

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Э-941

1-90-471

ЭФЕНДИЕВ
Алескер Алекперович

УДК 539.126

**КОГЕРЕНТНОЕ ОБРАЗОВАНИЕ
СТРАННЫХ БОЗОННЫХ РЕЗОНАНСОВ
В ПРОЦЕССЕ ДИФРАКЦИИ K^- -МЕЗОНА
В $K^- \pi^+ \pi^+$ -СИСТЕМУ НА ЯДРАХ**

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 ядерных проблем
Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук

О.А.Займидорога

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук

С.В.Мухин

кандидат физико-математических наук

В.Л.Коротких

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Институт физики высоких энергий, Серпухов.

Защита диссертации состоится "____" _____ 1991 г.

в _____ часов на заседании специализированного Совета
Д-047.01.03 при Лаборатории ядерных проблем Объединенного
института ядерных исследований, г.Дубна Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан "____" _____ 1990 г.

Ученый секретарь специализированного Совета

доктор физико-математических наук

Ю.А.Батусов

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы. В адрон-ядерных взаимодействиях одним из важных процессов при высоких энергиях является дифракционное образование системы адронов, когда ядро после взаимодействия остается в своем первоначальном основном состоянии. Рождаемая тяжелая адронная система является продуктом диссоциации начального адрона на ядре-мишени.

В процессе неупругой дифракционной диссоциации отчетливо проявляются волновые свойства взаимодействующих объектов, и по основным свойствам она схожа с процессом упругого взаимодействия.

Важной особенностью данного процесса является возможность исследования парциально-волновой структуры рожденной адронной системы, так как в t -канале доминирует обмен с квантовыми числами вакуума (полюс Померанчука). Вследствии этого, для случая мезон-ядерного взаимодействия, волновые состояния конечной бозонной системы обладают "ненатуральной" спин-четностью: $\Delta P = (-1)^{\Delta J}$, где ΔP и ΔJ есть изменения четности и полного спина.

В массовые спектры парциально-волновых состояний конечной бозонной системы дают вклады как прямое рождение резонансных состояний, так и нерезонансный механизм диссоциации начального мезона.

Большая передача энергии (~ 1 ГэВ) рожденной системе при малой поперечной передаче ядру-мишени предоставляет уникальную возможность изучать в данных процессах резонансные возбуждения составной структуры диссоциирующего мезона: как орбитальные

возбуждения, так и, что более ценно, возбуждения по главному квантовому числу — радиальные возбуждения.

Высокая степень когерентности волновых состояний и сильная поляризация конечного состояния, а также, роль ядра как фильтра, преимущественно пропускающего резонансную компоненту, являются основными достоинствами процесса неупругой дифракционной диссоциации на ядрах, как инструмента для изучения спектроскопии кварк-антикварковой системы из легких кварков.

Целью настоящей работы являлось экспериментальное исследование образования странной бозонной $K^* \pi \pi^+$ -системы, рожденной в процессе дифракционной диссоциации 40-гэВных K^- -мезонов на ядрах. Получение дифференциальных и полных когерентных сечений процесса для ядер Be, Si, Ag и Pb , а также осуществление парциально-волнового анализа $K^* \pi \pi^+$ -системы и определение резонансных свойств различных парциальных волн.

Практическая ценность и научная новизна. Впервые проведено экспериментальное исследование возбуждений (как орбитальных, так и радиальных) кварковой структуры K^- -мезона в процессе его дифракционной диссоциации в $K^* \pi \pi^+$ -систему на ядрах при высоких энергиях. В диссертации предложен и обоснован новый способ проведения парциально-волнового анализа $K^* \pi \pi^+$ данных, полученных в эксперименте без идентификации типа двух отрицательно-заряженных мезонов в конечном состоянии реакции.

Получены дифференциальные и интегральные когерентные сечения процесса для ядер Be, Si, Ag и Pb . Определена A -зависимость полного когерентного сечения. Осуществлен парциально-волновой анализ и определено волновое содержание $K^* \pi \pi^+$ -системы, поведение интенсивностей и относительных фаз различных волн в зависимости от рожденной массы $M_{K\pi\pi}$.

В рамках унитарной K -матричной резонансной модели связанных каналов проведено описание наблюдаемых свойств парциальных волн, определены параметры резонансов и относительные вклады их образования в сечение процесса. Установлено, что в исследуемом процессе образуются два аксиально-векторных резонанса $Q_a(1400)$ и $Q_b(1300)$, физические состояния которых являются смесью $SU(3)$ -чистых октетных состояний с $J^{PC} = 1^{++}$ и $J^{PC} = 1^{+-}$.

В псевдоскалярном состоянии обнаружен резонанс $K'(1460)$, распадающийся по сильному каналу на EK и $K^* \pi$ системы.

Наблюдение данного резонанса с квантовыми числами налетающего в реакции K^- -мезона непосредственно свидетельствует о составной структуре наилегчайшей странной частицы — каона.

В рамках кварковой теории мезонов наблюдаемый резонанс K' является радиальным возбуждением странной кварк-антикварковой системы. Величина относительного вклада рождения K' в сечение образования 0^- -волны равна 0,27.

Полученные данные о резонансных свойствах странной бозонной $K^* \pi \pi^+$ -системы, когерентно образованной на ядре, могут способствовать более глубокому пониманию мезон-ядерного взаимодействия, механизма возбуждения кварковой структуры мезонов и характера потенциала взаимодействия легких кварков на больших межкварковых расстояниях.

Детальное исследование спектра возбуждений адронов является одним из основных источников сведений о непертурбативных эффектах в квантовой хромодинамике.

Апробация результатов и публикации. Результаты, приведенные в диссертации, докладывались и обсуждались на научных семинарах Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ, на международных рабочих совещаниях по эксперименту МИС ОИЯИ, докладывались и были представлены

на симпозиуме и конференции по физике высоких энергий (г. Либлице ЧССР, 1986; г. Упсала Швеция, 1987).

По материалам диссертации опубликовано 6 работ.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из Введения, четырех глав, и Заключения. Содержит 101 страницу машинописного текста, включая 44 рисунка, 7 таблиц и список цитируемой литературы из 51 ссылки (или 72 наименований).

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во Введении изложена актуальность исследуемой проблемы, дается определение процесса неупругой дифракционной диссоциации, описана структура диссертации.

В первой главе определяется предмет настоящего исследования, обсуждаются кинематические свойства процесса неупругой дифракции на ядрах, вводится понятие когерентности процесса, ведущее к определенным правилам отбора по спину и четности для вновь рожденной в реакции мезонной системы. Приведено краткое описание основных элементов спектрометра, а также экспериментальных условий набора данных исследуемого процесса $K^+A \rightarrow K^+\Pi^+\Pi^+A$. Изложена экспериментальная ситуация по исследованию возбуждений кварковой структуры мезонов.

В процессе дифракционной диссоциации адрона на ядре, когда ядро после взаимодействия остается в своем первоначальном состоянии, в дифференциальном сечении по 4^X -передаче импульса ядру-мишени наблюдается дифракционная картина с характерным пиком при малых передачах. То есть взаимодействие на ядре происходит как на целом объекте, и в этом случае ядерные силы, связывающие нуклоны внутри ядра, сохраняют его целостность. Величина передачи ограничивается влиянием форм-фактора ядра.

Из общей структуры амплитуды неупругой дифракции адрона на ядре следует, что в когерентный процесс (когда амплитуда процесса на ядре есть когерентная сумма амплитуд процесса происходящего на отдельных нуклонах ядра) только спин- и изотопспин-независимые амплитуды дают вклад в полную амплитуду процесса дифракции. Основная доля когерентных событий находится в области передач ядру, определяемой условием $qR < 1$, где R - радиус ядра, q - передача. Данное условие вытекает из требования малости относительного фазового сдвига для амплитуд процессов на отдельных нуклонах ядра (условие когерентности процесса), что в свою очередь приводит к строгим правилам отбора для механизма образования вторичной адронной системы. А именно, доминирование поперечного обмена в реакции при малых передачах ведет к преимущественному образованию волновых состояний с "ненатуральной" спин-четностью: $0^-, 1^+, 2^-, \dots$

В процессе когерентной диссоциации K^- -мезона в $K^-\Pi^+\Pi^+$ -систему большая передача энергии (~ 1 ГэВ) рожденной системе при малой поперечной передаче ядру позволяет изучать орбитальные и радиальные возбуждения кварковой системы налетающего K^- -мезона. Для мезонов из легких кварков (u, d, s) экспериментальная информация об их радиальных возбуждениях, существование которых предсказывается составными и дуально-резонансными моделями адронов, значительно беднее и менее определена в сравнении с аналогичным для мезонов из тяжелых кварков (ψ/ψ и Υ). В §1.3 кратко описана экспериментальная ситуация данного вопроса к моменту настоящего исследования.

В §1.4 приведено описание общей схемы установки МИС ОИЯИ и её основных узлов, а также процедуры обработки полученной фимьмовой информации.

Во второй главе приведены дифференциальные сечения процесса дифракционного образования $K\bar{P}\Pi^+$ -системы на ядрах: Be , Cu , Ag и Pb (рис.1), а также A -зависимость полного когерентного сечения (рис.2). Сечения получены в области эффективных масс рожденной $K\bar{P}\Pi^+$ -системы $1,08 + 1,56$ ГэВ/ c^2 .

В дифференциальных сечениях отчетливо проявляется дифракционная картина взаимодействия, а также зависимость сечения от атомного номера ядра-мишени. Полученные сечения удовлетворительно описываются моделью многократного рассеяния, включающей как когерентный, так и некогерентный процесс $K\bar{P}\Pi^+$ образования.

Установлено, что относительный вклад некогерентных событий в сечение процесса уменьшается с ростом атомного номера ядра ($\sim 20\%$ для ядра Be и $\sim 1,8\%$ для ядра Pb). Интерсепт сечения, полученный из анализа дифференциальных сечений путем их экстраполяции в $t' \rightarrow 0$, подчиняется зависимости $A^{4/3}$ (рис.3), что отражает периферичность взаимодействия в исследуемом процессе. Интерсепт некогерентного сечения ведет себя как $\sim A^{1/3}$, что согласуется с представлением о природе некогерентных событий как событий образованных на отдельных нуклонах ядра.

Дифракционный максимум хорошо описывается экспоненциальной зависимостью $\exp(-Bt')$ с величиной наклона B равной: ~ 60 (ГэВ/ c) 2 для Be , ~ 180 (ГэВ/ c) 2 для Cu ; ~ 250 (ГэВ/ c) 2 для Ag и ~ 320 (ГэВ/ c) 2 для Pb . Когерентная область передач определялась условием $t' < t'^*$, где t'^* - положение первого дифракционного минимума в дифференциальном сечении, равная: $0,04$ (ГэВ/ c) 2 для Be , $0,02$ (ГэВ/ c) 2 для Cu , $0,01$ (ГэВ/ c) 2 для Ag и $0,008$ (ГэВ/ c) 2 для Pb .

В третьей главе рассмотрен метод парциально-волнового анализа (ПВА) применительно к $K\bar{P}\Pi^+$ -системе. Подробно описана общая структура полной амплитуды процесса и амплитуды распада рожденного объекта на три мезона: K^+ , Π^+ , Π^+ .

Метод парциально-волнового анализа основан на описании плотности распределения экспериментальных событий в полном фазовом пространстве реакции набором парциальных амплитуд трехмезонной системы (Ascoli G. et al., Phys. Rev. Lett., 1973, D7, 669). Рожденная $K\bar{P}\Pi^+$ -система в состоянии со спин-четностью J^P и проекцией спина M на ось квантования рассматривается как квазидвухчастичная система: димезонный резонанс со спином j и мезон с относительным орбитальным моментом L (так называемое, изобарное приближение). Сохранение четности в исследуемом процессе позволяет выразить элементы матрицы плотности парциальных трехмезонных состояний через собственные состояния оператора отражения в плоскости рождения, то есть через состояния с определенной "натуральностью". Матричный элемент процесса с учетом разложения полной амплитуды по парциально-волновым состояниям имеет вид:

$$W(t, M_{K\bar{P}\Pi}^2, S_1^2, S_2^2, L, j, \theta) = \sum_{J^P M \eta} M^{J^P M \eta} \rho_{J^P M \eta}^{j' P' M' \eta'} (M^{j' P' M' \eta'})^*$$

Матрица плотности $\rho_{J^P M \eta}^{j' P' M' \eta'}$ описывает рождение парциальных $K\bar{P}\Pi^+$ -состояний $|J^P M \eta\rangle$, а амплитуда $M^{J^P M \eta}$ раскладывается на сумму по амплитудам $M^{J^P M \eta L j(\eta)}$ распада состояния $|J^P M \eta\rangle$ на димезон со спином j и "холостой" мезон с относительным орбитальным моментом L :

$$M^{J^P M \eta} = \sum_{L j(\eta)} C^{J^P L j(\eta)} M^{J^P M \eta L j(\eta)}$$

где n - индекс, указывающий в какой димезонной системе ($K\Pi^+$ или $\Pi\Pi^+$) наблюдается данный димезонный резонанс со спином j .

ПВА проводится в системе координат Готфрида-Джексона: когда ось квантования направлена по направлению падающего мезона в системе покоя трех мезонов.

Описание плотности распределения экспериментальных событий осуществляется в фазовом пространстве кинематических переменных:

$\tau = (m_{K\pi}^2, m_{\pi\pi}^2, \alpha, \cos\Theta, j)$ с помощью обобщенного метода максимального правдоподобия с логарифмической функцией вида:

$$\mathcal{L} = \sum_{i=1}^{N_{\text{экс.}}} \log W(\tau_i) - N_{\text{экс.}} \int W(\tau) A(\tau) d\tau$$

Функция $A(\tau)$ есть эффективность регистрации событий τ , включающая как геометрическую эффективность, так и другие селекционные события при отборе их для включения в ПВА. Искомыми параметрами являются элементы матрицы плотности ρ и коэффициенты разложения C , являющиеся в общем случае комплексными величинами и дающие информацию об интенсивностях парциальных состояний и их относительных фазах.

В §3.4 данной главы обсуждается предложенная процедура применения метода ПВА для анализа данных, полученных в эксперименте без идентификации типа вторичных частиц, образующихся в исследуемой реакции. Дано обоснование предложенной процедуры и приведены результаты проверки её справедливости, полученные для сгенерированных данных.

Отсутствие экспериментальной идентификации типа вторичных мезонов приводит к двум кинематическим гипотезам для каждого события, соответствующим двум возможностям присвоения масс m_K и m_{π} соответственно двум отрицательно-заряженным вторичным

мезонам при кинематическом фите события. В качестве критерия отбора гипотезы события для включения её в ПВА был предложен и применен критерий преимущественного лидирования вторичного K^- -мезона (лидирование S -кварка) относительно Π^- -мезона. Справедливость данного критерия и его эффективность были определены на сгенерированных данных с использованием матричного элемента процесса на водороде. Установлено, что эффективность данного критерия равна $\sim 75\%$, а наличие 25%-го вклада ложноинтерпретируемых событий в данных, при проведении ПВА ведет к сильному искажению истинных свойств парциальных волн и, кроме того, к имитации присутствия ряда волн, реально отсутствующих в исходных данных. Примерно 10% событий не могут быть описаны никакими возможными парциальными амплитудами. Поэтому для анализа экспериментальных данных был предложен метод статистического вычитания совокупности ложных гипотез в функции максимального правдоподобия при проведении ПВА. Модифицированная логарифмическая функция максимального правдоподобия принимает вид:

$$\mathcal{L} = \sum_{i=1}^{N_{\text{экс.}}} \log W(\tau_i) - K \sum_{j=1}^{N'} \log W(\tau_j) - \int W(\tau) A(\tau) d\tau$$

где в первом члене сумма взята по всем экспериментальным событиям, гипотезы которых отобраны по критерию, во втором члене - по совокупности ложных гипотез, оценка которых получена из сгенерированных данных, K - величина, приводящая в соответствие полное число экспериментальных событий к полному числу сгенерированных событий. Функция эффективности регистрации событий $A(\tau)$ включает как геометрическую эффективность, так и учитывает отсутствие в анализе событий, у которых импульс Π^- -мезона больше импульса вторичного K^- -мезона.

Корректность данной процедуры "вычитания" ложных гипотез при проведении ПВА проверена на сгенерированных данных. Установлено, что предложенный метод анализа волновой структуры $K^- \Pi \Pi^+$ -событий, полученных в эксперименте без идентификации типа вторичных частиц и, как следствие, наличие $(K^- - \Pi^-)$ -неоднозначности в экспериментальных данных, позволяет извлекать истинную информацию о парциально-волновой структуре $K^- \Pi \Pi^+$ -событий.

В качестве оценки распределения ложных гипотез в экспериментальных данных используется распределение, полученное из сгенерированных данных процесса на водороде с поправкой на эффект ядерного форм-фактора.

В четвертой главе приведены общие характеристики исследуемого процесса, результаты ПВА и исследования резонансных свойств парциальных волн. Программа ПВА была модифицирована с учетом изложенной выше процедуры статистического вычитания ложных гипотез.

Анализ проведен для пяти ядер: Be , Al , Ca , Ag и Pb совместно в области КПП-масс $1,08 + 1,56$ ГэВ/с² с шагом 60 МэВ и для передач $t' < t'^*$, то есть для области передач, где доминирует когерентный механизм КПП-рождения. Полное число событий, вошедших в ПВА, составило 15076 событий исследуемого процесса.

На рис. 4+6 приведены распределения по массам $M_{K\pi\pi}$, $M_{K\pi}$ и $M_{\pi\pi}$ для экспериментальных событий гипотезы которых были отобраны по критерию лидирования K^- -мезона, а также распределения, полученные из последних путем вычитания вклада ложных гипотез, оценка распределений которых получена из сгенерированных водородных данных. В спектре масс $M_{K\pi}$ отчетливо виден интенсивный сигнал от векторного резонанса $K^*(890)$ и малоинтенсивный вклад тензорного резонанса $K^{**}(1420)$. В спектре дипионной массы $M_{\pi\pi}$ на фоне широкого распределения виден вклад от ρ^0 -мезона.

Определение набора парциальных волн, необходимого для описания экспериментальных данных, является итерационной процедурой и было осуществлено для каждого 60-мэвного интервала независимо.

Согласно закону сохранения спина и четности, в димезонную систему $K^- \Pi^+$ могут давать вклад следующие резонансы: $\mathcal{X}(0^+)$, $K^*(1^-)$, $K^{**}(2^+)$, ..., а в систему $\Pi \Pi^+$ - $\mathcal{E}(0^+)$, $\rho(1^-)$, $f(2^+)$, ... В качестве амплитуды скалярного димезона \mathcal{E} использовалась фаза упругого $\Pi \Pi^+$ -рассеяния в S -волне, а для резонанса \mathcal{X} - амплитуда Брайт-Вигнера с массой 1,25 ГэВ и шириной 600 МэВ.

Две волны $0^- S_0 + (\mathcal{E}K)$ и $0^- S_0 + (\mathcal{X}\pi)$ неразличимы в рамках формализма ПВА и в анализ была включена только волна $0^- S_0 + (\mathcal{E}K)$, являющееся фактически когерентной суммой двух этих волн.

В итоге установлено, что в $K^- \Pi \Pi^+$ -систему дают вклад следующие волны: $0^- S_0 + (\mathcal{E}K)$, $0^- P_0 + (K^*\pi)$, $1^+ S_0 + (K^*\pi)$, $1^+ S_0 + (\rho K)$, $1^+ P_0 + (\mathcal{X}\pi)$, $1^+ P_0 + (\mathcal{E}K)$.

На рис. 7 приведены интенсивности волн $1^+ S_0 + (\rho K)$ и $1^+ S_0 + (K^*\pi)$ и их относительной фазы. В интенсивности волны $1^+ S_0 + (\rho K)$ отчетливо наблюдается пик при массе 1290 МэВ/с² с шириной ~ 120 МэВ, тогда как для волны $1^+ S_0 + (K^*\pi)$ наряду с интенсивным широким максимумом при 1230 МэВ/с², видно менее интенсивное плечо при 1400 МэВ/с². Относительная фаза волны $1^+ S_0 + (\rho K)$ растет на $\sim 130^\circ$ в области 1,2 + 1,4 ГэВ/с² и затем падает на $\sim 45^\circ$ с увеличением КПП-массы. Наблюдаемые свойства волн $1^+ S_0 + (\rho K)$ и $1^+ S_0 + (K^*\pi)$ допускают качественное объяснение в рамках предположения об образовании двух 1^+ резонансов с массами 1,3 ГэВ/с² и 1,4 ГэВ/с², сильно связанных с каналами распада на ρK и $K^*\pi$ соответственно, а также наличия нерезонансного вклада, сосредоточенного в области 1230 МэВ/с² в волне $1^+ S_0 + (K^*\pi)$.

Псевдоскалярное состояние наблюдается в двух модах его распада на ϵK и $K^* \pi$ в S - и P -волнах соответственно.

Характер поведения интенсивностей волн и их фаз, измеренных относительно фазы волны $|^+S0+(\rho K)$ (рис. 8), может быть объяснен предположением о нерезонансном механизме их образования в области малых масс, $1,2 + 1,38 \text{ ГэВ}/c^2$ и наличием резонансного вклада при $\sim 1470 \text{ МэВ}/c^2$. Большой рост фазы в районе массы $1470 \text{ МэВ}/c^2$ явно свидетельствует о наличии резонансного вклада.

С целью определения вклада резонансов в сечение КПП-рождения, их масс и парциальных ширин распадов, интенсивности и фазы волновых состояний были описаны моделью, учитывающей как прямое рождение резонансов, так и нерезонансный вклад (рис. 9). Модель формулируется в рамках K -матричного формализма, обеспечивающего унитарность амплитуд, и подробно описана в §4.3. Полусной член D амплитуды Декка, с помощью которой параметризовался нерезонансный фон, был вычислен в соответствии с диаграммой для π - и K -мезонного обмена. Учет резонансного перераспределения в конечном состоянии был осуществлен заменой полусной амплитуды D на $D' = D \cos \delta_e e^{i\delta_e}$, где δ_e - фаза димезон-мезонного рассеяния в e -волне.

Состояния $|^+S0+(\rho K)$ и $|^+S0+(K^* \pi)$ были описаны двухрезонансной моделью (Q_a и Q_b) с двумя модами их распада (ρK и $K^* \pi$).

Дифракционный механизм рождения двух I^+ -резонансов с близкими массами предполагает, что физические состояния $|Q_a\rangle$ и $|Q_b\rangle$ являются смесью $SU(3)$ -состояний $|Q_A\rangle$ и $|Q_B\rangle$, соответствующих резонансам - странному партнеру для A_1 и B мезонов по $SU(3)$ -октетам с $J^{PC} = I^{++}$ и $J^{PC} = I^{+-}$ соответственно. В чисто дифракционном процессе, когда обмен происходит объектом с $C=+1$, возможно образование только состояния $|Q_A\rangle$. Поэтому, проявление двухрезонансной структуры в $|^+S0+$ состояниях свидетельствует о смешивании,

$$|Q_a\rangle = \cos \theta |Q_A\rangle + \sin \theta |Q_B\rangle$$

$$|Q_b\rangle = -\sin \theta |Q_A\rangle + \cos \theta |Q_B\rangle$$

Предполагалось что, данное смешивание обусловлено близостью масс резонансов и не влияет на вектор-псевдовекторную $SU(3)$ -связь, что позволило определить парциальные константы этой связи и сделать предсказания для некоторых других членов этих $SU(3)$ -нонатов.

Как видно из рис. 7 модель с двумя резонансами с массами и парциальными ширинами;

$$M_a = 1,4 \pm 0,02 \text{ ГэВ}/c^2, \Gamma_a(K^* \pi) = 140 \pm 20 \text{ МэВ}, \Gamma_a(\rho K) = 3 \pm 3 \text{ МэВ}$$

$$M_b = 1,3 \pm 0,02 \text{ ГэВ}/c^2, \Gamma_b(K^* \pi) = 42 \pm 13 \text{ МэВ}, \Gamma_b(\rho K) = 88 \pm 14 \text{ МэВ}$$

хорошо описывает наблюдаемые распределения интенсивностей и фаз парциальных волн $|^+S0+(\rho K)$ и $|^+S0+(K^* \pi)$. Включение в анализ волны $|^+P0+(\chi \pi)$ показало, что она практически полностью описывается нерезонансной компонентой полной амплитуды, а описание слабого сигнала волны $|^+P0+(\epsilon K)$ находится вне чувствительности модели. Величина относительного вклада резонансов Q_a и Q_b в сечение образования состояния $|^+S0+$ получена равной 0,57. Заметим, что модель с одним резонансом, равно как и только нерезонансный фон не описывают свойства $|^+S0+$ волн.

Псевдоскалярные состояния $0^-S0+(\epsilon K)$ и $0^-P0+(K^* \pi)$ были описаны однорезонансной двухканальной моделью. Установлено образование в исследуемом процессе псевдоскалярного резонанса $K'(1460)$ с парциальными ширинами его распада:

$$\Gamma(\epsilon K) = 147 \pm 10 \text{ МэВ}, \Gamma(K^* \pi) = 17 \pm 5 \text{ МэВ}.$$

Модель с данным резонансом вместе с нерезонансным фоном в области малых масс удовлетворительно описывает наблюдаемые свойства интенсивностей и фаз волновых состояний $0^-S0+(\epsilon K)$ и $0^-P0+(K^* \pi)$

во всей области КШ-масс. При описании фаз псевдоскалярных состояний использовалось поведение фазы волны $1^+ S O + (K^* \pi)$, найденное из анализа 1^+ -состояний. Тем самым, обеспечивалась самосогласованность двух этих анализов. В кварковой модели мезонов резонанс K^1 с квантовыми числами K^- -мезона интерпретируется как радиальное возбуждение наилегчайшего странного мезона - каона. Относительный вклад K^1 в сечение рождения 0^- -волны получен равным 0,27.

Полученные из анализа 1^+ -состояний значения масс резонансов M_A и M_B , угла смешивания Θ , а также $SU(3)$ -приведенных констант связи γ_+ и γ_- (для нонетов 1^+ с $C=+1$ и $C=-1$, соответственно), позволили сделать предсказания относительно других членов $SU(3)$ -нонетов с $J^{PC} = 1^{++}$ и $J^{PC} = 1^{+-}$.

Из массовой формулы для смешивания Q_A и Q_B состояний

$$M_A + M_B = M_A + M_B$$

$$M_A - M_B = (M_A - M_B) / \cos 2\Theta$$

используя значения масс M_A и M_B и угла $\Theta = 65^\circ$ получены массы $SU(3)$ -чистых состояний:

$$M_A = 1,32 \text{ ГэВ}/c^2, \quad M_B = 1,37 \text{ ГэВ}/c^2.$$

Парциальная ширина распада A_1 -мезона на $\rho \pi$ систему в S -волне, определяемая как $\frac{4}{3} \gamma_+^2 \rho_{\rho\pi}$, равна 350 ± 30 МэВ при массе A_1 -мезона $1270 \text{ МэВ}/c^2$ и значении $\gamma_+ = 0,84$. Для $B(1235)$ -мезона его распад на $\omega \pi$, в случае идеального смешивания для ω и φ , характеризуется парциальной шириной $\Gamma_{B \rightarrow \omega\pi}^S = \frac{6}{5} \gamma_-^2 \rho_{\omega\pi}$ равной 66 ± 20 МэВ для $\gamma_- = 0,4$. Из формулы Гелл-Манна-Окубо для изоскалярного октетного 1^{++} состояния $|8^+\rangle$ значение массы равно $M_{8^+} = 1,33 \text{ ГэВ}/c^2$. В предположении, что $D(1285)$ и $E(1420)$ мезоны принадлежат нонету 1^{++} , масса изоскалярного синглета равна $M_{1^+} = 1,37 \text{ ГэВ}/c^2$. Значения масс M_{8^+} и M_{1^+} позволили определить угол кваркового смешивания для

D и E мезонов, равного $\chi = 53^\circ$. Как следствие, значение для парциальной ширины $\Gamma_{E \rightarrow K^*K} = 2 \gamma_+^2 \cos^2 \chi \rho_{K^*K}$ получено равным 65 ± 16 МэВ.

Так как не наблюдается распад Q_A и Q_B резонансов на $K\pi$, то в предположении кварк-антикварковой структуры для χ и δ мезонов, предсказываемое значение парциальной ширины $\Gamma_{D \rightarrow \delta\pi} + \Gamma_{E \rightarrow \delta\pi}$ согласуется с нулем. В предположении идеального смешивания для октетного N_{8^-} и синглетного N_{1^-} изоскаляров нонета 1^{+-} из формулы Гелл-Манна-Окубо следует оценка на массу тяжелого изоскаляра N^1 , равная $M_{N^1} = 1,51 \text{ ГэВ}/c^2$. Обнаружение данного резонанса позволило бы полностью заполнить 1^{+-} нонет.

В заключении представлены основные результаты, полученные в диссертации.

1. Получены дифференциальные сечения неупругого дифракционного образования $K^0 \pi^+ \pi^+$ -системы на ядрах: Be, Cu, Ag, Pb при энергии 40 ГэВ. Определена A -зависимость полного когерентного сечения. Полученные сечения хорошо описываются моделью многократного рассеяния.
2. Предложен метод ПВА для $K^0 \pi^+ \pi^+$ -системы в эксперименте без идентификации типа вторичных частиц. Метод проверен на сгенерированных событиях исследуемого процесса. Показана возможность, используя данный метод, извлекать достоверную информацию о парциально-волновой структуре конечной $K^0 \pi^+ \pi^+$ -системы.
3. Осуществлен ПВА экспериментальных данных. Установлено волновое содержание образуемой в реакции $K^0 \pi^+ \pi^+$ -системы. Получены сведения о спектрах интенсивностей и фаз волновых состояний.
4. Установлено, что:
 - в исследуемый процесс доминирующий вклад дают только волновые состояния ненатуральной серии ($0^-, 1^+, \dots$)
 - образуются состояния с собственным значением оператора отражения относительно плоскости КШ-рождения $\eta = 1$

- в t -канале, когерентно образованная, КШ-система поперечно поляризована, то есть практически отсутствует вклад состояний с проекцией спина $|M| = 1$

6. Установлено существование двух дифракционно образованных резонансов Q_A и Q_B . Получены значения парциальных ширин их распадов, а также величина их вклада в сечение образования $|^+SD^+$ -состояний, равная 0,57. Данные резонансные КШ-состояния являются смесью чистых $SU(3)$ -состояний Q_A и Q_B с массами 1,33 ГэВ/ c^2 и 1,37 ГэВ/ c^2 принадлежащих $SU(3)$ -нонетам с $J^{PC} = 1^{++}$ и $J^{PC} = 1^{+-}$ соответственно.
5. Получено новое доказательство о существовании псевдоскалярного резонанса K' с массой 1460 МэВ/ c^2 и парциальными ширинами его распада на ϵK в S -волне 147 ± 10 МэВ и на $K^* \pi$ в P -волне 17 ± 5 МэВ. Данное КШ-состояние, имеющее квантовые числа K^- -мезона, интерпретируется как радиальное возбуждение наилегчайшего странного мезона - каона. Вклад резонанса в сечение образования 0^- -волны получен равным 0,27.

Результаты диссертации опубликованы в работах:

1. В.В.Антипов, ..., А.А.Эфендиев Дифракционное образование $K^0 \pi^+ \pi^-$ -системы на ядрах при энергии 40 ГэВ. Сообщение ОИЯИ, PI-89-282, Дубна, 1989.
2. A. A. Efendiev On a Possibility of Partial Wave Analysis of the $K^0 \pi^+ \pi^-$ System without Experimental Identification of Secondary Mesons. JINR Rapid Comm., № 3[36]-89, Dubna, 1989.
3. О.А.Займидорога, А.А.Эфендиев Метод статистического разделения π^+ и K^+ -мезонов с помощью процедуры вычитания "фона" в функции максимального правдоподобия при парциально-волновом анализе $K^0 \pi^+ \pi^-$ -системы. Сообщение ОИЯИ, PI-89-283, Дубна, 1989.

4. A. A. Efendiev et al. The Partial Wave Analysis of a $K^0 \pi^+ \pi^-$ System Coherently Produced on Nuclei at 40 GeV. JINR Rapid Comm., № 3[36]-89, Dubna, 1989.

5. О.А.Займидорога, А.А.Эфендиев $SU(3)$ -анализ аксиально-векторных состояний в КШ-системе. Сообщение ОИЯИ, PI-90-318, Дубна, 1990.
6. О.А.Займидорога, А.А.Эфендиев Определение параметров псевдоскалярного резонанса в КШ-системе. Сообщение ОИЯИ, PI-90-317, Дубна, 1990.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 октября 1990 года.

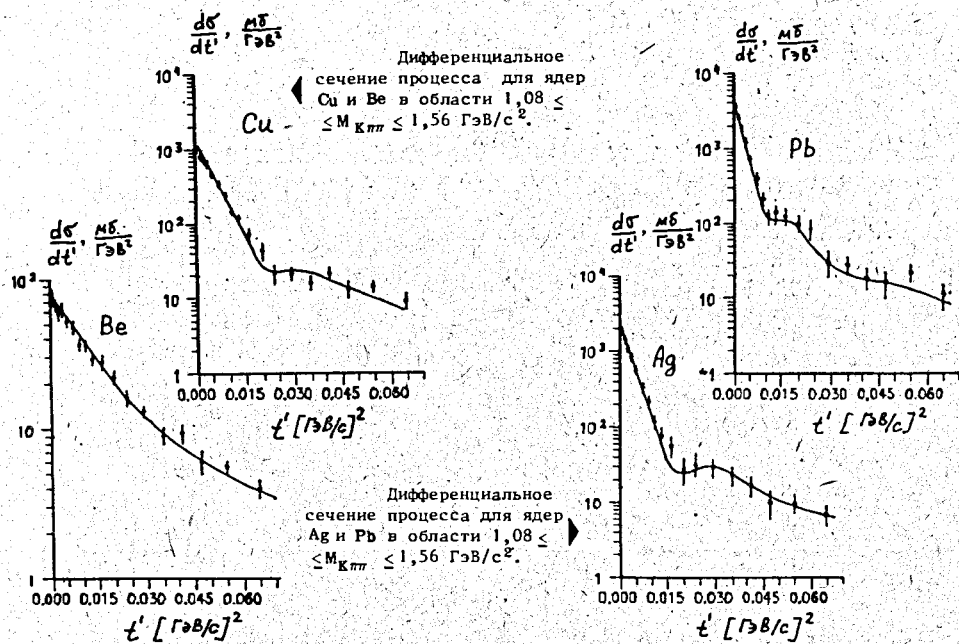


Рис.1 Дифференциальные сечения процесса.

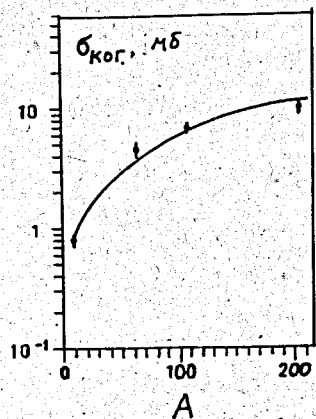


Рис.2 Зависимость когерентного сечения от атомного номера A.

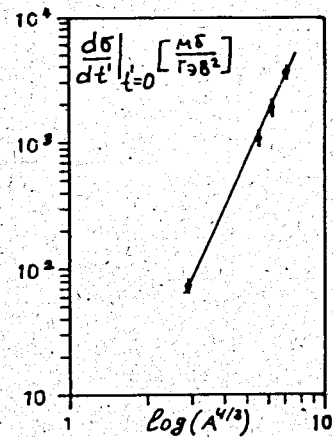


Рис.3 Зависимость интереса сечений от $\log(A^{4/3})$.

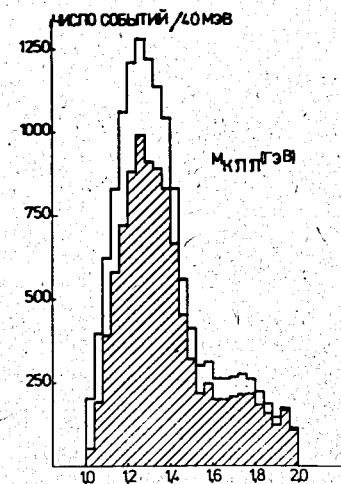


Рис.4 Распределение событий по M_{KTT} до и после (заштрихованная область) вычитания ложных гипотез.

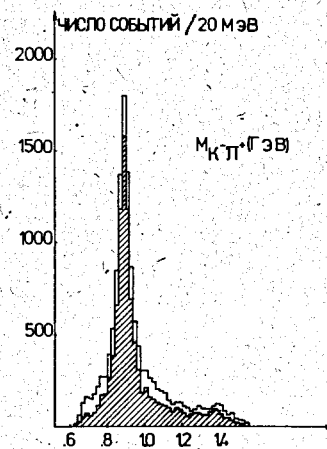


Рис.5 Распределение событий по M_{KTT} до и после (заштрихованная область) вычитания ложных гипотез.

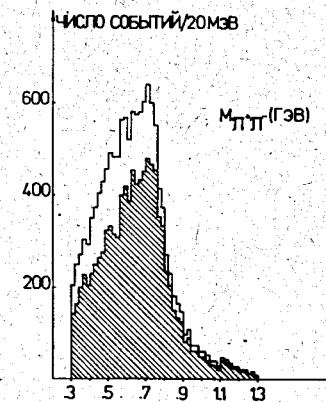


Рис.6 Распределение событий по M_{LTT} до и после (заштрихованная область) вычитания ложных гипотез.

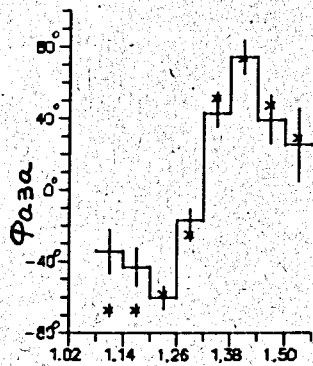
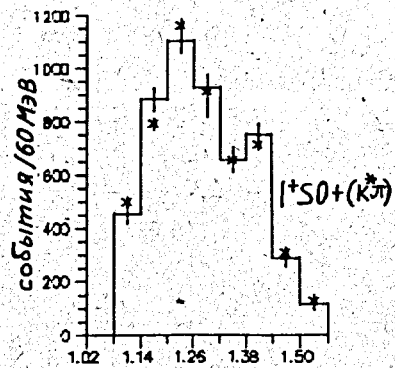
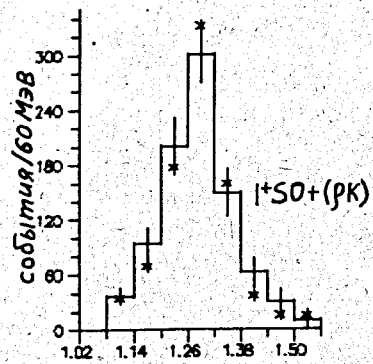


Рис.7 Зависимость интенсивностей волн $I^+SO+(PK)$ и $I^+SO+(K^*J)$ и их относительной фазы от M_{KJL} (* - результат описания моделью).

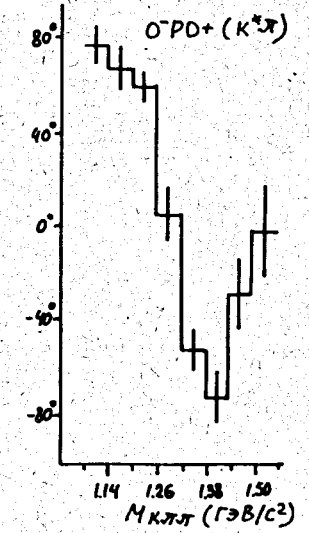
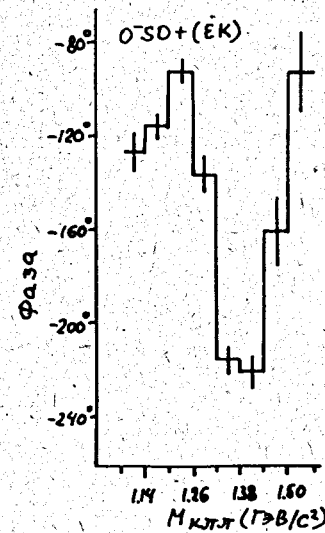
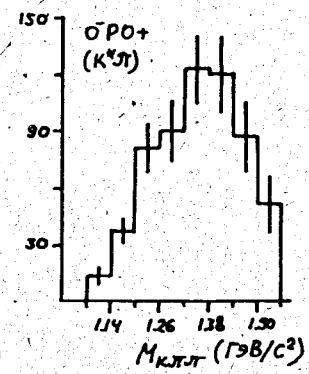
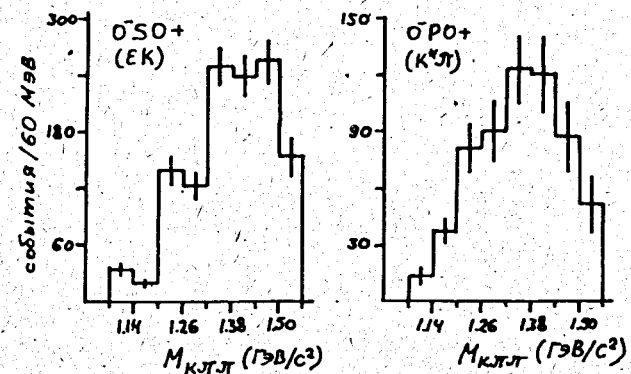


Рис.8 Зависимость интенсивностей волн $O^-SO+(EK)$ и $O^-PO+(K^*J)$ и их фаз, измеренных относительно фазы волны $I^+SO+(PK)$, от M_{KJL} .

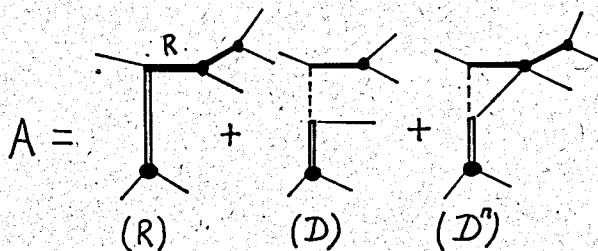


Рис.9 Полная амплитуда КШ-рождения: R - прямое рождение резонанса, D - полужной член амплитуды Декка, D^n - перерасеяние в конечном состоянии.

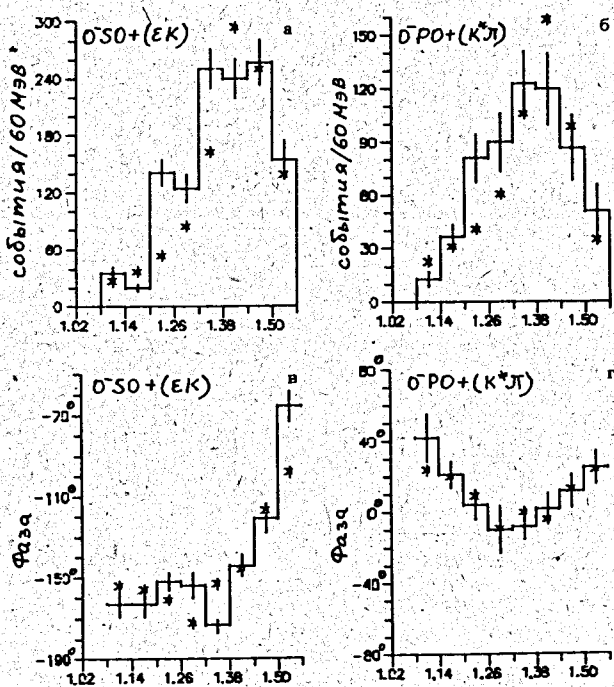


Рис.10 Результат описания интенсивностей волн $O^{SO}+(EK)$ и $O^{PO}+(K^*L)$ и их фаз, измеренных относительно фазы волны $I^{SO}+(K^*L)$, однорезонансной моделью.