

2601/88

88-51



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

346.50

P1-88-51

ДИФРАКЦИОННАЯ ДИССОЦИАЦИЯ НЕЙТРОНОВ
В $\Lambda^0 K^0$ НА ВОДОРОДЕ
ПРИ ЭНЕРГИИ ОКОЛО 40 ГэВ

Сотрудничество БИС-2: Алма-Ата - Берлин -
Будапешт - Дубна - Москва - Прага -
София - Тбилиси

1988

А.Н.Алеев, В.А.Арефьев, В.П.Баландин, В.К.Бердышев,
В.К.Бирулев, Н.В.Власов, Т.С.Григалашвили, Б.Н.Гуськов,
А.И.Зинченко, И.И.Евсиков, И.М.Иванченко, И.Н.Какурин,
Н.Н.Карпенко, Д.А.Кириллов, И.Г.Косарев, В.Р.Крастов,
Н.А.Кузьмин, М.Ф.Лихачев, А.Н.Максимов, А.Н.Морозов,
П.В.Мойсенз, В.В.Пальчик, А.В.Позе, А.Прокеш, В.Е.Симонов,
Л.А.Слепец, М.Смижанска, Г.Г.Тахтамышев, К.Хиллер, А.С.Чвыров
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

А.А.Локтионов, А.Ф.Камбурян, В.И.Скоробогатова
Институт физики высоких энергий АН КазССР, Алма-Ата

Ю.Клабун, З.Новак, Х.Новак, Х.-Э.Рызек
Институт физики высоких энергий АН ГДР, Берлин-Цойтен

А.С.Белоусов, Я.В.Ваздик, Е.Г.Девицын, М.В.Завертяев,
В.А.Козлов, Е.И.Малиновский, С.Ю.Поташев, С.В.Русаков,
Н.А.Смирнов, Ю.В.Соловьев, А.Р.Теркулов, А.М.Фоменко,
Л.Н.Штарков
Физический институт им.П.Н.Лебедева, Москва

Т.Б.Прогулова, Е.А.Чудаков
Научно-исследовательский институт ядерной физики
Московского государственного университета

М.Вецко, Я.Гладки, М.Новак
Физический институт ЧСАН, Прага

В.Й.Заячки
Высший химико-технологический институт, София

Д.Т.Бурилков, П.К.Марков, П.Т.Тодоров, Р.К.Траянов
Институт ядерных исследований и ядерной энергетики БАН, София

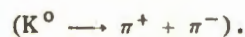
Л.И.Абашидзе, Л.Н.Абесалашвили, Н.С.Амаглобели,
В.П.Джорджадзе, Н.И.Кадагидзе, Р.А.Кватадзе, В.Д.Кекелидзе,
Н.Л.Ломидзе, Г.В.Мелитаури, Г.И.Никобадзе, Т.Г.Пицхелаури,
Г.Т.Татишвили, М.С.Чаргейшвили, Р.Г.Шанидзе
Научно-исследовательский институт физики высоких энергий
Тбилисского государственного университета

В.Д.Чолаков
Пловдивский университет им.П.Хилендарски

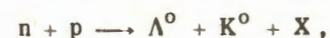
Дифракционные процессы являются важным источником информации о механизме сильных взаимодействий при высоких энергиях. Ранее нами были опубликованы результаты изучения дифракционной диссоциации /ДД/ нейтрона в систему $\Lambda^0 K^0$ на ядрах углерода ¹. В последнее время уделяется значительное внимание изучению редких каналов ДД, связанных с образованием частиц, содержащих странные кварки ².

В данной работе на основе анализа экспериментально зарегистрированных событий взаимодействия нейтронов с водородом сформулированы критерии отбора, позволяющие выделить ДД нейтрона в систему $\Lambda^0 K^0$, и получены характеристики дифракционно возбужденной системы. Эксперимент является частью программы исследования ДД нейтронов на различных мишенях с целью изучения зависимости механизма ДД от атомного номера мишени. Он выполнен с помощью спектрометра БИС-2, который располагается на пучке нейтронов серпуховского ускорителя. Спектр энергий нейтронов в этом пучке приведен в работе ³. Средняя энергия нейтронов для процесса ДД в систему $\Lambda^0 K^0$ составляет около 40 ГэВ. В эксперименте использовалась жидководородная мишень ⁴, толщина водорода в которой равна 2,1 г/см². Мишень была окружена годоскопической системой из 36 сцинтилляционных счетчиков /СОМ/ для регистрации протонов отдачи. Описание детектора СОМ приведено в работе ⁵. В ходе эксперимента на магнитные ленты записывались события, в которых через спектрометр прошло не менее четырех заряженных частиц. Детальное описание спектрометра и условий проведения эксперимента приведено в ⁶.

Представленные в данной работе результаты базируются на изучении 12,5 миллионов зарегистрированных взаимодействий нейтронов с мишенью. Основная цель работы - выделение и анализ реакции



Наряду с изучением реакции /1/ анализировалось инклюзивное образование Λ^0 - и K^0 -частиц в реакции



Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

/2/

где X не является протоном, т.е. реакция /2/ не включает в себя реакцию /1/.

Высокая разрешающая способность спектрометра позволила надежно выделить распады $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ и $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ по инвариантным массам $M_1 = M(p\pi^-)$ и $M_2 = M(\pi^+\pi^-)$. Построено двумерное распределение величин M_1 и M_2 , критерии отбора событий выбраны на основе анализа этого распределения с тем, чтобы получить наилучшее отношение сигнал/фон и вместе с тем оставить возможно большее число событий реакций /1/ и /2/. Разрешение по эффективной массе (FWHM) составляло 4 МэВ/с² для Λ^0 -гиперона и 9 МэВ/с² для K^0 -мезона.

Было отобрано 1969 событий, удовлетворяющих следующим критериям:

1/ событие содержит две вилки без дополнительных треков заряженных частиц;

2/ эффективные массы M_1 и M_2 отличаются от табличных масс Λ^0 - и K^0 -частиц не более чем на 5,0 МэВ/с² и 11,2 МэВ/с² соответственно;

3/ расстояние между траекториями Λ^0 - и K^0 -частиц меньше 1,2 см;

4/ z-координата реконструированной вершины события меньше, чем z-координаты вершин Λ^0 и K^0 /ось z выбрана по направлению движения пучка нейтронов/;

Анализ двумерного распределения / M_1, M_2 / методом наименьших квадратов показал, что при данных критериях 72% от полного числа отобранных событий /т.е. около 1410 событий/ относятся либо к реакции /1/, либо к реакции /2/, а остальные являются фоновыми. В дальнейшем все события, отвечающие критериям 1/-4/, будем называть группой /2/, т.к. большинство из них, как будет показано ниже, соответствует инклюзивной реакции /2/.

Следующие дополнительные критерии, используемые для выделения реакции /1/, связаны с информацией годоскопа СОМ и учитывают как наличие вещества на пути протонов отдачи, так и разрешающую способность годоскопа СОМ по азимутальному углу ψ ;

5/ наличие одного и только одного сигнала в годоскопе;

6/ квадрат поперечного импульса протона отдачи больше 0,08 (ГэВ/с)² /этот критерий необходим из-за поглощения медленных протонов в мишени/;

7/ счетчик годоскопа, давший сигнал, расположен на направлении движения протона отдачи, т.е. $|\Delta| = |\psi - \psi_0| \leq 16^\circ$, где ψ - азимутальный угол вылета протона отдачи, а ψ_0 - угол, соответствующий центру сработавшего счетчика годоскопа СОМ. Величина импульса и направление движения протона отдачи для каждого события вычислялись на основе законов сохранения энергии-

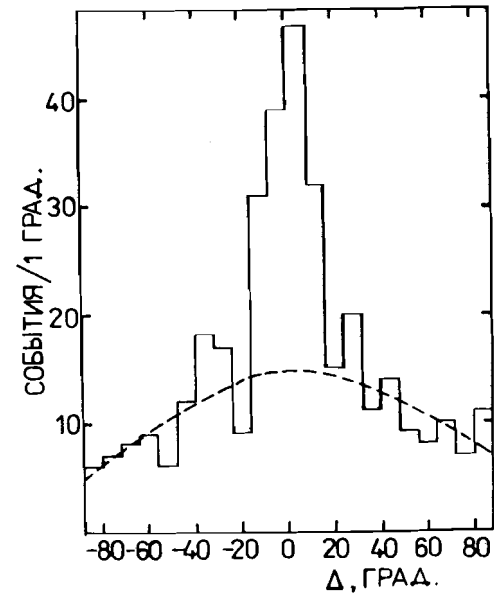


Рис.1. Иллюстрация выделения протона отдачи счетчиками годоскопа СОМ.

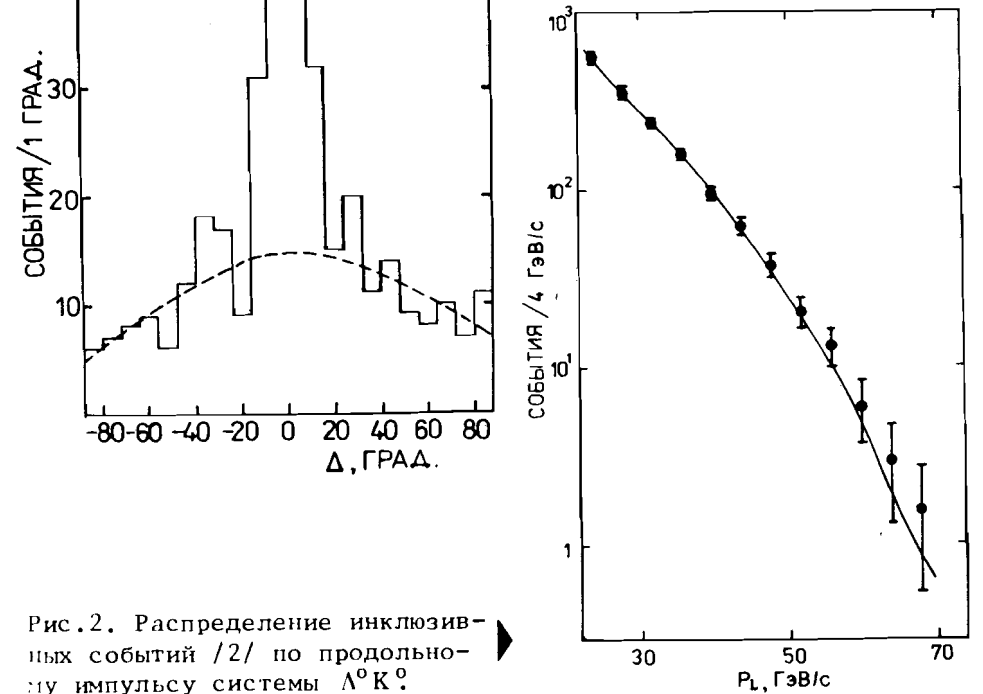
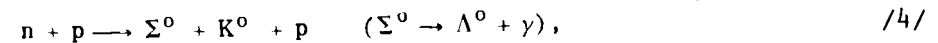


Рис.2. Распределение инклюзивных событий /2/ по продольному импульсу системы $\Lambda^0 K^0$.

импульса в предположении, что $\Lambda^0 K^0$ -частицы образованы в реакции /1/. На рис.1 показано экспериментальное распределение величины Δ для событий, удовлетворяющих критериям 1/ - 6/. Для дальнейшего анализа были составлены 154 события, удовлетворяющие критериям 1/ - 7/. Фон /см. пунктир на рис.1/, аппроксимированный полиномом второй степени, составляет в области сигнала /55·6/ событий, а сигнал - /99±14/ событий.

Методом Монте-Карло были построены распределения величины Δ для процессов ассоциативного рождения Λ^0 и K^0 в реакциях



кинематически близких к реакции /1/.

Анализ моделированных событий показал, что пик в распределении от реакции /3/ практически отсутствует, а от реакции /4/ возникает пик почти такой же ширины, как и от реакции /1/. Таким образом, события, находящиеся в пике над фоном /рис.1/, относятся либо к исследуемой реакции /1/, либо к реакции /4/. Используя данные '8' о сечениях реакций /1/ и /4/ и вычислив методом Монте-Карло эффективности регистрации этих реакций, мы получили, что вклад событий реакции /4/ в зарегистрированные /99±14/ событий составляет /33±22/.

На рис.2 показано распределение продольного импульса ($P_{\text{лб}}$) системы $\Lambda^0 K^0$ с учетом акцептанса установки для событий группы /2/. Сплошная кривая - аппроксимация данных методом наименьших квадратов в предположении, что инклюзивное сечение образования системы $\Lambda^0 K^0$ имеет вид

$$\frac{E}{\sqrt{s}} \cdot \frac{d^2\sigma}{dx dp^2} \sim (1-x)^n \exp(-V_2 \cdot p_T^2),$$

где E - энергия $\Lambda^0 K^0$ компаунда в с.ц.м., s - квадрат полной энергии реакции, а x - переменная Фейнмана. Параметр наклона V_2 принимался равным 4,5 /см. ниже/. Наилучшее описание данных достигается при $n = /0,37 \pm 0,07/$. Эта величина характерна для инклюзивных распределений лидирующих частиц /например: $p \rightarrow p, \pi \rightarrow \pi/$, обусловленных недифракционными процессами '14/. На языке трехреджонной феноменологии им отвечает член RRP, где R - вторичные полюса Редже с $\alpha_R = 0,5$.

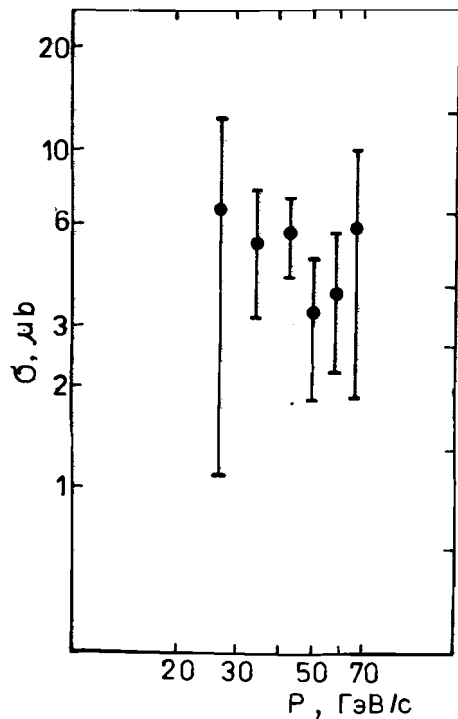


Рис.3. Сечение дифракционной диссоциации $p \rightarrow \Lambda^0 K^0 p$ в зависимости от импульса нейтрона.

На рис.3-7 показаны распределения кинематических величин, характеризующих реакцию /1/. Для сравнения на рис.4-7 приведены распределения тех же величин для событий группы

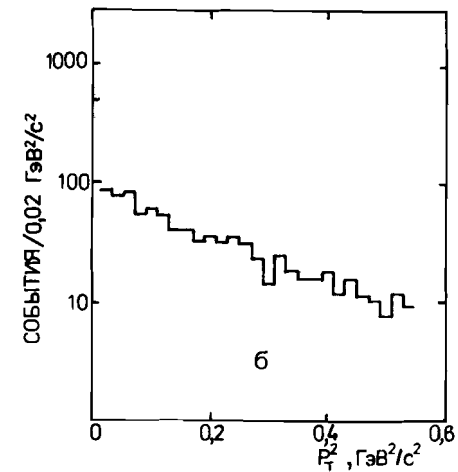
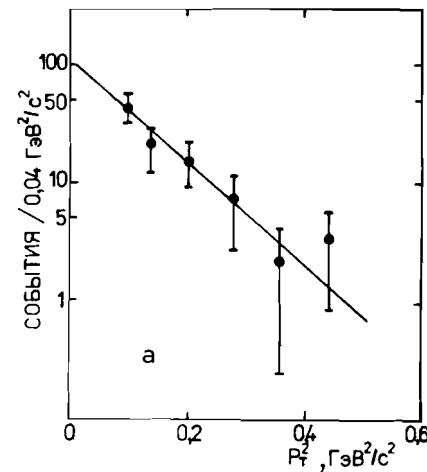
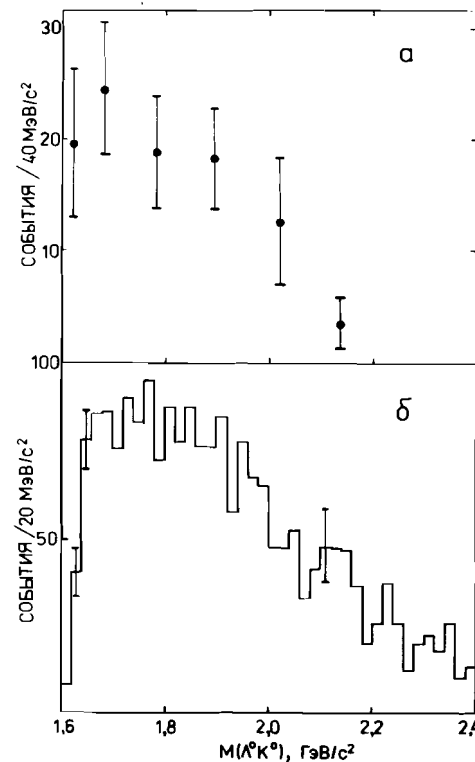


Рис.4. Распределение по квадрату поперечного импульса для дифракционных /а/ и инклюзивных /б/ событий.



/2/. Распределения, относящиеся к реакции /1/, построены на основании 154 событий, удовлетворяющих критериям 1/ - 7/ с учетом акцептанса установки и вычитанием соответствующих фоновых распределений /группа событий /1//. В качестве фоновых событий использовались события, отвечающие критериям 1/ - 4/ и условию $|\Delta| > 18^\circ$, т.е. лежащие вне области пика в распределении на рис.1.

Характерной особенностью дифракционных процессов является их слабая энергетическая зависимость. На рис.3 показано сечение реакции /1/, вычисленное как функция импульса нейтрона. Спектр импульсов

Рис.5. Распределение по эффективной массе системы $\Lambda^0 K^0$ для дифракционных /а/ и инклюзивных /б/ событий.

нейтронов, нужный для вычисления этой зависимости, был получен путем калориметрических измерений ⁷. В пределах точности эксперимента можно считать, что в данном интервале импульсов сечение реакции /1/ постоянно.

Распределения квадратов поперечных импульсов системы $\Lambda^0 K^0$ для двух групп событий аппроксимировались функциями $A_1 \exp(-B_1 \cdot P_T^2)$ и $A_2 \exp(-B_2 \cdot P_T^2)$ соответственно. Для событий группы /2/ параметр наклона $B_2 = /4,5 \pm 0,1/ (ГэВ/с)^{-2}$, что согласуется с зависимостью от P_T^2 для недифракционного рождения ¹⁵. Для событий группы /1/ параметр наклона $B_1 = /10 \pm 2,5/ (ГэВ/с)^{-2}$, что характерно для процесса ДД /см., например ¹⁶/.

В распределениях эффективных масс системы $\Lambda^0 K^0$ для событий обеих групп /рис.5/ различий в пределах точности эксперимента нет, хотя для группы /1/ распределение несколько смещено в область малых масс.

Свойства распада возбужденной системы $\Lambda^0 K^0$ в дифракционных и инклюзивных событиях проявляются в распределениях угловых переменных в системе Готтфрида-Джексона. На рис.6а представлено распределение по углу между Λ^0 -гипероном и нейтроном в системе покоя $\Lambda^0 K^0$ -компаунда для дифракционных событий. Несмотря на небольшую статистику, отчетливо видна направленность вылета Λ^0 -гиперона вперед, т.е. по направлению нейтрона. Угловое распределение такого вида характерно для периферического механизма ДД /т.н. механизма Дека/. В то же время для событий группы /2/ такая направленность отсутствует или выражена очень слабо. Распределения по углу Треймана-Янга для двух групп событий /рис.7/ также отличаются друг от друга. Для дифракционных событий это распределение в пределах ошибок можно считать равномерным. В то же время

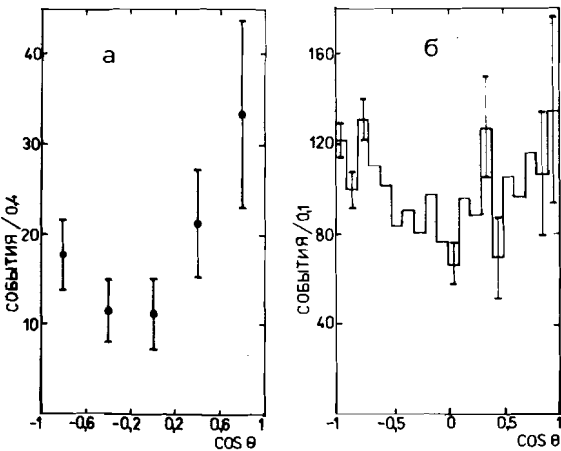


Рис.6. Распределение по косинусу угла вылета в системе Готтфрида-Джексона для дифракционных /а/ и инклюзивных /б/ событий.

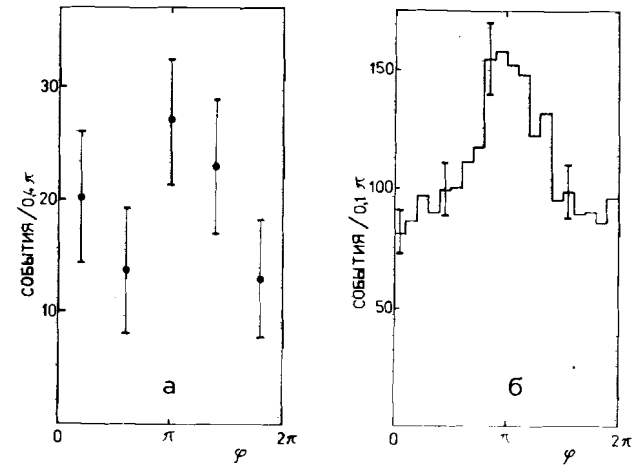


Рис.7. Распределение по азимутальному углу в системе Готтфрида-Джексона для дифракционных /а/ и инклюзивных /б/ событий.

Величина сечения реакции /1/, вычисленная по формуле

$$\sigma = N / (\eta_1 \eta_2 \cdot \Pi \cdot N_A \cdot \rho \cdot \epsilon_1 \cdot \epsilon_2), \quad /5/$$

где N / = 54/ - количество событий, удовлетворяющих критериям 1/ - 7/ за вычетом фоновых процессов /2/, /3/, /4/ и фоновых эксклюзивных процессов $pp \rightarrow \Lambda^0 K^0 p$; $pp \rightarrow K^0 p \pi^- p$; $pp \rightarrow p \pi^+ \pi^-$, η_1 / = $7,2 \cdot 10^{-3}$ / - геометрическая эффективность /включая условия триггера/; η_2 / = $7,1 \cdot 10^{-2}$ / - эффективность восстановления событий программой геометрической реконструкции и фильтрации с учетом потерь из-за критериев 1/ - 7/; Π / = $7,26 \cdot 10^{10}$ / - поток нейтронов, падающих на мишень; N_A - число Авогадро; ρ / = $2,1$ г/см²/ - толщина водородной мишени; ϵ_1 / = $0,64$ /,

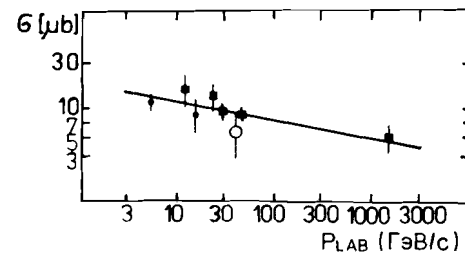


Рис.8. Зависимость сечения реакции /1/ от импульса нейтрона; знаками \bullet обозначены сечения реакции $pp \rightarrow \Lambda^0 K^0 p$, полученные в работе ⁸; знаками \blacksquare обозначены сечения реакции $pp \rightarrow \Lambda^0 K^+ p$, полученные в работах ⁹⁻¹¹; знаком \circ обозначено сечение, полученное в данной работе для реакции $pp \rightarrow \Lambda^0 K^0 p$.

нейтронов, нужный для вычисления этой зависимости, был получен путем калориметрических измерений ⁷. В пределах точности эксперимента можно считать, что в данном интервале импульсов сечение реакции /1/ постоянно.

Распределения квадратов поперечных импульсов системы $\Lambda^0 K^0$ для двух групп событий аппроксимировались функциями $A_1 \exp(-B_1 \cdot P_T^2)$ и $A_2 \exp(-B_2 \cdot P_T^2)$ соответственно. Для событий группы /2/ параметр наклона $B_2 = /4,5 \pm 0,1/ (ГэВ/с)^{-2}$, что согласуется с зависимостью от P_T^2 для недифракционного рождения ¹⁵. Для событий группы /1/ параметр наклона $B_1 = /10 \pm 12,5/ (ГэВ/с)^{-2}$, что характерно для процесса ДД /см., например ¹⁶/.

В распределениях эффективных масс системы $\Lambda^0 K^0$ для событий обеих групп /рис.5/ различий в пределах точности эксперимента нет, хотя для группы /1/ распределение несколько смещено в область малых масс.

Свойства распада возбужденной системы $\Lambda^0 K^0$ в дифракционных и инклюзивных событиях проявляются в распределениях угловых переменных в системе Готтфрида-Джексона. На рис.6а представлено распределение по углу между Λ^0 -гипероном и нейтроном в системе покоя $\Lambda^0 K^0$ -компаунда для дифракционных событий. Несмотря на небольшую статистику, отчетливо видна направленность вылета Λ^0 -гиперона вперед, т.е. по направлению нейтрона. Угловое распределение такого вида характерно для периферического механизма ДД /т.н. механизма Дека/. В то же время для событий группы /2/ такая направленность отсутствует или выражена очень слабо. Распределения по углу Треймана-Янга для двух групп событий /рис.7/ также отличаются друг от друга. Для дифракционных событий это распределение в пределах

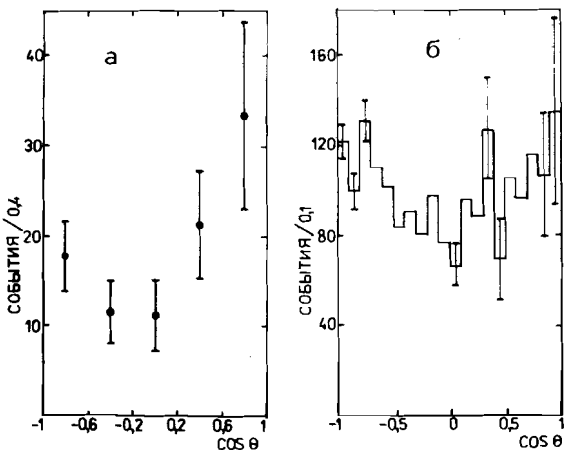


Рис.6. Распределение по косинусу угла вылета в системе Готтфрида-Джексона для дифракционных /а/ и инклюзивных /б/ событий.

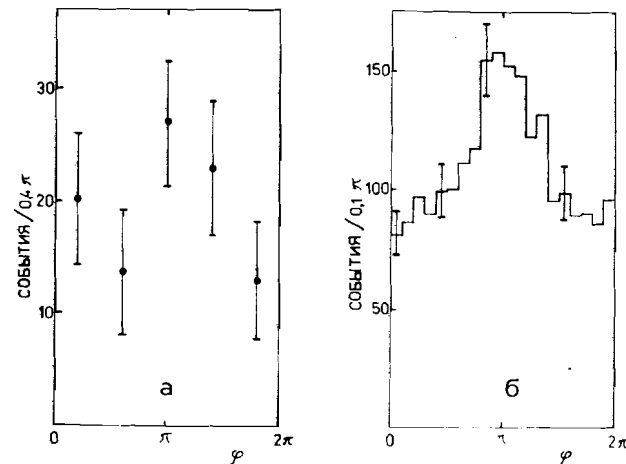


Рис.7. Распределение по азимутальному углу в системе Готтфрида-Джексона для дифракционных /а/ и инклюзивных /б/ событий.

Величина сечения реакции /1/, вычисленная по формуле

$$\sigma = N / (\eta_1 \eta_2 \cdot \Pi \cdot N_A \cdot \rho \cdot \epsilon_1 \cdot \epsilon_2), \quad /5/$$

где $N = /54/$ - количество событий, удовлетворяющих критериям 1/ - 7/ за вычетом фоновых процессов /2/, /3/, /4/ и фоновых эксклюзивных процессов $pp \rightarrow \Lambda^0 K^+ p$; $pp \rightarrow K^0 p \pi^- p$; $pp \rightarrow p \pi^- \pi^+ \pi^-$, $\eta_1 = /7,2 \cdot 10^{-3}/$ - геометрическая эффективность /включая условия триггера/; $\eta_2 = /7,1 \cdot 10^{-2}/$ - эффективность восстановления событий программой геометрической реконструкции и фильтрации с учетом потерь из-за критериев 1/ - 7/; $\Pi = /7,26 \cdot 10^{10}/$ - поток нейтронов, падающих на мишень; N_A - число Авогадро; $\rho = /2,1 \text{ г/см}^2/$ - толщина водородной мишени; $\epsilon_1 = /0,64/$,

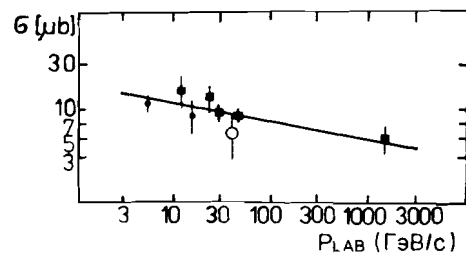


Рис.8. Зависимость сечения реакции /1/ от импульса нейтрона; знаками • обозначены сечения реакции $pp \rightarrow \Lambda^0 K^0 p$, полученные в работе ⁸; знаками ■ обозначены сечения реакции $pp \rightarrow \Lambda^0 K^+ p$, полученные в работах ⁹⁻¹¹; знаком O обозначено сечение, полученное в данной работе для реакции $pp \rightarrow \Lambda^0 K^0 p$.

$\epsilon_0 / = 0,34 /$ - относительные вероятности каналов распадов $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-, K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ соответственно, оказалась равной $/5,3 \pm 2,5 /$ мкб.

Как видно из рис.8, сечение, полученное нами, согласуется с другими экспериментами. Все данные описываются функцией $\sigma \sim p_{\text{лаб}}^{-n} /$ где $n = 0,2$ сплошная прямая на рис.8/, соответствующей медленному убыванию сечения с ростом энергии, характерному для дифракционной диссоциации. Наклон дифракционного конуса $B_1 = /10 \pm 2,5 / (ГэВ/с)^{-2}$, полученный нами для реакции /1/, согласуется с аналогичной величиной, измеренной в реакции $pp \rightarrow \Lambda^0 K^+ p$ при $p_{\text{лаб}} = 24$ ГэВ/с, 50 ГэВ/с и $\sqrt{s} = 47$ ГэВ и 53 ГэВ^{9-11/}. Можно отметить также определенное сходство в распределениях по углу Готтфрида-Джексона для реакции /1/, исследованной в данной работе, и в реакции $pp \rightarrow \Lambda^0 K^+ p$ в работах^{9, 10/}.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проанализировано 12,5 млн взаимодействий нейтронов с водородной мишенью и выделен процесс дифракционной диссоциации $pn \rightarrow \Lambda^0 K^0 p$. Показано, что дифракционное рождение $\Lambda^0 K^0$ -системы составляет небольшую долю /меньше 25%/ от полного сечения образования $\Lambda^0 K^0$ -системы в pn -взаимодействиях. Этот результат существен для построения моделей образования странных и очарованных гиперонов /см., например, работы^{12, 13/} /. Как следует из распределений кинематических величин, динамика дифракционного образования явно отличается от динамики инклюзивного процесса $pn \rightarrow \Lambda^0 K^0 X$. Полученные результаты в общих чертах совпадают с результатами работ^{8-11/}, в которых анализировался процесс ДД в реакциях $pn \rightarrow \Lambda^0 K^0 p$ и $pp \rightarrow \Lambda^0 K^+ p$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Smith A.M. et al. - Phys.Lett., 1985, 163B, p.267.
2. Aleev A.N. et al. PHE 83-1, 1983, Berlin-Zeuthen.
3. Баландин В.П. и др. ОИЯИ, P1-86-403, Дубна, 1986.
4. Борзунов Ю.Т. и др. ОИЯИ, 8-83-191, Дубна, 1983.
5. Арефьев В.А. и др. ОИЯИ, 13-86-391, Дубна, 1986.
6. Айхнер Г. и др. ОИЯИ, 1-80-644, Дубна, 1980.
Максимов А.Н. ОИЯИ, 1-81-574, Дубна, 1981.
7. Алеев А.Н. и др. ОИЯИ, 1-83-910, Дубна, 1983.
8. Ansorge R. et al. - Nucl.Phys., 1976, B103, p.509.
9. Hofmann J. et al. - Nucl.Phys., 1977, B125, p.404.

10. Cleland W.E. et al. - Nucl.Phys., 1984, B239, p.27.
11. Baksay L. et al. - Phys.Lett., 1976, 61B, p.405.
12. Brodsky S.J. et al. - Phys.Lett., 1980, 93B, p.451.
13. Боресков К.Г., Кайдалов А.Б. - ЯФ, 1983, 137, с.174.
14. Albrow M.G. et al. - Nucl.Phys., 1973, B51, p.388.
Morrison D.R.O. CERN/D.P. h11/ Phys.72-19, June, 1972.
15. Гришин В.Г. Инклюзивные процессы в адронных взаимодействиях при высоких энергиях. М.: Энергоиздат, 1982, с.113.
16. Зотов Н.М., Царев В.А. - ЭЧАЯ, 1978, 9, с.650.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 января 1988 года.

Алеев А.Н. и др.

P1-88-51

Дифракционная диссоциация нейтронов
в $\Lambda^0 K^0$ на водороде при энергии
около 40 ГэВ

В эксперименте, проведенном на серпуховском ускорителе, исследован процесс дифракционной диссоциации $np \rightarrow \Lambda^0 K^0 p$ при средней энергии нейтронов 40 ГэВ. Определен параметр наклона дифракционного конуса $B = /10 \pm 2,5/ (ГэВ/с)^{-2}$ и сечение данного канала диссоциации $\sigma = /5,3 \pm 2,5/$ мкб. Полученные данные сравниваются с результатами экспериментов по изучению дифракционной диссоциации в реакции $pp \rightarrow \Lambda^0 K^+ p$ при сравнимых и больших энергиях.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод авторов

Aleev A.N. et al.

P1-88-51

Diffractional Dissociation of Neutrons
in $\Lambda^0 K^0$ on Hydrogen at about 40 GeV
Energy

Diffractional dissociation process $np \rightarrow \Lambda^0 K^0 p$ at 40 GeV neutron average energy has been studied in an experiment at Serpukhov accelerator. Both the diffraction cone slope, parameter $B = /10 \pm 2.5/ (GeV/c)^{-2}$ and cross section of the $\sigma = /5.3 \pm 2.5/ \mu b$ have been measured. The results obtained are compared with the results of diffractional dissociation investigation of similar reaction $pp \rightarrow \Lambda^0 K^+ p$ at the same and higher energies.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988