

1-99-196

На правах рукописи  
УДК 539.126

X-936

**ХРИСТОВ**  
**Петр Захарьев**

**ИССЛЕДОВАНИЕ РОЖДЕНИЯ  
СТРАННЫХ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ  
В НЕЙТРОН-НУКЛОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ  
НА УСТАНОВКЕ ЭКСЧАРМ**

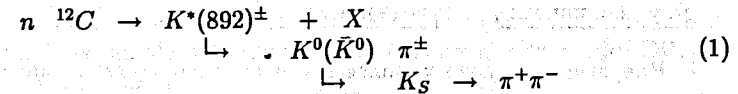
**Специальность: 01.04.23 — физика высоких энергий**

**Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук**

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Цель диссертационной работы – исследование инклюзивного рождения резонансов  $K^*(892)^\pm$  в нейтрон-нуклонных взаимодействиях при энергии  $57 \pm 9$  ГэВ. Работа выполнена на основе анализа  $184,4 \times 10^6$  событий, зарегистрированных в эксперименте, проведенном с помощью установки ЭКС-ЧАРМ на Серпуховском ускорителе У-70.

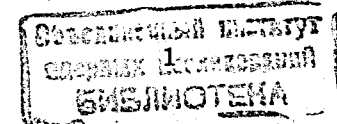
Странные резонансы  $K^*(892)^\pm$ , инклюзивно рожденные в нейтрон-углеродных взаимодействиях, идентифицировались по их распадам на нейтральный каон и заряженный пион:



Актуальность исследования резонансов связана с несколькими важными обстоятельствами:

- возможностью получения менее искаженной информации о динамике процессов по сравнению со стабильными частицами, так как резонансы чаще всего рождаются непосредственно, а не в результате цепочки распадов;
- сигналы резонансов статистически хорошо обеспечены, так как сечения адронного рождения резонансов с небольшой массой находятся на уровне нескольких миллибарн;
- резонансы, принадлежащие одному мультиплету, предоставляют хорошую возможность для изучения процессов лидирования и проверки различных соотношений между сечениями, предсказанными в рамках феноменологических моделей;
- среди резонансов наблюдается большое разнообразие спиновых состояний, что дает возможность исследовать поляризационные характеристики соответствующих процессов, отражающих непертурбативные динамические эффекты и имеющих важное значение для развития теории сильных взаимодействий;
- резонансы дают возможность исследовать окологороговые эффекты и энергетическую зависимость сечений;
- изучение корреляционных явлений при рождении резонансов дает информацию о механизме их образования.

С другой стороны, исследование резонансов сопровождается некоторыми методическими трудностями:



Работа выполнена в Лаборатории физики частиц  
Объединенного института ядерных исследований

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук КЕКЕЛИДЗЕ  
Владимир Дмитриевич

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, профессор ЕФРЕМОВ  
Анатолий Васильевич  
доктор физико-математических наук, профессор КУЗНЕЦОВ  
Анатолий Алексеевич

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Московский инженерно-физический институт (технический университет)

Защита состоится " " 1999 г. на заседании диссертационного совета Д 047.01.06 при Лаборатории физики частиц Объединенного института ядерных исследований, Дубна, Московская область

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ

Автореферат разослан " " 1999 г.

Ученый секретарь

Диссертационного совета

КРИВОХИЖИН

Василий Геннадьевич

- большие собственные ширины (десятки и сотни МэВ/с<sup>2</sup>) затрудняют точное определение числа события в области сигнала, а сама ширина резонанса уже не является постоянной во всем интервале рассматриваемых масс;
- наличие существенного комбинаторного фона усложняет точную оценку числа события в области сигнала.

Экспериментальное исследование рождения резонансов и их распадов необходимо для проверки предсказаний КХД, для развития теоретических моделей и методов расчета, особенно в промежуточной области энергий.

#### Научная новизна исследования

1. Впервые проведено комплексное исследование инклюзивного рождения странных резонансов  $K^*(892)^\pm$  в нейтрон-нуклонных взаимодействиях. Статистическая обеспеченность результатов превышает достигнутую в других экспериментах, проводящих аналогичные исследования в протонных, пионных и каонных пучках.
2. Впервые определены параметры ряда феноменологических моделей, описывающих инклюзивные дифференциальные сечения рождения странных резонансов  $K^*(892)^\pm$  в нуклонных взаимодействиях. Показана практическая применимость модели мягких адронных взаимодействий FRITIOF.
3. Впервые измерены полные сечения рождения странных резонансов  $K^*(892)^\pm$  в нейтрон-нуклонных взаимодействиях. На основе аддитивной кварковой модели проведено сравнение полученных результатов с экспериментальными данными в протонных пучках.
4. Впервые оценен вклад эффекта лидирования при инклюзивном рождении резонансов  $K^*(892)^\pm$  в нейтронном пучке.
5. Впервые исследована выстроенность спина резонансов  $K^*(892)^\pm$ , инклюзивно рожденных в  $nN$ -взаимодействиях.
6. Впервые для  $K^*(892)^\pm$ , рожденных в нейтрон-нуклонных взаимодействиях, получена зависимость элемента спиновой матрицы плотности  $\rho_{00}$  от поперечного импульса резонанса  $P_T$ .
7. Впервые получено указание на то, что эффект лидирования при инклюзивном рождении резонансов  $K^*(892)^\pm$  влияет на выстроенность их спина.

#### Практическая ценность работы.

Измеренные инклюзивные спектры и сечения образования  $K^*(892)^\pm$  позволяют проверить предсказания феноменологических моделей, разработанных для описания мягких адронных процессов, и уточнить их параметры. Полученные данные о характеристиках спиновой матрицы плотности  $K^*(892)^\pm$  могут быть использованы для проверки теоретических представлений о динамике сильных взаимодействий. Результаты могут быть использованы при подготовке экспериментов по детальному изучению процессов образования векторных мезонов в адронных реакциях. Получен энергетический спектр нейтронов канала 5Н Серпуховского ускорителя.

Апробация работы. Основные результаты диссертации докладывались на рабочем совещании по эксперименту ЭКСЧАРМ (1998 г.), на семинарах ОИЯИ, на научной сессии МИФИ (1999 г.), на юбилейной сессии ЛФЧ ОИЯИ, и опубликованы в работах [1-7].

Структура диссертации. Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения и списка цитируемой литературы.

#### СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении (первая глава) подчеркнута актуальность исследования резонансов, сформулирована цель диссертационной работы, показана научная новизна работы и представлена структура диссертации.

Во второй главе дан обзор теоретических и экспериментальных результатов по адронному рождению странных векторных мезонов. В первой части перечислены некоторые модели, описывающие дифференциальные и полные сечения рождения адронов в инклюзивных реакциях, а именно аддитивная кварковая модель, модель FRITIOF, параметризация, вытекающая из правил кваркового счета, модель кварк-глюонных струн и феноменологическая параметризация из работ по сечению рождения очарованных частиц. Во второй части приведены экспериментальные результаты измерения сечения рождения  $K^*(892)^\pm$  в инклюзивных протон-протонных реакциях. Третья часть главы посвящена моделям, описывающим поляризационные явления в инклюзивных адронных процессах (модель прецессии Томаса, полуклассическая струнная модель, модель многократного рассеяния, модель хромоманнитного взаимодействия и модель кваркового слияния). Рассмотрены их предсказания о выстроенности спина  $K^*(892)^\pm$ , образованных в адронных реакциях.

В третьей главе описана экспериментальная установка ЭКСЧАРМ (рис.1). К ее основным элементам относятся [7]:

- спектрометрический магнит SP-40A с полем, обеспечивающим изменение поперечного импульса заряженных частиц на 0,45 ГэВ/с.

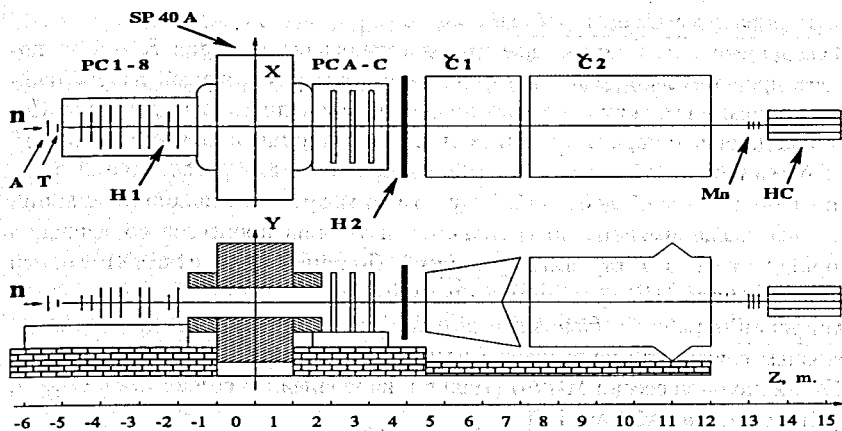


Рис. 1: Блок-схема расположения установки ЭКСЧАРМ в канале 5Н: А – счетчик антисовпадений, Т – мишень, РС – пропорциональные камеры, Č1, Č2 – многоканальные пороговые газовые черенковские счетчики, Н1, Н2 – годоскопы сцинтилляционных счетчиков, Мп – нейтронный монитор, НС – адронный калориметр.

- многопроволочные пропорциональные камеры с шагом намотки 2мм, расположенные до магнита (РС1 – РС8) с двумя сигнальными плоскостями каждая, и после магнита (А, В и С) – с тремя сигнальными плоскостями;
- два годоскопа сцинтилляционных счетчиков Н1 и Н2, используемые в системе запуска установки;
- два многоканальных пороговых газовых черенковских счетчика Č1 и Č2 [6] для идентификации заряженных частиц со следующими порогами свечения:

Таблица 1: Пороги свечения заряженных адронов в Č1 и Č2.

Счетчик	Газ	Пороги свечения, ГэВ/с		
		$\pi$	$K$	$p$
Č1	Фреон-12	3,1	10,8	20,5
Č2	Воздух	6,0	21,2	40,3

- нейтронный монитор Мп;
- адронный калориметр НС;

- счетчик антисовпадений мишени А;
- углеродная мишень Т толщиной 1,30 г/см<sup>2</sup>.

Условие запуска установки соответствовало прохождению не менее четырех заряженных частиц через спектрометр.

В четвертой главе описано измерение энергии нейтронов пучка при помощи адронного калориметра и восстановление энергетического спектра методом регуляризации [4].

Пучок нейтральных частиц канала 5Н, состоящий в основном из нейтронов, образуется при сбросе протонов, циркулирующих в кольце ускорителя У-70, на внутреннюю бериллиевую мишень. Пучок формируется системой коллиматоров под углом 0° к падающим протонам. Родившиеся при этом заряженные частицы рассеиваются отклоняющими магнитами ускорителя и магнитом СП-129, расположенным в головной части канала. Для подавления фона гамма-квантов установлен свинцовый фильтр переменной толщины (от 0 до 20 см по пучку).

Адронный калориметр (НС) состоит из 9 одинаковых модулей типа "сэндвич": сцинтиллятор - железо. Суммарная толщина вещества калориметра составляет 5 ядерных длин, что обеспечивает поглощение 95% нейтронов с энергией 70 ГэВ. Калибровка НС осуществлялась на основе сигналов от мюонов.

При восстановлении энергетического спектра нейтронов использовалась Гауссова аппаратная функция, характеризующая условную плотность вероятности отклика прибора при фиксированном значении измеряемой величины.

Восстановленный спектр получен путем решения интегрального уравнения Фредгольма первого рода методом регуляризации с априорным требованием гладкости полученного спектра (рис.2).

Энергетический спектр нейтронов, рожденных протонами с энергией 50 ГэВ, пересчитан при помощи фейнмановского скейлинга реакции.

В пятой главе описаны программы для обработки данных и моделирования. Анализ событий выделенных конфигураций производился в несколько этапов:

- распознавание траектории заряженных частиц, восстановление их геометрических параметров и определение их импульсов с учетом карты магнитного поля;
- отбор событий, содержащих нейтральную вилку ( $V^0$ ) – траектории двух разноименно заряженных частиц, имеющих общую точку пересечения и являющихся кандидатами в распады  $\Lambda^0$ ,  $\bar{\Lambda}^0$  или  $K^0$ ;
- запись событий в компактном виде на диск для обеспечения быстрого доступа к информации;

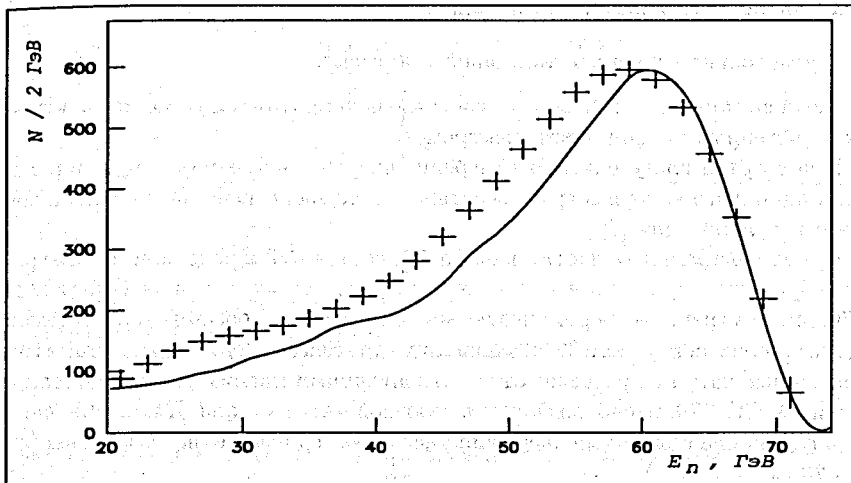


Рис. 2: Восстановленный энергетический спектр нейтронов с ошибками (энергия первичных протонов 70 ГэВ). Сплошной линией показан теоретический расчет, отнормированный по высоте в максимуме спектра.

- физический анализ записанных событий определенной конфигурации с целью поиска сигналов в спектрах эффективных масс конечных состояний.

Распознавание траекторий заряженных частиц основано на модифицированном методе опорной дорожки.

Система обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающая движение частицы в магнитном поле, решалась численным методом последовательных приближений (модифицированный метод Пикара) для восстановления импульса частицы.

Моделирование исследуемых процессов осуществлялось при помощи генераторов событий, таких, как FRITIOF, а также с использованием специально разработанных программ, в основе которых лежит конкретная параметризация инклюзивных дифференциальных сечений. Прослеживание частиц через установку выполнено в программе, основанной на пакете GEANT.

Эффективности пропорциональных камер измерялись экспериментально и учитывались в моделировании. Эффективность процедуры черенковской идентификации измерялась как на основе моделирования, так и путем исследования реперных сигналов в спектрах эффективных масс [5]. Для оценки эффективности идентификации частиц различного типа ( $\pi^\pm, K^\pm$  или  $p/\bar{p}$ ) рассматривались следующие распады:  $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$  - для  $\pi^+$  и  $\pi^-$ ;  $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$  - для  $p$  и  $\pi^-$ ;  $\Lambda^0 \rightarrow \bar{p}\pi^+$  - для  $\bar{p}$  и  $\pi^+$ ;  $\phi \rightarrow K^+K^-$  - для  $K^+$  и  $K^-$ ;  $K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-$  - для  $K^+$  и  $\pi^-$ ;  $K^{*0} \rightarrow K^-\pi^+$  - для  $K^-$  и  $\pi^+$ .

Сигналы  $K_S, \Lambda^0$  и  $\bar{\Lambda}^0$  надежно выделяются в спектрах эффективных масс продуктов распада без привлечения дополнительной информации об идентификации продуктов распада. При выделении сигналов  $\phi, K^{*0}$  и  $K^{*0}$  необходимо присутствие дополнительных ассоциативно рожденных частиц ( $K_S$  для  $\phi$  и  $K^{*0}$ ,  $K_S$  или  $\Lambda^0$  для  $K^{*0}$ ) в событии.

При физическом анализе для каждой заряженной частицы рассчитывались относительные вероятности ее идентификации (т.н. "черенковские веса") с определенным типом адрона -  $W(i)$ , где  $i = \pi^\pm, K^\pm$  или  $p/\bar{p}$ . Сравнивались зарегистрированные сигналы от  $\check{C}1$  и  $\check{C}2$  с расчетными в предположении, что частицы соответствуют указанным типам. Величины  $W(i)$  удовлетворяют условию нормировки  $\sum_{i=\pi, K, p} W_i = 3$ , при этом  $W(i) = 3$  означает 100% вероятность идентификации, а  $W(i) = 1$  - полную неопределенность типа частицы.

Эффективность процедуры идентификации получена на основе зависимости числа зарегистрированных распадов от ограничений на черенковский вес одной из заряженных частиц. В качестве примера на рис.3 приведены рассчитанные эффективности идентификации в зависимости от выбранного ограничения на  $W(\pi)$ .

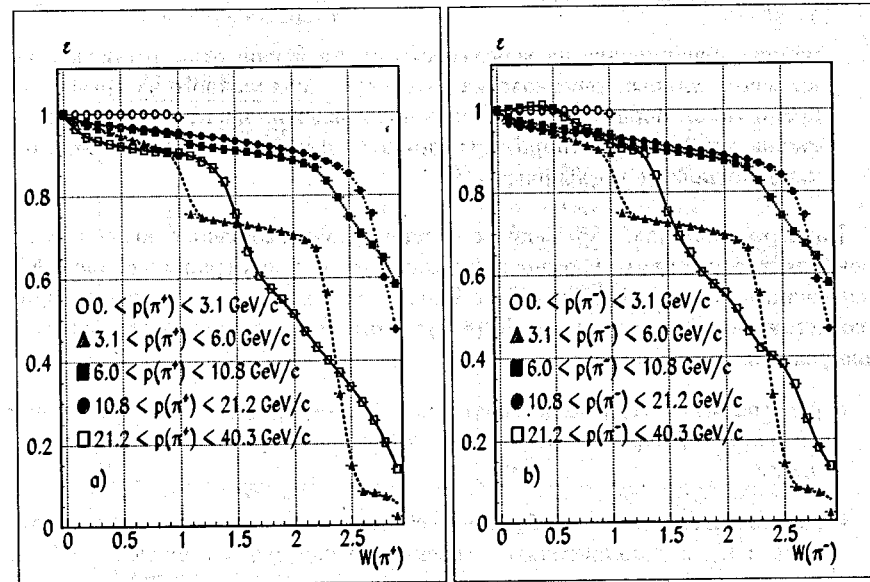


Рис. 3: Эффективность черенковской идентификации  $\pi^+$  (a) и  $\pi^-$  (b) от распадов  $K_S$  в разных импульсных интервалах. Полная ошибка в каждом интервале гистограмм не превышает 5%.

В шестой главе приведены результаты измерения дифференциальных и полных сечений инклюзивного рождения  $K^*(892)^\pm$  в нейтрон-нуклонных взаимодействиях [1].

Странные мезоны  $K^*(892)^\pm$  идентифицировались по распадам (1).

Нейтральные каоны  $K_S^0$  искались по их распадам на два заряженных пиона. При этом рассматривались пары разноименно заряженных частиц (так называемые нейтральные вилки  $V^0$ ), удовлетворяющие следующим критериям:

- расстояние между траекториями не превышает 0,2 см, что соответствует экспериментальному разрешению и является оптимальным для соотношения сигнал/фон (при уменьшении фона на 35% потери сигнала от  $K_S^0$  не превышают 13%);
- отношение импульса положительного трека к импульсу отрицательного – не больше 5, что позволяет практически исключить фон от распадов  $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ ,
- отклонение эффективной массы системы  $\pi^+\pi^-$  от табличной массы  $K_S^0$  не превышает 30 МэВ/с<sup>2</sup>;
- нижнее ограничение на вероятность пионной гипотезы, вычисленную на основе данных черенковских детекторов, для каждого из треков выбрано таким образом, чтобы исключить надежно идентифицированные каоны и протоны/антипротоны (при этом фон снижается на 20%, а потери сигнала не превышают 5%).

Пары разноименно заряженных частиц, удовлетворявшие вышеперечисленным требованиям, формировали кандидатов в нейтральный каон  $K_S^0$ . Выделенные  $K_S^0$  комбинировались с каждой из дополнительных траекторий в событии для поиска распадов  $K^*(892)^\pm$ . При этом накладывались следующие условия:

- расстояние между дополнительной траекторией и продолжением импульса-вектора кандидата в  $K_S^0$  из точки его распада не превышает 0,2 см;
- расстояние до точки наибольшего сближения импульса-вектора кандидата в  $K_S^0$  и дополнительной траектории находится в пределах  $\pm 2$  см от центра мишени вдоль оси пучка;
- время жизни кандидата в  $K_S^0$  – больше  $0,1\tau_S$  ( $\tau_S$  – табличное время жизни  $K_S^0$ ), для снижения фона от  $V^0$ , имитируемых взаимодействиями в мишени;

и

$$\sigma(nN \rightarrow K^*(892)^- X) = (0,252 \pm 0,013_{\text{стат.}} \pm 0,017_{\text{сист.}}) \text{ mb/нуклон},$$

где вклад модельной зависимости в систематическую ошибку сравним с неопределенностью из-за энергетической зависимости сечения.

Ввиду отсутствия экспериментальных данных в нейтронных пучках измеренные сечения сравниваются с результатами, определенными при изучении инклюзивного рождения  $K^*(892)^\pm$  в протон-протонных взаимодействиях. Поскольку энергия реакции находится далеко от порога рождения резонансов, то были использованы соотношения, вытекающие из аддитивной кварковой модели:

$$\sigma(pN \rightarrow K^{++} X) \approx 2\sigma(nN \rightarrow K^{++} X) - \sigma(nN \rightarrow K^{*-} X) \quad (15)$$

и

$$\sigma(pN \rightarrow K^{*-} X) \approx \sigma(nN \rightarrow K^{*-} X). \quad (16)$$

Пересчитанные таким образом сечения приведены на рис.5. Данные аппроксимированы прямой линией. В пределах ошибок результат эксперимента ЭКСЧАРМ согласуется с ожидаемым сечением в протон-протонных взаимодействиях при энергии 57 ГэВ.

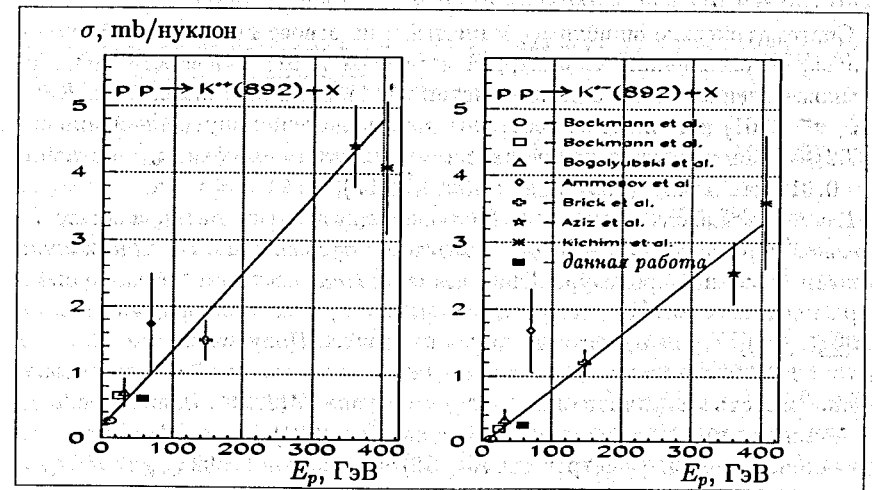


Рис. 5: Сравнение измеренных сечений (■), пересчитанных согласно (15)-(16), с данными экспериментов по изучению инклюзивного рождения  $K^*(892)^\pm$  в протон-протонных взаимодействиях.

Применение аддитивной кварковой модели позволило оценить вклад эффекта лидирования при рождении резонанса  $K^*(892)^+$ :  $\sigma_{\text{лид.}}/\sigma(K^*(892)^+) = 0,42 \pm 0,04_{\text{стат.}} \pm 0,04_{\text{сист.}}$

В седьмой главе приведены измерения элемента спиновой матрицы плотности  $\rho_{00}$  для  $K^*(892)^\pm$ , инклюзивно рожденных в  $nC$  взаимодействиях [2, 3]. Измерение основано на аппроксимации углового распределения распада векторного мезона

$$W(|\cos\theta|) = \frac{3}{2}[1 - \rho_{00} + (3\rho_{00} - 1)\cos^2\theta], \quad (17)$$

где угол  $\theta$  — полярный угол вектора-импульса  $\pi^\pm$  в распаде  $K^*(892)^\pm \rightarrow K^0\pi^\pm$ . Измерение проведено в поперечной системе, где ось  $Z$  параллельна нормали к плоскости рождения, а ось  $Y$  направлена против импульса резонанса в лабораторной системе.

Для измерения  $\rho_{00}$  отобранные  $K^*(892)^\pm$  были разделены на пять интервалов по  $|\cos\theta|$ . Оценки количества событий в сигнале, фон и соответствующие ошибки были получены на основе аппроксимации спектров инвариантных масс в каждом интервале по  $|\cos\theta|$ . Было показано, что фоновые события не обладают выстроенностью спина, что позволило использовать их для оценки аппаратной функции. Полученные для распадов  $K^*(892)^+$  и  $K^*(892)^-$  распределения  $W(|\cos\theta|)$ , скорректированные с учетом аппаратной функции, показаны на рис.6 (а) и (б), соответственно. В результате аппроксимации этих распределений выражением (17) получены следующие значения  $\rho_{00}$ :  $0,424 \pm 0,011$  для  $K^*(892)^+$  и  $0,393 \pm 0,025$  для  $K^*(892)^-$ .

Систематические ошибки  $\rho_{00}$  вычислены на основе квадратичной суммы ошибок, обусловленных асимметрией детектора (0,01), условиями триггера по множественности заряженных частиц (0,01), отличием акцептанса  $K_S\pi^+$  и  $K_S\pi^-$  (0,01) и точностью восстановления положения внутренней мишени (0,002). Окончательная величина систематической ошибки  $\rho_{00}$  составила  $\Delta = 0,018$  как для  $K^*(892)^+$ , так и для  $K^*(892)^-$ .

Изучение зависимости  $\rho_{00}$  от  $P_T$  выполнено в шести интервалах по  $P_T$  с разной шириной<sup>1</sup>. Оценка  $\rho_{00}$  в каждом интервале по  $P_T$  проводилась по вышеописанной процедуре. Приведенная полная систематическая ошибка  $\Delta$  распределена между интервалами ( $i$ ) по  $P_T$  согласно формуле  $\Delta_i = \sigma_i \Delta [\sum (1/\sigma_i^2)]^{1/2}$ , где  $\sigma_i$  — статистическая ошибка. Полученные зависимости  $\rho_{00}$  от поперечного импульса резонанса  $P_T$  показаны на рис.7. Видна четкая  $P_T$  зависимость матричного элемента  $\rho_{00}$  в случае  $K^*(892)^+$ . Зависимость  $\rho_{00}$  от  $P_T$  аппроксимировалась линейной функцией  $\rho_{00}(P_T) = a + bP_T$ . Получены следующие оценки параметров для  $K^*(892)^+$ :  $a = 0,328 \pm 0,023_{\text{стат.}} \pm 0,037_{\text{сист.}}$  и  $b = 0,23 \pm 0,045_{\text{стат.}} \pm 0,073_{\text{сист.}}$ . Значение  $a = \rho_{00}(0)$  хорошо согласуется с  $1/3$ , как и ожидалось исходя из кинематических соображений. Это указывает на отсутствие значимых дополнительных неопределенностей при анализе  $\rho_{00}$ . Если использовать ограничение  $a = \rho_{00}(0) = 1/3$  то параметр наклона  $b$  равен  $b = 0,22 \pm 0,022_{\text{стат.}} \pm 0,035_{\text{сист.}}$ .

<sup>1</sup>Каждый интервал по  $P_T$  содержит примерно одинаковое число распадов  $K^*$ .

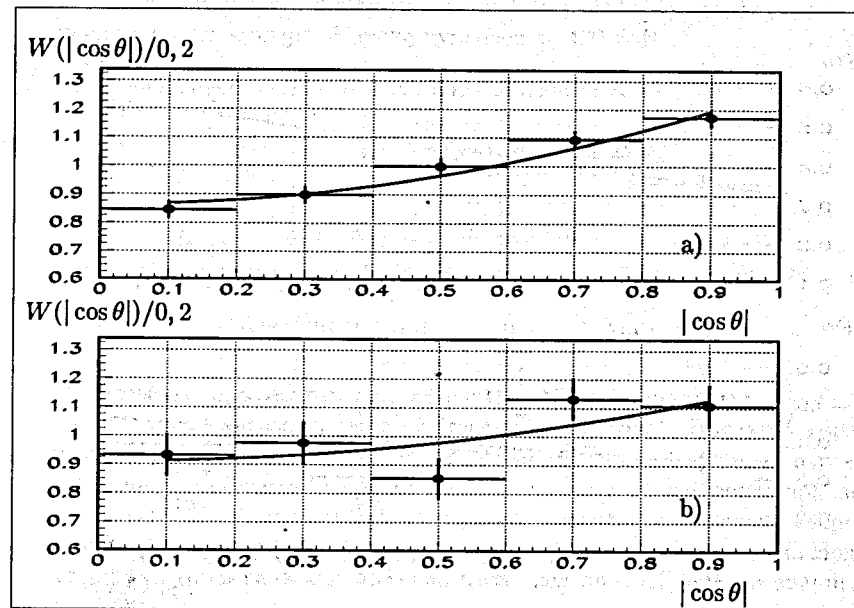


Рис. 6: Угловое распределение пиона от распада резонанса для  $K^*(892)^+$  (а) и  $K^*(892)^-$  (б) в поперечной системе.

Используя такое же ограничение  $a = \rho_{00}(0) = 1/3$ , в случае  $K^*(892)^-$  был получен наклон  $b = 0,12 \pm 0,057_{\text{стат.}} \pm 0,039_{\text{сист.}}$  (Fig.7 (b)).

Таким образом, для лидирующих векторных мезонов  $K^*(892)^+$  измеренный элемент спиновой матрицы плотности  $\rho_{00}$  равен  $0,424 \pm 0,011_{\text{стат.}} \pm 0,018_{\text{сист.}}$ . Это значение существенно отличается от величины  $1/3$ , указывая тем самым на наличие выстроенности спина. Выстроенность спина  $K^*(892)^+$  возрастает с увеличением поперечного импульса  $P_T$ . Получены также некоторые указания на выстроенность спина нелидирующих мезонов  $K^*(892)^-$ , но их статистическая значимость невелика:  $\rho_{00} = 0,393 \pm 0,025_{\text{стат.}} \pm 0,018_{\text{сист.}}$ . Таким образом, качественные теоретические ожидания эффекта лидирования при возникновении выстроенности спина подтверждены экспериментально.

**В заключении** сформулированы основные результаты диссертации:

1. Впервые измерены сечения инклюзивного рождения странных векторных резонансов  $K^*(892)^\pm$  в нейтрон-нуклонных взаимодействиях. Исследования выполнены при энергии нейтронов  $57 \pm 9$  ГэВ. В наблюдаемой кинематической области ( $0,1 < x_F < 1,0$ ) получен модельно

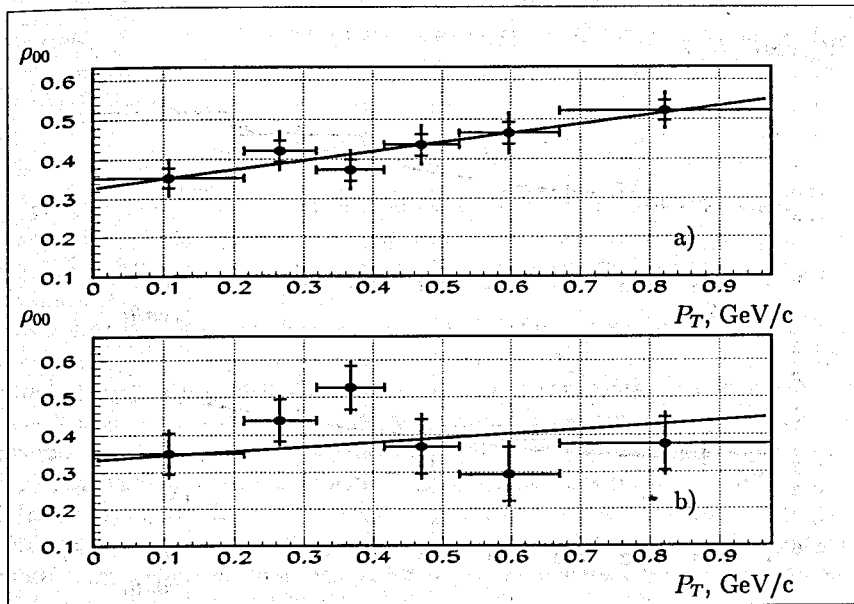


Рис. 7: Зависимость элемента спиновой матрицы плотности  $\rho_{00}$  от поперечного импульса  $P_T$  в поперечной системе для  $K^*(892)^+$  (а) и  $K^*(892)^-$  (б); показаны статистические и полные ошибки в каждом интервале.

независимый результат:

$$\sigma(nN \rightarrow K^*(892)^+ X) = (0,166 \pm 0,007_{\text{стат.}} \pm 0,006_{\text{сист.}}) \text{ mb/нуклон}$$

и

$$\sigma(nN \rightarrow K^*(892)^- X) = (0,081 \pm 0,004_{\text{стат.}} \pm 0,005_{\text{сист.}}) \text{ mb/нуклон.}$$

В полной кинематической области ( $-1,0 < x_F < 1,0$ ) с учетом минимальных модельных предположений получено:

$$\sigma(nN \rightarrow K^*(892)^+ X) = (0,433 \pm 0,018_{\text{стат.}} \pm 0,016_{\text{сист.}}) \text{ mb/нуклон}$$

и

$$\sigma(nN \rightarrow K^*(892)^- X) = (0,252 \pm 0,013_{\text{стат.}} \pm 0,017_{\text{сист.}}) \text{ mb/нуклон.}$$

Показано, что энергетическая зависимость сечений, полученная в ходе сравнения с данными других экспериментов о сечениях в протон-

протонных взаимодействиях, соответствует линейному возрастанию сечения в области энергий пучка нуклонов до 400 ГэВ.

2. Измерены значения массы и ширины резонанса  $K^*(892)^+$ :

$$M_0 = (889,6 \pm 0,3_{\text{стат.}} \pm 0,7_{\text{сист.}}) \text{ МэВ}/c^2$$

и

$$\Gamma_0 = (50 \pm 1_{\text{стат.}} \pm 4_{\text{сист.}}) \text{ МэВ}/c^2,$$

а также массы резонанса  $K^*(892)^-$ :

$$M_0 = (891,2 \pm 0,4_{\text{стат.}} \pm 0,9_{\text{сист.}}) \text{ МэВ}/c^2.$$

3. Определены параметры инклюзивных дифференциальных сечений, определенные в рамках ряда теоретических моделей. Показано хорошее согласие результатов с предсказаниями модели правил кваркового счета в области значений  $x_F > 0,5$ . Во всей наблюдаемой кинематической области показано хорошее согласие с моделью кварк-глюонных струн с модифицированным эффектом лидирования. Подтверждена практическая применимость модели FRITIOF, созданной для изучения мягких адронных процессов.

4. Оценен эффект лидирования при рождении  $K^*(892)^+$  нейтронами, вклад которого в полное сечение составил  $0,42 \pm 0,04_{\text{стат.}} \pm 0,04_{\text{сист.}}$ .

5. С высокой точностью измерен элемент спиновой матрицы плотности  $\rho_{00}$  мезонов  $K^*(892)^\pm$ , инклюзивно рожденных в нейтрон-углеродных взаимодействиях при энергии  $\sim 60$  ГэВ:  $0,424 \pm 0,011_{\text{стат.}} \pm 0,018_{\text{сист.}}$  для  $K^*(892)^+$  и  $0,393 \pm 0,025_{\text{стат.}} \pm 0,018_{\text{сист.}}$  для  $K^*(892)^-$ . Обнаружен эффект выстроенности спина  $K^*(892)^+$  в этом процессе.

6. Измерена зависимость величины элемента  $\rho_{00}$  спиновой матрицы плотности  $K^*(892)^+$ , рожденных в нейтрон-нуклонных взаимодействиях, от поперечного импульса резонанса  $\rho_{00}(P_T) = a + bP_T$ , где  $a = 0,328 \pm 0,023_{\text{стат.}} \pm 0,037_{\text{сист.}}$  и  $b = 0,23 \pm 0,045_{\text{стат.}} \pm 0,073_{\text{сист.}}$ .

7. Впервые измерен энергетический спектр нейтронов пучка канала 5Н Серпуховского ускорителя, образовавшихся под  $0^\circ$  к циркулирующему пучку протонов с энергией 70 ГэВ.

8. Разработан метод и программное обеспечение для восстановления энергетического спектра нейтронного пучка путем калориметрических измерений.



9. Разработан метод оценки эффективности идентификации заряженных частиц с помощью черенковских детекторов, основанный на анализе реперных сигналов в спектрах эффективных масс.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

- [1] Алеев А.Н. ... Христов П.З. и др., Характеристики инклюзивного рождения странных резонансов  $K^*(892)^\pm$  в нейтрон-нуклонных взаимодействиях.  
ОИЯИ, Р1-99-136, Дубна 1999. 25 с.  
Направлено в журнал "Ядерная физика".
- [2] A.N.Aleev ... P.Z.Hristov et al., Spin alignment of  $K^*(892)^\pm$  mesons produced in neutron-carbon interactions.  
JINR, E1-99-178, Dubna 1999. 8pp.  
Submitted to Phys. Lett. B.
- [3] Исследование выстроенности спина векторных мезонов  $K^*(892)^+$ , инклюзивно рожденных в нейтрон-углеродных взаимодействиях.  
Труды научной сессии МИФИ-99, т.4, с.158.  
Сотрудничество ЭКСЧАРМ, представлено П.З.Христовым.
- [4] Алеев.А.Н. ... Христов П.З. и др., Измерение энергетического спектра нейтронного пучка канала 5Н серпуховского ускорителя.  
ОИЯИ, Р13-94-312, Дубна, 1994.
- [5] Христов П.З., Христова Т.В., Эффективность распознавания заряженных частиц с помощью черенковских детекторов в эксперименте ЭКСЧАРМ.  
ОИЯИ Р1-99-6, Дубна, 1999, 16 с.
- [6] Алеев.А.Н. ... Христов П.З. и др., Пороговый газовый 32-канальный черенковский счетчик спектрометра ЭКСЧАРМ.  
ОИЯИ, Р13-94-520, Дубна, 1994. 12 с.  
ПТЭ, 1996, вып.4, с.27.
- [7] Алеев А.Н. ... Христов П.З. и др., Спектрометр ЭКСЧАРМ.  
ОИЯИ, Р13-98-286, Дубна 1998. 25 с.  
ПТЭ, 1999, вып.4, с.1.

Рукопись поступила в издательский отдел  
7 июля 1999 года.