

C-504

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

УДК 539.1

СМИЖАНСКА

Мария

ДИФРАКЦИОННАЯ ДИССОЦИАЦИЯ НЕЙТРОНОВ НА ПРОТОНАХ В СИСТЕМУ Λ К⁰
ПРИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ 30 - 70 ГэВ.

Специальность: 01.04.16 физика ядра и элементарных частиц.

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 1990

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий
Объединенного института ядерных исследований

Научные руководители:

доктор физико-математических наук
старший научный сотрудник

ЛИХАЧЕВ
Михаил Федорович

кандидат физико-математических наук
старший научный сотрудник

ПРОКЕШ
Антонин

Официальные опоненты:

доктор физико-математических наук
профессор

ГРАМЕНИЦКИЙ
Игорь Михайлович

доктор физико-математических наук
старший научный сотрудник

КОПЕЛИОВИЧ
Борис Зиновьевич

Ведущее научно-исследовательское учреждение:
Институт физики высоких энергий, г. Протвино

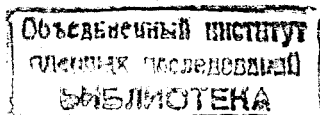
Защита диссертации состоится "7" декабря 1990 г.
в 10³⁰ час. на заседании специализированного совета Д 047.01.02 при
Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных
исследований, Дубна, Московская область, конференц-зал ЛВЭ.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.

Автореферат разослан "25" сентября 1990 г.

Ученый секретарь
специализированного совета

М. Ф. Лихачев



ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ.

Актуальность проблемы. Изучение дифракционной диссоциации $\Sigma D D$ традиционно является источником информации о процессе сильного взаимодействия. Процесс дифракции происходит при высоких энергиях и малых переданных импульсах и, с другой стороны, тесно связан с процессами множественного рождения адронов. Современная теория сильных взаимодействий - КХД пока не позволяет рассчитывать процессы с небольшими передачами импульсов, к которым относится ДД. Исследование неупругих дифракционных процессов представляет интерес, так как распределение конечных адронов в дифракционном пучке оказывается тесно связанным с распределением кварков в сталкивающихся адронах и механизмом их адронизации.

Цель работы - получение и анализ экспериментального материала по эксклюзивному процессу $p \rightarrow \Lambda K^0 p$ в области импульсов налетающих нейтронов 30-70 Гэв (считаем скорость света $c = 1$); изучение его характеристик и сравнение с предсказаниями модели.

Новизна работы: впервые выделен и изучен эксклюзивный дифракционный процесс $p \rightarrow \Lambda K^0 p$; показано, что в области 30-70 Гэв реакция имеет дифракционный характер. Обнаружена корреляция между направлениями налетающего нейтрона и Λ -гиперона и ее связь с массой дифракционно возбужденной системы ΛK . Наблюдаются некоторые различия относительно процессов дифракционного возбуждения нуклонов без рождения странных частиц.

Практическая ценность: изучение дифракционного канала $p \rightarrow \Lambda K^0 p$ с рождением странных частиц дает новую информацию о процессах рождения $s-\bar{s}$ -кварков. Такие исследования интересны также с точки зрения аналогий с рождением очарованных частиц ($\Lambda_c^+ D$) за счет дифракционного возбуждения сталкивающихся нуклонов.

Апробация работы. Результаты данной работы докладывались и обсуждались на семинаре в ЛВЭ ОИЯИ, на международных рабочих совещаниях сотрудничества БИС и на международной конференции по физике высоких энергий в Бехине, ЧССР (1988).

Публикации. Основные результаты диссертации опубликованы в

работах [1,2].

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и восьми приложений; содержит 120 страниц стандартного формата, включая 35 рисунков, 11 таблиц, и библиографический список литературы из 55 работ.

В защиту выносятся следующие результаты:

1. Метод выделения эксклюзивного канала $n\gamma \rightarrow \Lambda K^0 p$.

2. Метод коррекции на акселтанс установки как функции многомерного фазового пространства.

3. Результаты измерения полного сечения процесса $n\gamma \rightarrow \Lambda K^0 p$ в области энергий 30-70 ГэВ.

4. Результаты измерения дифференциальных сечений процесса $n\gamma \rightarrow \Lambda K^0 p$ в области энергий 30-70 ГэВ.

5. Результаты измерения распределений физических величин, характеризующих процесс инклюзивного рождения системы ΛK^0 .

6. Программа и расчет дифференциальных сечений реакции $n\gamma \rightarrow \Lambda K^0 p$ по модели Декка.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обосновывается актуальность и основная цель работы - изучение величин характеризующих процесс $n\gamma \rightarrow \Lambda K^0 p$ в области энергий 30-70 ГэВ. Кратко изложено содержание диссертации.

В первой главе обсуждаются вопросы основных теоретических подходов к дифракции а также результаты экспериментальных исследований эксклюзивных дифракционных процессов с рождением странных частиц.

Во второй главе обоснованы конкретная научная задача и метод ее реализации, дано описание экспериментальной установки БИС-2.

Эксперимент БИС-2 измерял достаточное количество данных для полной реконструкции кинематики эксклюзивного процесса $n\gamma \rightarrow \Lambda K^0 p$. Достоинства этого эксперимента по отношению к данной реакции заключены в следующем:

1. Спектр энергий нейтронного пучка и его точное измерение

адронным калориметром позволило исследовать характер зависимости сечения эксклюзивного канала $n \rightarrow \Lambda K^0 p$ от энергии налетающих нейтронов в области 30-70 ГэВ. Слабая энергетическая зависимость сечения - основная характеристика дифракционных процессов.

2. Эксперимент БИС-2 обладал высоким массовым разрешением, что обеспечивает надежную идентификацию Λ -гиперонов и короткоживущих K^0 -мезонов по пикам в спектрах эффективных масс систем продуктов их распада - $p\pi^-$ и $\pi^+\pi^-$ соответственно.

3. Низкое ожидаемое сечение процесса $n \rightarrow \Lambda K^0 p$ требует высокой чувствительности эксперимента. Трековыми детекторами спектрометра являлись многопроволочные пропорциональные камеры (СПУ) позволяющие работать с высокой интенсивностью вторичных частиц.

4. Эксклюзивный процесс $n \rightarrow \Lambda K^0 p$ выделялся на фоне инклюзивного рождения ΛK^0 в реакциях типа $n \rightarrow \Lambda K^0 X$, сечение которого при наших энергиях в 30 раз превышает эксклюзивный канал. Для выделения реакции $n \rightarrow \Lambda K^0 p$ нужна регистрация протона отдачи, которая проводилась в годоскопе сцинтиляционных счетчиков окружающих мишень (СОМ). Прибор измерял азимутальный угол направления заряженных частиц вылетевших под большим углом к оси пучка.

Установка БИС-2 (рис. 1) содержала кроме системы ПК (РС 1 - 15)

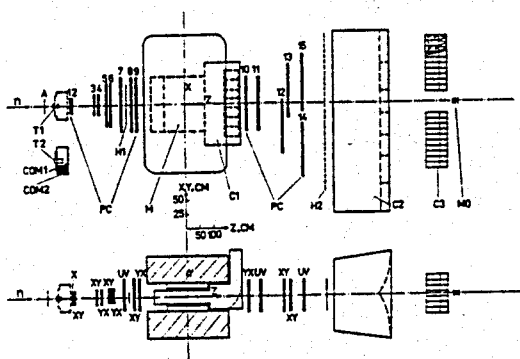


Рис. 1 Схема установки БИС-2.

с общим числом каналов около 9000, спектрометрический магнит М типа СП-40 с сечением входного окна $90 \times 29 \text{ см}^2$. В спектрометр также входили годоскопы

сцинтиляционных счетчиков N1 и N2, годоскоп ССМ и нейтронный монитор МО. Информация с остальных приборов: пороговых черенковских счетчиков С1, С2 и черенковских счетчиков полного поглощения С3, С4 в данной работе не использовалась.

Система запуска требовала прохождения не менее четырех заряженных частиц через спектрометр.

Были проведены две экспозиции установки с водородной мишенью в несколько различающихся условиях эксперимента. Слабо менялась величина магнитного поля и геометрические характеристики ПК. Зарегистрировано $21,8 \cdot 10^6$ нейтрон - протонных взаимодействий. Светимость эксперимента составила $2,1 \cdot 10^{35} \text{ см}^{-2}$.

В третьей главе описан метод восстановления кинематики процесса $n \rightarrow \Lambda K^0 p$. Приводится структура обработки данных и метод выделения реакции $n \rightarrow \Lambda K^0 p$ в соответствии с разрешением эксперимента по физическим и геометрическим величинам. Определяется структура фона в конечном наборе отобранных событий.

В эксперименте измерялись векторы импульсов Λ и K^0 частиц и направление налетающего нейтрона для каждого события исследуемой реакции. Эти данные позволили извлечь полную информацию о процессе $n \rightarrow \Lambda K^0 p$. Для фоновых инклюзивных процессов $n \rightarrow \Lambda K^0 X$ полная кинематическая реконструкция невозможна, так как часть вторичных частиц X не регистрировались. По этой причине выбран набор кинематических переменных, которые а) полностью описывают процесс $n \rightarrow \Lambda K^0 p$; б) корректно определены в случае инклюзивной моды, описывая свойства системы ΛK^0 . Эти величины следующие: продольный импульс p_L и квадрат поперечного импульса p_T^2 (относительно направления нейтрона) системы ΛK^0 , ее эффективная масса M и $\cos\theta$ и φ полярный и азимутальный углы в системе Готтфрида-Джексона. В случае дифракционного процесса $n \rightarrow \Lambda K^0 p$ величины p_L и p_T^2 в рамках точности эксперимента совпадают с импульсом p_n налетающего нейтрона и квадратом 4-импульса t , переданного от нейтрона системе ΛK^0 .

Процедура обработки данных состояла из ряда последовательных шагов: восстановления траекторий заряженных частиц и их импульсов,

поиска "нейтральных вилок" - возможных распадов Λ и K^0 , выделения событий нужной конфигурации. Для контроля алгоритмов каждого шага использовались моделированные события.

Разрешения по величинам характеризующим процесс $n\bar{p} \rightarrow \Lambda K^0 p$ получались с помощью моделирования и имеют следующие формы:

$$\alpha(p_L) = 0,015 + 0,012 p_L \text{ [ГэВ]}$$

$$\alpha(p_T^2) = 0,009 + 0,06 p_T^2 \text{ [ГэВ}^2\text{]}$$

Разрешение по p не зависит от θ и равно 0.009 рад. Разрешения по массе и $\cos\theta$ нелинейно зависят от соответствующих переменных, их средние значения соответственно равны 0,011 ГэВ и 0,01. Разрешения по эффективным массам продуктов распада Λ и K^0 : $M_1 = K\pi^+\pi^-$ и $M_2 = K\pi^+\pi^-$ составляют $\alpha(M_1) = 2$ МэВ и $\alpha(M_2) = 4$ МэВ.

Отбирались события со следующими свойствами: 1) событие содержит пару нейтральных частиц родившихся в общей точке в мишени без дополнительных траекторий заряженных частиц; 2) допускаемое отличие от табличных масс Λ и K^0 5 МэВ и 10 МэВ соответственно; 3) расстояние наибольшего сближения между траекториями Λ - и K^0 -частиц должно быть меньше, чем z-координата реконструированной точки взаимодействия меньше, чем z-координата вершин Λ и K^0 (ось z выбрана по направлению пучка). Критерии отбора оптимизировались так, чтобы получить наилучшее отношение сигнал/фон в двумерном распределении (M_1, M_2) (рис. 2). При оптимальных критериях 72% от полного числа (4260) выбранных событий содержали обе частицы Λ и K^0 , а остальные не содержали Λ и/или K^0 . Большинство ΛK^0 пар в выбранном наборе родилось в инклюзивной реакции $n\bar{p} \rightarrow \Lambda K^0 X$, где X - группа частиц не зарегистрированная в ПК или не восстановленная программой реконструкции. Для выделения процесса $n\bar{p} \rightarrow \Lambda K^0 p$ применялись дополнительные критерии: 5) наличие одного и только одного сигнала в годоскопе CCM; 6) квадрат поперечного импульса протона отдачи (который для процесса $n\bar{p} \rightarrow \Lambda K^0 p$ равен p_T^2 пары ΛK^0) должен быть больше, чем 0.08 ГэВ². Этот критерий необходим из-за поглощения медленных протонов в мишени; 7) разность Δ между азимутальным углом протона отдачи, вычисленным при гипотезе процесса $n\bar{p} \rightarrow \Lambda K^0 p$ и азимутальным углом центра сработавшего

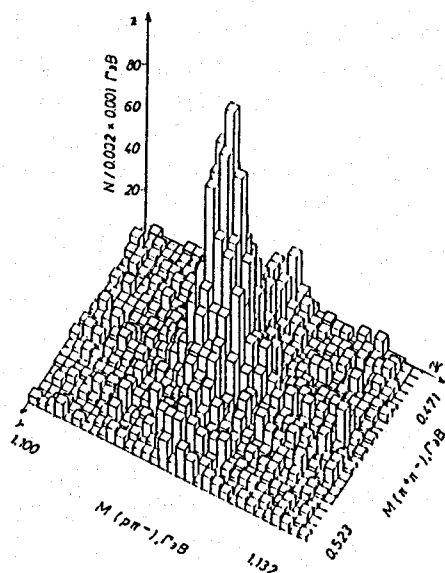


Рис. 2 Двухмерное распределение эффективных масс: на оси x отложена эффективная масса пары $(\pi^+ \pi^-)$ для первой вилки события - кандидата в K^0 ; на оси y масса $(p\pi^-)$ для второй вилки - кандидата в Λ .

счетчика $СМ$ должна лежать внутри интервала $\pm 16^\circ$. Распределение Δ показано на рис. 3. Критериям 1)-7) удовлетворяло 353 события.

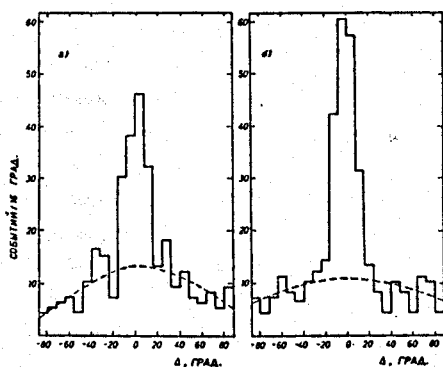


Рис. 3 Распределение величины Δ - разности азимутальных углов протона отдачи, вычисленного в предположении процесса $p\pi \rightarrow \Lambda K^0 p$, и угла, соответствующего центру сработавшего счетчика $СМ$. Два рисунка относятся к двум частям эксперимента.

Анализ Δ -распределения показал, что 103 события относятся к фоновому процессу $p\pi \rightarrow \Lambda K^0 X$. Вклад от процесса $p\pi \rightarrow \Sigma^0 K^0 p$ кинематически близкого к реакции $p\pi \rightarrow \Lambda K^0 p$ определялся отдельно путем моделирования. Сделано заключение, что процесс $p\pi \rightarrow \Sigma^0 K^0 p$

дает вклад 75 событий в пик в Δ -распределении; процесс $np \rightarrow AK^0p$ - 175 событий. В дальнейшем анализе оба последних процесса изучались вместе.

В четвертой главе описан метод коррекции экспериментальных данных на эффективность регистрации и реконструкции процесса $np \rightarrow AK^0p$. В конце главы вычисляется полное сечение реакции $np \rightarrow AK^0p$.

Процесс $np \rightarrow AK^0p$ с неполяризованными начальными частицами полностью описывался пятью независимыми кинематическими величинами. Их выбор был описан выше. В каждой точке этого пятимерного фазового пространства, где регистрируется реакция $np \rightarrow AK^0p$, вычислялась соответствующая эффективность регистрации методом Монте-Карло. В результате каждому экспериментальному событию присваивается вес W , равный обратной величине эффективности регистрации. Распады $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ моделировались изотропно, а распады $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ по данным о дифракционном процессе $pp \rightarrow AK^+p$.

При вычислении полного сечения данные из области $0,08 < |t| < 0,28 \text{ ГэВ}^2$ экстраполировались в ненаблюдаемую область $0 < |t| < 0,08 \text{ ГэВ}^2$. Сечение процесса $np \rightarrow AK^0p$ в области импульсов налетающей частицы 30-70 ГэВ $\sigma = 10,3 \pm 2,5 \pm 2,8 \text{ мб}$. Первая ошибка статистическая, вторая систематическая, источниками которой являются: ошибка измерения светимости, ошибка коррекции на фоновый процесс $np \rightarrow \Sigma^0 K^0 p$ и систематическая ошибка, связанная с методом коррекции на акцептанс установки.

В пятой главе представлены результаты измерений дифференциальных сечений характеризующих процесс $np \rightarrow AK^0p$. Приведены также характеристики системы AK^0 , инклюзивно рожденной в процессах типа $np \rightarrow AK^0X$. Проведен расчет по модели Декка (ДХД) и сравнены экспериментальные и модельные распределения для процесса $np \rightarrow AK^0p$.

В отличие от полного сечения, коррекции на область $0 < |t| < 0,08 \text{ ГэВ}^2$ для дифференциальных сечений не проводились. Причина заключается в сильной корреляции между t и остальными

дает вклад 75 событий в пик в Δ -распределении; процесс $np \rightarrow \Lambda K^0 p$ - 175 событий. В дальнейшем анализе оба последних процесса изучались вместе.

В четвертой главе описан метод коррекции экспериментальных данных на эффективность регистрации и реконструкции процесса $np \rightarrow \Lambda K^0 p$. В конце главы вычисляется полное сечение реакции $np \rightarrow \Lambda K^0 p$.

Процесс $np \rightarrow \Lambda K^0 p$ с неполяризованными начальными частицами полностью описывался пятью независимыми кинематическими величинами. Их выбор был описан выше. В каждой точке этого пятимерного фазового пространства, где регистрируется реакция $np \rightarrow \Lambda K^0 p$, вычислялась соответствующая эффективность регистрации методом Монте-Карло. В результате каждому экспериментальному событию присваивается вес W , равный обратной величине эффективности регистрации. Распады $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ моделировались изотропно, а распады $\Lambda \rightarrow p \pi^-$ по данным о дифракционном процессе $pp \rightarrow \Lambda K^0 p$.

При вычислении полного сечения данные из области $0,08 < |t| < 0,28 \text{ ГэВ}^2$ экстраполировались в ненаблюдаемую область $0 < |t| < 0,08 \text{ ГэВ}^2$. Сечение процесса $np \rightarrow \Lambda K^0 p$ в области импульсов налетающей частицы 30-70 ГэВ $\sigma = 10,3 \pm 2,5 \pm 2,8 \text{ мб}$. Первая ошибка статистическая, вторая систематическая, источниками которой являются: ошибка измерения светимости, ошибка коррекции на фоновый процесс $np \rightarrow \Sigma^0 K^0 p$ и систематическая ошибка, связанная с методом коррекции на акцептанс установки.

В пятой главе представлены результаты измерений дифференциальных сечений характеризующих процесс $np \rightarrow \Lambda K^0 p$. Приведены также характеристики системы ΛK^0 , инклюзивно рожденной в процессах типа $np \rightarrow \Lambda K^0 X$. Проведен расчет по модели Декка (ДХД) и сравнены экспериментальные и модельные распределения для процесса $np \rightarrow \Lambda K^0 p$.

В отличие от полного сечения, коррекции на область $0 < |t| < 0,08 \text{ ГэВ}^2$ для дифференциальных сечений не проводились. Причина заключается в сильной корреляции между t и остальными

величинами, вследствие чего для экстраполяции потребовалось бы включение моделей. Чтобы сохранить модельную независимость, приводим результаты относящиеся лишь к наблюдаемому фазовому объему, заключенному внутри границ:

$$p_n \in (30 - 70) \text{ ГэВ}$$

$$M \in (1,6 - 2,5) \text{ ГэВ}$$

$$|t| \in (0,08 - 0,53) \text{ ГэВ}^2$$

$$\cos\theta \in (-1, 1)$$

$$\varphi \in (0 - 2\pi) \text{ рад}$$

Ошибки вычислялись по формуле $\sqrt{\sum W_i^2 / (\sum W_i)^2}$, где суммирование производилось по всем событиям, входившим в данный бин. Таким образом они отражают кроме количества события также изменения акцептанса в соответствующей части фазового пространства.

а) Сечение процесса $p \rightarrow \Lambda K^0 p$ в зависимости от импульса p_n налетающего нейтрона (рис. 4) вычислялось на основе спектра p_L и

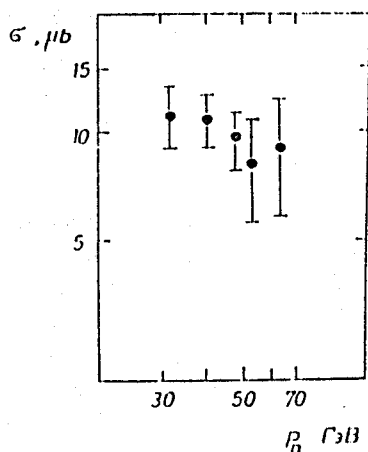


Рис. 4 Сечение σ процесса $p \rightarrow \Lambda K^0 p$ в зависимости от импульса налетающего нейтрона.

известного спектра нейтронного пучка. Наблюдаемая слабая зависимость сечения от p_n - основная характеристика дифракционного механизма. Это означает, что в области 30 - 70 ГэВ вклад недифракционных механизмов, сечение которых с ростом импульса падает, в эксклюзивный процесс $p \rightarrow \Lambda K^0 p$ пренебрежимо низкий.

б) В распределении эффективной массы M (рис. 5) доминирует

широкий максимум за порогом с центром приблизительно $M \cong 1,75$ ГэВ и шириной около 200 МэВ. При более высоких M сечение быстро падает.

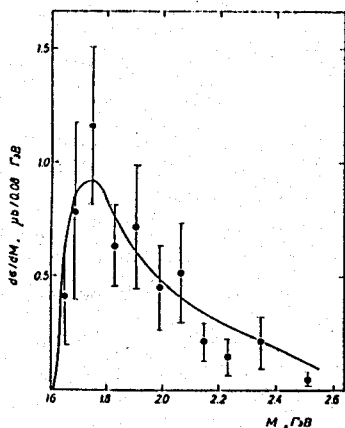


Рис. 5 Распределение эффективных масс M системы ΛK^0 для эксклюзивного процесса $p \rightarrow \Lambda K^0$. Данные приведены с учетом акцептанса. Линия - результат расчета по модели ДКД.

в) Сечение процесса $p \rightarrow \Lambda K^0$ сосредоточено прежде всего в области низких $|t|$ (рис. 6а). В интервале $(0,08 - 0,28)$ ГэВ²

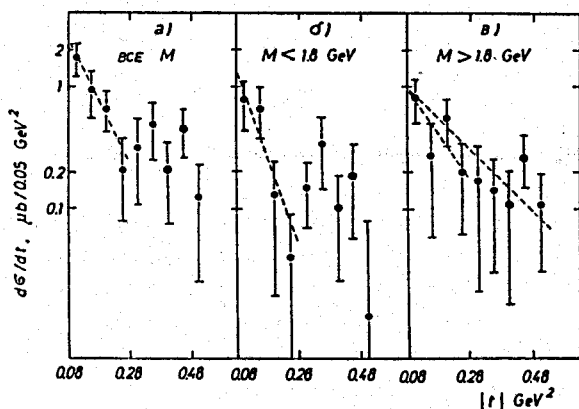


Рис. 6. Распределение $|t|$ для процесса $p \rightarrow \Lambda K^0$; а) для всех масс; б) для $M < 1,8$ ГэВ; в) для $M > 1,8$ ГэВ. Данные приведены с учетом акцептанса. Линии - результаты фитирования экспонентой в области $(0,08-0,28)$ ГэВ². (на рис. в) показан также результат фитирования в области $(0,08-0,53)$ ГэВ²).

сечение можно аппроксимировать функцией $\exp(A+Bt)$, где $B = -(11,4 \pm 3,3) \text{ ГэВ}^{-2}$. В области $(0,28-0,53) \text{ ГэВ}^2$ сечение меняется мало. Зависимость сечения от t сильно связана с массой дифракционной системы. Для масс $M < 1,8$ (рис. 6б) при $|t| \cong 0,28 \text{ ГэВ}^2$ появляется дифракционный минимум и в области $(0,08 - 0,28) \text{ ГэВ}^2$ наклон дифракционного конуса B достигает значения $B = (18,0 \pm 5,5) \text{ ГэВ}^{-2}$. Для больших масс ($M > 1,8 \text{ ГэВ}$) распределение t (рис. 6в) приблизительно монотонно падает. В области $(0,08 - 0,28) \text{ ГэВ}^2$ получается наклон B равный $(8,0 \pm 4,5) \text{ ГэВ}^{-2}$.

г) Наблюдается асимметрия в углах распадов дифракционной системы ΛK^0 . Подъем сечения (рис. 7а) при $\cos\theta \rightarrow 1$ указывает на

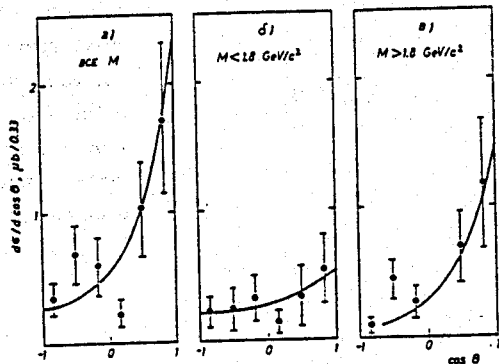


Рис. 7 Распределение полярного угла $\cos\theta$ в системе Готтфрида-Джексона для эксклюзивного процесса $p\bar{p} \rightarrow \Lambda K^0 p$: а) для всех масс M ; б) для $M < 1,8 \text{ ГэВ}$; в) для $1,8 < M < 2,5 \text{ ГэВ}$. Данные приведены с учетом акцептанса.

существование корреляции между направлениями движения исходного нейтрона и дифракционно рожденного гиперона Λ . Этот эффект усиливается с увеличением дифракционной массы M (рис. 7б, 7в). Подъем сечения при $\cos\theta \rightarrow -1$, соответствующий ситуации, когда K мезон вылетает по направлению нейтрона, данными исключен. Сечение как функция азимутального угла ϕ имеет максимум при $\phi = \pi$. (Распределение ϕ на рис. 8 симметризовано относительно значения $\phi = \pi$ имея в виду сохранение четности в процессе $p\bar{p} \rightarrow \Lambda K^0 p$, обусловленном сильным взаимодействием.)

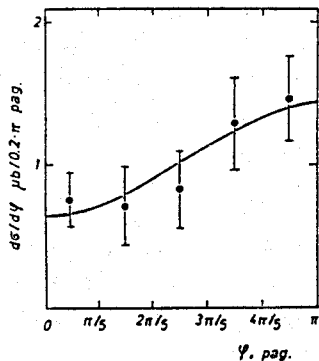


Рис. 8 Распределение азимутального угла ψ в системе Готтфрида-Джексона для эксклюзивного процесса $pp \rightarrow AK^0p$. Данные приведены с учетом акцептанса.

Экспериментальные данные позволили изучить также характеристики инклюзивного рождения системы AK^0 (рис. 9а-9д).

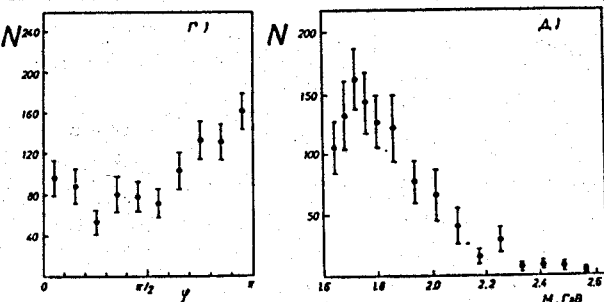
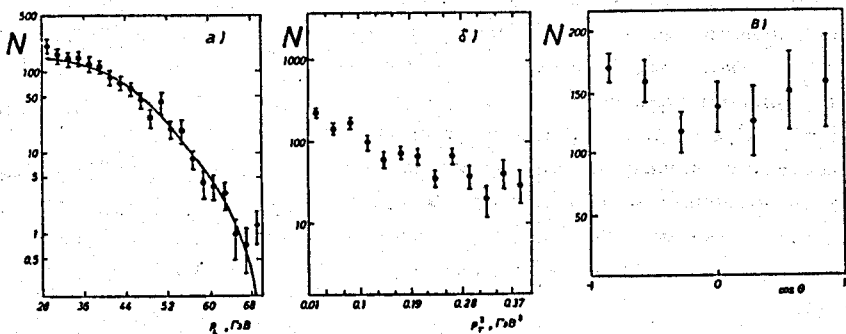


Рис. 9 Распределения, характеризующие инклюзивно рожденную систему AK^0 в процессе $pp \rightarrow AK^0X$, а) Распределение продольного импульса описывается формулой, эквивалентной формуле $\frac{d\sigma}{d^2p_T d\eta} \sim (\alpha \times N e^{-4.5p_T^2}$ с пара-

метром $N=0,06 \pm 0,01$ (Сплошная линия). б) Распределение поперечного

импульса; в) Полярный угол $\cos\theta$ в системе Готтфрида-Джексона; г) Азимутальный угол φ в той же системе; д) эффективная масса ΛK^0 .

Характеры зависимостей сечения от переменной Файнмана x , p_T^2 и $\cos\theta$ отличаются от аналогичных в эксклюзивном канале $pp \rightarrow \Lambda K^0 p$. Анализ p_L -распределения дает при параметризации инвариантного сечения формулой:

$$\frac{\frac{d^3\sigma}{d^3p}}{\frac{d^3\sigma}{E}} \cong \frac{\frac{d^3\sigma}{d^2p_T dx}}{x_T} \sim (1-x)^N e^{-4,5 p_T^2}$$

величину $N = -0.06 \pm 0.01$. Близкая к нулю величина N характерна для инклюзивных распределений лидирующих частиц, обусловленных недифракционными процессами.

По сравнению с эксклюзивным каналом зависимость сечения от p_T^2 слабее ($B = -(4.5 \pm 0.1) \text{ ГэВ}^{-2}$). Распределение $\cos\theta$ для инклюзивной моды изотропно, в отличие от эксклюзивной реакции.

Вычислялись дифференциальные сечения процесса $pp \rightarrow \Lambda K^0 p$ по модели Декка, учитывающей обмен K^0 -мезоном, амплитуда которого имеет следующий вид:

$$A = i \sqrt{2} G u(p_\Lambda) \gamma_5 u(p_n) F(t_{\Lambda n}) M_{Kp}$$

$$F(t_{\Lambda n}) = \exp[(R^2 + \alpha'_k \ln(s_2/s_0)) (t_{\Lambda n} - m_k^2)]$$

$$M_{Kp} = i s_{Kp} \sigma_{Kp} \exp(B_{Kp} t)$$

где G - константа связи нуклона с K -мезоном; $u(p_\Lambda)$, $u(p_n)$ - волновые функции Λ -гиперона и нейтрона; M_{Kp} - амплитуда упругого Kp -рассеяния; F - форм-фактор, который описывает обмен виртуальным K -мезоном и содержит единственный свободный параметр модели - R ; α'_k - наклон траектории Редже для K -мезона; $s_2 = M^2$ - квадрат массы дифракционной системы; $s_0 = 1 \text{ ГэВ}$ - постоянный масштабный фактор; $t_{\Lambda n} = (p_\Lambda - p_n)^2$; $(t_{\Lambda n} - m_k^2)^{-1}$ - пропагатор

K-мезона; $\sigma_{кр}$ - полное сечение Kp- взаимодействия при энергии равной $\sqrt{s}_{кр}$; $V_{кр}$ - наклон конуса при упругом рассеянии Kp.

Модель описывает основные свойства дифракционного процесса $pp \rightarrow \Lambda K^0 p$ (рис. 5-8): распределение эффективных масс M, распределение угла $\cos\theta$ и его связь с массой M, распределение угла φ . Корреляция B-M в модели слабее, чем показывают данные (таблица 1). Для описания дифракционного минимума и его связи с массой требуется применение более сложной модели Декка, учитывающей эффекты перерассеяния.

Таблица 1 Величина наклона дифракционного конуса B, полученная в результате аппроксимации экспоненциальной функцией $\exp^{(A+Bt)}$ в области $0,08 \leq |t| \leq 0,28 \text{ GeV}^2/c^2$, и наклон B, вычисленный на основе модели Декка.

$M \Lambda^0 K^0, \text{ GeV}$	$B, \text{ GeV}^{-2}$	
	эксперимент	модель
1,6-2,5	$11,4 \pm 3,3$	11,2
1,6-1,8	$18,0 \pm 5,5$	12,3
1,8-2,5	$8,0 \pm 4,5$	10,5

Данные о дифракционном процессе $pp \rightarrow \Lambda K^0 p$: полное сечение, распределение массы M, углов $\cos\theta$, φ , существование B-M и $\cos\theta$ -M корреляций, сходны с аналогичными данными дифракционного процесса $pp \rightarrow \Lambda K^+ p$, полученными при различных энергиях налетающей частицы.

Зависимость дифракционных частей сечений процессов $pp \rightarrow \Lambda K^+ p$ и $pp \rightarrow \Lambda K^0 p$ от импульса налетающей частицы (рис. 10) описывается единой функцией $\sigma \sim p_{LAB}^{-\alpha}$, где $\alpha = 0,17 \pm 0,08$, в широком диапазоне p_{LAB} от 5 - 1500 ГэВ.

Проявляется сходство также с процессами дифракционной диссоциации нуклонов в нестранные частицы (процессы типа $NN \rightarrow N\pi N$, где N обозначает нуклон). Интересное различие наблюдается в распределениях $\cos\theta$. Подъем сечения при $\cos\theta \rightarrow -1$,

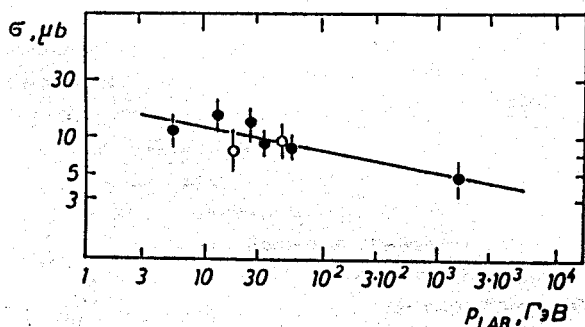


Рис.10 Зависимость сечений дифракционных процессов $pp \rightarrow AK^+ p$ (точки) и $pn \rightarrow AK^0 p$ (кружки) от импульса налетающей частицы. Линия — результат фитирования функцией $\sigma = p_{LAB}^{-0,17}$.

наблюдаемый в процессах $NN \rightarrow N\pi N$, в реакциях с рождением странной пары AK отсутствует. В рамках модели Декка это можно интерпретировать так, что кроме вклада от процесса с мезонным обменом в реакциях $NN \rightarrow N\pi N$ имеются также вклады от процесса с обменом барионом и процесса прямого рождения дифракционной системы из налетающей частицы, а в процессах $NN \rightarrow AKN$ вклады последних двух сокращаются.

В заключении сформулированы основные результаты и выводы:

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ ДИССЕРТАЦИИ

1. Выделен дифракционный процесс $pn \rightarrow \Lambda K^0 p$ в области импульсов налетающего нейтрона 30-70 ГэВ. Это являлось первым выделением и изучением данного канала без вклада от недифракционных механизмов.
2. Измерено сечение процесса $pn \rightarrow \Lambda K^0 p$, которое в области импульсов налетающих нейтронов 30-70 ГэВ (средний импульс 44 ГэВ) составляет $(10,3 \pm 2,5 \pm 2,8) \mu\text{б}$ (первая ошибка статистическая, вторая систематическая). Сечение относится к фазовому объему заключенному внутри границ $p_n \in (30 - 70) \text{ГэВ}$, $M \in (1,6 - 2,5) \text{ГэВ}$, $|t| \in (0,0 - 0,53) \text{ГэВ}^2$, $\cos\theta \in (-1, 1)$, $\varphi \in (0 - 2\pi) \text{рад}$.

В наблюдаемой области 30 - 70 ГэВ сечение σ слабо меняется в зависимости от p_n . Это означает, что в этой области вклад недифракционных механизмов в канал $np \rightarrow \Lambda K^0 p$ пренебрежимо мал.

3. В наблюдаемом фазовом пространстве $p_n \in (30 - 70)$ ГэВ, $M \in (1,6 - 2,5)$ ГэВ, $|t| \in (0,08 - 0,53)$ ГэВ², $\cos\theta \in (-1, 1)$, $\varphi \in (0 - 2\pi)$ рад измерены дифференциальные сечения реакции $np \rightarrow \Lambda K^0 p$: $d\sigma/dM$, $d\sigma/dt$, $d\sigma/d\cos\theta$, $d\sigma/d\varphi$ и наблюдаены корреляции $t - M$, $\cos\theta - M$. Получена величина наклона дифракционного конуса $B = (11,4 \pm 3,3)$ ГэВ⁻² в области $|t| \in (0,08 - 0,28)$ ГэВ²; наблюдаена также корреляция $B - M$. Наблюдаемый дифракционный минимум в области $|t| \approx 0,28$ ГэВ² связан с низкими массами M . Корреляция между направлениями движения нейтрона и Λ -гиперона усиливается с ростом массы M . Все обнаруженные свойства - типичные характеристики дифракционного механизма.

4. Измерены распределения физических величин: x , p_T^2 , $\cos\theta$, M , и φ , характеризующих инклюзивное рождение системы ΛK^0 в реакции $np \rightarrow \Lambda K^0 X$. При аппроксимации инвариантного сечения

$$\frac{d^3\sigma}{E} \approx \frac{d^3\sigma}{d^2p_T dx} = (1-x)^N e^{-4,5 p_T^2}$$

получено значение $N = -0,06 \pm 0,01$. Такая величина характерна для инклюзивных распределений лидирующих частиц, обусловленных недифракционными процессами. Наклон конуса в распределении p_T^2 $B = (4,5 \pm 0,1)$ ГэВ⁻² характеризует более медленное убывание сечения по сравнению с дифракционным процессом $np \rightarrow \Lambda K^0 p$. Корреляция между направлениям движения нейтрона и Λ -гиперона в инклюзивной моде не наблюдается.

5. Проведена модельно независимая коррекция данных на аксептанс установки, который вычисляется как многомерная функция переменных фазового пространства реакции $np \rightarrow \Lambda K^0 p$.

6. Создана программа и проведен расчет дифференциальных сечений дифракционного процесса $np \rightarrow \Lambda K^0 p$ по модели Дакка. Показано, что модель Дакка учитывающая, обмен K^0 -мезоном, описывает основные свойства процесса $np \rightarrow \Lambda K^0 p$.

Основные выводы диссертации опубликованы в работах:

1. Алеев А. Н., ..., Смижанска М. и др. Дифракционная диссоциация нейтронов в ΛK^0 на водороде. ОИЯИ, P1-88-51, Дубна, 1988.
2. Alev A.N., ..., Smizanská M. et al. Diffractive dissociation reaction $np \rightarrow \Lambda K^0 p$ for incident neutron momenta between 30 and 70 GeV. Czechoslovak Journal of Physics, Vol. B41, 1990.