

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

88-932

Д1-88-932

НЕЙТРИНОРОЖДЕНИЕ  
ОЧАРОВАННЫХ ЧАСТИЦ  
В ГИБРИДНОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ E-564

Направлено в журнал "Zeitschrift für Physik C"

1988

Ю.А.Батусов, С.А.Бунятов, О.М.Кузнецов, В.В.Люков,  
В.И.Третьяк

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

П.А.Горичев, О.К.Егоров, Э.Д.Колганова, И.В.Махлюева,  
Е.А.Пожарова, В.А.Смирнитский, В.В.Шаманов

Институт теоретической и экспериментальной физики,  
Москва

В.В.Аммосов, В.И.Баранов, В.А.Гапиенко, В.И.Клюхин,  
В.И.Корешев, П.В.Питухин, В.И.Сиротенко

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Б.Вильчинска, Г.Вильчински, В.Вольтер, Б.Войсек,  
А.Ольшевски, А.Юрак

Институт ядерной физики, Краков, ПНР

Х.Чернев

Институт ядерных исследований и ядерной энергетики БАН,  
София

М.Иванова

Пловдивский университет, НРБ

Л.Войводик, В.Смарт

ФНАЛ, Батавия, США

Г.Рубин

ИИТ, Чикаго, США

Р.Аммар, Дж.Грэсс, Р.Дэвис, Н.Квак, Д.Коппадж,

Р.Раймер, Р.Стамп

Канзасский университет, Лоуренс, США

Т.Барнет, Р.Вилкс, С.Крживджински, Дж.Лорд,

Р.Розенбладт

Вашингтонский университет, Сиэтл, США

А.Бакич, Л.Пик

Сиднейский университет, Австралия

## ВВЕДЕНИЕ

Среди экспериментов по изучению очарованных частиц особое место занимают гибридные опыты, позволяющие непосредственно регистрировать пробеги очарованных частиц до распада. Прямое наблюдение каждого из распадов и возможность их детального кинематического анализа позволяют получать в таких экспериментах новые физические результаты даже на небольшой статистике.

Цель эксперимента состояла в поиске и исследовании очарованных частиц во взаимодействиях нейтрино с ядрами в фотоэмульсии. Эксперимент Е-564<sup>/1/</sup> был выполнен гибридной методикой: вершинным детектором служила ядерная фотоэмульсия, а в качестве системы целеуказания и внешнего детектора вторичных частиц использовалась 15-футовая пузырьковая камера (ПК) ФНАЛ. От других аналогичных гибридных опытов Е-531 (ФНАЛ)<sup>/2/</sup>, WA-17 (ЦЕРН)<sup>/3/</sup>, Е-247 (ФНАЛ)<sup>/4/</sup> и Е-111 (ИФВЭ, Серпухов)<sup>/5/</sup> эксперимент Е-564 (ФНАЛ) отличается рядом методических особенностей:

- Впервые ядерная фотоэмульсия была помещена внутри рабочего объема криогенной пузырьковой камеры. Это обеспечивало максимальный акцептанс для вторичных частиц и сокращало до минимума (0,6 см нержавеющей стали) "мертвую зону" между фотоэмульсией и рабочим веществом ПК.

- Поскольку температура рабочего вещества ПК составляла ~ 30 К, специально для эксперимента в СССР была разработана<sup>16/</sup> и изготовлена криогенно-чувствительная фотоэмульсия типа БР-2К, сохраняющая до ~ 80% своей первоначальной чувствительности при криогенных температурах. Обычная эмульсия сохраняет в этих условиях менее 30% чувствительности и для использования в эксперименте непригодна.

- Для поиска нейтринных взаимодействий в горизонтально облученных слоях фотоэмульсии наряду с традиционным методом просмотра по объему впервые широко применялся метод поиска по следу.

#### ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Было проведено два сеанса облучения криогенно-чувствительной ядерной фотоэмульсии в пучке нейтрино широкого спектра на ускорителе ФНАЛ. Энергия первичных протонов составляла 350 и 400 ГэВ. Всего в фотоэмульсионной мишени ожидалось ~870 нейтринных взаимодействий заряженного тока. В первом сеансе ПК была заполнена дейтерием, во втором - тяжелой неон-водородной смесью (64 ат.% Ne).

Двадцать две эмульсионные стопки (общим объемом 19,8 литра) в двух контейнерах из нержавеющей стали закреплялись на передней внутренней стенке ПК (рис.1). Криогенно-чувствительная ядерная фотоэмульсия была разработана<sup>16/</sup> в институте ГОСНИИХИМФОТОПРОЕКТ (Москва) под руководством профессора К.С.Богомолова. Разработка была выполнена на основе высокочувствительных безиодидных эмульсий с оптическим сенсibilизатором-красителем. Это дало возможность понизить эффект флуоресценции в микрокристаллах галоидов серебра

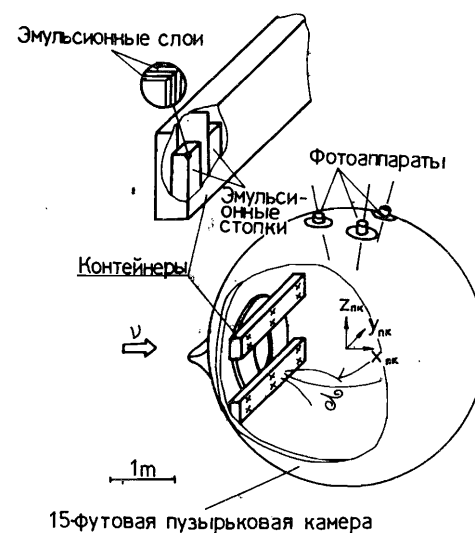


Рис.1. Схема расположения контейнеров с криогенно-чувствительной ядерной фотоэмульсией внутри 15-футовой пузырьковой камеры ФНАЛ.

при температурах ниже  $-150^{\circ}\text{C}$ , что существенно для электронной стадии образования скрытого изображения. Плотность зерен на треках релятивистских частиц составила 21-29 зерен/100 мкм в первом сеансе и 34-37 зерен/100 мкм во втором. Уровень фоновой вуали оказался выше ( $\geq 3-5$  зерен/1000 мкм<sup>2</sup>), чем для обычной фотоэмульсии. В обоих сеансах от облучения до обработки фотоэмульсии проходило ~ 6 месяцев, что приводило и к увеличению фоновой загрузки. Величина фона составила ~ 100 частиц/мм<sup>2</sup> в угловом конусе  $\pm 20^{\circ}$  в направлении пучка.

Поиск нейтринных взаимодействий в фотоэмульсии проводился по целеуказаниям, полученным экстраполяцией треков вторичных частиц из ПК в фотоэмульсионные контейнеры. Фотография одного из событий с вершиной нейтринного взаимодействия в эмульсионном контейнере показана на рис.2. Точность целеуказаний составила 2,1 мм вдоль



Рис.2. Фотография события в ПК с вершиной нейтринного взаимодействия в фотоэмульсионной мишени.

пучка, 0,6 мм и 1,1 мм поперек пучка (координаты  $X_{ПК}$ ,  $Y_{ПК}$ ,  $Z_{ПК}$  соответственно на рис.1).

Для просмотра ядерной фотоэмульсии применялись два метода: на первом этапе поиск по объёму<sup>/1/</sup> и на втором – поиск по следу<sup>/7/</sup>. Метод просмотра по объёму неэффективен для поиска взаимодействий с малым  $N_n$  (число сильноионизирующих частиц), причем "белые" звезды ( $N_n=0$ ) практически не регистрируются. При

просмотре по объёму теряется ~ 40–50% событий, в основном с  $N_n \leq 4$ . Принципиальным достоинством метода поиска по следу является независимость эффективности поиска от числа сильноионизирующих частиц в вершине взаимодействия. Этой методикой группами ОИЯИ (Дубна), ИТЭФ (Москва) и Сиднейского университета были пересмотрены целеуказания второго сеанса облучения, не найденные просмотром по объёму. При просмотре по следу поиск треков вторичных частиц проводился на расстояниях до 10–15 мм по пучку от предсказанной вершины первичного взаимодействия.

Средние значения  $N_n$  для 279 событий, найденных по объёму, и 103 событий, найденных по следу, равны  $10,42 \pm 0,36$  и  $3,00 \pm 0,46$  соответственно. Эффективность просмотра по объёму составила в среднем ~ 27%, а методом поиска по следу – 64%.

По целеуказаниям в фотоэмульсии найдено 382 взаимодействия нейтральных и заряженных частиц. Среди 382 взаимодействий 93 были вызваны первичной заряженной частицей. Из оставшихся событий было выделено 207  $\nu_\mu$ ,  $\bar{\nu}_\mu$  взаимодействий заряженного тока: 194 нейтринных и 13 антинейтринных. Около 80% статистики эксперимента получено во втором сеансе облучения. Зарегистрировано 18 кандидатов на распад очарованных частиц.

Подробно постановка и проведение эксперимента, а также часть экспериментальных результатов изложены в публикациях<sup>/1,7-13/</sup>.

#### РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

В настоящей работе приводятся основные итоги эксперимента по исследованию нейтринорождения очарованных частиц.

#### 1. Общие характеристики зарегистрированных очарованных частиц.

Среди 18 кандидатов на распад очарованных частиц ( 8 трехлучевых, 6 двухлучевых и 4 однолучевые звезды)

идентифицировано 13 распадов:  $5D^0$ ,  $2D^+$ ,  $1D^+_{\Sigma}$ ,  $1D^+/D^+_{\Sigma}$  - мезонов и  $4\Lambda^+_C$  - бариона. Их характеристики приведены в таблице. Четыре однолучевые звезды (поперечный импульс частиц после излома  $\sim 100-150$  МэВ/с) интерпретированы как упругое рассеяние адронов, а один двухлучевой распад не удалось проанализировать из-за недостатка информации. Эффективность поиска очарованных частиц в эксперименте в зависимости от расстояния до вершины первичного

Таблица. Характеристики очарованных частиц

Мода распада*	Пробег до распада (мкм)	Импульс (ГэВ/с)	Время пролёта до распада ( $10^{-13}$ с)	Масса (МэВ/с <sup>2</sup> )
$\Lambda^+_C \rightarrow p K^- \pi^+$	2,1	3,8	$0,04 \pm 0,01$	$2283 \pm 15$
$\Lambda^+_C \rightarrow p K^- \pi^+$	147	5,9	$1,89 \pm 0,06$	$2278 \pm 40$
$\Lambda^+_C \rightarrow \Sigma^+ \pi^+ \pi^-$	154	3,7	$3,13 \pm 0,02$	$2300 \pm 25$
$\Lambda^+_C \rightarrow n K^- \pi^+ \pi^+$	1150	24,1	$3,64 \pm 0,35$	$2351 \pm 116$
$D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+ \pi^-$	103	15,2	$0,42 \pm 0,08$	$1889 \pm 65$
$D^0 \rightarrow \bar{K}^{*0} \pi^+ \pi^-$ $\quad \quad \quad \downarrow \rightarrow \bar{K}^- \pi^+$	1029	10,2	$6,25 \pm 0,12$	$1901 \pm 50$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ (\pi^0)$	1662	7,0	$14,82 \pm 0,89$	---
$D^0 \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} K^- \pi^+ (\pi^0) \\ \pi^- \pi^+ (\bar{K}^0) \end{array} \right.$	422	5,9	$4,44 \pm 0,15$	---
$D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- (\bar{K}^0)$	12	11,9	$0,06 \pm 0,01$	---
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	3775	44,2	$5,32 \pm 0,13$	$1850 \pm 53$
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ e^+ (\nu_e)$	1545	15,0	$6,44 \pm 0,31$	---
$D^+_{\Sigma} \rightarrow \omega \pi^+ \pi^-$ $\quad \quad \quad \downarrow \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	50	2,4	$1,39 \pm 0,02$	$1986 \pm 18$
$D^+/D^+_{\Sigma} \rightarrow 3h^{\pm} (h^0)^{**}$	73	> 22	< 0,25	---

\* В скобках указаны незарегистрированные нейтральные частицы, наличие которых в распаде следует из кинематического анализа.

\*\* Символ "h" означает адрон. На рис.3 и рис.6 этот распад обозначен как  $C^+$ .

взаимодействия показана на рис.3. Все очарованные частицы найдены в 194 нейтринных взаимодействиях, причем в  $\sim 42\%$  взаимодействий, зарегистрированных методом поиска по следу, найдено  $\sim 2/3$  распадов очарованных частиц.

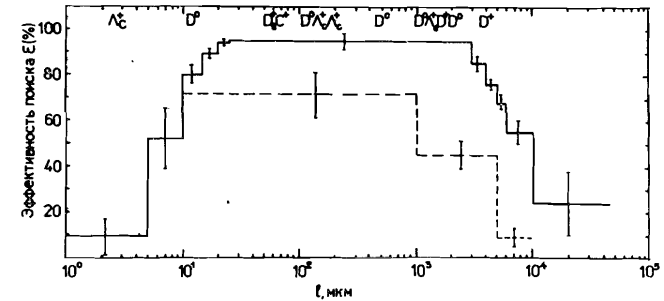


Рис.3. Эффективности поиска распадов заряженных (сплошная линия) и нейтральных (пунктирная линия) очарованных частиц в зависимости от расстояния до вершины первичного взаимодействия  $l$ . В верхней части рисунка показано распределение зарегистрированных очарованных частиц по длине распада.

По данным части статистики первого сеанса эксперимента E531<sup>14/</sup> примерно 40% "белых" звезд\* содержат распады очарованных частиц. Это составляет  $\sim 50\%$  от общего числа найденных распадов. В нашем эксперименте соответствующие значения равны  $\sim 9\%$  и  $\sim 23\%$  и, как видно, преимущественного образования очарованных частиц в "белых" звездах не наблюдается.

Средние множественности релятивистских  $N_B$  (без мюона) и сильноионизирующих частиц  $N_h$  в событиях без рождения очарованных частиц составляют  $N_B = 5,8 \pm 0,3$  и  $N_h = 6,4 \pm 0,5$ . Взаимодействия

\*Выход "белых" звезд в найденных нейтринных взаимодействиях составил  $\sim 24\%$ . Эта оценка близка к значению  $\sim 27\%$ , полученному в эксперименте E-531<sup>14/</sup>. В (p-E<sub>m</sub>)-взаимодействиях при эквивалентных энергиях соответствующее значение равно<sup>15/</sup> ( $9,2 \pm 1,1$ )%.

с образованием очарованных адронов характеризуются меньшими множественностями частиц:  $N_g = 3,8 \pm 0,6$  и  $N_h = 3,0 \pm 0,8$ .

Среднее значение энергии нейтрино в событиях с рождением очарованных частиц равно  $(69 \pm 14)$  ГэВ, а в событиях без их образования —  $(58 \pm 3)$  ГэВ. Относительное сечение рождения очарованных частиц  $\sigma(\nu_\mu N \rightarrow \mu^- cX) / \sigma(\nu_\mu N \rightarrow \mu^- X)$  с учетом эффективности их поиска и выделения нейтринных взаимодействий заряженного тока составило  $(8,3 \pm 2,3)\%$ . Полученное значение в пределах ошибок согласуется с величиной  $4,9^{+0,7}_{-0,6}\%$ , измеренной в эксперименте E-531/16/.

Относительный выход очарованных мезонов, по полученным в эксперименте данным, равен

$$D^0 : D^+ : D_s^+ \approx 2,4 : 1 : 0,5.$$

Соотношение, ожидаемое в простой модели фрагментации/17/, составляет  $3 : 1 : (0,6-2,0)$ .

Вклад очарованных барионов равен  $(26 \pm 1)\%$  (ошибка статистическая) от полного сечения образования очарованных частиц и не противоречит как данным  $(16^{+8}\%)$  эксперимента E-531/16/, так и теоретическим/17/ оценкам:  $(10 - 30)\%$ .

Времена жизни очарованных частиц, рассчитанные по методу максимального правдоподобия,

$$\tau_{\Lambda_c^+} = (2,1^{+1,5}_{-0,8}) \times 10^{-13} \text{ с}, \quad \tau_{D^0} = (6,3^{+5,4}_{-2,5}) \times 10^{-13} \text{ с},$$

$$\tau_{D^{*+}} = (7,4^{+15,6}_{-4,0}) \times 10^{-13} \text{ с},$$

также находятся в согласии с усредненными данными других экспериментов/18/.

Следует отметить, что очарованные частицы не имеют выделенных мод распада; это позволяет в зависимости от используемых детекторов регистрировать и анализировать новые каналы их распада. Три обстоятельства выгодно отличают наш эксперимент.

1. При размещении фотоэмульсии внутри ПК акцептанс для вторичных частиц от взаимодействий и распадов в мишени максимален.

Это особенно важно для исследования очарованных частиц, образованных в области фрагментации мишени. Импульсы таких частиц относительно невелики (порядка нескольких ГэВ), и вторичные частицы от их распада могут иметь большие (до  $90^\circ$ ) углы разлета.

2. 15-футовая пузырьковая камера ФНАЛ имела отличные характеристики как детектор, обеспечивающий высокую точность восстановления углов и импульсов вторичных частиц. При тяжелом неон-водородном заполнении вдоль пучковой оси в камере укладывается ~ 3 ядерных и ~ 10 радиационных длин, что обусловило хорошие возможности для разделения мюонов, электронов, адронов и регистрации нейтральных частиц.

3. Плоскость фотоэмульсионных слоев при облучении была ориентирована параллельно оси нейтринного пучка. В отличие от вертикального облучения фотослоев при горизонтальном облучении наиболее полно используются возможности измерения в фотоэмульсии ионизационных потерь и кулоновского рассеяния частиц. Это позволило существенно улучшить идентификацию вторичных частиц и анализ очарованных адронов с небольшими импульсами, прежде всего  $\Lambda_c^+$ -барионов. В распадах  $\Lambda_c^+$ -барионов идентифицировано более 60% вторичных частиц, в то время как в распадах  $D^+$ - и  $D^0$ -мезонов около 40%.

## 2. Наблюдение новых мод распада $\Lambda_c^+$ -бариона и $D_s^+$ -мезона

В эксперименте впервые идентифицированы распады  $\Lambda_c^+$ -бариона по каналам  $\Lambda_c^+ \rightarrow \Sigma^+ \pi^+ \pi^-$ ,  $\Lambda_c^+ \rightarrow \pi K^- \pi^+ \pi^+$  и  $D_s^+$ -мезона по каналу  $D_s^+ \rightarrow \omega \pi^+$   
 $L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$

Микрофотография в фотоэмульсии события с распадом  $\Lambda_c^+ \rightarrow \Sigma^+ \pi^+ \pi^-$  показана на рис.4. Это событие/11,12/ является также первым зарегистрированным распадом  $\Sigma_c^0(2450)$  бариона:



чистом водороде, но и на сложных ядрах. Такая попытка была впервые сделана в данном эксперименте.

В простой модели фрагментации ожидается<sup>/17,22/</sup>, что ~90% очарованных  $\Lambda_c^+$ -барионов образуются через распады  $\Sigma_c \rightarrow \Lambda_c^+ \pi$ . Для поиска резонансных  $\Sigma_c$ -состояний во взаимодействиях с рождением  $\Lambda_c^+$ -барионов\* были вычислены эффективные массы  $\Lambda_c^+$  с идентифицированными в событиях  $\pi^\pm$ -мезонами  $M(\Lambda_c^+ \pi^\pm)$  и разности масс  $\Delta m = M(\Lambda_c^+ \pi^\pm) - M(\Lambda_c^+)$ . Точность измерения разности масс  $\Delta m$  для  $\Sigma_c(2450)$  составляет ~2-3 МэВ и существенно выше абсолютного значения  $M(\Lambda_c^+ \pi^\pm)$ . Ожидаемые<sup>/22,23/</sup> ширины  $\Sigma_c(2450)$ - и  $\Sigma_c(2510)$ -состояний невелики: ~3-5 МэВ и ~13-20 МэВ соответственно.

На рис.5 изображена идеограмма значений  $\Delta m$ . В области I, соответствующей теоретически ожидаемой<sup>/22/</sup> разности масс  $\Sigma_c(2450)$  и  $\Lambda_c^+$  ( $\Delta m = 156 - 169$  МэВ/с<sup>2</sup>), имеются две хорошо измеренные разности масс из двух событий. Одно из событий интерпретируется как распад  $\Sigma_c^{++}(2450) \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+$  с разностью масс  $(160 \pm 3)$  МэВ/с<sup>2</sup>, второе -  $\Sigma_c^0(2450) \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$  с  $\Delta m = (163 \pm 2)$  МэВ/с<sup>2</sup>. В области II, соответствующей теоретически ожидаемой разности масс  $\Sigma_c(2510)$  и  $\Lambda_c^+$  ( $\Delta m = 210 - 239$  МэВ/с<sup>2</sup>), есть указание на распад  $\Sigma_c^{++}(2510) \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+$  с  $\Delta m = (235 \pm 14)$  МэВ/с<sup>2</sup>.

Уровень фона<sup>/12/</sup> для такой интерпретации событий составляет: для  $\Sigma_c^0(2450)$   $(0,10 \pm 0,04)$ , для  $\Sigma_c^{++}(2450)$   $(0,13 \pm 0,06)$  и для  $\Sigma_c^{++}(2510)$   $(0,41 \pm 0,19)$  события.

Полученные данные позволяют оценить соотношение между "прямым" рождением  $\Lambda_c^+$ -барионов и их образованием через распады  $\Sigma_c \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^\pm$ :

$$R_{\Lambda_c^+} = \frac{\Sigma_c \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^\pm}{\text{Все } \Lambda_c^+} = 0,58_{-0,22}^{+0,17}$$

\*Полученные в эксперименте значения времени жизни  $(2,1_{-0,8}^{+1,5}) \times 10^{-13}$  с и массы  $(2287 \pm 13)$  МэВ/с<sup>2</sup> очарованного  $\Lambda_c^+$ -бариона хорошо согласуются с усредненными данными<sup>/18/</sup> других экспериментов.

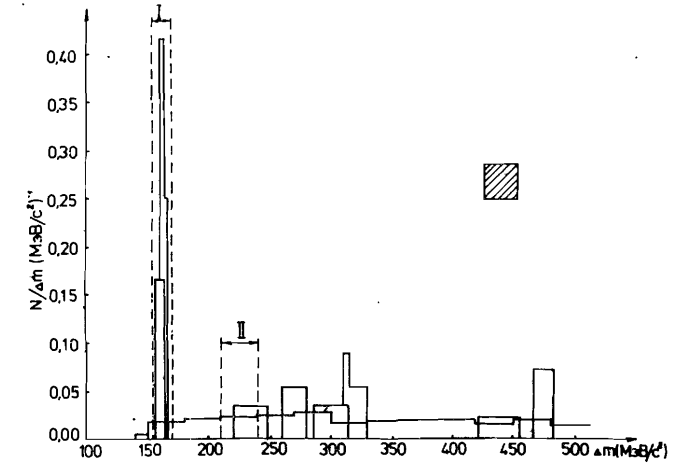


Рис.5. Идеограмма для разностей масс  $\Delta m = M(\Lambda_c^+ \pi^\pm) - M(\Lambda_c^+)$ . По оси ординат отложено число событий в интервале 1 МэВ/с<sup>2</sup>. Сплошная ступенчатая линия - расчетная величина фона. Заштрихованный квадрат соответствует одному событию.

Этот результат является указанием на то, что в нейтринных взаимодействиях значительная часть  $\Lambda_c^+$ -барионов образуется через распады  $\Sigma_c$ -резонансов. Теоретическая оценка<sup>/22/</sup> величины  $R_{\Lambda_c^+}$  без учета динамики образования очарованных барионов составляет 0,6 и хорошо согласуется с результатом нашего эксперимента. Последнее указывает на то, что в нейтринных взаимодействиях динамика образования очарованных барионов, по-видимому, существенно не нарушает соотношения между относительным образованием  $\Lambda_c^+$ - и  $\Sigma_c$ -барионов, оцененным только из соображений зарядовой независимости и спиновой статистики.

Оценка относительного образования  $\Lambda_c^+$ -барионов в  $e^+e^-$ -взаимодействиях только через  $\Sigma_c(2450)$ -состояния получена<sup>/24,25/</sup> в эксперименте ARGUS и составляет  $0,36 \pm 0,12 \pm 0,11$ , а в  $(r\text{-Be})$ -взаимодействиях - в эксперименте E-691<sup>/25/</sup> и составляет  $0,27 \pm 0,09$ . Эти данные указывают на значительную вероятность образования  $\Lambda_c^+$ -барионов через распады  $\Sigma_c$ -резонансов и в



электромагнитных взаимодействиях. Напротив, в адронных взаимодействиях ( $\pi$ -Cu) по данным эксперимента NA-32<sup>/19/</sup> относительное образование  $\Lambda_c^+$ -барионов через  $\Sigma_c(2450)$ -состояния мало и не превышает 0,11 на 90% уровне достоверности.

Следует отметить, что зарегистрированные в нашем эксперименте нейтринные взаимодействия с рождением очарованных барионов характеризуются, в среднем, существенно меньшими значениями  $Q^2$  ( $\langle Q^2 \rangle \sim 5$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>), чем взаимодействия с образованием очарованных D-мезонов ( $\langle Q^2 \rangle \sim 19$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>). Эта особенность образования очарованных частиц может быть объяснена в рамках кинематики кварк-партоновой модели<sup>/26/</sup>. При  $Q^2 > m_c^2$  рожденный с-кварк вылетает в сторону, противоположную направлению импульсов партонов-спектаторов, не участвующих в слабом взаимодействии. Такой с-кварк образуется в области фрагментации слабого тока и, вероятнее всего, образует в конечном состоянии адронную струю, содержащую очарованный мезон. В случае  $Q^2 < m_c^2$  с-кварк вылетает в ту же сторону, что и партоны-спектаторы (область фрагментации мишени). При этом наиболее вероятно образование очарованного бариона. Полученные в эксперименте данные подтверждают предсказания кварк-партоновой модели: как видно из рис.6, зарегистрированные очарованные барионы образованы, в

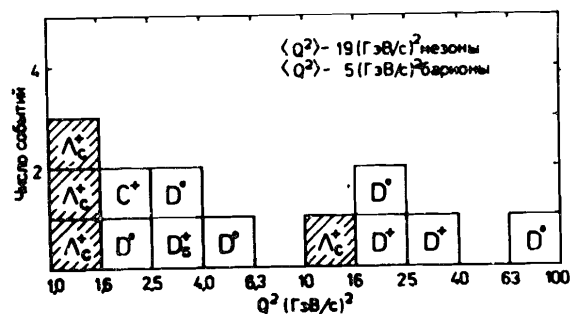


Рис.6. Распределение взаимодействий с рождением очарованных частиц по величине квадрата переданного 4-импульса  $Q^2$ .

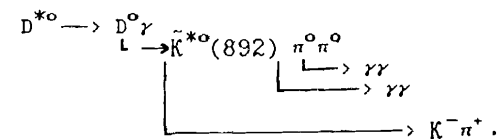
основном, в области фрагментации мишени, а очарованные мезоны — в области фрагментации слабого тока.

#### 4. Наблюдение возбужденного ( $s\bar{v}$ )-состояния

В эксперименте впервые зарегистрирован кандидат на образование и распад радиально возбужденного состояния  $D_s^{*+}$ -мезона. Схематичное изображение события в фотоэмульсии и в пузырьковой камере показано на рис. 7а и 7б. В первичной вершине (А), помимо протона отдачи и мюона (1), есть только один трек, который принадлежит однозначно идентифицированному в фотоэмульсии  $K^+$ -мезону. По измерениям относительной ионизации в фотоэмульсии и значения импульса в ПК частица  $v.1$  из вторичной вершины (В) наиболее вероятно является  $K^-$ -мезоном. Для частицы  $v.2$  можно лишь указать, что она не тяжелее протона.

На фотоснимках с ПК отсутствуют распады нейтральных странных частиц, а в области, близкой к выходящим из фотоэмульсии заряженным трекам, наблюдается электромагнитный ливень. В ПК выделено пять  $\gamma$ -квантов, принадлежащих данному событию. Их импульсы больше 0,5 ГэВ/с, а полная энергия равна  $\sim 8$  ГэВ. Импульсы остальных  $\gamma$ -квантов невелики, а распределение по длине конверсии и угловые характеристики указывают на вторичный характер их образования, обусловленный тормозным излучением электронов.

Кинематический анализ<sup>/13/</sup> показал, что данное событие однозначно интерпретируется как каскадный распад  $D_s^{*0}$ -мезонов:



Уровень достоверности распада  $D_s^{*0} \rightarrow D_s^0 \gamma$  равен 96% (1С-фит), а распада  $D_s^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0 \pi^0$  — 27% (3С-фит). Разность масс  $D_s^{*0}$  и  $D_s^0$ -мезонов равна  $(143 \pm 16)$  МэВ/с<sup>2</sup>, значение массы  $D_s^0$ -мезона —  $(1901 \pm$

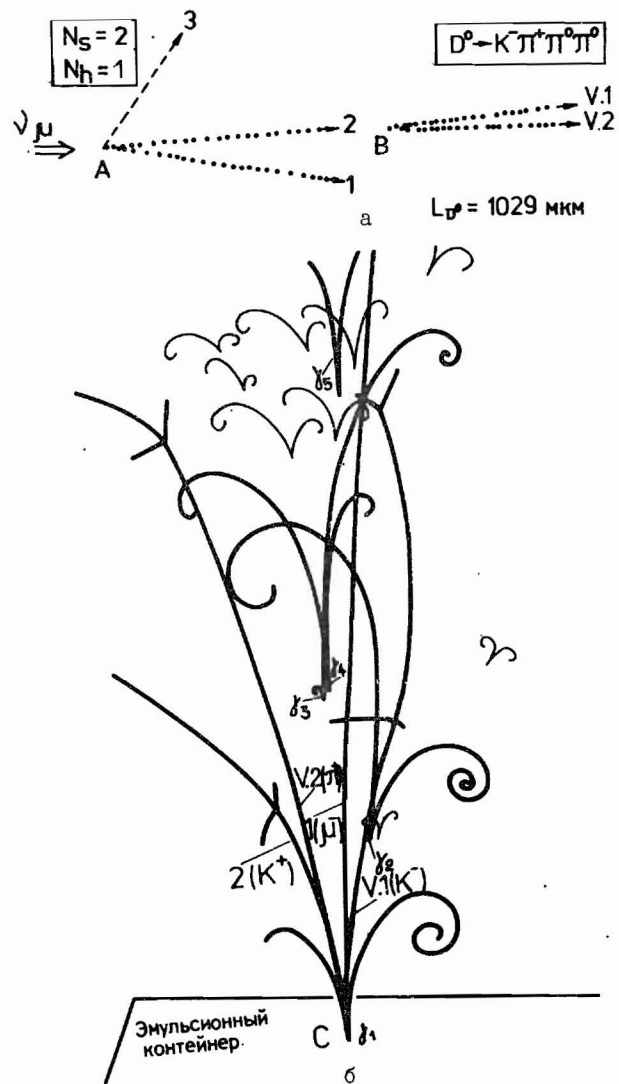
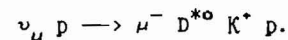


Рис. 7. Схематичное изображение события с рождением возбужденного состояния  $D^*_{s^0}$  мезона: а) в ядерной фотоэмульсии, б) в пузырьковой камере. А - вершина первичного взаимодействия, В - вершина распада (первый рисунок). След 3 принадлежит остановившемуся в фотоэмульсии протону с импульсом 280 МэВ/с. Остальные частицы выходят из фотоэмульсии в ПК; их идентификация обозначена на втором рисунке.

16

50) МэВ/с<sup>2</sup>, а  $\bar{K}^{*0}$  (892)-состояния - (907 ± 12) МэВ/с<sup>2</sup>. Время пролёта  $D^0$ -мезона до распада составляет (6,25 ± 0,12) × 10<sup>-13</sup> с.

Все видимые в ПК заряженные частицы, выходящие из фотоэмульсии, и зарегистрированные  $\gamma$ -кванты использованы при интерпретации события. Отсутствие дополнительных треков в ПК и баланс поперечного импульса всех частиц в вершине первичного взаимодействия указывают, что зарегистрированное взаимодействие соответствует полностью восстановленной реакции:



Энергия первичного нейтрино равна 25 ГэВ, а величина  $Q^2$  составляет ~ 2,6 (ГэВ/с)<sup>2</sup>. Анализируемое событие обладает рядом четких признаков, характерных<sup>/27/</sup> для дифракционного взаимодействия нейтрино на протоне. К таким характеристикам относятся малая множественность вторичных частиц, наличие только одной сильноионизирующей частицы - протона отдачи с импульсом 280 МэВ/с и небольшая величина  $Q^2$ . При дифракционном рождении очарованных частиц должны рождаться (~ 95%)  $s\bar{s}$ -состояния, поскольку переход  $u^+ \rightarrow s \bar{d}$  кабиббо подавлен. Если энергетически разрешен распад по сильному взаимодействию, то возбужденные  $s\bar{s}$ -состояния распадаются<sup>/28/</sup> на очарованный нестранный D-мезон и K-мезон.

Величина инвариантной массы зарегистрированных  $D^{*0}$ - и  $K^+$ -мезонов равна\* (2794 ± 23) МэВ/с<sup>2</sup>. К полученному значению близки (рис. 8) теоретически предсказываемые<sup>/28,29/</sup> массы орбитально возбужденного  $1^3D_1$ - и радиально возбужденных  $2^3S_1$ - и  $2^1S_0$ - $s\bar{s}$ -состояний. Их массы ожидаются равными ~ 2900, ~ 2730 и ~ 2670 МэВ/с<sup>2</sup>, а ширины ~ 50 - 100 МэВ. Рождение  $1^3D_1$ - и  $2^1S_0$ -состояний подавлено относительно рождения радиально возбужденного

\*Величина ошибки инвариантной массы, в отличие от значения, приведенного в работе<sup>/13/</sup>, вычислена без учета точности восстановления массы  $D^{*0}$ -мезона. 17



- показано, что в нейтринных взаимодействиях значительная часть  $\Lambda_C^+$ -барионов  $- 0,58^{+0,17}_{-0,22}$  -образуется через распады резонансных  $\Sigma_C$ -состояний;

- обнаружены новые моды распада  $\Lambda_C^+$ -бариона:  $\Lambda_C^+ \rightarrow \Sigma^+ \pi^+ \pi^-$  и  $\Lambda_C^+ \rightarrow n K^- \pi^+ \pi^+$ ;

- идентифицирован  $D_B^+$ -мезон с модой распада без странных частиц:  $D_B^+ \rightarrow \omega \pi^+ \pi^- \pi^0$ ;

- зарегистрировано событие, которое наиболее вероятно интерпретируется как рождение первого радиально возбужденного ( $2^3S_1$ )-состояния  $D_B^{*+}$ -мезона с массой  $\sim 2790$  МэВ/с<sup>2</sup>.

Авторы выражают благодарность персоналу 15-футовой пузырьковой камеры ФНАЛ, сотрудникам обработки пленочной информации и лаборантам-микроскопистам, при участии которых получены представленные результаты. Мы признательны К.С.Богомолу за изготовление уникальной криогенно-чувствительной ядерной фотоземлюсии и С.И.Любомилу за её обработку. Мы благодарны участникам "IIT - Maryland - Stony Brook - Tohoku - Tufts" (E-545) и "BNL - Columbia - Rutgers" (E-53A) коллабораций, предоставивших нам фотоснимки с ПК для анализа и копирования.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Smart W. et al. -Preprint Univ. of Washington, VTL-PUB-106, Seattle, 1985; Acta Phys. Polon., 1986, B17, 41.
2. Ushida N. et al.-Nucl. Instr. and Meth., 1984, 224, 50.
3. Allasia D. et al.-Nucl. Phys., 1980, B176, 13.
4. Read A.L. et al.-Phys. Rev., 1979, D19, 1287.
5. Батусов Ю.А. и др.-Препринт ОИЯИ 1-83-569, Дубна, 1983; Баранов В.И. и др.-ЯФ, 1984, 39, 1425.

6. Bogomolov C.S. et al.-1st International Conference on Nuclear Photography, Strasbourg, 1958, p. 203; Bogomolov C.S. et al-Proc. of the 10th International Conference on Solid State Nuclear Track Detectors, Lyon, Francois H. et al. eds., Pergamon, New York, 1980, p. 127; Baranov V.I. et al.-INEP preprint 83-190, 1983.
7. Батусов Ю.А. и др.-ЯФ, 1988, 47, 1004.
8. Ammar R. et al.-Phys. Lett., 1980, B94, 118; Proc. of XX International Conference on High Energy Physics, 1980, v.1, p. 368, Madison.
9. Бунятов С.А. и др.-Сообщение ОИЯИ, Д1-82-447, Дубна, 1982.
10. Аммар Р. и др.-ЯФ, 1986, 44, 649.
11. Аммар Р. и др.-Письма в ЖЭТФ, 1986, 43, 401.
12. Батусов Ю.А. и др.-Письма в ЖЭТФ, 1987, 46, 213.
13. Батусов Ю.А. и др.-Письма в ЖЭТФ, 1988, 47, 485.
14. Niu K.-Proc. of XX International Conference on High Energy Physics, 1980, v.1, p. 352, Madison.
15. Tsai-Chu et al.-Lett. at Nuovo Cim., 1977, 20, 257.
16. Ushida N. et al.-Phys. Lett., 1988, 206B, 375; Phys. Lett., 1988, 206B, 380.
17. Rosner J.L.-In: AIP Conference Proceedings. Number 49, 1979, p. 297. Afec Y. et al.-Zeitschrift fur Physik, 1980, C6, 251.
18. Particle Data Group, Review of particle properties. Phys. Lett., 1986, 170B.
19. Barlag S. et al.-Preprint CERN-EP/88-103, Geneva, 1988.
20. Kalinovsky Yu.L. et al.-Phys. Lett., 1986, 180B, 141.
21. Bace M., Pham X.Y.-Phys. Lett., 1981, 98B, 211.
22. De Rujula A. et al.-Phys. Rev., 1975, D12, 147; Lee B.W. et al.-Phys. Rev., 1977, D15, 157.

23. Kalinovsky Yu.L. et al.-Preprint JINR E2-87-906, Dubna, 1987.
24. Albrecht H. et al.-Phys. Lett., 1988, 211B, 489.
25. Seidel S. Rapporteur's talk at XXIV International Conference on High Energy Physics, Munich, 1988.
26. Гольданский В.И., Никитин Ю.П., Розенталь И.Л.-Кинематические методы в физике высоких энергий. - М.: Наука, 1987.
27. Жижин Е.Д., Кребс А.Б., Никитин Ю.П.-Нейтронорождение очарованных адронов. М.: МИФИ, 1984.
- Einborn M.B., Lee B.W.-Phys. Rev., 1976, D13, 43.
28. Godfrey S., Isgur N.-Phys. Rev., 1985, D32, 189.
29. Eichten E. et al.-Phys. Rev., 1980, D21, 203.
30. Хозе В.А., Шифман М.А.-УФН, 1983, 140, 3.
31. Asratyan A.E. et al.-Zeitschrift fur Physik, 1988, C40, 483.

#### НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
D1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
D17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. (2 тома)	7 р. 75 к.
D11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р. 00 к.
D13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р. 80 к.
D4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
D3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике Алушта, 1986.	4 р. 50 к.
-	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. (2 тома)	13 р. 50 к.
D1,2-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. (2 тома)	7 р. 35 к.
D9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. (2 тома)	13 р. 45 к.
D7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986.	7 р. 10 к.
D2-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа - 86". Дубна, 1986.	4 р. 45 к.
D4-87-692	Труды Международного совещания по теории малочастичных и кварк-адронных систем. Дубна, 1987.	4 р. 30 к.
D2-87-798	Труды VIII Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1987.	3 р. 55 к.
D14-87-799	Труды II Международного симпозиума по проблемам взаимодействия мюонов и пионов с веществом, Дубна, 1987	4 р. 20 к.
D17-88-95	Труды IV Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1987.	5 р. 20 к.

Рукопись поступила в издательский отдел  
30 декабря 1988 года.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79. Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.