

УДК 539.125; 539.125.5; 539.126.6

## ЭКСПЕРИМЕНТ ЭКСЧАРМ: ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ 1996–2000 ГОДОВ

*Ю. К. Потребеников*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна  
Лаборатория физики частиц

Представлены результаты исследований рождения нейтронами очарованных барионов и странных мезонных резонансов, выполненных с помощью установки ЭКСЧАРМ на ускорителе У-70 (Протвино).

The results of the study of charm baryon and strange meson resonance production in neutron-nucleon interactions by the EXCHARM set-up (U-70 accelerator, Protvino) are presented.

Для проведения работ по изучению свойств очарованных и странных частиц, а также поиску узких барионных резонансов, рожденных нейтронами, на ускорителе У-70 ИФВЭ (Протвино) была создана специальная экспериментальная зона, включающая в себя канал нейтронов 5Н, экспериментальную установку ЭКСЧАРМ и здание 450 с соответствующей инфраструктурой. Установка ЭКСЧАРМ (рис. 1), детальное описание которой приведено в [1], предназначена для регистрации заряженных частиц, образованных в узком переднем конусе, ограниченном, в основном, апертурой спектрометрического магнита. В состав экспериментальной установки входят:

— магнитный спектрометр, включающий спектрометрический магнит СП-40 и 11 пропорциональных камер (ПК) (25 плоскостей, 9 из которых расположены после магнита);

— система идентификации частиц, которая состоит из двух пороговых газовых черенковских счетчиков, заполненных фреоном и воздухом при атмосферном давлении;

— триггерная система, построенная на базе элементов ПК, двух годоскопов сцинтилляционных счетчиков (15 и 60 каналов) и обеспечивающая выработку требуемых триггерных условий;

— система управления мишенями, позволяющая использовать набор различных мишеней в ходе проведения сеанса.

Наиболее важные результаты эксперимента ЭКСЧАРМ связаны с исследованием рождения очарованного бариона  $\Sigma_c^0$  [2, 3].

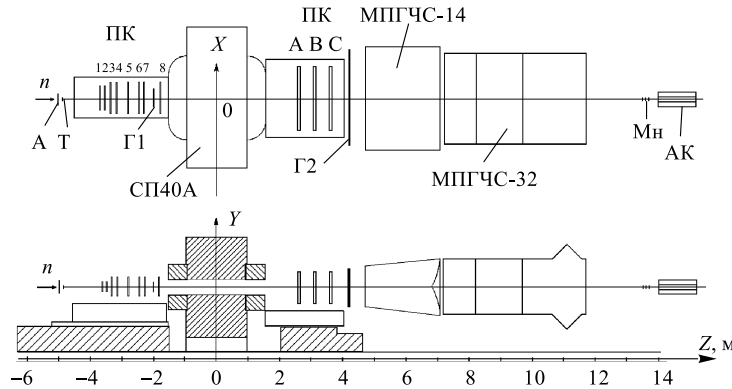
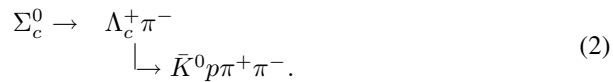
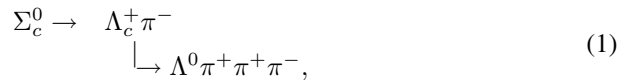


Рис. 1. Блок-схема установки ЭКСЧАРМ в канале 5Н: А — счетчик антисовпадений; Т — мишень; ПК — пропорциональные камеры; МПГЧС — многоканальные пороговые газовые черенковские счетчики; Г1, Г2 — годоскопы сцинтилляционных счетчиков; Мн — нейтронный монитор; АК — адронный калориметр

Поиск  $\Sigma_c^0$ -бариона осуществлялся по следующим каналам распада:



Поиск сигнала от распада  $\Sigma_c^0$ -бариона осуществлялся в спектрах разностей эффективных масс конечных состояний

$$\Delta M(1) = M(\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-) - M(\Lambda_c^+ \pi^-) ,$$

$$\Delta M(2) = M(K_s^0 p \pi^+ \pi^- \pi^-) - M(\Lambda_c^+ \pi^-) .$$

Основное преимущество этого метода состоит в том, что массовое разрешение приведенных выше разностей существенно лучше, чем массовое разрешение самих конечных состояний распада  $\Sigma_c^0$ . На рис. 2 показаны спектры эффективных масс разностей  $\Delta M(1)$  и  $\Delta M(2)$ , на которых четко выделяются сигналы в районе массы 167 МэВ. В табл. 1 приведены измеренные параметры наблюдаемых сигналов.

Среднее число комбинаций в событии в области сигнала составляет  $\sim 1,1$ , т. е. комбинаторный фон в приведенных спектрах незначителен. Совпадение

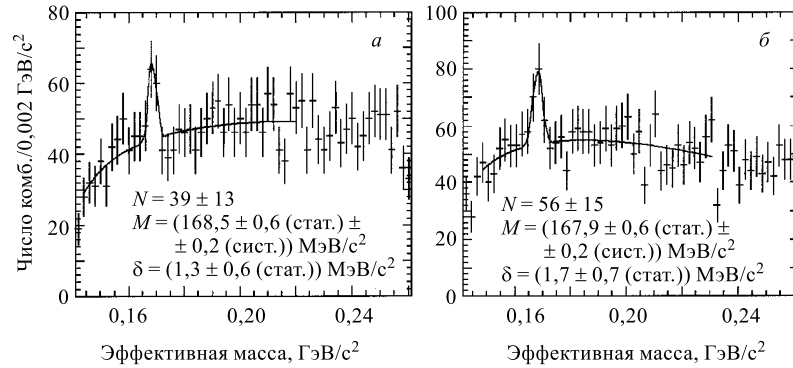


Рис. 2. Разностные спектры эффективных масс конечных состояний  $\Delta M(1)$  (а) и  $\Delta M(2)$  (б) для кандидатов в  $\Lambda_c^+$

в пределах ошибок средних значений массы позволило суммировать полученные распределения и вычислить общее число комбинаций в сигнале, которое равно 102 над фоном 361. Центральное значение массы сигнала —  $(167,8 \pm 0,6 \text{ (стат.)} \pm 0,2 \text{ (сист.)}) \text{ МэВ}/c^2$ , ширина —  $(1,9 \pm 0,9 \text{ (стат.)}) \text{ МэВ}/c^2$ . Выделенный сигнал от  $\Lambda_c^+$  из области массы наблюдаемого сигнала  $\Sigma_c^0$  в спектре разности масс составил  $95 \pm 26$  комбинаций со средним значением массы  $(2282 \pm 8) \text{ МэВ}/c^2$ , что хорошо согласуется с числом наблюдаемых  $\Sigma_c^0$ . Полученное значение массы  $\Sigma_c^0$  достаточно хорошо согласуется с результатами других экспериментов. Оно вошло в таблицу свойств частиц и используется для определения средневзвешенного значения этой величины.

Сигнал от  $\Lambda_c^+$ , выделенный при исследовании  $\Sigma_c^0$ , позволил оценить отношение парциальных ширин распадов  $\Lambda_c^+$  из (1) и (2):

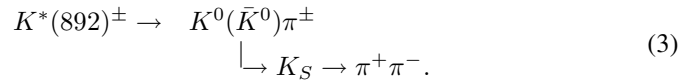
$$R = \frac{\Lambda_c^+ \rightarrow \dots \rightarrow \bar{K}^0 p \pi^+ \pi^-}{\Lambda_c^+ \rightarrow \dots \rightarrow \Lambda \pi^+ \pi^+ \pi^-} = 2,6 \pm 1,2.$$

Таблица 1. Параметры сигналов, наблюдаемых в разностных спектрах эффективных масс

Канал распада	Характеристики сигналов $\Sigma_c^0$		
	Разность масс $\Sigma_c^0$ и $\Lambda_c^+$ , МэВ/ $c^2$	Количество комбинаций	Ширина, МэВ/ $c^2$
(1)	$168,5 \pm 0,6 \text{ (стат.)} \pm 0,2 \text{ (сист.)}$	$39 \pm 13$	$1,3 \pm 0,6$
(2)	$167,9 \pm 0,6 \text{ (стат.)} \pm 0,2 \text{ (сист.)}$	$56 \pm 15$	$1,7 \pm 0,7$

Это отношение хорошо согласуется с результатом, полученным ранее в эксперименте ЭКСЧАРМ на основе прямого наблюдения распадов  $\Lambda_c^+$ . В пределах одной стандартной ошибки оно также согласуется с результатами большинства известных экспериментов и включено в таблицу свойств частиц.

В эксперименте исследовались характеристики рождения, в том числе и образующиеся спиновые состояния, странных векторных мезонов  $K^*(892)^\pm$  [4,5]. Поиск соответствующих сигналов проводился в спектрах эффективных масс конечных состояний



Были получены значения масс и ширин сигналов, которые хорошо согласуются с табличными. Впервые были измерены сечения рождения мезонов в нейтронном пучке. Для полной кинематической области получены следующие их значения:

$(0,433 \pm 0,018$  (стат.)  $\pm 0,016$  (сист.)) мб/нуклон — для  $K^*(892)^+$ ;  $(0,252 \pm 0,013$  (стат.)  $\pm 0,017$  (сист.)) мб/нуклон — для  $K^*(892)^-$ . При этом пересчет осуществлялся в предположении зависимости от атомной массы ядра  $A^{2/3}$ . Систематическая ошибка обусловлена, в основном, неопределенностью в энергетической зависимости сечения. Модельная зависимость сечения в видимой области  $x_F > 0,1$  практически сведена к минимуму за счет рассмотрения четырех различных моделей рождения при расчете эффективности регистрации исследуемых распадов. Измерен также эффект лидирования при рождении нейтронами  $K^*(892)^+$ , доля которого в полном сечении составляет величину  $0,42 \pm 0,04$  (стат.)  $\pm 0,04$  (сист.).

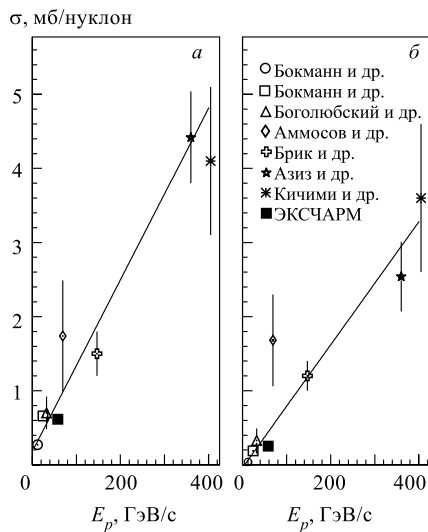


Рис. 3. Сравнение измеренных пересчитанных сечений с данными экспериментов по изучению инклюзивного рождения  $K^*(892)^\pm$  в протон-протонных взаимодействиях: а)  $pp \rightarrow K^*(892)^+ + x$ ; б)  $pp \rightarrow K^*(892)^- + x$

Полученный результат согласуется с ожидаемым сечением в протонных пучках при исследуемых энергиях.

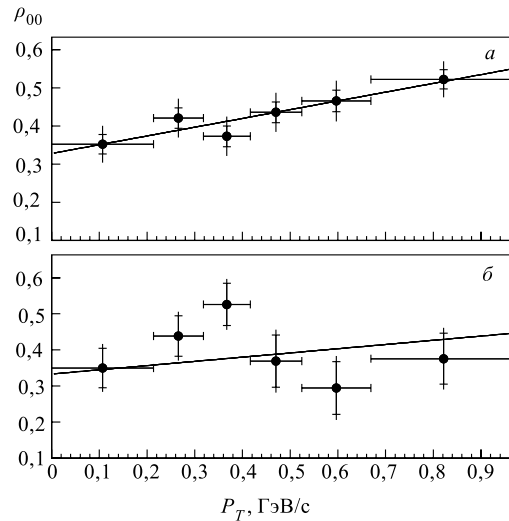


Рис. 4. Зависимость величины  $\rho_{00}$  от поперечного импульса для  $K^*(892)^+$  (а) и  $K^*(892)^-$  (б) в поперечной системе координат

В эксперименте впервые с высокой точностью исследованы спиновые матрицы плотности  $\rho$  для  $K^*(892)^\pm$ , образованных нейтронами. Измерен диагональный элемент  $\rho_{00}$  такой матрицы для  $K^*(892)^+$ , который в поперечной системе координат равен  $0,393 \pm 0,011$  (стат.)  $\pm 0,018$  (сист.). Отклонение  $\rho_{00}$  от значения  $1/3$  является свидетельством выстроенности спина указанного резонанса. Показано, что величина  $\rho_{00}$  растет с  $P_T$  (см. рис. 4). Также получена оценка верхнего предела  $\rho_{00}$  для  $K^*(892)^-$ :  $\rho_{00} < 0,40$  на уровне достоверности 90%. Эти результаты находятся в согласии с данными, полученными в  $K^+$ -пучке.

Поляризация  $\Lambda^0$ -барионов, рожденных инклюзивно в нестранных пучках протонов, была впервые измерена более 20 лет назад. Однако до сих пор механизм возникновения поляризации не понят до конца. В нейтронном пучке поляризация была до этого измерена только в одном эксперименте — БИС-2. Полученные при этом значения указывали на существенно большую поляризацию  $\Lambda^0$ , чем в протонных пучках различных энергий.

В эксперименте ЭКСЧАРМ с высокой точностью была измерена поляризация  $\Lambda^0$  [6], среднее значение которой составило  $(-4,2 \pm 0,3)\%$ . Она была определена также для различных интервалов переменной  $x_F$  (см. рис. 5). При этом использовалась процедура сокращения аксептанса установки в предположении симметрии установки относительно плоскости  $Y = 0$ . Результаты

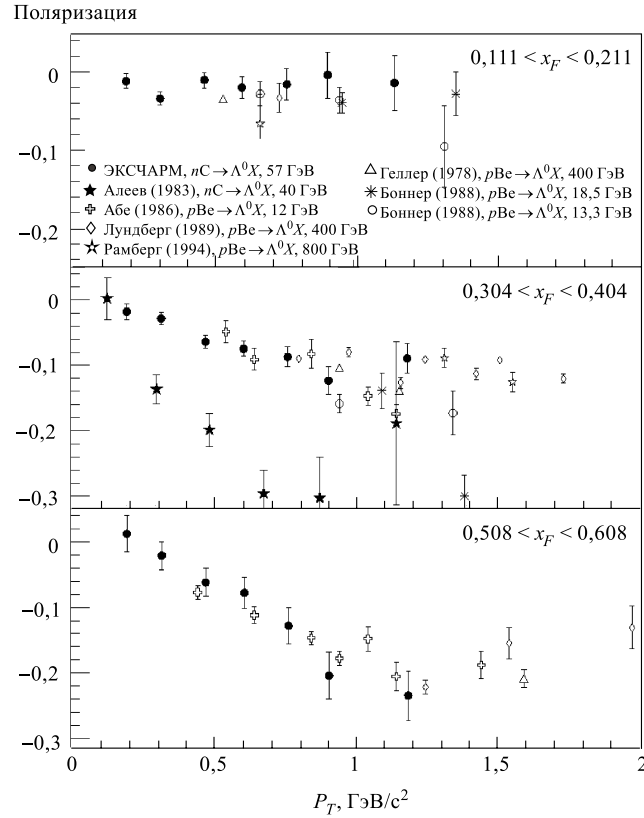


Рис. 5. Поляризация  $\Lambda^0$  как функция  $P_T$  в различных интервалах  $x_F$ . Сравнение полученных результатов с данными других экспериментов

эксперимента ЭКСЧАРМ хорошо согласуются с измерениями в протонных пучках. Такое согласие между данными в протонных и нейтронных пучках экспериментально наблюдается впервые. Полученный результат расширил область значений поперечных импульсов  $P_T$ , в которой существовали экспериментальные данные по поляризации  $\Lambda^0$ . Для инклюзивного рождения  $\Lambda^0$  в нейтронных пучках точность результата эксперимента является наилучшей.

Исследование мезонов со скрытой странностью позволяет глубже понять процессы адрон-ядерных взаимодействий на кварковом уровне. Изучение же парного рождения  $\phi$ -мезонов может служить, кроме того, хорошим инструментом для проверки известного правила Окубо–Цвейга–Иизуки (ОЦИ). В эксперименте ЭКСЧАРМ были исследованы характеристики ин-

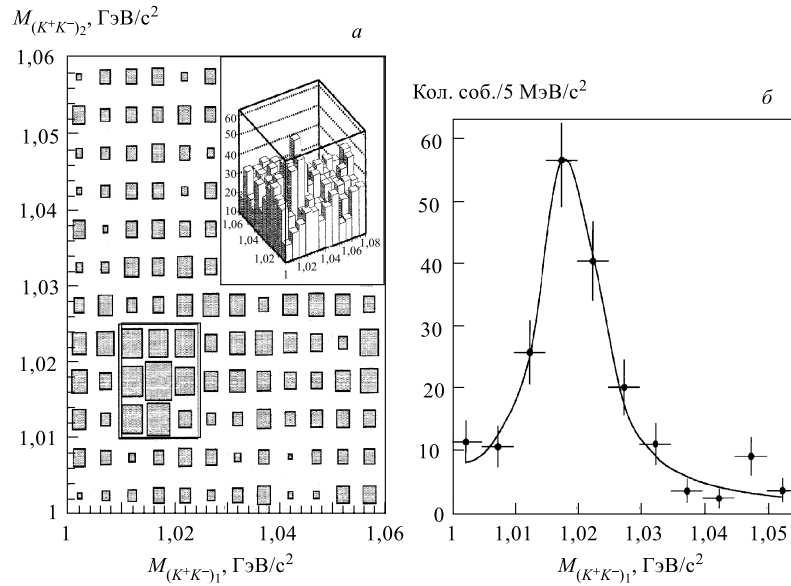


Рис. 6. Распределение событий по эффективной массе  $M(K^+K^-)_1$  в зависимости от  $M(K^+K^-)_2$  (а) и распределение по  $M(K^+K^-)_1$  после вычитания фона под сигналом в спектре  $M(K^+K^-)_2$  (б)

клюдивного рождения  $\phi$ -мезонов нейтронами на ядрах [7, 8]. Были определены масса и ширина  $\phi$ -мезона, которые хорошо согласуются с табличными, а также измерено полное сечение инклюзивного рождения  $\phi$ -мезонов в нейтрон-нуклонных взаимодействиях. В предположении линейной зависимости сечения от атомной массы ядра мишени оно равно  $(276 \pm 60$  (стат.)  $\pm 9$  (сист.)) мкб/нуклон для полной кинематической области  $x_F$ . Указанное сечение измерено в нейтронных пучках с наивысшей точностью. Значение сечения несколько выше данных, полученных в протонных пучках, что позволяет сделать вывод о том, что в процессах инклюзивного образования  $\phi$ -мезонов доминирует схема однобозонного обмена.

Изучение парного рождения  $\phi$ -мезонов было выполнено [9] путем исследования двумерного распределения спектра эффективных масс двух пар заряженных каонов, зарегистрированных в одном событии (рис. 6, а). После выделения  $\phi$ -мезонов в каждом из интервалов распределения по одной из осей получено окончательное массовое распределение пар  $\phi$ -мезонов, которое показано на рис. 6, б. Количество зарегистрированных пар  $\phi$ -мезонов  $124 \pm 20$ . Вычисленное сечение их рождения основано на наибольшей статистике зарегистрированных событий парного рождения  $\phi$ -мезонов и равно

Таблица 2. Оценки регистрации пар  $\phi$ -мезонов с различным сопровождением

Наблюдаемая конфигурация событий	$\phi\phi$ с сопровождением ( $\phi\phi + X$ )		$\phi\phi$ без сопровождения	Всего
	Любые $X$	Среди $X$ содержатся $K_s^0, \Lambda^0, K^+$ или $K^-$		
Эксперимент	$66 \pm 17$	$< 10$ 95 % у. д.	$53 \pm 15$	$124 \pm 20$
Моделирование в предположении ОЦИ	$80 \pm 12$	$26,0 \pm 3,4$	$44 \pm 8$	$124 \pm 10$

( $12,9 \pm 3,0$  (стат.)  $\pm 1,3$  (сист.)) мкб/нуклон. На основе сравнения экспериментальных данных по парному рождению  $\phi$ -мезонов с результатами моделирования таких процессов с помощью феноменологической модели FRITIOF получены оценки регистрации пар  $\phi$ -мезонов с различным сопровождением (см. табл. 2). Анализ этих данных позволил сделать вывод о наблюдаемом дефиците странных частиц в процессе рождения пары  $\phi$ -мезонов, что является свидетельством нарушения правила ОЦИ. Вычислена нижняя граница отношения сечения ОЦИ-запрещенных процессов к полному сечению парного рождения  $\phi$ -мезонов, которая равна 0,09 на уровне достоверности 95 %.

Новые результаты получены также при изучении характеристик адронного рождения гиперонов и гиперонных резонансов [10]. Изучение инклюзивного рождения гиперонов могло бы быть критическим тестом для моделей, описывающих процессы взаимодействия кварков и формирования адронов. Существующие экспериментальные данные о рождении гиперонов нуклонами были получены, в основном, в протонных пучках. Имеется только несколько экспериментов, проведенных с этой целью в нейтронных пучках. Полученные в них данные не позволяют провести детального сравнения механизмов рождения гиперонов протонами и нейтронами. Продолжается анализ имеющейся экспериментальной информации.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алеев А. Н. и др. // ПТЭ. 1999. № 4. С. 52;  
Aleev A. N. et al. // Instr. Exp. Tech. 1999. V. 42. No. 4. P. 481.
2. Алеев А. Н. и др. // Краткие сообщения ОИЯИ. 1996. № 3[77]. С. 31.
3. Tatishvili G. T. // Proc. of the 28th Conf. on High Energy Physics (ICHEP-96). Warsaw, 1996. V. 1. P. 500.



4. *Алеев А. Н. и др.* Препринт ОИЯИ Р1-99-136. Дубна, 1999.
5. *Aleev A. N. et al.* // Phys. Lett. B. 2000. V. 485. P. 334.
6. *Aleev A. N. et al.* // Eur. Phys. J. C. 2000. V. 13. P. 427.
7. *Алеев А. Н. и др.* Препринт ОИЯИ Р1-96-437. Дубна, 1996.
8. *Molokanova N. A.* // Czech. J. Phys. 1997. V. 47. P. 919.
9. *Алеев А. Н. и др.* // Краткие сообщения ОИЯИ. 1999. № 1[93]. С. 14.
10. *Алеев А. Н. и др.* Препринт ОИЯИ Д1-2001-98. Дубна, 2001.