

с.п.ор

Л-394

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1 - 7550

Рихард ЛЕДНИЦКИ

ПАРНОЕ ОБРАЗОВАНИЕ РЕЗОНАНСОВ  
В  $\pi^+$  - ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Специальность 040 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1973

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук старший научный сотрудник  
И.М.Граменицкий

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук старший научный сотрудник  
В.И.Огиевецкий

доктор физико-математических наук старший научный сотрудник  
П.В.Шляпников

Ведущее научно-исследовательское учреждение: ██████████

*Физический институт АН СССР.*

Автореферат разослан "21" *дек.* 1973 г.

Защита диссертации состоится "31" *января* 1974 г. на заседании Ученого совета Лаборатории высоких энергий.

Адрес: г.Дубна, Московской области, конференц-зал ЛВЭ.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета

С.В.Мухин

*С.В.Мухин*

1 - 7550

Рихард ЛЕДНИЦКИ

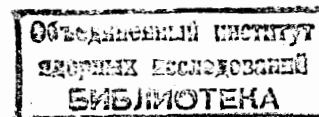
ПАРНОЕ ОБРАЗОВАНИЕ РЕЗОНАНСОВ

В  $\pi^+$ р - ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Специальность 040 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)



Изучение сильных взаимодействий адронов привело за последние 10-15 лет к обнаружению большого числа возбужденных адронных состояний - резонансов. Поскольку образование резонансов приводит к многочастичным конечным состояниям, решающий вклад в исследование таких реакций внесла камерная методика, которая в этом случае имеет определенные преимущества перед другими методиками.

Каналы с образованием резонансов составляют большую долю в полном сечении, и поэтому возможен вопрос об экспериментальном выделении реакций с резонансами в конечном состоянии. Распад резонансов при этом позволяет определить их спиновые состояния, что существенно увеличивает информацию об амплитуде процесса, - это эквивалентно использованию поляризованного пучка или мишени или же измерению поляризации вторичных нуклонов. Особенно привлекательны квазидвухчастичные реакции, амплитуды которых являются практически функциями одной кинематической переменной.

В настоящей работе подробно исследуются реакции парного образования резонансов в  $\pi^+p$ -взаимодействиях. Основной экспериментальный материал был получен при облучении 40-сантиметровой жидководородной камеры  $\pi^+$ -мезонами с импульсом 2,34 Гэв/с. Диссертация состоит из 3 глав, заключения и приложения.

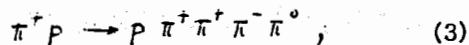
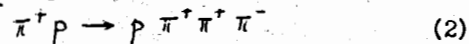
В первой главе рассмотрены основные модели, используемые для описания квазидвухчастичных реакций



в которых  $a$  и (или)  $b$  являются резонансами и распадаются на две или несколько частиц.

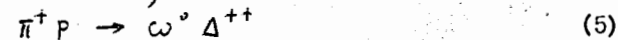
Типичным свойством квазидвухчастичных процессов является быстрое падение дифференциального сечения с ростом квадрата переданного 4-импульса  $/t/$ . Это обстоятельство находит естественное объяснение в рамках так называемых периферических моделей, какими являются модель одночастичного обмена или модель полюсов Редже. Отмечается, что вытекающая из алгебры токов модель киральных лагранжианов могла бы заменить одночастичную модель с ее наивным подходом. Далее описывается аддитивная кварковая модель и тесно с ней связанный дуальный подход модели Венециано. В связи с экспериментальными трудностями при выделении квазидвухчастичных реакций подчеркивается полезность более общего подхода (каким является модель Венециано), в котором амплитуда многочастичного процесса рассматривается в целом, а описание квазидвухчастичной реакции является ее следствием.

Во второй главе обсуждаются каналы реакций



выделенные на основе материала, полученного при облучении 40-сантиметровой жидководородной камеры  $\pi^+$ -мезонами с импульсом 2,34 Гэв/с. Обсчет событий и выделение каналов реакций проводились на ЭВМ с помощью геометрической и кинематической программ, в основу которых были положены стандартная геометрическая программа I-3 и кинематическая программа IO-IO, разработанные в ВЦ ОИЯИ.

Кинематические характеристики событий с помощью программы ПАМС записывались на ленту суммарных результатов, которая служила исходной информацией для программы статистического анализа МИНИСТАР. Всего было выделено 3469 событий реакции (2) и 2906 событий реакции (3), что соответствует сечениям, равным  $3,74 \pm 0,11 \text{ мб}$  и  $3,07 \pm 0,10 \text{ мб}$  соответственно. Изучение двумерных распределений эффективных масс  $m_{\pi^+ p}$  vs  $m_{\pi^+ \pi^-}$  и  $m_{\pi^+ p}$  vs  $m_{\pi^+ \pi^- \pi^0}$  в реакциях (2) и (3) показало наличие большого вклада совместного рождения резонансов



(см. рис. I и 2). Для оценки сечений рождения и параметров резонансов в реакциях (2) и (3) проводилась аппроксимация двумерных распределений эффективных масс методом максимального правдоподобия [1,2]. Плотность событий на двумерной диаграмме описывалась выражением

$$P(m_{\pi^+ p}, m_{\pi^+ \pi^- (\pi^0)}) = \sum_{\alpha} \frac{a_{\alpha}}{2} \left( \frac{W_{\alpha} W_{ps}}{I_{\alpha}} + \tilde{W}_{\alpha} \right), \quad (6)$$

где  $a_{\alpha}$  - доля канала  $\alpha$  ( $\sum_{\alpha} a_{\alpha} = 1$ ),  $W_{ps}$  - выражение для фазового объема частиц конечного состояния реакций (2) или (3). Зависимости  $W_{\alpha}$  для каналов с образованием резонансов содержат соответствующие релятивистские функции Брейта-Вигнера, деленные на фазовый объем распада резонансов; для фоновых событий ( $\alpha = \phi$ ) предполагалось  $W_{\phi} = I$ ;  $I_{\alpha}$  - нормировочные интегралы. Члены  $\tilde{W}_{\alpha}$ , вычисленные методом Монте-Карло, учитывают влияние "отражений" резонансов при замене тождественных  $\pi^+$ -мезонов.

Результаты аппроксимации приведены в табл. I и 2, причем для описания  $\eta$ -мезона вместо функции Брейта-Вигнера

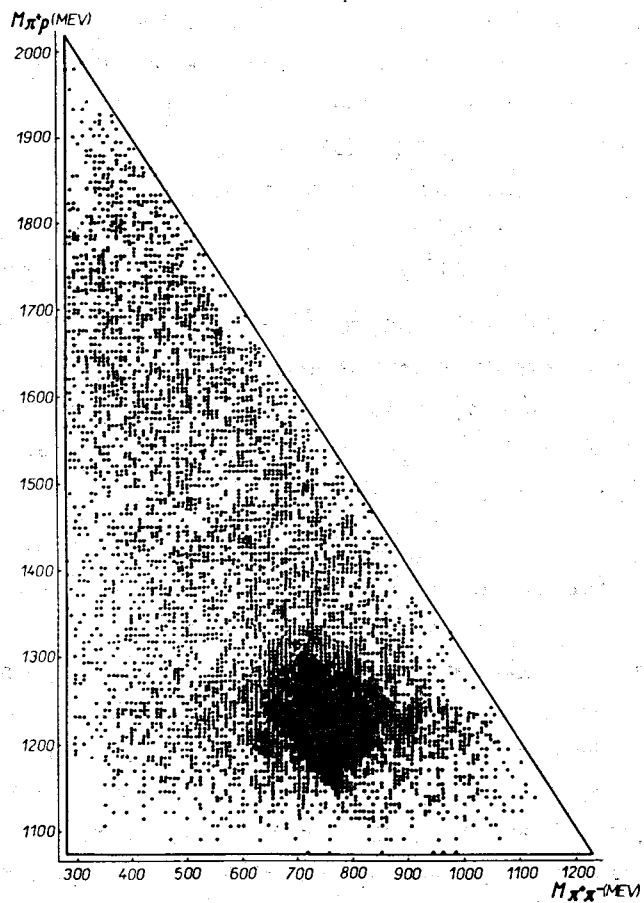


Рис. 1. Двухмерное распределение эффективных масс  $M_{\pi^+\rho}$  и  $M_{\pi^+\pi^-}$  для реакции  $\pi^+\rho \rightarrow \rho\pi^+\pi^+\pi^-$ .

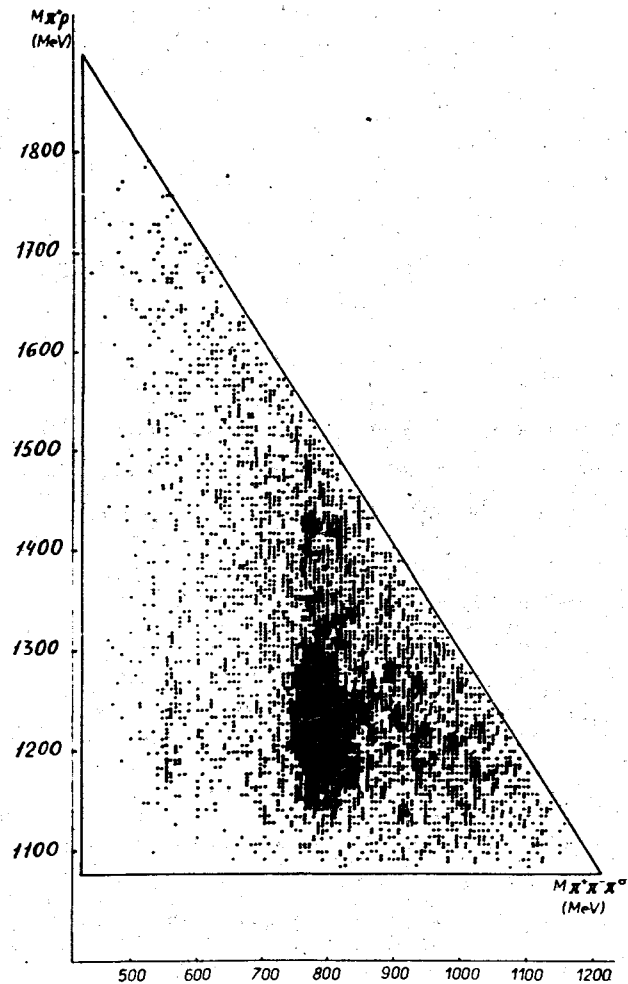


Рис. 2. Двухмерное распределение эффективных масс  $M_{\pi^+\rho}$  и  $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$  для реакции  $\pi^+\rho \rightarrow \rho\pi^+\pi^+\pi^0$ .

использовалась функция Гаусса, а для  $\omega$ -мезона приведены параметры, полученные с помощью той и другой функции. Отличие масс и ширин резонансов от значений, вытекающих из анализа упругого рассеяния, по-видимому, связано с тем обстоятельством, что динамика процесса образования резонанса учитывается в (6) лишь приближенно: в выражении для ширины масса резонанса заменялась эффективной массой частиц от его распада. В табл. 1 и 2 приведены также параметры, полученные при аппроксимации плотности вероятности в полном фазовом пространстве выражением 
$$P = \sum_{\alpha} \frac{a_{\alpha}}{2I_{\alpha}} [W_{\alpha}(m_{\pi^+p}, m_{\pi^+ \pi^0}(\kappa')) + W_{\alpha}(m_{\pi^+p}, m_{\pi^+ \pi^+}(\kappa'))], \quad (7)$$
 зависящим только от 4 эффективных масс. Распределение (7) проверялось на разыгранных методом Монте-Карло событиях реакций (2) и (3). В обоих случаях проверка дала хорошие результаты. При описании экспериментальных событий реакции (2) распределениями (6) и (7) наблюдается хорошее согласие параметров, полученных в фазовом пространстве и на диаграмме  $m_{\pi^+ \pi^0} - \sqrt{s} m_{\pi^+ p}$  (табл. 1). Это не имеет места в случае реакции (3) (табл. 2) что, скорее всего, связано с приближенным описанием  $\omega$ -мезонного максимума (напомним, что ширина  $\Gamma_{\omega} \approx 12$  Мэв сравнима с разрешением по эффективной массе  $m_{\pi^+ \pi^0}$ ).

Далее изучалось парное образование резонансов в реакциях (4) и (5)<sup>/3-6/</sup>. Дифференциальные сечения и элементы одновершинных матриц плотности резонансов сравнивались с предсказаниями модели одночастичного обмена с поглощением (ОРЕА)<sup>/3/</sup>. Учет обмена только пионом воспроизводит характеристики реакции (4) лишь качественно, в то время как в случае реакции (5) учет обмена только  $\rho$ -мезоном противоречит экспериментальным данным. "Реджезация" этих обменов описания не улучшает. При аппроксимации  $d\sigma/dt'$  ( $t' = t - t_{min}$ ) экспоненциальной зависимостью получены значения показателей экспоненты, равные  $8,54 \pm 0,52$  Гэв<sup>-2</sup> для

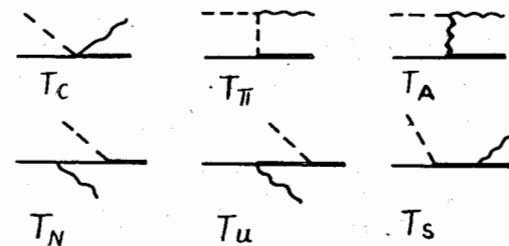


Рис. 3. Древесные диаграммы, вносящие вклад в реакцию  $\pi^+ p \rightarrow \rho^0 \Delta^{++}$ .

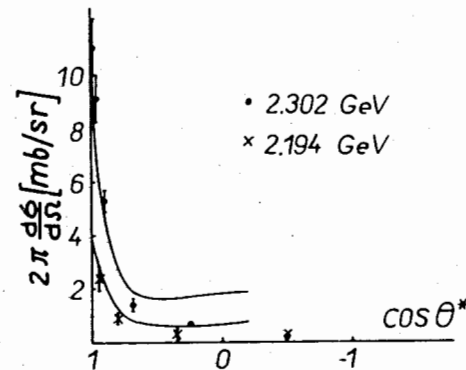


Рис. 4. Зависимость дифференциального сечения реакции  $\pi^+ p \rightarrow \rho^0 \Delta^{++}$  от угла вылета резонансов в с.ц.и.

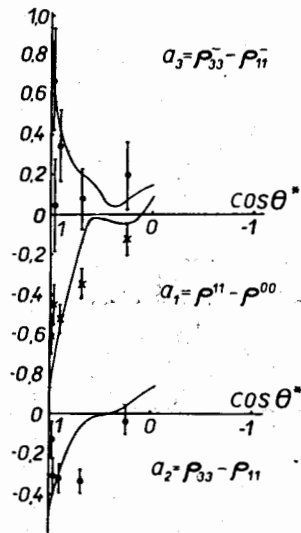


Рис. 5. Зависимость элементов  $a_1$ ,  $a_2$  и  $a_3$  от угла вылета резонансов в с.ц.и. реакции  $\pi^+ p \rightarrow \rho^0 \Delta^{++}$ .

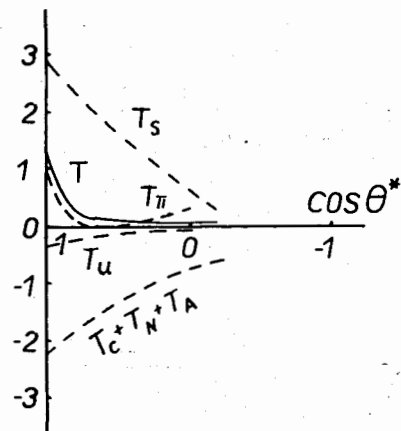


Рис. 6. Вклады древесных диаграмм (рис. 3) в амплитуду без изменения спиральности  $\langle 0 \frac{1}{2} | \hat{T}(\theta^*) | \frac{1}{2} \rangle$ .

реакции (4) в интервале  $0 \leq t' \leq 0,3 \text{ ГэВ}^2$  и  $2,84 \pm 0,34 \text{ ГэВ}^{-2}$  для реакции (5) в интервале  $0,1 \leq t' \leq 0,6 \text{ ГэВ}^2$ .

В табл. 3 приводятся все 19 элементов спиновой матрицы плотности  $\rho^o(\omega^o)$  - мезона и изобары  $\Delta^{++}$  в системе Готфрида-Джексона в интервале  $0 \leq t' \leq 0,2 (0,6) \text{ ГэВ}^2$ . Можно видеть, что существенно отличными от нуля практически оказываются только разрешенные при  $t' = 0$  элементы  $a_1, a_2, a_3, a_{12}, a_{15}$ . Таким образом, из 12 независимых спиральных амплитуд  $\langle \lambda_v \lambda_\Delta | \hat{T}(\theta^*) | \frac{1}{2} \rangle$  ( $\lambda_v, \lambda_\Delta$  - спиральности векторного мезона и изобары) в большом интервале углов рассеяния  $\theta^*$  существенными, по-видимому, являются только 3, разрешенные при  $\theta^* = 0$ , амплитуды. На этом основании предложен феноменологический анализ спиральных амплитуд<sup>4,5/</sup>, который позволил установить в реакции (4) преобладание амплитуды  $\langle 0 \frac{1}{2} | \hat{T}(\theta^*) | \frac{1}{2} \rangle$  при малых углах  $\theta^*$ , что естественным образом объясняется большим вкладом механизма пионного обмена. В случае реакции (5) преобладания какой-либо амплитуды не наблюдается. Анализ спиральных амплитуд проводился также в рамках аддитивной кварковой модели. Проверочные соотношения между элементами спиновой матрицы плотности резонансов, возникающие в этой модели, выполняются в реакциях (4) и (5) для углов  $\theta^* \leq 11^\circ$  и  $\theta^* \leq 30^\circ$  соответственно.

В третьей главе приводятся предсказания алгебры токов для реакции (4) вблизи порога<sup>6/</sup>. Предложенный Вайнбергом метод получения результатов алгебры токов с помощью нелинейных эффективных лагранжианов, инвариантных относительно группы  $SU(2) \times SU(2)$  позволяет существенно упростить вычисления и рассматривать сложные реакции, изучение которых в обычном подходе технически

очень трудно. Так, сумма древесных графиков рис.3, где каждая из вершин кирально-инвариантна, воспроизводит результат алгебры токов для реакции (4). Использование метода алгебры токов при импульсе  $\Pi$ -мезонов  $q \neq 0$ , вообще говоря, незаконно. Однако есть примеры, когда предсказания алгебры токов хорошо согласуются с экспериментом достаточно далеко от порога реакций.

В отличие от других работ нами последовательным образом учитывается вклад в амплитуду изобары  $\Delta$  ( $I2\bar{6}$ ) вне массовой поверхности. При описании реакции (4) используются следующие основные предположения<sup>/6/</sup>:

1. Эффективные лагранжианы получены из киральной динамики для  $A_1$ -,  $\rho$ - и  $\pi$ -мезонов, включая нуклон и изобару  $\Delta$  ( $I236$ ) (вкладом других возможных состояний пренебрегаем).

2. Предполагается "максимальная гладкость", т.е. вершинные связи содержат не более первых производных от мезонных полей и не содержат производных от барионных полей.

3. Предполагается равенство констант векторной и аксиально-векторной связей  $g_V = g_A$ . Вместе с соотношением  $m_A^2 = 2 m_\rho^2$  между массами  $A_1$ - и  $\rho$ -мезонов оно приводит к известному соотношению Кавабараяши-Сузуки-Фаязуддина-Риазуддина.

4. В соответствии с алгеброй токов учитываются только древесные диаграммы рис. 3, т.е., пренебрегается, например, возможным поглощением в начальном и конечном состояниях.

Заметим, что близость энергии  $\sqrt{s}$  к порогу реакции (4) не оправдывает последнее предположение, поскольку даже на самом пороге реакции (4),  $\sqrt{s} \approx 2$  Гэв, в  $\pi N$ -взаимодействии открыто много неупругих каналов и упругое  $\pi N$ -рассеяние имеет явно дифракционный характер. Таким образом, ожидать слиш-

Таблица I

РЕАКЦИЯ	$\pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$		$\pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$		ФАЗОВОЕ ПРОСТРАНСТВО			
	%	СЕЧЕНИЕ, МБН	$m_\Delta, \Gamma_\Delta$	$m_\rho, \Gamma_\rho$	%	СЕЧЕНИЕ, МБН	$m_\Delta, \Gamma_\Delta$	$m_\rho, \Gamma_\rho$
$\pi^+ p \rightarrow \rho^+ \Delta^{++}$	52,8 ± 2,5	1,97 ± 0,10	$m_\Delta = 1215 \pm 3$		55,3 ± 2,7	2,06 ± 0,11	$m_\Delta = 1218 \pm 3$	
$\rightarrow \pi^+ \pi^- \Delta^{++}$	13,7 ± 3,2	0,59 ± 0,12	$\Gamma_\Delta = 108 \pm 12$		19,6 ± 3,5	0,73 ± 0,13	$\Gamma_\Delta = 121 \pm 13$	
$\rightarrow \rho^+ \pi^+ p$	0	0	$m_\rho = 747 \pm 3$		0	0	$m_\rho = 750 \pm 3$	
$\rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- p$	31,5 ± 4,1	1,18 ± 0,15	$\Gamma_\rho = 127 \pm 10$		25,1 ± 4,4	0,94 ± 0,16	$\Gamma_\rho = 139 \pm 11$	
Всего 2869 событий								



Таблица 2

РЕАКЦИЯ $P_f = 234 \text{ габ/с}$	VS		РАЗОВОЕ ПРОСТРАНСТВО	
	$M\pi^+\pi^-$ $B_\omega = G$	$M\pi^+\rho$ $B_\omega = B\omega$	$B_\omega = G$	$B_\omega = B\omega$
$\pi^+\rho \rightarrow \omega^+\Delta^{**}$	$50,1 \pm 2,9$	$54,4 \pm 3,0$	$57,1 \pm 1,6$	$67,0 \pm 2,0$
$\rightarrow \rho^+\Delta^{**}$	$5,9 \pm 0,7$	$3,7 \pm 0,5$	$6,3 \pm 0,7$	$6,4 \pm 0,7$
$\rightarrow \pi^+\pi^+\Delta^{**}$	0	0	$3,2 \pm 2,0$	0
$\rightarrow \omega\pi^+\rho$	$4,9 \pm 2,9$	$11,1 \pm 3,0$	0	0
$\rightarrow \pi^+\pi^+\pi^+\rho$	$39,1 \pm 4,2$	$30,8 \pm 4,3$	$33,3 \pm 2,7$	$24,6 \pm 2,1$
всего 2419 сб.				
$M_\Delta$	$1228 \pm 5$	$1227 \pm 5$	$1232 \pm 2$	$1234 \pm 2$
$\Gamma_\Delta$	$137 \pm 22$	$127 \pm 19$	$72 \pm 5$	$80 \pm 5$
$M_\omega$	$788 \pm 1$	$787 \pm 1$	$795 \pm 1$	$791 \pm 1$
$\Gamma_\omega, G_\omega$	$26 \pm 1$	$43 \pm 2$	$31 \pm 1$	$48 \pm 3$
$M_\rho$	$553 \pm 4$	$551 \pm 2$	$558 \pm 4$	$557 \pm 4$
$G_\rho$	$29 \pm 3$	$12 \pm 2$	$26 \pm 3$	$30 \pm 3$

ком хорошего описания реакции (4) даже при малых значениях  $s-s_0$  и  $t'$  в этой модели не следует.

Общая кирально-инвариантная амплитуда в таких предположениях содержит 10 свободных параметров. Для их определения использовались экспериментальные данные по  $d\sigma/d\cos\theta^*$  реакции (4) при энергиях в с.д.и. 2,194 Гэв и 2,302 Гэв<sup>3/</sup> (см. рис. 4) и по спиновой матрице плотности  $\rho^*$ -мезона и изобары  $\Delta^{++}$  при энергии 2,302 Гэв<sup>3/</sup> (наиболее существенные элементы показаны на рис. 5) - всего использовалось 105 экспериментальных точек. Получено значение  $\chi^2 = 370$ , что означает согласие теории с экспериментом при удвоенных экспериментальных ошибках. Как было показано<sup>4, 5/</sup>; основной вклад в реакцию (4) даёт при малых углах  $\theta^*$  амплитуда  $\langle 0 \ 1/2 \ | \ \hat{T}(\theta^*) \ | \ 1/2 \rangle$ , что естественно объясняется преобладанием механизма пионного обмена. На рис. 6 приведены вклады в эту амплитуду от отдельных древесных графиков. Видно, что при малых  $\theta^*$  происходит вычитание амплитуд, в результате которого поведение полной амплитуды описывается  $\pi$ -мезонным полюсом. В связи с этим заметим, что для описания абсолютного значения  $d\sigma/d\cos\theta^*$  нам понадобился нефизически большой вклад трilinearной комбинации производных в  $\rho \pi \pi$ -взаимодействие

$$\mathcal{L}_{\rho\pi\pi} = -g_\rho (\vec{p}_\mu \cdot \vec{\pi} \times \partial_\mu \vec{\pi} - \frac{\epsilon}{m_\rho^2} \vec{p}_{\mu\nu} \cdot \partial_\mu \vec{\pi} \times \partial_\nu \vec{\pi}), \quad (8)$$

где  $\vec{p}_{\mu\nu} = \partial_\mu \vec{p}_\nu - \partial_\nu \vec{p}_\mu$ . Мы получили значение  $\epsilon \approx -0,5$ , что сильно уменьшает вклад диаграммы  $T_K \sim 1 + \epsilon$  (из эксперимента ожидается значение  $-0,25 \leq \epsilon \leq 0$ ). Как известно, в модели OPEA такое уменьшение борновской амплитуды возникает в результате поглощения в начальном и конечном состояниях реакции. Таким образом, значение параметра  $\epsilon \approx -0,5$ , по-видимому,

Таблица 3

	$\rho^{\circ}\Delta^{++}$ $0,0 \leq t' \leq 0,2$	$\omega^{\circ}\Delta^{++}$ $0,0 \leq t' \leq 0,6$	
(1)	$\rho'' - \rho^{00}$	$-0,609 \pm 0,043$	$-0,315 \pm 0,042$
(2)	$\rho_{33}^- - \rho_{11}$	$-0,284 \pm 0,044$	$-0,213 \pm 0,041$
(3)	$\rho_{33}^- - \rho_{11}^-$	$0,346 \pm 0,117$	$0,175 \pm 0,097$
(4)	$Re \rho^{10}$	$-0,070 \pm 0,018$	$-0,078 \pm 0,017$
(5)	$\rho^{1-1}$	$0,002 \pm 0,020$	$-0,033 \pm 0,021$
(6)	$Re \rho_{31}$	$-0,010 \pm 0,022$	$-0,049 \pm 0,020$
(7)	$Re \rho_{3-1}$	$0,005 \pm 0,019$	$0,021 \pm 0,019$
(8)	$Re \rho_{31}^{10}$	$0,053 \pm 0,046$	$0,001 \pm 0,040$
(9)	$Re \rho_{3-1}^{1-1}$	$0,018 \pm 0,047$	$-0,027 \pm 0,050$
(10)	$Re \rho_{31}^-$	$-0,062 \pm 0,059$	$-0,020 \pm 0,051$
(11)	$Re \rho_{3-1}^-$	$-0,002 \pm 0,048$	$-0,061 \pm 0,046$
(12)	$Re(\rho_{31}^{10} - \rho_{31}^{0-1})$	$-0,119 \pm 0,033$	$-0,078 \pm 0,030$
(13)	$Re(\rho_{31}^{01} - \rho_{31}^{10})$	$0,051 \pm 0,030$	$0,154 \pm 0,028$
(14)	$Re \rho_{31}^{1-1}$	$-0,019 \pm 0,017$	$-0,001 \pm 0,017$
(15)	$Re \rho_{31}^{11}$	$-0,002 \pm 0,016$	$0,017 \pm 0,017$
(16)	$Re(\rho_{3-1}^{10} - \rho_{3-1}^{0-1})$	$0,024 \pm 0,027$	$0,023 \pm 0,025$
(17)	$Re(\rho_{3-1}^{01} - \rho_{3-1}^{10})$	$0,000 \pm 0,027$	$-0,013 \pm 0,025$
(18)	$Re \rho_{3-1}^{1-1}$	$0,055 \pm 0,014$	$0,053 \pm 0,016$
(19)	$Re \rho_{3-1}^{11}$	$-0,000 \pm 0,015$	$-0,004 \pm 0,016$

свидетельствует о наличии сильного поглощения в реакции (4). В этой связи представляет интерес изучение в рамках киральной динамики процессов с образованием резонансов, например, реакций  $\pi N \rightarrow \pi \Delta$ ,  $\bar{\pi} N \rightarrow \rho \Delta$ ,  $\mu N \rightarrow \pi \Delta$  и т.п., с учётом влияния открытых неупругих каналов введением поглощения по аналогии с моделью ОРЕА.

В приложении изложен метод получения кирально-инвариантных связей и приводятся некоторые детали вычислений древенных диаграмм на ЭВМ.

Сформулируем основные результаты диссертации.

1. На основе материала, полученного при облучении 40-сантиметровой жидководородной камеры  $\Pi^+$ -мезонами с импульсом 2,34 Гэв/с, были выделены каналы реакций  $\pi^+ p \rightarrow \rho \pi^+ \pi^+ \pi^-$  и  $\bar{\pi}^+ p \rightarrow \rho \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^0$  и определены их сечения, равные  $3,74 \pm 0,11$  и  $3,07 \pm 0,10$  мб соответственно.

2. Определены сечения образования и параметры резонансов в этих реакциях. Для этого разработан соответствующий метод, учитывающий тождественность  $\Pi^+$ -мезонов в конечном состоянии.

3. Определены дифференциальные сечения и спиновые матрицы плотности резонансов в реакциях  $\pi^+ p \rightarrow \rho^0 \Delta^{++}$  и  $\bar{\pi}^+ p \rightarrow \omega^0 \Delta^{++}$ .

4. Проведено сравнение этих данных с предсказаниями модели ОРЕА. Учёт обмена только пионом воспроизводит характеристики реакции  $\pi^+ p \rightarrow \rho^0 \Delta^{++}$  лишь качественно, в то время как в случае реакции  $\pi^+ p \rightarrow \omega^0 \Delta^{++}$  учёт обмена только  $\rho$ -мезоном противоречит экспериментальным данным. "Реджезация" этих обменов не улучшает описания.

5. Выполнен феноменологический анализ спиральных ампли-

туд. В реакции  $\pi^+ p \rightarrow \rho^+ \Delta^{++}$  с помощью этого анализа найдено преобладание амплитуды  $\langle 0 \ 1/2 | \hat{T}(\theta^*) | 1/2 \rangle$  при малых значениях угла рассеяния  $\theta^*$ , что естественным образом объясняется большим вкладом механизма пионного обмена. В случае реакции  $\pi^+ p \rightarrow \omega^0 \Delta^{++}$  преобладания какой-либо амплитуды не наблюдается.

6. Анализ спиральных амплитуд проведен в рамках аддитивной кварковой модели. Проверочные соотношения между элементами спиновой матрицы плотности резонансов, возникающие в этой модели, не нарушаются в реакциях  $\pi^+ p \rightarrow \rho^0 \Delta^{++}$  и  $\pi^+ p \rightarrow \omega^0 \Delta^{++}$  для углов  $\theta^* \leq 11^\circ$  и  $\theta^* \leq 30^\circ$  соответственно.

7. Получены предсказания алгебры токов для реакции  $\pi^+ p \rightarrow \rho^0 \Delta^{++}$  вблизи порога. Последовательным образом учтены вклады, возникающие вне массовой поверхности изобары  $\Delta(1236)$  в промежуточном состоянии.

8. Создана программа вычислений древесных диаграмм на ЭВМ. Использование этой программы существенно упростило расчеты (особенно в случае диаграмм с изобарой в промежуточном состоянии).

9. Для реакции  $\pi^+ p \rightarrow \rho^0 \Delta^{++}$  проведено сравнение теории с экспериментом при энергиях в с.ц.и. 2,194 и 2,302 Гэв и найдено согласие при удвоенных экспериментальных ошибках. При этом возникает указание на заметный вклад поглощения в амплитуду этой реакции.

Основные результаты диссертации докладывались на Международной конференции по элементарным частицам в Лунде (1969)

и на XV и XVI Международных конференциях по физике высоких энергий в Киеве (1970) и Батавии (1972) и опубликованы в работах /1-6/.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Н.Ангелов, И.М.Граменицкий, Х.Каназирски, П.Керачев, Р.Леднишки, А.М.Моисеев, А.Прокеш, Л.А.Тихонова, А.Б.Фенжк, М.Христов, М.Д.Шафранов. Препринт ОИЯИ, Р1-4611, Дубна, 1969.
2. Н.Ангелов, И.М.Граменицкий, Х.Каназирски, П.Керачев, Р.Леднишки, А.М.Моисеев, А.Прокеш, Л.А.Тихонова, А.Б.Фенжк, М.Христов, М.Д.Шафранов. ЯФ, 12, 788 (1970).
3. Н.Ангелов, И.М.Граменицкий, Х.Каназирски, П.Керачев, Р.Леднишки, А.М.Моисеев, А.Прокеш, Л.А.Тихонова, А.Б.Фенжк, М.Христов, М.Д.Шафранов. Сообщение ОИЯИ, Р1-4657, Дубна, 1969.
4. Н.Ангелов, И.М.Граменицкий, Х.Каназирски, П.Керачев, Р.Леднишки, А.М.Моисеев, А.Прокеш, Л.А.Тихонова, А.Б.Фенжк, М.Христов, М.Д.Шафранов. Сообщение ОИЯИ, Р1-4668, Дубна, 1969.
5. И.М.Граменицкий, Р.Леднишки, А.М.Моисеев, А.Прокеш, Л.А.Тихонова, М.Д.Шафранов. Сообщение ОИЯИ, Р1-5236, Дубна, 1970.
6. А.Н.Заславский, Р.Леднишки. Сообщение ОИЯИ, Р2-6230, Дубна, 1972; ЯФ, 16, 416 (1972).

Рукопись поступила в издательский отдел  
14 ноября 1973 года.