описывающего двухбарионное слабое взаимодействие.

$SU_4 \times SU_4$  - кирально-инвариантный лагранжиан, описывающий сильные взаимодействия псевдоскалярных мезонов и барионов, имеет вид <sup>/10/</sup>

$$L'_s = \frac{F_\pi^2}{2} D_\mu \xi_i D_\mu \xi_i + \bar{B} (i \gamma_\mu D_\mu - M_0) B - g_A [\alpha (\bar{B} \gamma_\mu A_i B)_d + (1-\alpha) (\bar{B} \gamma_\mu A_i B)_f] D_\mu \xi_i. \quad (1)$$

Здесь:  $F_\pi = 93$  МэВ;  $g_A = 1,25$ ;  $M_0 = 2,69$  ГэВ - средняя масса 20-плета барионов;  $\xi_i = \varphi_i / F_\pi$ ,  $\varphi_i$  и  $B$  - 15-плет  $0^-$  - мезонов и 20-плет  $1/2^+$  - барионов соответственно;  $\alpha = 2/3$  - параметр смешивания  $d$ - и  $f$  - связей, определяемых как

$$(\bar{B} O_i B)_{d(f)} \equiv \frac{1}{2} \bar{B}_{[mn]}^a (O_i)_a^b B_b^{[mn]} + (-) \bar{B}_{[bn]}^m (O_i)_a^b B_m^{[an]}.$$

Ковариантные производные имеют вид

$$i \bar{B} \gamma_\mu D_\mu B = i \bar{B}_{[mn]}^a \gamma_\mu \partial_\mu B_a^{[mn]} - (\bar{B} \gamma_\mu V_i B)_f \Theta_\mu^i(\xi),$$

$$\left( \begin{matrix} D_\mu \xi^i \\ \Theta_\mu^i(\xi) \end{matrix} \right) = -\frac{i}{2} \text{tr} \left\{ \left( \begin{matrix} A^i \\ V^i \end{matrix} \right) \exp(-i\xi \cdot A) \partial_\mu \exp(i\xi \cdot A) \right\},$$

где  $\Theta_\mu^i(\xi)$  - форма Картана,  $A_i = V_i \gamma_5$ ,  $V_i = \lambda_i / 2I$ ,  $\lambda_i$  и  $I$  - матрицы Гелл-Манна и единичная матрица.

Согласно методу "жестких" мезонов, ковариантные производные в лагранжиане (1) необходимо заменить на следующие калибровочные ковариантные производные

$$\bar{B} i \gamma_\mu \tilde{D}_\mu B = \bar{B} i \gamma_\mu \partial_\mu B - [\beta (\bar{B} \gamma_\mu V_i B)_d + (1-\beta) (\bar{B} \gamma_\mu V_i B)_f] \tilde{\Theta}_\mu^i$$

$$\tilde{D}_\mu \xi \cdot A + \tilde{\Theta}_\mu^i(\xi) \cdot V = \exp(-i\xi \cdot A) (\partial_\mu + i g \gamma_\mu \cdot V + i g a_\mu \cdot A) \exp(i\xi \cdot A),$$

где  $v_\mu^i$  и  $a_\mu^i$  - 15-плеты  $1^-$  и  $1^+$  - мезонов соответственно. В результате для лагранжиана взаимодействия барионов с векторными мезонами получим выражение

$$L''_s = -g [\beta (\bar{B} \gamma_\mu V_i B)_d + (1-\beta) (\bar{B} \gamma_\mu V_i B)_f] v_\mu^i. \quad (2)$$

Параметр универсальной калибровочной связи  $g$  может быть определен из экспериментальной ширины распада <sup>/7/</sup>  $\rho \rightarrow \pi \pi$ , которая дает  $g^2 / 4\pi = 3$ . Относительно  $\beta$  в работе <sup>/7/</sup> было предложено, что эта константа  $d$ - и  $f$  - связей векторных мезонов и барионов отличается

от соответствующей константы  $\alpha$  для псевдоскалярных мезонов и барионов. Значение  $\beta = 3/4$  фиксировано в схеме идеального смешивания векторных нейтральных мезонов.

15-plet токов, полученный из лагранжиана (I) с помощью вариационного метода и с использованием гипотезы об (аксиально-) векторной доминантности имеет вид <sup>/5,8/</sup>

$$J_\mu^i = \left\{ \frac{1}{2} \bar{B}_{[mn]}^a \gamma_\mu (\nu_j)_a^b B_b^{[mn]} - \bar{B}_{[bn]}^m \gamma_\mu (\nu_j)_a^b B_m^{[an]} + \right. \\ \left. g_A [\alpha (\bar{B} \gamma_\mu A_j B)_d + (1-\alpha) (\bar{B} \gamma_\mu A_j B)_f] (\delta_j^i + f_{jk}^i \xi_k) - \right. \quad (3)$$

$$F_\pi \partial_\mu \varphi^i + f_{jk}^i \varphi^j \partial_\mu \varphi^k + \frac{m_\pi^2}{g} \varphi_\mu^i - \frac{m_a^2}{g} a_\mu^i + \dots,$$

где  $m_\pi$  и  $m_a$  - массы векторных и аксиально-векторных мезонов.

Лагранжиан слабого взаимодействия состоит из слагаемого в форме "ток  $\otimes$  ток" и члена, описывающего слабые переходы барион-барион (B-B). Первый был предложен в работе <sup>/6/</sup>

$$L_w = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left[ (J_\mu^1 + iJ_\mu^2)(J_\mu^{13} + iJ_\mu^{14}) - (J_\mu^6 + iJ_\mu^7)(J_\mu^9 - iJ_\mu^{10}) + \text{з.с.} \right], \quad (4)$$

где  $G_F \approx 10^{-5} / M_n^2$  - константа Ферми.

Второе слагаемое было феноменологически построено (в соответствии с теоремами алгебры токов) в работе <sup>/3/</sup>, и содержало только слабые переходы с сохранением четности. Однако для полноты следует учитывать также четность-нарушающие переходы и оценить их вклады в амплитуды распадов. Поэтому в настоящей работе такие B-B'-переходы будем учитывать с помощью дополнительного феноменологического параметра  $r$ :

$$L_{BB'} = G_{BB'} \left\{ \frac{3}{\sqrt{6}} [\bar{\Xi}^0 (1+r\gamma_5) A^0 - \bar{\Lambda} (1+r\gamma_5) \Sigma_c^0] + \right. \\ \left. \frac{1}{\sqrt{6}} [\bar{\Sigma}^+ (1+r\gamma_5) \Lambda_c^+ + 2\bar{\Lambda}^+ (1+r\gamma_5) \chi_d^+] - \right. \quad (5) \\ \left. \frac{1}{\sqrt{2}} [\bar{\Xi}^0 (1+r\gamma_5) S^0 + \bar{\Sigma}^+ (1+r\gamma_5) \Sigma_c^0 - \bar{\Sigma}^+ (1+r\gamma_5) \Sigma_c^+] + \text{з.с.} \right\},$$

где согласно <sup>/3/</sup>  $G_{BB'} = -4,5 \times 10^{-8}$  ГэВ.

#### I. Распады типа $\Lambda_c^+ \rightarrow 1/2^+ + 0^-$

Вычислим полюсной вклад спин-1 мезонов в амплитуды распадов  $\Lambda_c^+ \rightarrow 1/2^+ + 0^-$ , рассмотренных в работе <sup>/3/</sup>. Амплитуду процесса, изображенного на рис. I, можно представить в виде

$$M = G_F \mu^2 \bar{u}_B (S + P\gamma_5) u_{\Lambda_c^+},$$

где  $\mu$  - масса мезона, S и P соответствуют s-волновой и p-волновой частям амплитуды. В таблице I приведены: (1) "мягкие" вклады в амплитуды распадов, вычисленные в работе <sup>/3/</sup>; (2) значения амплитуд с учетом "жестких" вкладов; (3) имеющиеся экспериментальные данные. В колонках 1 и 2 приведены также вычисленные вероятности распадов, которые сравниваются с данными в колонке 3. Значение параметра  $r = -1$  соответствует наилучшей подгонке парциальных ширин распадов  $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda \pi^+$  и  $\Lambda_c^+ \rightarrow p \bar{K}^0$  к экспериментальным их значениям.

Как видно из таблицы (см. I и 2 с  $r = 0$ ), спин-1 мезоны дают значительный вклад в амплитуды распадов. Это противоречит мнению о том, что такой вклад должен быть всего порядка  $10\% / \text{Ia} /$ .

Таблица I

Амплитуды и вероятности распадов  $\Lambda_c^+ \rightarrow 1/2^+ + 0^-$  с учетом "жестких" поправок. В последней колонке приведены экспериментальные данные

Мода распада	1			2			3
	S	P	$\Gamma$ ( $10^{11} \text{c}^{-1}$ )	S	P	$\Gamma$ ( $10^{11} \text{c}^{-1}$ )	$\Gamma^{\text{эксп.}}$ ( $10^{11} \text{c}^{-1}$ )
$\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda \pi^+$	-3,63	0,67	0,80	-3,09	0,67	0,58	$0,26^{+0,24}_{-0,23}$
$\Lambda_c^+ \rightarrow p \bar{K}^0$	0,18	0,69	0,93	0,19	0,69	0,95	$0,48^{+0,32}_{-0,37}$
$\Lambda_c^+ \rightarrow \Sigma^0 \pi^+$	0	-0,83	$4 \times 10^{-3}$	0,10	-0,83	$5 \times 10^{-3}$	
$\Lambda_c^+ \rightarrow \Sigma^+ \pi^0$	0	0,91	$4 \times 10^{-3}$	-0,11	0,91	$5 \times 10^{-3}$	
$\Lambda_c^+ \rightarrow \Sigma^+ \eta$	0	-0,14	-0,14	0,01	-0,14	0,02	
$\Lambda_c^+ \rightarrow \Xi^0 K^+$	0	-0,26	0,03	0,02	-0,30	0,03	

Следует заметить, что данная оценка в той работе сделана на основании "дипольного" приближения для формфакторов, которое, однако, не описывает имеющиеся экспериментальные данные по полулептонным распадам  $\Lambda_c^+$ -бариона. В то же время, как было показано в <sup>/10/</sup>, обобщенный МЭКЛ <sup>/3/</sup> приводит к разумному результату для вероятности каибовски-разрешенной моды таких распадов. Что касается вклада B-B'-переходов с нарушением четности, то (как видно из колонки 2 при

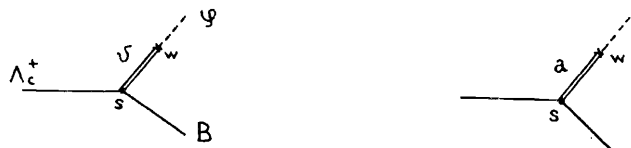


Рис. 1.

"Жесткий" вклад в распады типа  $\Lambda_c^+ \rightarrow I/2^+ + 0^-$ .  
 $B$  - барион,  $\psi$  - псевдоскалярный мезон,  $\psi$  и  $a$  -  $I^-$  и  $I^+$  - мезоны соответственно,  $s$  и  $w$  - сильная и слабая вершины.

( $r = 0$  и  $r = -1$ ) он незначителен - около 20%, что согласуется с оценкой работы [2]. Из сравнения значений парциальных ширин видим, что теоретические значения  $\Gamma(\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda \pi^+)$  и  $\Gamma(\Lambda_c^+ \rightarrow p \bar{K}^0)$  в 2-3 раза превышают экспериментальные. С другой стороны, их отношение находится в согласии с экспериментальным значением  $0,54 \pm 1,89$  /  $-0,53$ .

### 2. Распады типа $\Lambda_c^+ \rightarrow I/2^+ + 0^- + 0^+$

Недавно был получен первый результат по измерению относительной вероятности распадов типа  $\Lambda_c^+ \rightarrow I/2^+ + 0^- + 0^+$ , а именно  $B(\Lambda_c^+ \rightarrow p \bar{K}^0 \pi^+) = (2,2 \pm 1,0) \%$ . Исходя из предположений а-в), мы вычислили вероятности распадов, которые приведены в таблице 2. Вычисления (интегра-

Таблица 2.

Вычисление вероятности распадов  $I/2^+ + 0^- + 0^+$

Мода распада $\Gamma (10^{11} \text{ с}^{-1})$	Мода распада $\Gamma (10^{11} \text{ с}^{-1})$
$\Lambda_c^+ \rightarrow p \bar{K}^0 \pi^+$	$\Lambda_c^+ \rightarrow \Sigma^+ \pi^+ \pi^-$ 0,70
$\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda \pi^+ \pi^0$	$\Lambda_c^+ \rightarrow \Sigma^0 \pi^+ \pi^+$ 0,07
$\Lambda_c^+ \rightarrow p \bar{K}^0 \pi^0$	$\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda \eta \pi^+$ 0,07
$\Lambda_c^+ \rightarrow n \bar{K}^0 \pi^+$	$\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda \bar{K}^0 K^+$ 0,06

лов по фазовому объему от квадратов матричных элементов) проводились на ЭВМ с помощью метода Монте - Карло по способу Копылова [11]. Сравнивая теоретические и экспериментальные вероятности распадов, мы опять обнаружили фактор усиления  $\sim 2$ . Заметим, что вероятность распада  $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda \pi^+ \pi^0$  очень близка вероятности доминирующего распада  $\Lambda_c^+ \rightarrow p \bar{K}^0 \pi^+$ , что требует проверки на опыте.

### 3. Распады типа $\Lambda_c^+ \rightarrow I/2^+ + I^-$

Другим недавно открытым распадом является  $\Lambda_c^+ \rightarrow p \bar{K}^{*0} / 9$ .  $B(\Lambda_c^+ \rightarrow p \bar{K}^{*0}) = (0,48 \pm 0,30) \%$ . Амплитуду процесса, описываемого диаграммами рис. 2, можно записать в виде

$$M = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \epsilon_M^\lambda \bar{u}_B \gamma_\mu (A + B \gamma_5) u_{\Lambda_c^+},$$

где  $\epsilon_M^\lambda$  - вектор поляризации вектона,  $A$  и  $B$  - константы.

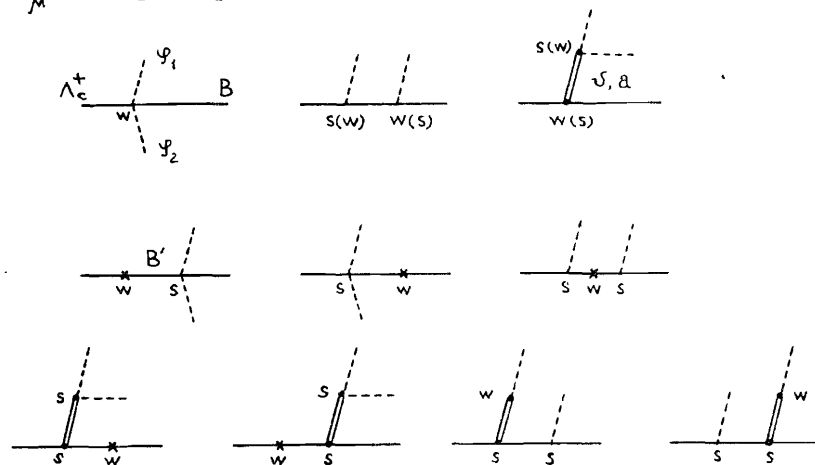


Рис. 2.

Процесс распада  $\Lambda_c^+ \rightarrow I/2^+ + 0^- + 0^+$ .

В таблице 3 приведены значения  $A$ ,  $B$  и вероятности распадов, соответствующие  $r=0$  (наши расчеты показали, что, как и в распадах  $\Lambda_c^+ \rightarrow I/2^+ + 0^-$ ,  $B-B'$  - переходы с нарушением четности существенно го вклада в амплитуды не дают). Результаты представлены для двух случаев: 1) когда используется универсальная константа  $g = g_{F^*} = \dots g_{K^*} = g_{\rho} = \sqrt{12} \pi = 6,14$ ; 2) когда  $g_{K^*}/g_{\rho} = m_{K^*}/m_{\rho}$ , которое было получено в [12] при нарушении  $SU_3$  - симметрии для векторных мезонов. Видно, что в случае 2) теоретическое значение  $B(\Lambda_c^+ \rightarrow p \bar{K}^{*0}) = 2,9$  (соответствующее  $^{19}/ \tau_{\Lambda_c^+} = 2,3 \times 10^{-13} \text{ с}$ ) в  $\sim 6$  раз больше, чем среднее экспериментальное значение. С точки зрения нашего подхода интерес представляет измерение отношения  $\Gamma(\Lambda_c^+ \rightarrow p \bar{K}^{*0}) / \Gamma(\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda \rho^+)$ , которое теоретически равно 8.

Таблица 3.

Вычисленные амплитуды и вероятности распадов (при  $r = 0$ ).  
Вероятности в ед.  $10^{11} \text{ с}^{-1}$

Мода распада <sup>х)</sup>	$g = g_{K^*} = g_p = 6,14$			$g_{K^*} / g_p = 1,34$		
	A	B	Г	A	B	Г
$\Lambda_c^+ \rightarrow p K^{*0}$	0,06	0,20	2,30	0,03	0,16	1,50
$\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda p^+$	-0,08	-0,05	0,28	-0,08	-0,05	0,28
$\Lambda_c^+ \rightarrow \Sigma^0 K^{*+}$	0,03	0	$1,6 \times 10^{-3}$	0,04	0	$3 \times 10^{-3}$

х) Другие возможные моды распадов из-за слишком малых значений вероятностей распадов в табл. 2 и 3 не включены.

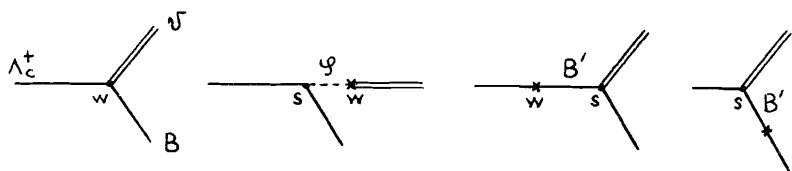


Рис. 3.  
Процесс распада  $\Lambda_c^+ \rightarrow I/2^+ + \Gamma^-$ .

### Заключение

Применение обобщенного метода феноменологических лагранжианов к нелептонным распадам типа  $\Lambda_c^+ \rightarrow I/2^+ + 0^-$ ,  $\Lambda_c^+ \rightarrow I/2^+ + 0^- + 0^-$  и  $\Lambda_c^+ \rightarrow I/2^+ + \Gamma^-$  привело к следующим результатам:

1. Вычисление отношения вероятностей распадов  $\Lambda_c^+ \rightarrow I/2^+ + 0^-$  находится в согласии с имеющимися экспериментальными данными;
2. Вкладом  $B-B'$ -переходов с нарушением четности в амплитуды нелептонных распадов барионов можно пренебречь (с точностью до 20%).
3. Теоретические значения вероятностей распадов немного превышают экспериментальные, что является следствием исходных предположений  $\alpha - \beta$ . Действительно, 20-плетная доминантность в самом

деле не является строгим. Кроме того, амплитуды распадов пропорциональны константам  $F_{\pi}^{-1}$ ,  $g_A$ ,  $g^{-1}$ , реальные значения которых должны отличаться от значений в киральном пределе. Например, в [2] было показано, что учет "узости" волновой функции  $c$ -кварка приводит к уменьшению  $g_A$  и  $F_{\pi}^{-1}$  от киральных значений. Вследствие этого происходит возможное занижение вероятностей распадов в сторону экспериментальных значений.

Подводя итоги, надеемся, что МФКЛ, включающий в себя наряду с  $0^-$  и  $I/2^+$ -барионами также спин-1 мезонов, является простым способом описания относительных вероятностей (соотношений между амплитудами) распадов очарованных барионов с точностью не хуже, чем 50%. Для улучшения точности метода нужно более точно определить феноменологические параметры, найти механизм нарушения киральной симметрии для этих параметров. Это требует накопления экспериментальных данных по нелептонным распадам очарованных барионов и, кроме того, - развития кварковых моделей, которые содержат информацию о внутренней структуре адронов (об относительном вкладе малых расстояний в амплитуды распадов).

Авторы выражают благодарность Д. Эберту, М.Ф. Лихачеву, М.К. Волкову за полезные обсуждения и интерес к работе.

### Литература

- 1а. J.G. Korner, G.Kramer, J. Willrodt. Z.Phys.C 2 (1979) 117;
- 1б. E.V.Shyryak. Phys. Lett., 93B (1980) 134; D.Izati. Nucl. Phys. B199 (1982) 269, B.Guberrina, D. Tadic, J. Trampetic, Z.Phys. C13 (1982) 251; F. Hussain, M.D. Sadrion. Nuovo Cim. 79A (1984) 248.
2. D. Ebert, W. Kallies. Phys. Lett., 131B (1983) 183; ibid, 148B (1984) 502; D. Ebert, W. Kallies. Z. Phys. C., 29 (1985) 643.
3. V.N. Pervushin, N.A. Sarikov. Phys. Lett., 166B (1986) 351.
4. S. Coleman, J. Wess, B. Zumino. Phys. Rev. 177 (1969) 2239; V.N. Pervushin, M.K. Volkov. Phys. Lett., 51B (1974) 356; ibid 52B (1975) 405; ibid 58B (1975) 177.

5. D. Ebert. Nuovo Cimento 54A (1979) 399;  
D. Ebert, M.K. Volkov. Fortschr. Phys. H<sub>2</sub> Bd 29 (1981) 35.
6. Yu.L. Kalinovskiy, V.N. Pervushin. Yad.Fiz. 29 (1979) 450.
7. Yu.L. Kalinovskiy, V.N. Pervushin, N.A. Sarikov. Preprint JINR P2-951-85, Dubna, (1985).
8. J.H. Scitner, S. Weinberg. Phys. Rev. 164 (1967) 1828;  
B.W. Lee, H.T. Nueh. Phys. Rev. 166 (1968) 1507;  
S.Gasiorowicz, D.A. Gaffen. Rev. Mod. Phys. 41(1969) 531;  
V.I. Ogievetsky, B.N. Zupnik, Nucl. Phys. B24 (1970) 612.
9. Review of Partial Properties. Rev. Mod. Phys. 56 (1984) Vo 2 (II)
10. Yu.L. Kalinovskiy, N.A. Sarikov, G.G. Takhtamyshev. Preprint JINR E2-85-737, Dubna (1985).
11. G.I. Kopylov, Zh. Эксп. Theor. Fiz., 39 (1960) 1091;  
F. James. CERN Yellow Report 68-15 (1968);  
G.G. Takhtamyshev. Preprint JINR I-80-640 (1980).
12. U.M. Ilhin, V.I. Sabov, Preprint ITPh A.S. Uk.S.S.R. - ITPh-73-  
-143 p (1973).

Рукопись поступила в издательский отдел  
14 мая 1986 года.

Калиновский Ю.Л., Первушин В.Н., Сариков Н.А.  
Нелептонные распады очарованного бариона в методе  
обобщенных киральных лагранжианов

P2-86-308

Для описания нелептонных распадов очарованных барионов предлагается использовать обобщенный метод феноменологических киральных лагранжианов, включающий в себя наряду с псевдоскалярными мезонами и барионами также спин-1 мезоны. Данный метод позволяет по сравнению с другими подходами, основанными на кварковых моделях, более просто вычислять амплитуды /особенно многочастичных/ мод распадов очарованных барионов. Вычислены вероятности распадов очарованного  $\Lambda_c^+$ -бариона типа  $\Lambda_c^+ \rightarrow 1/2^+ + 0^-$ ,  $\Lambda_c^+ \rightarrow 1/2^+ + 0^- + 0^-$  и  $\Lambda_c^+ \rightarrow 1/2^+ + 1^-$ , для которых получены первые экспериментальные данные. Теоретическое значение относительной вероятности  $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda \pi^+$  и  $\Lambda_c^+ \rightarrow p \bar{K}^0$  согласуется с имеющимся в настоящее время ее экспериментальным значением.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Kalinovsky Yu.L., Pervushin V.N., Sarikov N.A.  
The Nonleptonic Decays of a Charmed Baryon in the  
Generalized Chiral Lagrangian Method

P2-86-308

The generalized phenomenological chiral Lagrangian method including spin-1 mesons together with pseudoscalar mesons and baryons is proposed to use for describing the nonleptonic decays of charmed baryons. This method is comparison with the approaches based on quark model allowed one to calculate the amplitudes of charmed baryon (particularly many-body) decay modes in a simpler way. The probabilities for the decays of  $\Lambda_c^+$ -baryon  $\Lambda_c^+ \rightarrow 1/2^+ + 0^-$ ,  $\Lambda_c^+ \rightarrow 1/2^+ + 0^- + 0^-$  and  $\Lambda_c^+ \rightarrow 1/2^+ + 1^-$  for which the original experimental data are available. The theoretical value of probability ratio for  $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda \pi^+$  and  $\Lambda_c^+ \rightarrow p \bar{K}^0$  is in agreement with its experimental value.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986