

ИФВЭ ОЭИПК -- 79 - 182
(~~СЕРП - Е - 77~~)

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

И Ф В Э ОЭИПК
79-182 СЕРП-Е-77

SUBOOL

Ю.И.Арестов, М.Ю.Боголюбский, М.С.Левцкий,
А.М.Монсеев, Д.И.Паталаха
(ИФВЭ, Серпухов, СССР)
А.Живерно, С.Левин, Ж.Ложье, Ж.Прово, М.А.Тюрловер
(Отделение физики элементарных частиц, СЕН, Сакле, Франция)
М.Вальтер, Х.Грабош
(ИФВЭ Академии наук ГДР, Берлин, ГДР)
Ф.Триантис
(ЦЕРН, Женева, Швейцария)
Р.Сиксэль
(Физический институт Технической высшей школы, Лакен, ФРГ)
Б.Бушбек, Дж.Мак-Ноттон
(ИФВЭ Австрийской Академии наук, Вена, Австрия)

ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРЫ СОБЫТИЙ
С МНОГОЧАСТИЧНОЙ ДИФРАКЦИОННОЙ ДИССОЦИАЦИЕЙ
В ЭКСКЛЮЗИВНЫХ РЕАКЦИЯХ
В К⁻p-ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПРИ 32 ГэВ/с
(Сотрудничество Франция-СССР и ЦЕРН-СССР)

Ю.И.Арестов, М.Ю.Боголюбский, М.С.Левшский,
А.М.Моисеев, Д.И.Паталаха
(ИФВЭ, Серпухов, СССР)

А.Живерно, С.Лавиц, Ж.Ложье, Ж.Презо, М.А.Тюрлюер
(Отделение физики элементарных частиц, СЕН, Сакле, Франция)

М.Вальтер, Х.Грабош
(ИФВЭ Академии наук ГДР, Берлин, ГДР)

Ф.Триактис
(ЦЕРН, Женева, Швейцария)

Р.Сиксель
(Физический институт Технической высшей школы, Аахен, ФРГ)

Б.Бушбек, Дж.Мак-Ноттон
(ИФВЭ Австрийской Академии наук, Вена, Австрия)

ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРЫ СОБЫТИЙ
С МНОГОЧАСТИЧНОЙ ДИФРАКЦИОННОЙ ДИССОЦИАЦИЕЙ
В ЭКСКЛЮЗИВНЫХ РЕАКЦИЯХ
В K^- -ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПРИ 32 ГэВ/с
(Сотрудничество Франция-СССР и ЦЕРН-СССР)

Направлено в ЯФ

Авторы

Арастов Ю.И., Боголюбовский М.Ю., Бушбек В., Валтер М., Грабов Х., Живченко А., Лавский М.С.,
 Давид С., Лозка Ж., Моисеев А.М., Мак-Ноттон Дж., Патацка Д.И., Прово Ж., Сиксис Р.,
 Трэнатас Ф., Торшер М.А.

Изучение структуры событий с многократной дифракционной диссоциацией в неслепочных реакциях в K^+p -взаимодействии при 32 ГэВ/с. Серпухов, 1979.
 18 стр. с рис. (ИФВЭ ОЗНИК 79-182, СЕРП-М-77).
 Выпуск 12.

События с одно- или двухвершинной дифракционной диссоциацией выделялись с помощью метода максимального быстрого промывания из конечных состояний $K^+n\pi^+$ и $K^+2\pi^+2\pi^0$ в K^+p -взаимодействии со статистикой 8 событий. Распределения по быстрой и косинус угла Давидсона для K^+ -мезона в системе новой дифракционной системы указывают на отсутствие лидирующего K^+ -мезона, но в соответствующих распределениях для протона наблюдается выраженный эффект лидирующей частицы. Данные по обмену зарядом в странности хорошо согласуются с результатами расчета методом Монте-Карло в предположении статистического распада дифракционной системы.

Abstract

Araстов Ю.И., Боголюбовский М.Ю., Бушбек В., Givernaud A., Grabosh H., Jaugier J.P.,
 Levitsky M.S., Levin S., MacNaughton J., Moiseev A.M., Pataczka D.I., Prevost J.,
 Sixal P., Trinantis F., Torsner M.A., Walter M.

A study of the structure of the events with the Multiparticle Diffraction Dissociation in K^+p Exclusive Reactions at 32 GeV/c. Serpukhov, 1979.

p. 18. (ИФВЭ 79-182, СЕРП-М-77).

Refs. 12.

In the K^+p experiment at 32 GeV/c with a sensitivity of 6 events/ μ b the single- and double-vertex diffractive events are separated for $K^+p\pi^+$ and $K^+p2\pi^+$ final states by the maximum rapidity gap method. The rapidity and $\cos\theta$ Jackson distributions of K^+ -mesons in the rest frame of the hadron diffractive dissociation system demonstrate the absence of the leading K^+ -meson, but an obvious leading particle effect was observed in corresponding proton distributions. The data on strangeness and baryon number flow as well as on the charge transfer are compatible with the results of a Monte-Carlo simulation in which the statistical decay of the diffractive system was assumed.

1. ВВЕДЕНИЕ

В этой работе представлены экспериментальные результаты сравнительного анализа структуры многочастичных систем, образовавшихся в дифракционных процессах типа

$$K^- p \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^-) + p, \quad (1)$$

$$\rightarrow K^- + (\pi^+ \pi^- p), \quad (2)$$

$$\rightarrow (K^- \pi^+ \pi^-) + (\pi^+ \pi^- p), \quad (3)$$

$$\rightarrow (K^- 2\pi^+ 2\pi^-) + p, \quad (4)$$

$$\rightarrow K^- + (2\pi^+ 2\pi^- p) \quad (5)$$

при 32 ГэВ/с. Эти процессы были выделены методом "максимального быстрого промежутка" ^{1/1} из эксклюзивных конечных состояний

$$K^- p \rightarrow K^- \pi^+ \sigma^- p, \quad (6)$$

$$\rightarrow K^- 2\pi^+ 2\sigma^- p. \quad (7)$$

Анализ процессов (1)–(5) в терминах эффективной массы и квадрата переданного 4-импульса был проделан в работе ^{2/2}. В настоящей работе изучаются угловые распределения продуктов распада дифракционных систем (ДС), их распределения по быстрой и поперечному импульсу, а также переход дискретных квантовых чисел: заряда (Q), барионного числа (B) и странности (S).

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОЦЕДУРА

Экспериментальные данные были получены в K^- -эксперименте со статистикой 8 соб/мкб на камере "Мирабель", облученной в пучке сепарированных K^- -мезонов на ускорителе ИФВЭ в Серпухове. В этом эксперименте измерялись события всех топологий, которые затем обрабатывались по стандартной системе программы E-GEOM-GRIND. Методика выделения эксклюзивных каналов описана в предыдущих работах^{/2/}.

Приведенный ниже анализ основан на 3445 событиях реакции (6) и 886 событиях реакции (7), что соответствует сечениям 524 ± 9 и 137 ± 5 мкб. Основной методической трудностью, существенной при выполнении настоящих исследований, является значительное (~20%) количество событий типа (6) и (7), в которых достаточно близкие импульсы K^- и π^- не позволяли однозначно идентифицировать массу каждой из двух отрицательных частиц на основании критериев программы GRIND, что привело к "внутренней" K^-/π^- неоднозначности. Сравнение различных методов учета "внутренней" K^-/π^- неоднозначности показало, что простой выбор гипотезы с лучшей вероятностью является в большинстве случаев достаточно приемлемым решением проблемы^{/2/}. В последующем анализе присваивание масс неоднозначно идентифицированным отрицательным частицам производилось по этому критерию.

Для проверки влияния неверной идентификации массы частиц на распределение продуктов распада были испробованы также другие методы отбора. Например, масса K^- -мезона всегда присваивалась наиболее быстрой из двух отрицательных частиц. При этом было найдено, что различные методы решения проблемы неоднозначности не меняют качественную картину структуры ДС. События с диссоциировавшей протоном не имеют "внутренней" неоднозначности, так как медленные ($p_{\text{лаб}} < 1,2$ ГэВ/с) протоны и π^+ -мезоны были идентифицированы по плотности ионизационных треков. Коррекции на потери событий с очень медленными протонами, которые особенно существенны для реакции (1), были сделаны с помощью экстраполяции t^+ -распределения в точку $t^+ = 0$.

Применяемость метода "максимального быстрого промежутка" для выделения дифракционных процессов из эксклавированных конечных состояний при 32 ГэВ/с подробно анализируется в работе /2/. Однако, так как примесь недифракционных событий может особенно исказить распадные характеристики дифракционных систем, в настоящей работе была проделана дополнительная проверка точности выделения дифракционной компоненты методом "максимального быстрого промежутка". Для этой цели подобный метод отбора был применен к событиям, имеющим лидирующую частицу, которая, однако, не является ни протоном, ни K^- -мезоном. Такие события позволяют определить вероятность появления "максимального быстрого промежутка" между лидирующей и остальными частицами в недифракционных событиях. В результате было установлено, что отбор по "максимальному быстротному промежутку" дает вполне надежные результаты для процессов (1) и (2), обеспечивает достаточно чистое ($c < 10\%$ примеси) выделение процесса (4), но для процесса (5) примеси могут достигать $\sim 25\%$.

Подобная специфическая трудность выделения процесса (5) по сравнению с процессом (4) связана с меньшей плотностью вторичных частиц (в пространстве быстрого) в области фрагментации K^- -мезона по сравнению с областью фрагментации протона в шестичастичных конечных состояниях (7). Чтобы уменьшить примесь недифракционных событий среди выборки, относящейся к процессу (5), в нижеследующем анализе было сделано дополнительное обрезание $M(p4\pi) > 3,5$ ГэВ, которое может вести к потере некоторой части событий от процесса (5). Числа событий, относящихся к процессам (1) и (5) в результате процедуры отбора, описанной выше, и соответствующие сечения приведены в табл. 1.

Таблица 1

Числа событий и сечения исследуемых процессов.

Процесс	Число событий	Сечение (мкб)	
		без поправок	поправленное
$K^- p \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^-) + p$	1694	258 ± 9	282 ± 7
$\rightarrow K^- + (\pi^+ \pi^- p)$	874	148 ± 5	-
$\rightarrow (K^- \pi^+ \pi^-) + (\pi^+ \pi^- p)$	94	15 ± 2	-
$\rightarrow (K^- 2\pi^+ 2\pi^-) + p$	171	28 ± 2	-
$\rightarrow K^- + (2\pi^+ 2\pi^- p)$	103	17 ± 2	-

3. РАСПАДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИФРАКЦИОННЫХ СИСТЕМ

К настоящему времени экспериментальная информация о физической природе многочастичных ДС весьма ограничена^{/3/}. Ряд теоретических моделей^{/4/} предполагает статистический характер их распада, причем распад должен носить преимущественно каскадный характер. Малая величина трехмерной константы связи в дуальной интерпретации также может служить указанием на то, что в области тройного реджевского предела ДС должны содержать резонансные состояния^{/5/}.

Действительно, в ДС ($K^- \pi^+ \pi^-$) большой вклад дают резонансные состояния $\rho_{1,2}^{+,-}$ ^{/2,6/}. Однако вклад резонансных состояний в ДС ($p\pi^+\pi^-$), как это показали детальные исследования при 10-16 ГэВ/с^{/7/} и результаты, полученные при 32 ГэВ/с^{/2/}, существенно меньше. Изучение спектров двухчастичных эффективных масс для ДС ($K^- \pi^+ \pi^-$) и ($p\pi^+\pi^-$) показало, что эти системы примерно в 80% случаев имеют квазидвухчастичные распады $K^{*0}(890)\pi^-$ и $\Delta^{++}(1236)\pi^-$. Однако в спектрах пятичастичных ДС резонанс-

ные пики отсутствуют так же, как в четырехчастичных состояниях от их распада, хотя в малочастичных состояниях видны сигналы от $\bar{K}_{1,2}^0$ -мезонов, \bar{K}^{*0} (890) и Δ^{++} (1236).

3.1. Распределения продуктов распада ДС по быстротам и углам в системе покоя ДС

На рис. 1 показаны распределения по скорости в системе покоя ДС и $\cos \theta_{\beta}$, где θ_{β} - угол Готтфрида-Джексона ^{/8/}, для \bar{K}^{*0} (890) из процесса (1) и Δ^{++} (1236) из процесса (2). Угловые распределения для \bar{K}^{*0} и Δ^{++} были получены на основании угловых распределений ($K^- \pi^+$)-системы в области масс $0,840 < M(\bar{K}^- \pi^+) < 0,940$ ГэВ и ($p \pi^+$)-системы в области масс $1,15 < M(p \pi^+) < 1,3$ ГэВ, поправленных на примесь нерезонансного фона (20% для \bar{K}^{*0} (890) и 35% для Δ^{++} (1236)).

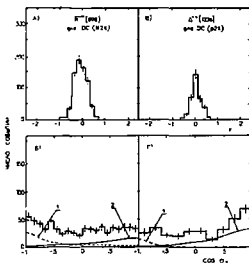


Рис. 1. Распределения по скорости и $\cos \theta_{\beta}$ для \bar{K}^{*0} (890) от распада ДС ($K^+ K^-$) и Δ^{++} (1236) от распада ДС ($p \pi^+$) в системе покоя соответствующей ДС. На рис. 1Б представлены также результаты расчетов для процесса (1) по ДХД-эвграфаме с π -обменом (сплошная линия) и ДХД-эвграфом с K^0 -обменом, а на рис. 1Г - результаты соответствующих расчетов для процесса (2).

Как видно из рис. 1 (А, Б), $\frac{dN}{dy}$ и $\frac{dN}{d(\cos \theta_{\beta})}$ - распределения \bar{K}^{*0} (890)-мезона от лондиздвухчастичного распада дифракционно возбужденного состояния K^- -мезона не имеют эффекта лидирующей частицы. Слабая анизотропия распределения по $\cos \theta_{\beta}$ \bar{K}^{*0} (890)-мезона может быть объяснена

за счет доминирующей роли Q_1^- и Q_2^- -резонансов ^{/8/} с $J^P = 1^+$, в квазидвухчастичных распадах которых преобладает S-волна, и нерезонансного фона от процесса Дрелла-Хинди-Дека ^{/9/} (ДХД), большой вклад которого в образование $(K^- \pi^+ \pi^-)$ -системы с малой эффективной массой показан недавно еще раз в анализе, сделанном в работе ^{/10/}.

На рис. 13 приведены результаты расчетов для диаграмм с π^- -и K^{*0} -обменами (см. рис. 2А), сделанных методом Монте-Карло с использованием мультипериферической рэджезованной амплитуды ^{/11/}. Поскольку относительный вклад отдельных процессов в образование ДС ($K2\pi$) точно не известен, расчетные кривые были примерно отнормированы по полувысотам экспериментальных распределений в областях $\cos \theta_3 = \pm 1$. Эти результаты показывают, что некоторый избыток событий при $\cos \theta_3 < -0,5$ может быть объяснен за счет вклада диаграммы с \bar{K}^{*0} -обменом.

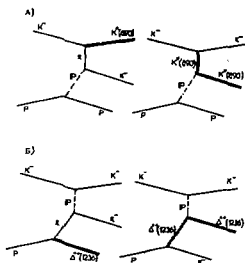


Рис. 2. ДХД-диаграммы: (А) с π^- -и K^{*0} -обменами для процесса (1) и (В) с π^- -и Δ^{*+} -обменами для процесса (2).

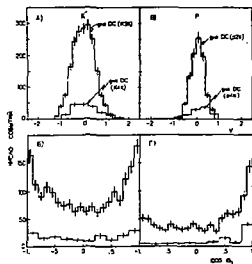


Рис. 3. Распределение по быстрым $\cos \theta_3$ K^- -мезонов от распадов ДС($K2\pi$) и ($K\pi$) и протонов от распадов ДС ($\rho2\pi$) и ($\rho\pi\pi$) в системе покоя соответствующий ДС.

Распределения изобары Δ^{++} (1236) по быстрой и $\cos\theta_{\perp}$ на рис. 1В,Г демонстрируют заметный эффект лидирующей частицы, который хорошо воспроизводится ДХД-диаграммой с π -обменом, показанной на рис. 2Б.

На рис. 3 показаны $\frac{dN}{dy}$ и $\frac{dN}{d(\cos\theta_{\perp})}$ -распределения для K^{\pm} -мезонов из процессов (1) и (4) и протонов из процессов (2) и (5). Распределения K^{\pm} -мезонов из обоих процессов симметричны относительно нуля, и для процесса (4) это может служить указанием на квазистатистический характер распада пятичастичной ДС ($K^{\pm}4\pi$). Распределения по быстрой и $\cos\theta_{\perp}$ протонов из процесса (2) имеют выраженный эффект лидирующей частицы, что является отражением существенного вклада ДХД-диаграммы с π -обменом, приводящего к лидированию изобары Δ^{++} (1236). Распределение протонов из процесса (5) также асимметрично в направлении движения первичного протона, однако параметр асимметрии уменьшается с $A = 0,50 \pm 0,09$ до $A = 0,38 \pm 0,11$ при дополнительном обрезании массы дифракционно возбужденной системы до 3 ГэВ.

Таким образом, нам представляется, что использованная методика выделения событий с дифракционно возбужденным состоянием протона, распадающегося на ($p4\pi$), и недостаточно высокая статистика эксперимента не позволяют однозначно установить, является ли наблюдаемая асимметрия распада дифракционной системы от реакции (5) свойством пятичастичной дифракционной системы, или этот эффект вызван примесью недифракционных событий.

3.2. Распределения по поперечному импульсу.

На рис. 4А,Б показаны распределения по поперечному импульсу для π^{\pm} -мезонов из реакции (1) и (2), а на рис. 4В,Г показаны соответствующие распределения для процессов (4) и (5). В обоих случаях p_{\perp} вычислялось по отношению к направлению вылета ДС. Сплошные линии на этих рисунках показывают результат аппроксимации этих распределений по формуле, следующей из статистической модели

$$\frac{d\sigma}{dp_{\perp}} = A \sqrt{m_{\perp}} \cdot P_{\perp} \cdot \exp(-m_{\perp}/T), \quad (8)$$

где $m_T^2 = p_T^2 + m^2$ и параметр T имеет смысл адронной температуры в статистической модели. Результаты подгонки для параметра T представлены в табл. 2 вместе с величиной χ^2/ND .

Таблица 2

Результаты аппроксимации p_T распределений для π^\pm

Процесс	T (ГэВ)	χ^2/ND
$K^- p \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^-) + p$	$0,113 \pm 0,002$	4,5
$\rightarrow K^- + (\pi^+ \pi^- p)$	$0,111 \pm 0,002$	1,45
$\rightarrow (K^- 2\pi^+ 2\pi^-) + p$	$0,137 \pm 0,004$	2,2
$\rightarrow K^- + (2\pi^+ 2\pi^- p)$	$0,106 \pm 0,004$	0,84

Как видно из рис. 4, распределение по p_T пионов от распада ДС ($K2\pi$) существенно отличается от формы, предсказываемой статистической моделью, что может быть связано с большим вкладом ДХД-механизма в образование состояния (1). В остальных случаях наблюдается согласие статмодели с экспериментальными спектрами в том числе и для пятичастичных распадов.

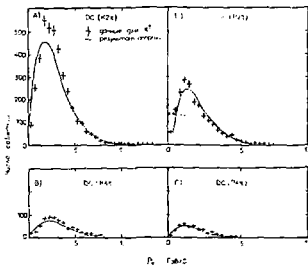


Рис. 4. p_T -распределения π^\pm -мезонов от распада ДС для процессов (1), (2), (4) и (5). Сильными линиями показаны результаты аппроксимации ядерным (8).

3.3. Перенос квантовых чисел при распаде ДС

Другая возможность получения информации о свойствах дифракционно-го механизма заключается в анализе переноса дискретных квантовых чисел между адронами в конечных состояниях, образовавшихся от распада ДС. Эти данные обычно представляются в форме переноса квантовых чисел через последовательные быстротные промежутки между вторичными адронами, упорядоченными в пространстве быстрой. Анализ такого рода был уже проведен для эксклюзивных реакций в K^-p -взаимодействиях при 8,25 ГэВ/с^{19/}, однако в этом эксперименте не производилось выделения дифракционной компоненты.

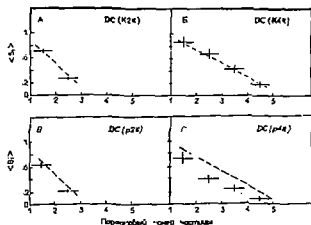


Рис. 5. Распределение переноса $\langle S_1 \rangle$ (А, В) и $\langle S_2 \rangle$ (В, Г) в зависимости от порядкового номера частиц в пространстве быстрой.

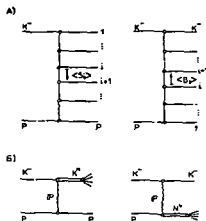


Рис. 6. Расположение вторичных частиц в пространстве быстрой от распада ДС для процессов (1), (4) и процессов (2), (3) (А) и соответствующие диаграммы для механизмов статистического распада звена ДС (В).

На рис. 5А, В показан перенос странности $\langle S_1 \rangle$ вдоль "гребенки" вторичных адронов, упорядоченных в пространстве быстрой, образовавшихся при распаде ДС из процессов (1) и (4). Величина $\langle S_1 \rangle$ для любого быстротного промежутка $\langle i, i + 1 \rangle$ (где i - порядковый номер адрона в "гребенке" в направлении от каонной вершины, см. рис. 6А) была рассчитана как взвешенная сумма событий с K^- -мезоном, имеющим порядковый номер в

гребенке $\geq (i + 1)$, огнормированная на сечение соответствующего процесса. Для сравнения на этом же рисунке приведены результаты расчета методом Монте-Карло. Эти расчеты были проведены в предположении, что взаимодействие вне массовой поверхности поперона и первичного K^- -мезона приводит к образованию "резонансного" состояния с массой и шириной, качественно описывающими экспериментальное распределение эффективных масс соответствующей (рис. 8В) ДС-системы, которое затем претерпевает статистический распад.

Хорошее совпадение экспериментальных данных с вычисленной зависимостью, приведенной на рис. 5А,Б (пунктирная линия), показывает, что экспериментально наблюдаемый перенос странности между вторичными адронами от трех- и пятичастичного распада дифракционно возбужденных состояний K^- -мезона согласуется с предположением о статистической природе их распада.

На рис. 5В,Г показано распределение переноса барионного числа $\langle B_1 \rangle$ вдоль последовательных быстрых промежутков между вторичными частицами от распада ДС из процессов (2) и (5), упорядоченными в пространстве быстрых, отсчет которых ведется от барионной вершины (рис. 6В). Вычисление значений $\langle B_1 \rangle$ для любого быстрого промежутка проводилось так же, как величин $\langle S_1 \rangle$ для дифракционной диссоциации каона. Пунктирными кривыми показаны результаты расчетов для статистического распада дифракционных систем, сделанные по диаграммам, изображенным на рис. 6Г в тех же предположениях, что и описанные выше расчеты для реакций (1) и (4). Как видно из рис. 5Б, наблюдается достаточно хорошее согласие со статистическим описанием распада трехчастичной системы, тогда как для распада пятичастичной системы вероятность переноса барионного числа вдоль "гребенки" несколько меньше ожидаемой.

В табл. 3 приведены экспериментальные значения для относительной вероятности различных величин переноса заряда ΔQ , определенного как

$$\Delta Q = \sum_{j=1}^i (Q_j - Q_B) = \sum_{j=i+1}^n (Q_j - Q_1) \quad (9)$$

Таблица 3

Вероятности переноса различных величин через быстрый промежуток

Процесс	ΔQ	-2	-1	0	1	2	3
$K^- p \rightarrow (K^+ \pi^+ \pi^-) + p$	Предсказание	-	0,17	0,33	0,33	0,17	-
	Эксперимент	-	$0,22 \pm 0,01$	$0,33 \pm 0,01$	$0,28 \pm 0,01$	$0,17 \pm 0,01$	-
$\pi^+ (K^- 2\pi^+ 2\pi^-) + p$	Предсказание	0,025	0,175	0,3	0,3	0,175	0,025
	Эксперимент	$0,022 \pm 0,008$	$0,167 \pm 0,017$	$0,278 \pm 0,023$	$0,300 \pm 0,024$	$0,169 \pm 0,019$	$0,034 \pm 0,007$

Таблица 4

Процесс	ΔQ	-3	-2	-1	0	1	2
$K^- p \rightarrow K^+ (\pi^+ \pi^- p)$	Предсказание	-	0,17	0,33	0,33	0,17	-
	Эксперимент	-	$0,15 \pm 0,01$	$0,3 \pm 0,01$	$0,35 \pm 0,02$	$0,20 \pm 0,01$	-
$\pi^- K^+ (2\pi^+ 2\pi^- p)$	Предсказание	0,025	0,175	0,3	0,3	0,175	0,025
	Эксперимент	$0,019 \pm 0,007$	$0,150 \pm 0,020$	$0,261 \pm 0,028$	$0,308 \pm 0,031$	$0,224 \pm 0,026$	$0,041 \pm 0,010$

через любой быстрой интервал между адронами от распада ДС из процессов (1) и (4). Для сравнения в этой же таблице приведены вероятности ΔQ , рассчитанные для этих систем в предположении произвольного распределения заряженных частиц. Для процесса (1) имеется некоторое расхождение только в вероятностях переноса $\Delta Q = -1$, тогда как для процесса (4) наблюдается хорошее согласие для всех ΔQ , включая $\Delta Q = +3$.

В табл. 4 приведены экспериментальные и расчетные вероятности для различных ΔQ в процессах (2) и (5), которые хорошо согласуются между собой. Сравнение этих результатов с выводами, сделанными выше из анализа переноса S и B , показывает, что перенос заряда является величиной менее чувствительной к механизмам образования частиц, чем $\langle S_1 \rangle$ и $\langle B_1 \rangle$.

Таким образом, результаты исследования структуры ДС, проведенные различными методами, показывают, что угловые распределения частиц от распада ($K2\pi$) и ($p2\pi$) ДС трудно воспроизвести без привлечения D^0 -диграмм, в то время как перенос странности и барионного числа в них происходит как при статистическом распаде. Характеристики пятичастичной ДС ($K4\pi$) хорошо согласуются с предположением о ее статистическом распаде, что подтверждает предсказания, сделанные в работе^{/4/}. Недостаточно надежное выделение ДС ($p4\pi$) не позволяет сделать определенного вывода о механизме ее образования и распада.

ЛИТЕРАТУРА

1. G.Otter et al. Nucl. Phys., 887, 1 (1975);
U.Idschok et al. Nucl. Phys., B140, 365 (1978).
2. France-USSR and CERN-USSR Collaborations. Diffractive Dissociation in the Inclusive K^+p Reactions at 32 GeV/c, European Conf. on Particle Physics, Budapest, 1977.
3. U.Kirk et al. Nucl. Phys., B140, 109 (1978);
V.Blobel et al. Nucl. Phys., B92, 221 (1975).
4. S.Pokorski, L.Van Hove. Nucl. Phys., B30, 379 (1973);
R.Margolis. Phys. Rev., 9D, 653 (1974).
5. M.Jacob, R.Slansky. Phys. Lett., 37B, 408 (1971).
6. G.W.Brandenburg et al. Phys. Rev. Lett., 36, 703 (1976).
7. G.Otter et al. Nucl. Phys., B139, 365 (1978).
8. K.Gottfried, J.D.Jackson. Nucl. Cim., 34, 735 (1964).
9. S.D.Drell, K.Hida. Phys. Rev. Lett., 7, 199 (1961);
R.Deck. Ibid., 13, 169 (1964).
10. J.-L.Basdevant and E.L.Berger. Preprint ANL-HEP-PR-78-28 (1978).
11. C.Milechin et al. Suppl. Nuovo Cim., 8, 770 (1956).
12. H.Rohringer et al. Preprint HEP VIII/1977.

Рукопись поступила в издательскую группу
11 ноября 1978 года.



Цена 8 коп.

© - Институт физики высоких энергий, 1978.
Издательская группа И Ф В Э
Заказ 48, Тираж 280, 0,7 уч.изд.л. Т-20473.
Декабрь 1978. Редактор Н.В. Ежале.