

УДК 530.145

ПРОЦЕССЫ ДИФРАКЦИОННОЙ ДИССОЦИАЦИИ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

*И. М. Граменицкий,
З. Новак*

Объединенный институт ядерных
исследований, г. Дубна

В обзоре приводятся экспериментальные данные по исследованию процессов дифракционной диссоциации. Рассматриваются методы выделения, основные характеристики и возможный механизм таких процессов.

This report describes the experimental data of diffraction dissociation processes. Methods of separation of these processes, their characteristics and possible mechanisms are discussed.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящей статье приводится обзор данных, касающихся дифракционной диссоциации элементарных частиц при высоких энергиях.

Довольно трудно дать точное определение процессов дифракционной диссоциации. В дальнейшем под такими процессами будем понимать класс неупругих взаимодействий, в которых вторичные частицы могут быть разделены кинематически на две определенные группы. Каждая из этих групп имеет такие же квантовые числа, как и первичные частицы, за исключением, может быть, спина и четности. Кроме того, сечение образования таких групп частиц слабо зависит от первичной энергии и наклон дифференциального сечения — того же порядка, что и для упругого рассеяния.

На возможность процессов дифракционной диссоциации (или процессов дифракционного рождения частиц) впервые было указано И. Я. Померанчуком, И. Л. Фейнбергом [1] и в дальнейшем более детально рассмотрено Гудом, Уолкером [2] и Биаласом и др. [3]. Такая возможность связана с тем, что возникающая в результате поглощения мишенью падающей волны дифрагированная волна приводит не только к упругому рассеянию, но и в определен-

ных условиях к рождению новых частиц, т. е. к неупругим взаимодействиям. Можно думать, что такой процесс должен быть по своим характеристикам близок к упругому рассеянию.

Наиболее распространенной моделью, описывающей процессы дифракционной диссоциации, так же как и в случае упругого рассеяния, является модель полюсов Редже. В рамках такой модели часто предполагается, что дифракционная диссоциация связана с обменом полюсов Померанчука. Подробный анализ проблем, возникающих при таком описании, содержится в работе Захарианена [4].

В настоящем обзоре рассматриваются возможности выделения процессов дифракционной диссоциации, свойства систем возникающих в таких процессах, характеристики механизма образования диссоциированных систем. Приводятся данные, касающиеся только эксклюзивных реакций. Рассмотрение инклюзивных процессов выходит за рамки обзора.

1. ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЯ ДИФРАКЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ

Одной из характерных особенностей дифракционных процессов является слабая зависимость их сечения от первичной энергии. Для описания зависимости сечений различных реакций от первичного импульса Моррисон [5] предложил воспользоваться простым выражением

$$\sigma \sim p^{-n}. \quad (1)$$

При этом оказалось, что процессы дифракционной диссоциации имеют значение показателя $n = 0 \div 0,8$ в отличие от других реакций, где $n > 1$. В качестве примера приведем несколько таких реакций, в которых в спектрах эффективных масс систем, взятых в круглые скобки, имеются максимумы, образующиеся с сечением, слабо зависящим от первичной энергии. Подобные максимумы можно связать с резонансами, названия которых указаны в квадратных скобках:

$$\pi^+ p \rightarrow p(\pi^\pm \pi^+ \pi^-) [A_1, A_3]; \quad (2)$$

$$K^\pm p \rightarrow p(K^\pm \pi^+ \pi^-) [Q, L]; \quad (3)$$

$$XN \rightarrow X(N\pi) \text{ или } X(N\pi\pi) [\text{различные } N_{1/2}^*]; \quad (4)$$

$$X - \pi, K, p, \tilde{p}$$

$$\gamma p \rightarrow p \left(\begin{array}{c} \pi^+ \pi^- \\ K^+ K^- \end{array} \right) \text{ или } p(\pi^+ \pi^- \pi^0) [\rho, \omega, \phi]; \quad (5)$$

$$e p \rightarrow e p(\pi^+ \pi^-) \text{ или } e p(\pi^+ \pi^- \pi^0) [p, \omega]^*. \quad (6)$$

* Реакцию (6) можно рассматривать как реакцию (5) с заменой реального фотона на виртуальный.

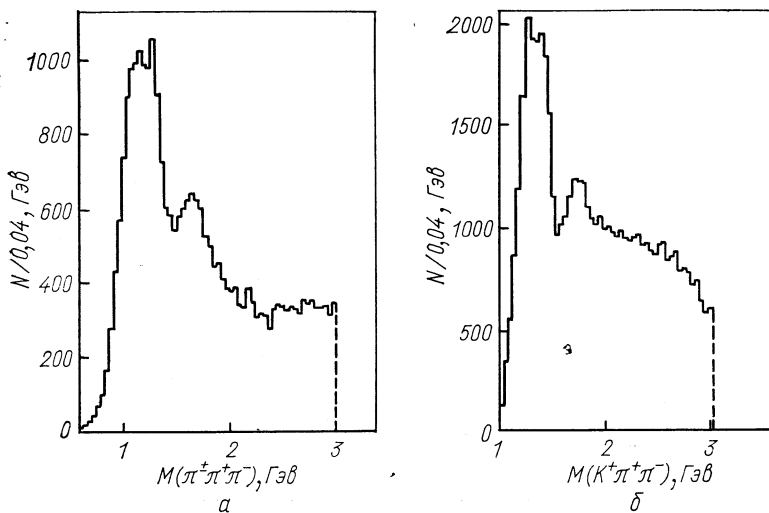


Рис. 1. Суммарное распределение эффективных масс (3π)-системы для реакции $\pi^\pm p \rightarrow p \pi^\pm \pi^\pm \pi^-$ в интервале от 11 до 20 Гэв/с (а) и ($K\pi\pi$)-системы для реакции $K^+ p \rightarrow p K^+ \pi^+ \pi^-$ в интервале от 7 до 13 Гэв/с (б).

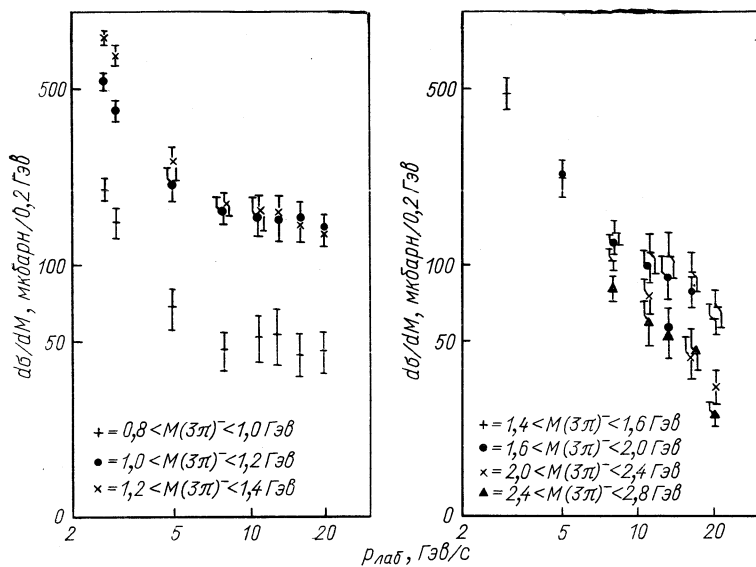


Рис. 2. Зависимость сечения образования (3π)-системы в различных интервалах эффективных масс от первичного импульса для реакции $\pi^- p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^-$.

Характер особенностей в распределении эффективных масс для реакций (2) и (3) показан на рис. 1.

При изучении реакции $\pi^- p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^-$ [6] была исследована зависимость сечения от энергии для различных интервалов эффективных масс системы $(\pi^+\pi^-\pi^-)$. Эти данные приведены на рис. 2.

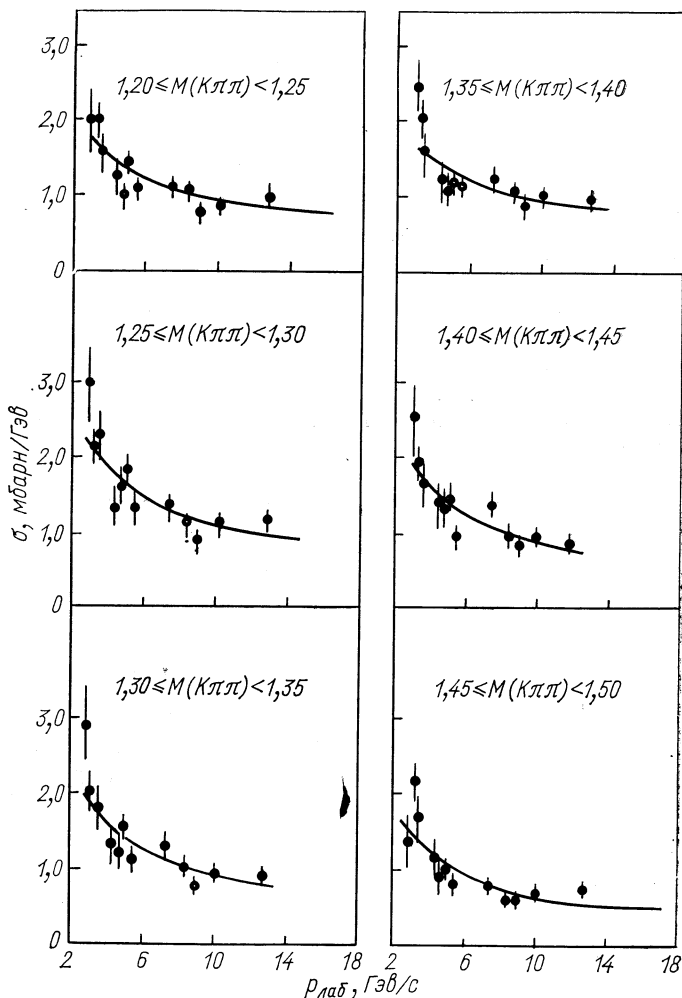


Рис. 3. Зависимость сечения реакции $K^+p \rightarrow pQ^+$ от импульса K^+ -мезона для различных интервалов $M(K\pi)$.

Как видно из рисунка, при импульсах выше 5 Гэв/с сечение $d\sigma/dM$ в области A -мезонов ($0,8 \leq M(3\pi) \leq 1,4 \text{ Гэв}$) становится практически

постоянным, тогда как для области $M (\pi^+\pi^-\pi^-) \geq 1,4 \text{ Гэв}$ $d\sigma/dM$ довольно существенно изменяется с энергией. Постоянство сечений наблюдается также для области Q в реакции $K^+p \rightarrow \rho K^+\pi^+\pi^-$ (рис. 3) и в реакции фоторождения ρ -мезона (рис. 4).

В настоящее время имеются противоречивые данные относительно поведения сечения в области L -мезона. Результаты, проанализированные Моррисоном [7], свидетельствуют в пользу

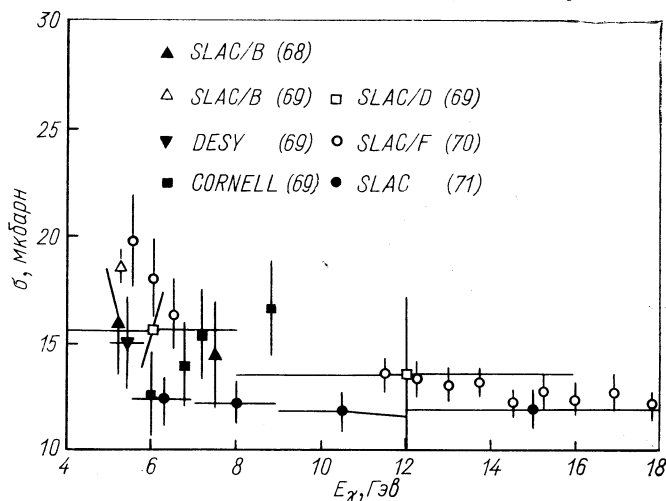


Рис. 4. Зависимость сечения фоторождения ρ -мезона от энергии в области E_γ выше 5 Гэв .

примерного постоянства сечения. С другой стороны, в работе Блидена и др. [8] в реакции $K^-p \rightarrow p (MM)^-$ при трех энергиях (10,9; 13,4 и 15,9 Гэв) в интервале переданных импульсов $0,12 \leq |t| \leq 0,40 (\text{Гэв}/c)^2$ для L -мезона получена зависимость сечения вида $\sigma \sim p^{-1,90 \pm 0,8}$.

Результаты аппроксимации зависимости сечения от первичного импульса выражением (1) для различных реакций приведены в табл. 1.

Т а б л и ц а 1

Упругие процессы		Неупругие процессы	
процесс	n	процесс	n
K^+p	$0,09 \pm 0,03$	$K^0 \rightarrow Q^0$	$0,59 \pm 0,16$
K^-p	$0,39 \pm 0,04$	$K^+ \rightarrow Q^+$	$0,60 \pm 0,05$
πN	0,2	$\pi^- \rightarrow A_1$	$0,41 \pm 0,11$
NN	0,2	$\pi^- \rightarrow A_3$	$0,8 \pm 0,3$

Следует отметить, что равенство нулю величины n свидетельствовало бы в пользу того, что в рамках теории комплексных угловых моментов основной вклад в дифракционные процессы вносит померонная траектория $\alpha = 1 + \alpha_p t$. Однако анализ упругого

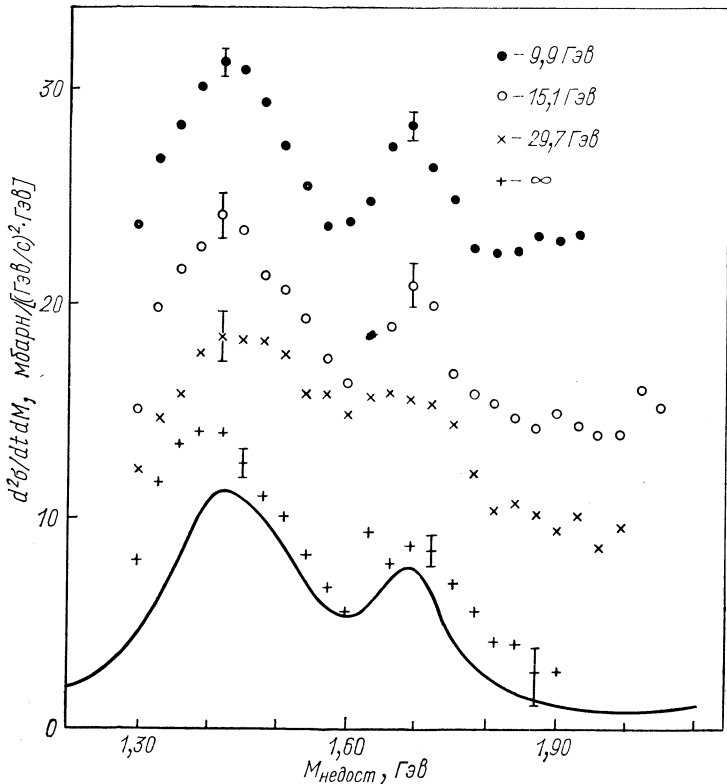


Рис. 5. Зависимость $d^2\sigma/dt dM$ от M для реакции $pp \rightarrow p + (MM)^+$ при 9,9; 15,1 и 29,7 Гэв/с и при фиксированном значении $t = -0,044$ (Гэв/с)²:

+ — асимптотическое значение сечения при $s \rightarrow \infty$, полученное по соотношению (8) — — вклад резонансов после вычитания фона.

рассеяния показывает необходимость введения вторичных вырожденных траекторий типа $\alpha_R = 1/2 + t$. В этом случае энергетическая зависимость выражается следующим образом:

$$d\sigma/dt \approx A + Bs^{-1/2} + Cs^{-1/4}, \quad (7)$$

причем последний член этого выражения в большинстве случаев несуществен. Аналогичную зависимость можно ожидать и для процессов дифракционной диссоциации.

В системах с барионным числом $B = 1$ также наблюдается наличие максимумов в спектрах масс M_B этих систем в области сравнительно низких значений M_B . Характерным примером являются спектры недостающих масс в реакции $pp \rightarrow p(MM)^+$ при энергиях 9,9, 15,1 и 29,7 Гэв [9]. Аппроксимация спектров выражениями, содержащими формулы Брейта — Вигнера для описания резонансов и полином — для нерезонансного фона, дала следующие параметры:

$$\begin{aligned} M &= 1411 \pm 10 \text{ Мэв}, & \Gamma &= 188 \pm 38 \text{ Мэв}; \\ M &= 1501 \pm 6 \text{ Мэв}, & \Gamma &= 140 \pm 43 \text{ Мэв}; \\ M &= 1690 \pm 5 \text{ Мэв}, & \Gamma &= 133 \pm 26 \text{ Мэв}. \end{aligned}$$

Используя данные этой работы по спектрам масс $d\sigma/dM$ при фиксированном значении $t = -0,044 \text{ (Гэв/с)}^2$ и соотношение

$$\sigma = \sigma_\infty + \sigma_1 s^{-1/2}, \tag{8}$$

Фрамpton и Русканен [10] получили асимптотическое поведение $d\sigma/dM$ при $s \rightarrow \infty$, которое приведено на рис. 5. Сплошной линией на этом же рисунке изображены суммарные данные, полученные после вычитания фона. На основании совпадения этой кривой

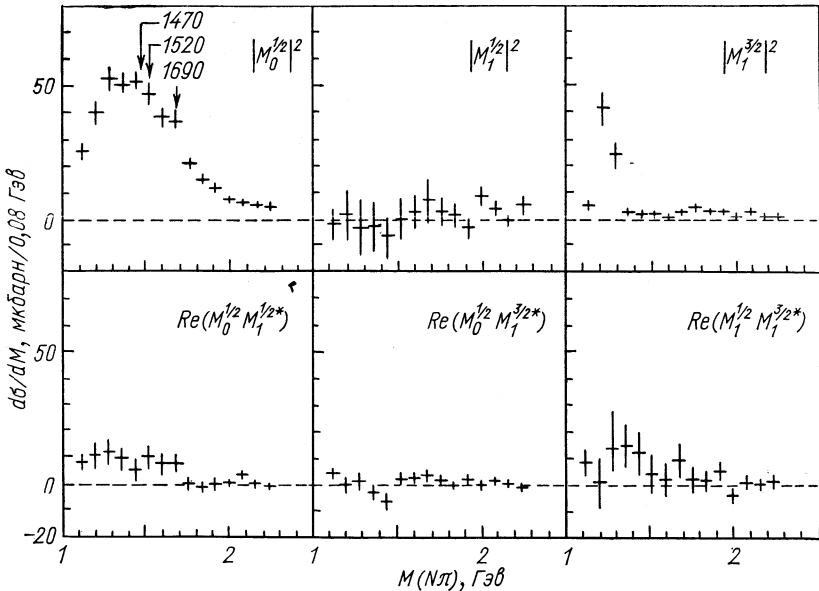


Рис. 6. Зависимость квадрата модуля амплитуд $|M_{Iex}^{I(N\pi)}|^2$ и соответствующих интерференционных членов от массы $(N\pi)$ -системы для реакции $\pi^\pm p \rightarrow \pi N$ при 16 Гэв/с.

по форме и величине с $(d\sigma/dM)_{s \rightarrow \infty}$ можно сделать вывод, что сечение фоновых реакций при $s \rightarrow \infty$ становится пренебрежимо малым, тогда как сечение рассматриваемых резонансов остается практически постоянным.

Большой интерес представляет изучение спектров эффективных масс $(N\pi)$ -, $(N\pi\pi)$ и т. д.-состояний с изоспином $I = 1/2$.

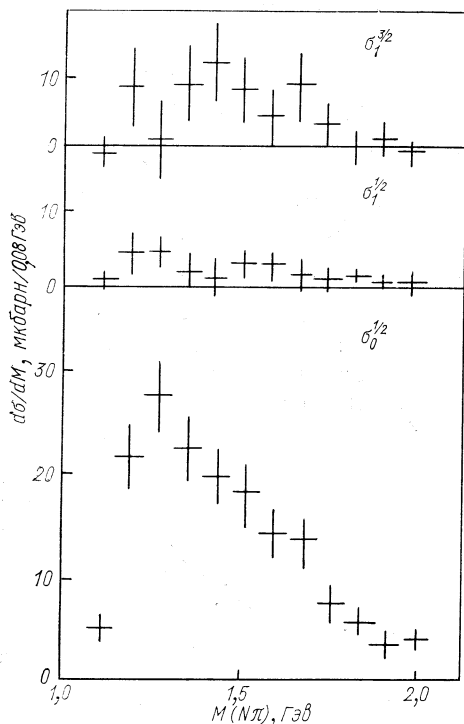


Рис. 7. Зависимость сечения от массы $(N\pi)$ -системы в реакции $K^-p \rightarrow \bar{K}^0 N$ при 10 Гэв/с для различных изоспиновых состояний. Верхний индекс указывает на изоспин $(N\pi)$ -системы, нижний — на изоспин обменной частицы.

наблюдается широкий пик без видимой структуры. Аналогичные данные по анализу $(N\pi)$ -системы для реакции $K^-p \rightarrow \bar{K}^0 (N\pi)$ показаны на рис. 7 [13].

Перейдем к рассмотрению спектров $(N\pi\pi)$ -системы. Во многих работах наблюдались два максимума в распределении по $M(\pi^+\pi^-)$ в реакциях $Xp \rightarrow Xp\pi^+\pi^-$. На рис. 8 приведено распределение $M(\pi^+\pi^-)$ по данным, полученным в π^+ -взаимодействиях при 8

Разделение изоспиновых компонент системы $(N\pi)$ $I = 1/2$ и $I = 3/2$ легко осуществить на основе изоспинового анализа реакций $\pi^+p \rightarrow (\pi\pi^+) \pi^0$, $\pi^+p \rightarrow (\pi\pi^0) \pi^+$ и $\pi^+p \rightarrow (\pi\pi^+) \pi^+$. Такой анализ, выполненный в интервале от 4 до 16 Гэв/с [11], показывает, что зависимость сечения состояния с $I = 1/2$ дается выражением $\sigma(N_{1/2}^*) \sim \sim p^{-0,63}$ в отличие от сечения состояния с $I = 3/2$, для которого $\sigma(N_{3/2}^*) \sim \sim p^{-1,55}$. Включив в изоспиновый анализ процессы рождения одного пиона в π^-p -взаимодействиях, можно получить помимо изоспина $(N\pi)$ -системы, информацию об изоспине обменной частицы. Результаты такого анализа, выполненные в работе [12] для $\pi^\pm p$ -взаимодействий при 16 Гэв/с , приведены на рис. 6. Можно видеть, что вклад амплитуд с $I_{ex} = 1$ пренебрежимо мал. Для амплитуды с $I_{ex} = 0$ в области малых масс наб-

и 16 Гэв/с , π^-p -взаимодействиях при 16 Гэв/с и в K^-p -взаимодействиях при 10 Гэв/с [14]. При описании этого спектра использовались две функции Брейта — Вигнера и различные выражения для фона. Полученные значения масс и ширин ($M = 1462 \pm \pm 10 \text{ Мэв}$, $\Gamma = 60 \pm 20 \text{ Мэв}$ и $M = 1711 \pm 10 \text{ Мэв}$, $\Gamma = = 57 \pm 15$) находятся в хорошем согласии с данными других работ. Энергетическая зависимость сечения образования этих пиков описывается выражением $\sigma \sim \sim p^{-0,2 \pm 0,1}$, для πp - и $K p$ -взаимодействий.

Возникает вопрос, являются ли наблюдаемые пики резонансами, полученными из данных по фазовому анализу. Масса первого пика совпадает с массой так называемого рупер-резонанса $P_{11}(1470)$. Однако ширина его резко отличается от ширины $P_{11}(1470)$. Упругость $P_{11}(1470)$, полученная из фазового анализа, равна $0,6 \pm \pm 0,1$. Следовательно, должен наблюдаться узкий пик в спектре $M(N\pi)$, что противоречит экспериментальным данным. На этом основании следует считать, что наблюдаемый пик нельзя отождествить с резонансом $P_{11}(1470)$. В области масс $M = 1710 \text{ Мэв}$ существует несколько резонансов, полученных по данным фазового анализа и отождествления наблюдаемого максимума с каким-либо определенным резонансом практически безнадежно.

Таким образом, приведенные данные свидетельствуют о том, что причиной возникновения рассмотренных максимумов могут быть процессы дифракционной диссоциации.

2. АНАЛИЗ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ

Важной характеристикой дифракционных процессов является зависимость дифференциального сечения от t . Так же как и в случае упругого рассеяния, эту зависимость для малых углов рас-

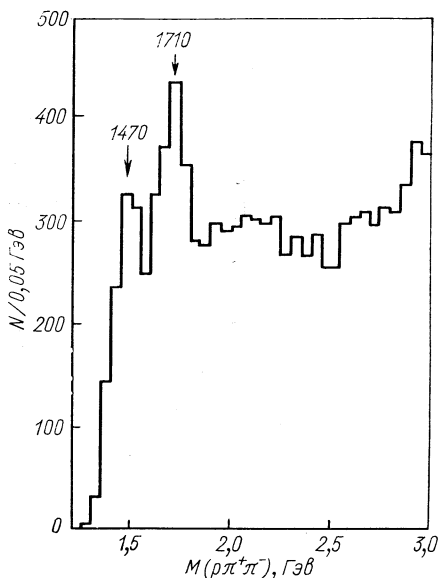


Рис. 8. Распределение по эффективным массам $M(\rho\pi^+\pi^-)$ в реакциях $X + p \rightarrow X + \rho\pi^+\pi^-$, где X равно π^+ при 8 и 16 Гэв , π^- — при 16 Гэв и K^- — при 10 Гэв .

сеяния можно представить в виде экспоненты

$$d\sigma/dt = A \exp(bt'), \quad (9)$$

где $t' = |t - t_{\text{мин}}|$; b — наклон дифференциального сечения. Пример поведения $d\sigma/dt'$ от t' показан на рис. 9 для системы

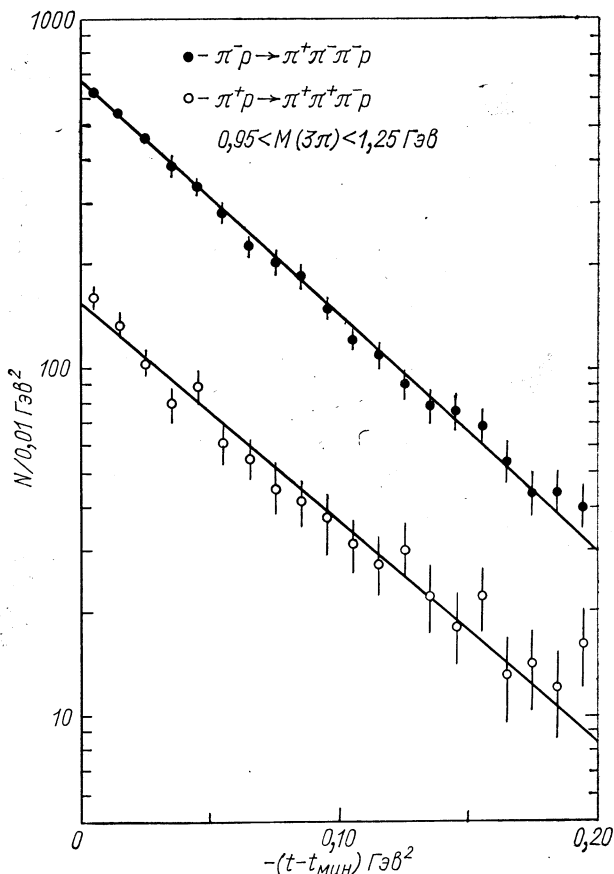


Рис. 9. Распределение по переданному импульсу для реакций $\pi^\pm p \rightarrow p A_1^\pm$. Аппроксимация экспериментальных данных выражением (9) дает значения $b^{(+)} = 14,50 \pm 0,73 \text{ (ГэВ)}^{-2}$ и $b^{(-)} = 15,59 \pm 0,53 \text{ (ГэВ)}^{-2}$.

($\pi^+\pi^+\pi^-$) в области A_1 -мезона, образующейся в реакции $\pi^\pm p \rightarrow p \pi^\pm \pi^+\pi^-$ при 15 ГэВ/с [15].

Изучение дифференциальных сечений показало, что существует довольно сильная зависимость наклона b от массы диссоцииро-

ванной системы. При этом наклон b быстро уменьшается с увеличением массы, т. е. происходит расширение дифракционного конуса. В качестве примера на рис. 10 показана зависимость b от M для реакций $\bar{K}^0 p \rightarrow K^{*-} \pi^+ p$ и $K^0 p \rightarrow K^{*+} \pi^- p$ [16].

В настоящее время отсутствует удовлетворительное описание поведения b в зависимости от массы и связь его с процессами упругого состояния. В некоторых работах предпринимаются

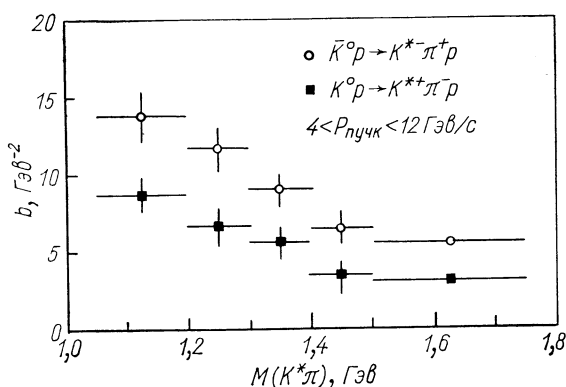


Рис. 10. Зависимость наклона дифференциального сечения b от $M (K_{890}^* \pi)$ в реакциях $K^0 p \rightarrow p (K_{890}^{*+} \pi^-)$ и $\bar{K}^0 p \rightarrow p (K_{890}^{*-} \pi^+)$. Проводилось усреднение в интервале $4 \leq P_{\text{пучк}} \leq 12 \text{ Гэв/с}$.

попытки такого описания [17, 18]. В частности, Элитцур [17] исходил из хорошо известного факта, что дифференциальное сечение упругого рассеяния $A + B \rightarrow A + B$ можно описать с помощью электромагнитных форм-факторов взаимодействующих частиц

$$d\sigma/dt = \text{const} [F_A(t) \cdot F_B(t)]^2. \quad (10)$$

Далее он предполагал, что соотношение (10) справедливо и для рождения возбужденных состояний: $A + B \rightarrow A + B^*$. При этом зависимость форм-фактора от t является той же функцией с аргументом, умноженным на масштабный множитель $(M_B/M_{B^*})^2$, т. е. $F_{B^*}(t, M_{B^*}^2) = F_B[t(M_B/M_{B^*})^2]$. Тогда сечение рождения возбужденного состояния B^* будет

$$\begin{aligned} (d\sigma/dt)_{AB \rightarrow AB^*} = \text{const} & \left[\frac{d\sigma_{AB}(t)}{dt} \times \right. \\ & \left. \times \frac{d\sigma_{AB}(t(M_B/M_{B^*})^2)}{dt} \right]. \end{aligned} \quad (11)$$

С помощью соотношения (11) были проведены расчеты сечений рождения изобар, образованных в pp -взаимодействиях при

* Такая зависимость следует из анализа электророждения резонансов в реакциях $ep = ep_x$ [19].

24 Гэв [17]. Результаты расчета довольно хорошо согласуются для ряда изобар с экспериментальными данными, приведенными

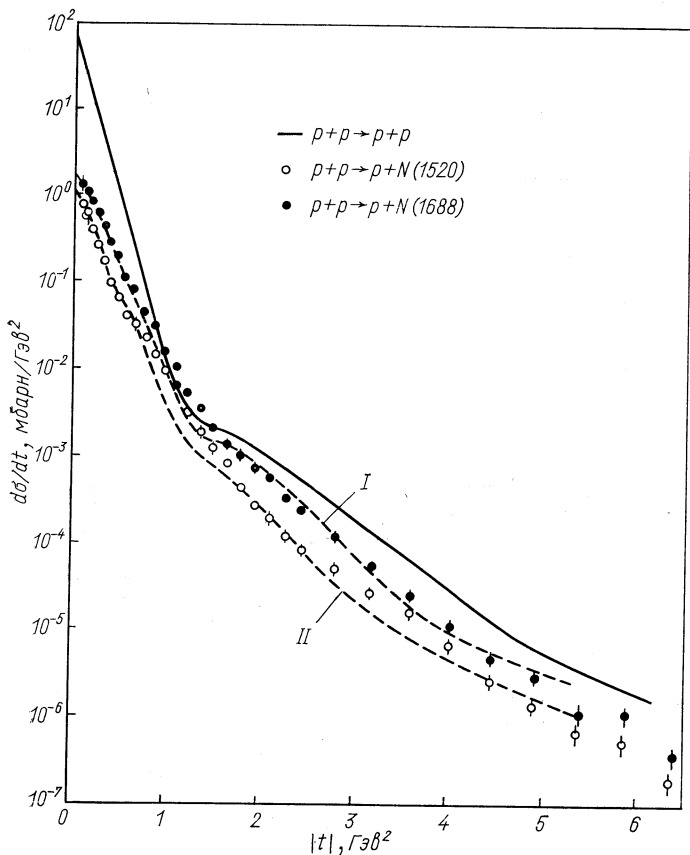


Рис. 11. Сравнение результатов расчета по модели Элитцура по рождению резонансов с $I = 1/2$ с экспериментальными данными реакций $pp \rightarrow pN^{*-}$ (1520) (кривая II) и $pp \rightarrow pN^{*+}$ (1688) (кривая I) при 24 Гэв.

на рис. 11. По этой схеме зависимость b от M_B при экспоненциальном поведении дифференциального сечения $d\sigma/dt = A \exp(bt)$ дается выражением

$$b(M_{B^*}) = (b_{AB}/2)[1 + (M_B/M_{B^*})^2]. \quad (12)$$

Тогда легко подсчитать, что изменение наклона при изменении массы от 1,0 до 1,5 Гэв для диссоциации $\pi \rightarrow A_1$ составит примерно 1% и для диссоциации $K \rightarrow Q$ — примерно 15%. Наблюдение сильной зависимости b от M (см., например, рис. 10) указывает

на то, что рассмотренная схема, по-видимому, не применима для процессов диссоциации бозонов [20]. *

Как известно в упругом рассеянии характер поведения дифракционного конуса с увеличением энергии различен для разных

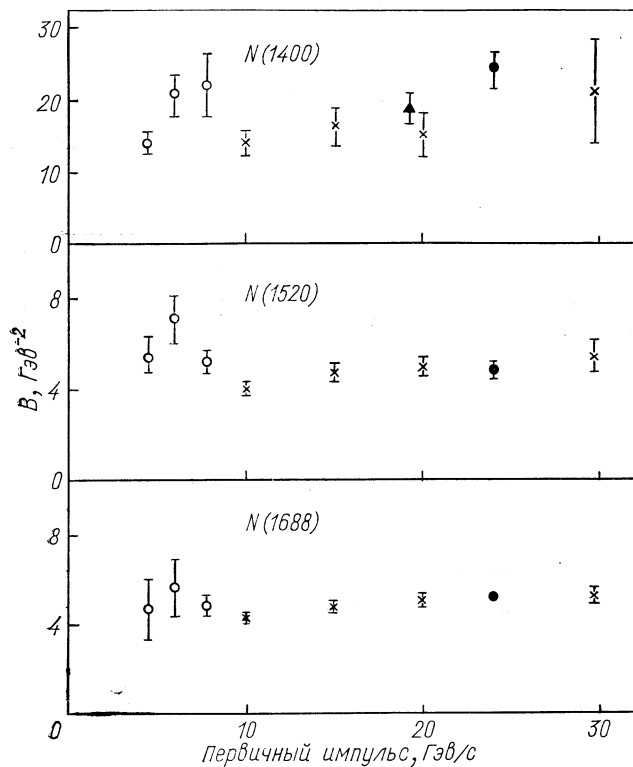


Рис. 12. Зависимость от первичного импульса параметра b , определенного в (9), при образовании изобар с $I = 1/2$.

частиц. Например, дифракционный конус сужается для pp -рассеяния, остается постоянным для $p\bar{p}$ -рассеяния и расширяется для $\bar{p}p$ -рассеяния.

Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные по изучению процессов дифракционной диссоциации не позволяют провести детальный анализ зависимости b от s . Трудности анализа в основном связаны с тем, что в различных работах при определении b используют разные интервалы по t . На рис. 12

* Следует отметить, что рождение $N^*(1400)$ также не описывается данной схемой.

Таблица 2

Реакция	$b, \text{Гэв}^{-2}$	
	$p = 8 \text{ Гэв}/c$	$p = 16 \text{ Гэв}/c$
$\pi^- p \rightarrow \pi^- p$	$8,2 \pm 0,3$	$7,8 \pm 0,3$
$\pi^- p \rightarrow \pi^- N^* (1400)$	$13,3 \pm 1,3$	$15,9 \pm 1,3$
$\pi^- p \rightarrow \pi^- N^* (1520)$	$4,4 \pm 0,2$	$5,1 \pm 0,15$
$\pi^- p \rightarrow \pi^- N^* (1690)$	$4,1 \pm 0,1$	$4,6 \pm 0,1$

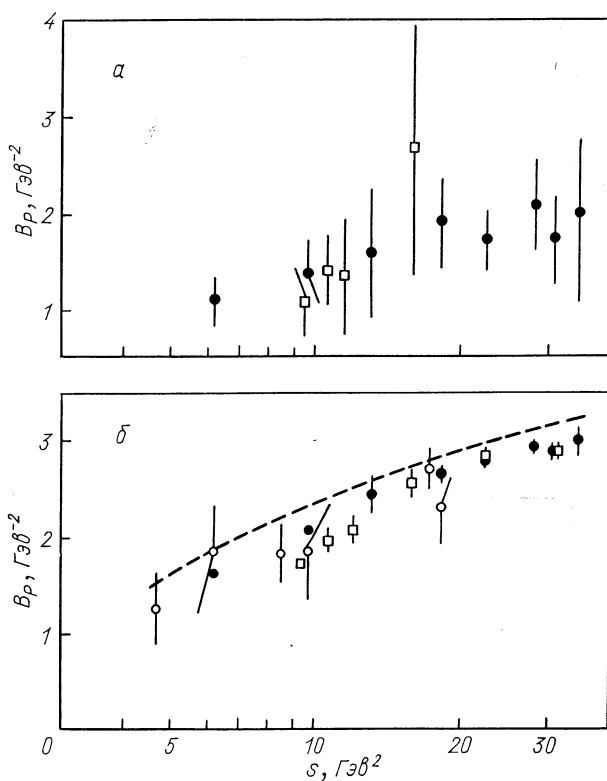


Рис. 13. Зависимость наклона V_f , который связан с обменом f -траекторией, полученного аппроксимацией $d\sigma/dt$ выражением (13) для реакций $\gamma p \rightarrow \gamma p$ и $\gamma p \rightarrow \gamma p$ (а) и наклона V_p , связанного с обменом помероном для реакции $\gamma p \rightarrow \gamma p$ (\square), $\gamma p \rightarrow p p$ (\bullet) и $\gamma p \rightarrow \varphi p$ (\circ) (б). Для последней реакции аппроксимация проводилась выражением $d\sigma/dt \sim \exp [2B_p t]$.

по данным [21] показана зависимость b от первичного импульса для рождения изобар в pp -взаимодействиях. Эти данные свидетельствуют в пользу того, что наклон для образования изобар, по-видимому, увеличивается с энергией. Значения b в реакциях с образованием изобар πN^* -мезонами при 8 и 16 Гэв [22] даны в табл. 2 и также указывают на некоторый рост b при увеличении s , тогда как наклон для упругого πp -рассеяния остается постоянным или даже уменьшается.

Интересно отметить, что в реакции $K^+p \rightarrow pQ^+$ сужение конуса наблюдается для вида распада $Q^+ \rightarrow K^+\pi^+\pi^-$ и отсутствует для вида $Q^+ \rightarrow K^0\pi^0\pi^+$ [23]. Исследование дифференциальных сечений в реакциях фоторождения резонансов и их зависимости от s было выполнено в рамках так называемой дуальной модели с поглощением [24]. Согласно этой модели, дифференциальное сечение реакций $\gamma p \rightarrow \gamma p$ и $\gamma p \rightarrow \rho p$ аппроксимируется выражением

$$d\sigma/dt = A_p^2 \exp(2B_P t) + 2A_P A_f \exp[(B_P + B_f) t] J_0(R\sqrt{t}) s^{-1/2}, \quad (13)$$

где индексы P и f относятся к померонной и f -траекториям. Зависимость $B(s)$, полученная в результате аппроксимации приведена на рис. 13. Значения величины A_P и A_f , умноженные на масштабный множитель $\gamma_{\gamma p}/\sqrt{\pi\alpha}$, следующий из модели векторной доминантности, приведены в табл. 3. Там же приведены аналогичные

Таблица 3

Реакция	$\gamma p \rightarrow \rho p$	$\pi N \rightarrow \pi N$
$A_P, \text{ мбарн}^{1/2} \cdot \text{Гэв}^{-1}$	$4,6 \pm 0,3$	$4,82 \pm 0,14$
$A_f, \text{ мбарн}^{1/2}$	$6,4 \pm 0,6$	$5,4 \pm 0,5$

данные, полученные при анализе упругого πN -рассеяния. Хорошее согласие этих значений может означать, что роль померонного обмена и обмена f -траекторией в обоих процессах одинакова.

Фройнд и Бергер [25] высказали предположение, что в отличие от рассмотренных реакций в фоторождении ϕ -мезона существенна только вакуумная траектория. Изучение поляризационных эффектов подтвердило это предположение. Поэтому дифференциальное сечение реакции $\gamma p \rightarrow \phi p$ должно описываться выражением $d\sigma/dt \sim \exp(2B_P t)$. Значения B_P при разных s также приведены на рис. 13 и примерно совпадают с данными, полученными для реакций $\gamma p \rightarrow \gamma p$ и $\gamma p \rightarrow \rho p$. Наблюдаемое изменение B_P от s

свидетельствует о том, что поперонная траектория имеет наклон α' отличный от нуля. С другой стороны, в работе Андерсона и др. [26] при исследовании реакции $\gamma p \rightarrow \varphi p$ при фиксированном значении $|t| = 0,6$ ($\text{Гэв}/c$)² была получена зависимость сечения от первичного импульса $(d\sigma/dt)_{t=0,6} = E^{-0,02}$ в интервале E от 6 до 19 Гэв . В этом случае поперонная траектория имеет вид

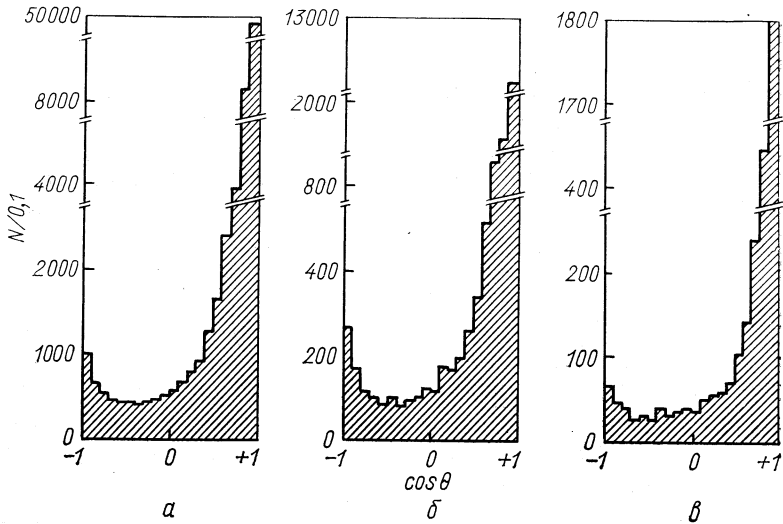


Рис. 14. Угловое распределение $(K\pi\pi)$ -системы в с. ц. и. для реакций: а — $K^+p \rightarrow K^+\pi^+\pi^-p$; б — $K^+p \rightarrow K^0\pi^+\pi^0p$; в — $K^+p \rightarrow K^0\pi^+\pi^+n$.

$\alpha_p(t) = 1 \pm (-0,03 \pm 0,13)t$, что находится в противоречии с предыдущими работами и с данными по pp - и K^+p -рассеянию [27].

Одной из особенностей дифференциального сечения дифракционных процессов так же, как и упругого рассеяния, является наличие пика при рассеянии назад. Впервые пик назад для A_1 наблюдался при изучении спектра недостающих масс $\pi^-p \rightarrow p$ (MM) при 16 Гэв [28]. Аналогичные результаты получены при изучении Q -мезона в реакции $K^+p \rightarrow NK\pi\pi$ [29]. На рис. 14 приведено угловое распределение $(K\pi\pi)$ -системы в с. ц. и. Спектр масс $(K\pi\pi)$ -системы для событий из заднего пика в реакции $K^+p \rightarrow pK^+\pi^+\pi^-$ показан на рис. 15, где для сравнения приведен также спектр масс этой же системы, вылетающий в переднем направлении. При выделении интервала масс $1,16 \leq M(K^+\pi^+\pi^-) \leq 1,52$ Гэв , т. е. области Q -мезона, энергетическая зависимость для сечения назад оказалась равной $\sigma(s) \sim s^{-4,2 \pm 0,2}$. Это приводит к усредненной траектории Редже вида $\alpha(0) = -1,1 \pm 0,1$, что находится в хорошем согласии с Λ -траекторией.

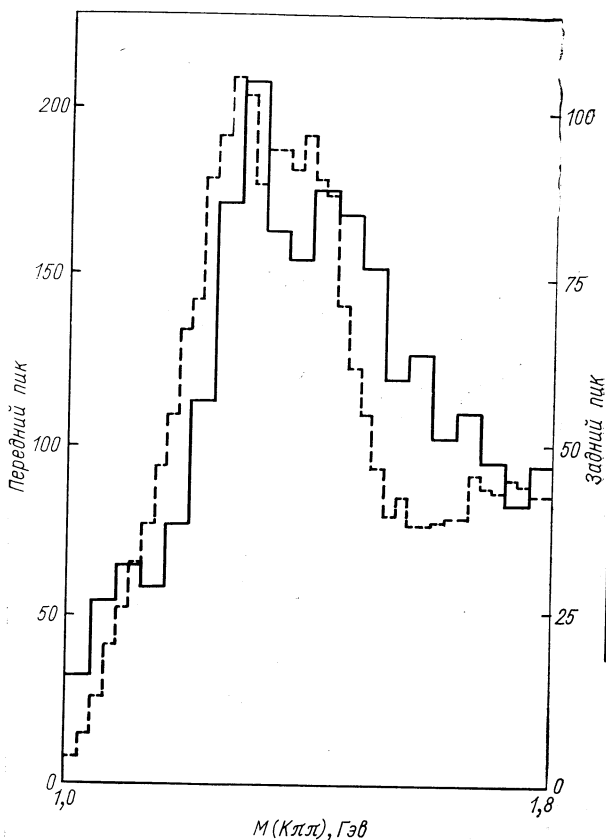


Рис. 15. Сравнение распределений $M(K^+\pi^+\pi^-)$ для событий из задней и передней полусфер с. ц. и. для реакции $K^+p \rightarrow pK^+\pi^+\pi^-$.

Сравнение сечений образования Q^+ и A_1^- в заднем направлении с данными по рассеянию назад K^- и π^+ -мезонов [30] приведено в табл. 4.

Таблица 4

Начальное состояние	$p, \text{ Гэв/с}$	$\sigma_{\text{назад}}^{\text{упр}}, \text{ мкбарн}$	$\sigma_{Q, A_1}^{\text{назад}}, \text{ мкбарн}$
π^-p	16,0	$0,24 \pm 0,03$	$0,35 \pm 0,87$
K^+p	5,2	5	-0,28
K^+p	6,9	1,5	7
			3

Из приведенных данных видно, что значения сечений назад для упругого рассеяния в процессе дифракционной диссоциации совпадают по порядку величины.

При изучении упругого рассеяния частиц и античастиц наблюдается так называемый эффект пересечения дифференциальных

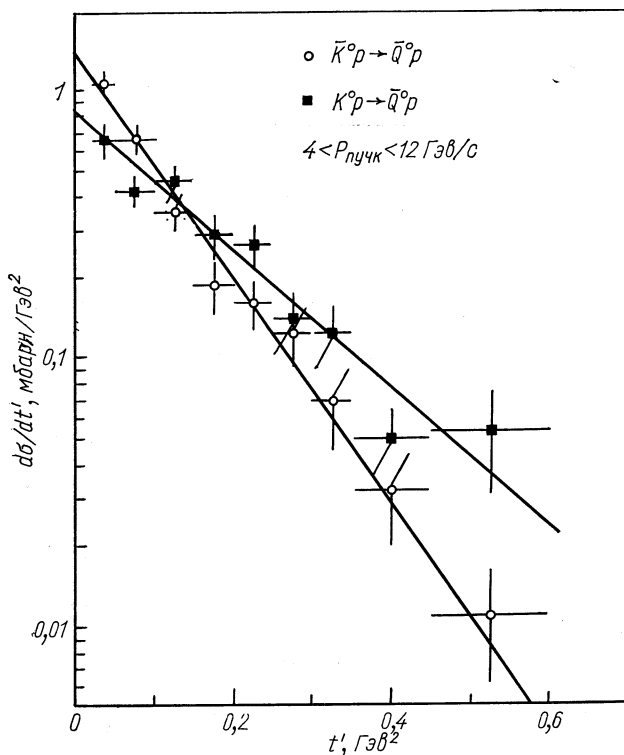


Рис. 16. Дифференциальное сечение реакций $K^0 p \rightarrow Q^0 p$ и $\bar{K}^0 p \rightarrow \bar{Q}^0 p$ в интервале первичных импульсов $4-12 \text{ ГэВ/с}$. Наклон дифференциальных сечений $b_Q = 5,9 \text{ (ГэВ/с)}^{-2}$ и $b_{\bar{Q}} = 9,7 \text{ (ГэВ/с)}^{-2}$.

сечений [31]. Такой же эффект можно ожидать и в процессе дифракционной диссоциации. Дифференциальные сечения реакций $K_L^0 p \rightarrow p Q^0$ и $\bar{K}_L^0 p \rightarrow p \bar{Q}^0$ с последующим распадом $Q (\bar{Q}) \rightarrow K_{890}^* \pi$ [16] приведены на рис. 16. Разделение Q^0 и \bar{Q}^0 осуществлялось по зарядовым состояниям K^* . Выбор таких реакций обусловлен тем, что в этом случае нет проблемы в условиях нормировки. Следует подчеркнуть, что несмотря на различие дифференциальных сечений полные сечения этих реакций практически одинаково-

вы: $\sigma(K^0 p \rightarrow p Q^0) / \sigma(\bar{K}^0 p \rightarrow \bar{Q}^0 p) = 0,99 \pm 0,08$. Как можно видеть из рис. 16, пересечение кривых, описывающих дифференциальные сечения, происходит при $|t'| = 0,13 \pm 0,03$, т. е. при том же значении t , как и в случае упругого рассеяния. Наиболее правдоподобным объяснением эффекта пересечения, как и в случае упругого рассеяния, в рамках теории Редже является существование вторичных траекторий.

Обозначим померонную, векторную и тензорную части амплитуды через A_P , A_V и A_T соответственно. Тогда, если для реакции $K^0 p \rightarrow p Q^0$ амплитуду A можно представить в виде $A = A_P + A_T - A_V$, то для реакции $\bar{K}^0 p \rightarrow p \bar{Q}^0$ амплитуда $A = A_P + A_T + A_V$. Пренебрегая квадратичными членами и предполагая, что померонная амплитуда чисто мнимая, легко получить соотношение:

$$\frac{d\sigma}{dt}(p\bar{Q}^0) - \frac{d\sigma}{dt}(pQ^0) = \sum_{\lambda\mu} A_P^{\lambda\mu} \text{Im} A_V^{\lambda\mu}, \quad (14)$$

где верхние индексы обозначают изменение спиральности в обеих вершинах. Поскольку в рассматриваемых реакциях не наблюдается уменьшение $d\sigma/dt$ при $|t| \sim 0$, то из соображений, высказанных ниже, следует, что при рассеянии вперед $\lambda = \mu = 0$. Используя значения отношения $\alpha = \text{Re} A / \text{Im} A \approx 1$ из $K_{LP}^0 \rightarrow \rightarrow K_s^0 p$, можно вычислить следующие величины [16]:

$$A_P^{00} / A_P^{el} = \sqrt{\left(\frac{d\sigma}{dt'}\right)(pQ^0) / \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)(K^+ p)} \Big|_{t'=0} = 0,4 \pm 0,1; \quad (15)$$

$$\text{Im} A_V^{00} / \text{Im} A_V^{el} = \frac{\left(\frac{d\sigma}{dt'}\right)(p\bar{Q}^0) - \left(\frac{d\sigma}{dt'}\right)(pQ^0)}{\left[8 \left(\frac{d\sigma}{dt'}\right)(pQ^0) \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)(K_s^0 p)\right]^{1/2}} \Big|_{t'=0} = 0,8 \pm 0,3; \quad (16)$$

$$|\text{Im} A_V^{00} / A_P^{00}| = \frac{\left(\frac{d\sigma}{dt'}\right)(p\bar{Q}^0) - \left(\frac{d\sigma}{dt'}\right)(pQ^0)}{4 \left(\frac{d\sigma}{dt'}\right)(pQ^0)} \Big|_{t'=0} = 0,17. \quad (17)$$

Все значения получены при усреднении в рассматриваемом энергетическом интервале от 4 до 12 Гэв. Следует отметить, что полученные данные относятся ко всему интервалу масс ($K\pi\pi$)-системы в Q -области. Для упругого рассеяния по данным Девера и Харари [32] отношение $|\text{Im} A_V^{el} / A_P^{el}| = 0,19$, что практически совпадает со значением (17).

Эффект пересечения сечений (3π)-системы в реакциях $\pi^\pm p \rightarrow \rightarrow p\pi^\pm \pi^\mp$ наблюдался при 16 Гэв/с [33] (рис. 17). Полученные значения точки пересечения при $|t'| = 0,15$ (Гэв/с)² соответствуют значениям, приведенным выше. Здесь этот эффект можно

объяснить как результат интерференции амплитуд, связанных с обменом померонным и ρ -мезонным полюсами. Однако тогда следует ожидать наличие пика A_1 в реакциях с обменом зарядами. Приблизительные оценки Кане [34], использовавшего разницу

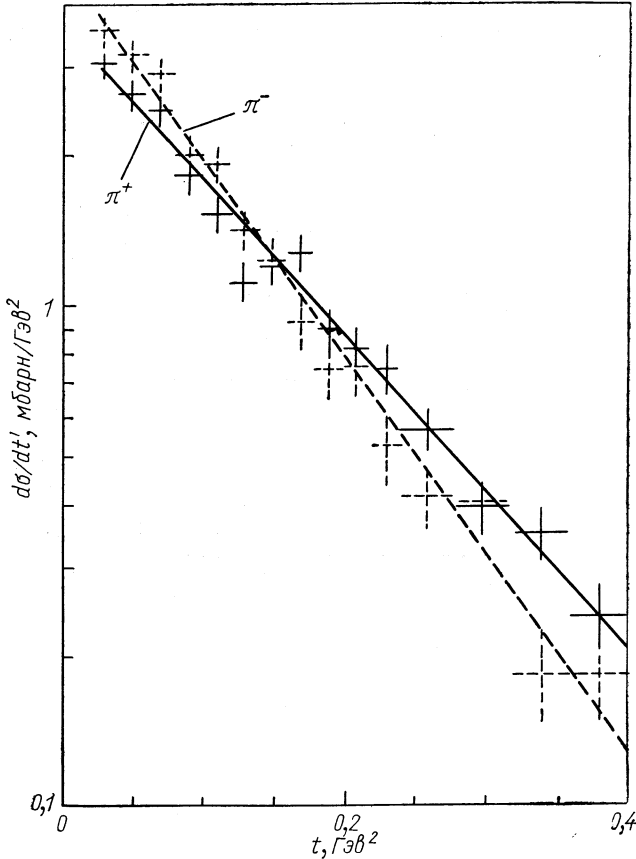


Рис. 17. Дифференциальное сечение для процесса диссоциации π^\pm -мезонов в реакциях $\pi^\pm p \rightarrow p\pi^\pm\pi^+\pi^-$ при 16 Гэв/с . Выделение событий, отвечающих процессу диссоциации, осуществлялось методом анализа в продольном фазовом пространстве.

в дифференциальном сечении, изотопические соотношения и т. д. дают значение сечения реакции $\pi^- p \rightarrow nA_1^0$ примерно равное $0,4 \text{ мбарн}$, что при 16 Гэв/с составляет $\sim 1/4$ от сечения реакции $\pi^- p \rightarrow p\pi^0$. Этот результат находится в противоречии с экспериментальными данными.

В работе [33] утверждается, что эффект пересечения сечений в реакциях $\pi^- p \rightarrow \pi^- N^*$ для $(p\pi^+\pi^-)$ -системы отсутствует. С другой стороны, в работах [35] этот эффект наблюдается в реакциях $pp \rightarrow pN^*$ и $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}N^*$.

3. ДИФРАКЦИОННАЯ ДИССОЦИАЦИЯ В КОГЕРЕНТНЫХ ПРОЦЕССАХ

При изучении неупругих взаимодействий с ядрами следует выделить особый класс реакций, в которых ядро отдачи остается в основном состоянии. Такие процессы носят название когерентных. Изучение когерентных реакций при высоких энергиях проводилось с помощью различной методики [36, 37].

Результаты анализа когерентных взаимодействий нуклонов и мезонов с ядрами показывают, что в спектрах эффективных

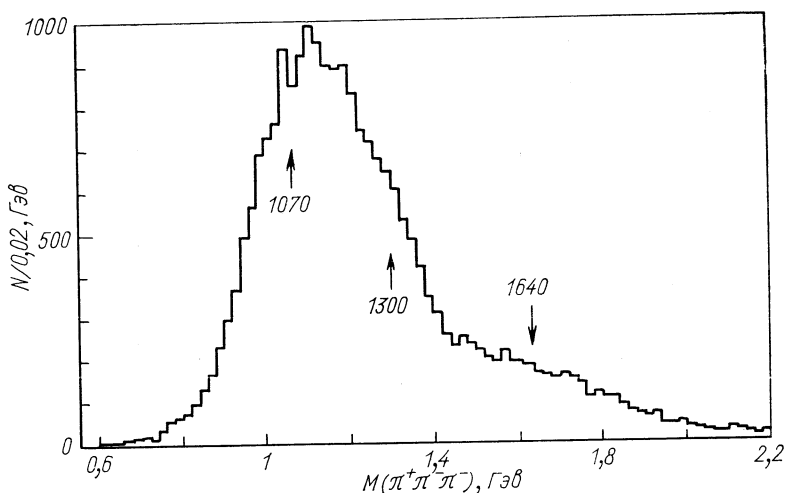


Рис. 18. Суммарное распределение эффективных масс (3π) -системы в когерентных процессах $\pi^- A \rightarrow A (3\pi)$ на ядрах Be, C, Al, Si, Ti, Ag, Ta, Pb при $15,1 \text{ ГэВ/с}$.

масс вторичных частиц, в области их малых значений, также наблюдаются широкие пики. Примеры таких спектров показаны на рис. 18 [37]. Анализ когерентных реакций осуществляется на основе изучения распределения по переданному импульсу. Такое распределение имеет характерный вид (рис. 19), который грубо можно описать с помощью суммы двух экспонент [38, 39]:

$$d\sigma/dt' = A \exp(-at') + B \exp(-bt'). \quad (18)$$

Наклон b в этой формуле (большие значения t') соответствует рассеянию на отдельном нуклоне ядра (некогерентное рассеяние), а наклон a принимает значение в интервале 30—100 $(\Gamma_{\text{эв}}/c)^{-2}$.

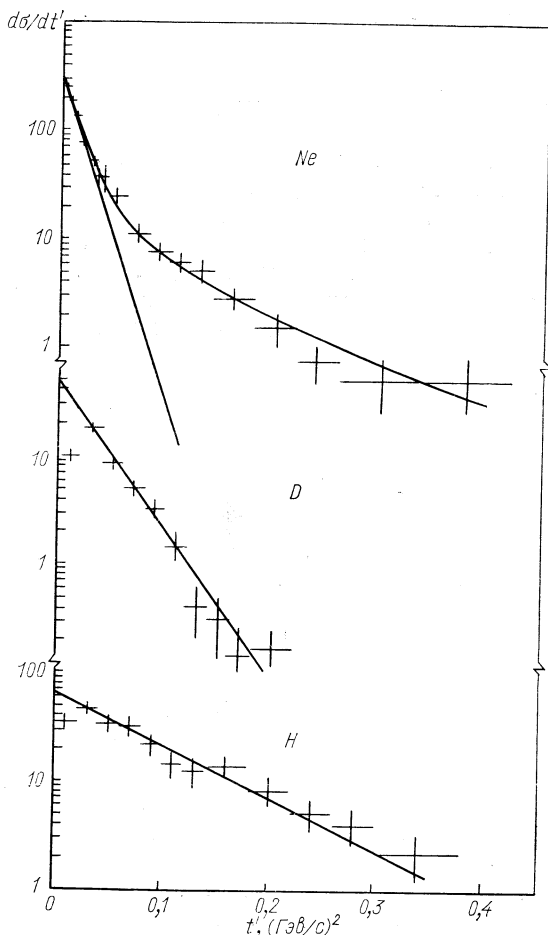


Рис. 19. Распределение по переданному импульсу t' (Зп)-системе для ядер H, D, Ne.

Согласно теории Глаубера [40] дифференциальное сечение когерентных процессов имеет следующий вид:

$$d\sigma/dt = A^2 C(t, M) |F(t, M, A)|^2, \quad (19)$$

где A — атомный номер ядра-мишени, C — сечение образования системы с массой M на свободном нуклоне и $F(t, M, A)$ — форм-фактор ядра. Выражение для форм-фактора можно записать

в виде

$$F \approx \int \exp \left\{ iQb \frac{1}{2} [\sigma_1 (1 - \alpha_1) T_1 + \sigma_2 (1 - i\alpha_2) T_2] \right\} \rho d^2 b db_z, \quad (20)$$

где \mathbf{b} — параметр удара; Q — поперечный импульс; σ_1 — полное сечение взаимодействия падающей частицы на свободном нуклоне; α_1 — отношение реальной части амплитуды упругого рассеяния

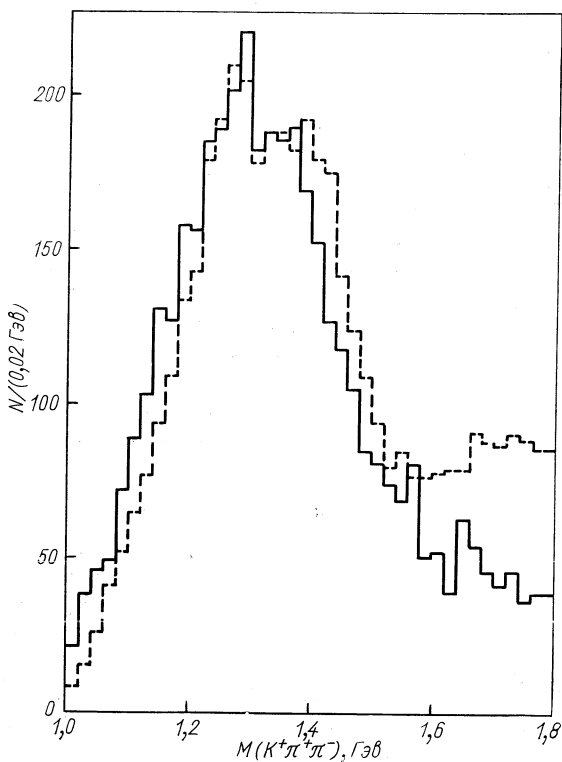


Рис. 20. Распределение по $M(K^+\pi^+\pi^-)$ для реакции $K^+d \rightarrow dK^+\pi^+\pi^-$ при 12 Гэв/с (события, отвечающие образованию d^* , исключены):
 — — — распределение по $M(K\pi\pi)$ для реакции $K^+p \rightarrow pK^+\pi^+\pi^-$, нормированное на число событий в интервале $1,1 \leq M(K\pi\pi) \leq 1,5 \text{ Гэв}$ для первой реакции.

к ее мнимой части при $t = 0$; σ_2 и α_2 — те же величины для вторичной (диссоциированной) системы; ρ — плотность нуклонов внутри ядра ($\int \rho d^3r = 1$); $T_1 = \int_{-\infty}^z A \rho dz$; $T_2 = \int_z^{\infty} A \rho dz$. Если предположить, что плотность нуклонов задается выражением

Вуда — Саксона [41]

$$\rho(r) = \rho_0 / \{1 + \exp[(r - 1,12A^{1/3})/0,545]\}, \quad (21)$$

и использовать известные данные по рассеянию частиц на нуклонах, т. е. σ_1 , α_1 , то в выражении (20) неизвестными параметрами остаются только σ_2 и α_2 — характеристики взаимодействия диссоциированной системы с нуклоном. В работе [37] при аппроксимации экспериментальных данных выражением (20) при $\sigma_2 = 25$ мбарн и $\alpha_2 = 0$ было получено согласие $d\sigma/dt$ в области пика $M(3\pi) \leq 1,6$ Гэв для различных ядер.

Сравнение околопороговых особенностей $A_1 \rightarrow 3\pi$, $Q \rightarrow K\pi\pi$, возникающих при взаимодействиях на протонах и ядрах, показывает, что они имеют практически одинаковую форму. На рис. 20 приведены спектры масс ($K\pi\pi$)-системы для реакций $K^+d \rightarrow dK^+\pi^+\pi^-$ и $K^+p \rightarrow pK^+\pi^+\pi^-$ [42]. Небольшой сдвиг в положении максимума в сторону больших масс при взаимодействии на протоне объясняется отсутствием образования $K_{1420}^* \rightarrow K\pi\pi$ в когерентных процессах и влиянием форм-фактора (20).

Поскольку когерентные процессы происходят при очень малых переданных импульсах, а с увеличением массы диссоциированной системы $t_{\text{мин}}$ увеличивается, то должно происходить их подавление при больших эффективных массах. Бингхам [43] показал, что в когерентных процессах могут возникать системы с массой M_b , удовлетворяющей условию

$$M_b^2 \leq M_a^2 + 0,56A^{1/3}p_a,$$

где p_a — импульс первичной частицы. Однако это ограничение не может объяснить того факта, что пики, отвечающие A_3 - и L -мезонам в когерентных процессах, не наблюдаются на всех ядрах кроме дейтерия (см. рис. 18). В работе Бемпорада и др. [37] наблюдались когерентные процессы, приводящие к 5π -мезонам в конечном состоянии. Форма спектра, показанного на рис. 21, оказалась весьма похожей на спектр в случае 3π -мезонов, но сдвинутой в сторону больших масс.

Согласно некоторым моделям, быстрый спад в распределении масс в процессах дифракционной диссоциации связан с появлением новых открытых каналов при увеличении эффективной массы системы [44]. Тогда, если когерентные процессы вызываются тем же механизмом, что и дифракционные процессы на протонах, то их можно использовать для проверки этого утверждения. Особенно важным является то, что в этих процессах существенно улучшаются фоновые условия.

Наилучшей проверкой таких моделей являлся бы эксперимент по анализу недостающих масс. Однако такой эксперимент еще не поставлен. При сложении же спектров эффективных масс систем из трех и пяти заряженных π -мезонов [37] остается неясным

вопрос о вкладе распадов, содержащих нейтральные π -мезоны, а также вопрос нормировки таких спектров, поскольку неизвест-

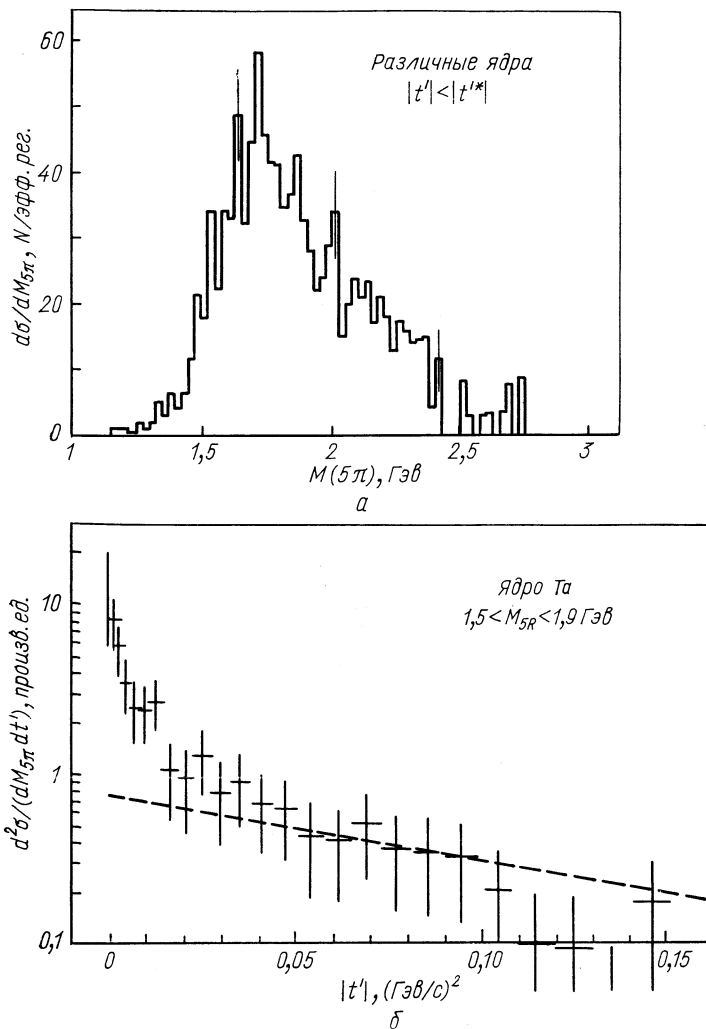


Рис. 21. Распределение по эффективным массам (5π) -системы для различных ядер с поправкой на эффективность регистрации и обрезанием по t для различных ядер (а) и распределение по переданному импульсу t (5π) -системе для ядра Ta (б).

ны изоспиновые состояния промежуточных систем. Следует отметить, что при довольно сильном варьировании относительной нормировки этих спектров, плавного суммарного спектра получить не удастся.

Изучение когерентных процессов на ядрах с диссоциацией нуклонов было проведено в работе Лонго и др. [45]. В этой работе исследовалась реакция $nA \rightarrow A + p\pi^-$ на ядрах углерода, меди

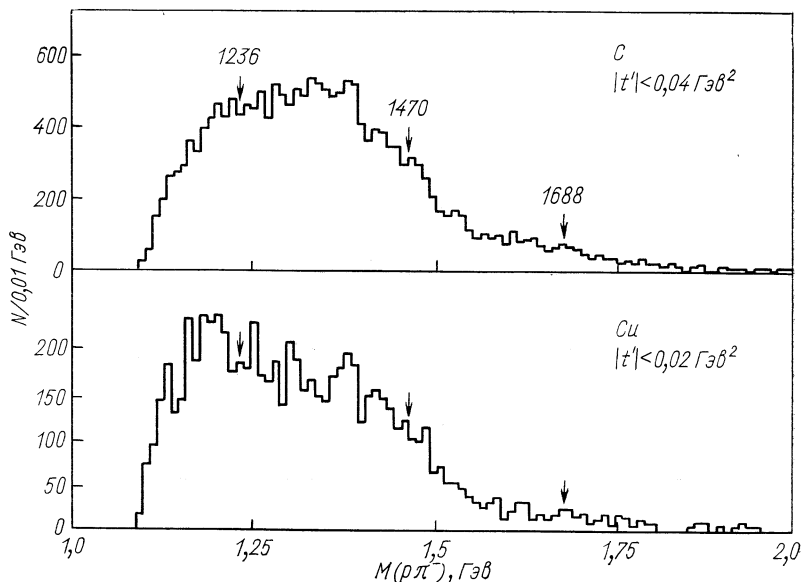


Рис. 22. Распределение эффективных масс $M(p\pi^-)$ для реакций $nA \rightarrow (p\pi^-)A$.

и свинца. Спектр масс $(p\pi^-)$ -системы, приведенный на рис. 22, имеет широкий пик в области малых масс, в котором не наблюдается выделенных резонансов. Аналогичный результат получен в реакции $dp \rightarrow dp\pi^+\pi^-$ при 25 Гэв [46].

4. АНАЛИЗ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ

Изучение угловых распределений вторичных частиц в дифракционных процессах может дать полезную информацию, касающуюся следующих проблем:

- определение спина и четности J^P возникающей системы;
- определение спиновой матрицы плотности с целью исследования механизма дифракционной диссоциации и, в частности, вопроса, связанного с сохранением спиральности и возможностью нахождения квантовых чисел обменной системы;
- изучение взаимодействия в промежуточном состоянии в трехчастичных распадах.

Наиболее общее выражение для распределения распадных углов x_i имеет следующий вид:

$$W(x_i) = \sum_{J_1 P_1 M_1} \sum_{J_2 P_2 M_2} \rho_{M_1 M_2}^{J_1 P_1 J_2 P_2} M_{M_1}^{J_1 P_1} M_{M_2}^{J_2 P_2}, \quad (22)$$

где ρ — спиновая матрица плотности, описывающая процесс образования системы; M — матрица распада в данном спиновом состоянии. Для того чтобы учесть различные виды распада, величину M_M^{JP} (22) представим в виде:

$$M_M^{JP} = \sum_l C_l^{JP} M_{Ml}^{JP}, \quad (23)$$

где l относится к определенному виду распада.

Подробное изучение систем 3π -мезонов выполнено в работе Асколи и др. [47]. В этой работе был проведен анализ по парциальным волнам указанной системы в области масс от 0,8 до 2,0 $G\text{эв}$. Использовались данные по реакции $\pi^- p \rightarrow \rho l^+ \pi^- \pi^-$ при девяти значениях энергии в интервале 5—25 $G\text{эв}$ и по реакции $\pi^+ p \rightarrow \rho l^+ \pi^+ \pi^-$ при семи значениях энергии в интервале от 5 до 8,5 $G\text{эв}$. При анализе рассматривались все возможные виды распада. Поведение различных J^P -состояний в зависимости от массы (3π)-системы приведено на рис. 23. Следует отметить, что ни 0^- , ни 1^+ -состояние не имеет ярко выраженного резонансного характера в отличие от 2^+ -состояния в области A_2 -мезона. Аналогичный анализ был проведен в работе [48], выполненный на бозонном спектрометре ЦЕРН — ИФВЭ для реакции $\pi^- p \rightarrow \rho l^+ \pi^- \pi^-$ при импульсе π^- -мезонов 40 $G\text{эв}/c$. Результаты, полученные в этой работе, совпадают с данными Асколи и др. [47] по анализу различных J^P -состояний. Сравнение дифференциальных сечений, однако, затруднительно, так как в обеих работах исследовались события в разных интервалах t' . Аналогичные результаты получены в некоторых других работах, где использовались методы анализа диаграммы Далитца или метод угловых моментов [49].

На основании анализа данных о различных видах распада (см. рис. 23) можно заключить следующее:

а) основным вкладом, определяющим форму всего спектра масс (3π)-системы, является (ρl) -система с относительным угловым моментом $l = 0$ и соответствующим состоянием с J^P , равным 1^+ . Такую же форму спектра дает (ρl) -система с $l = 1$ ($J^P = 0^-$), хотя вклад ее значительно меньше. С другой стороны, (ϵl) -система не приводит к максимуму, а дает слабо зависящую от массы (3π)-системы форму спектра (рис. 24);

б) пик A_3 связан с $(f\pi)$ -системой в 2^- -состоянии, при этом вклада от (ρl) -системы не наблюдается. Значения массы и ширины этого пика, полученные при аппроксимации формулой Брейта — Вигнера, $M = 1656 \pm 11 M\text{эв}$ и $\Gamma = 270 \pm 30 M\text{эв}$;

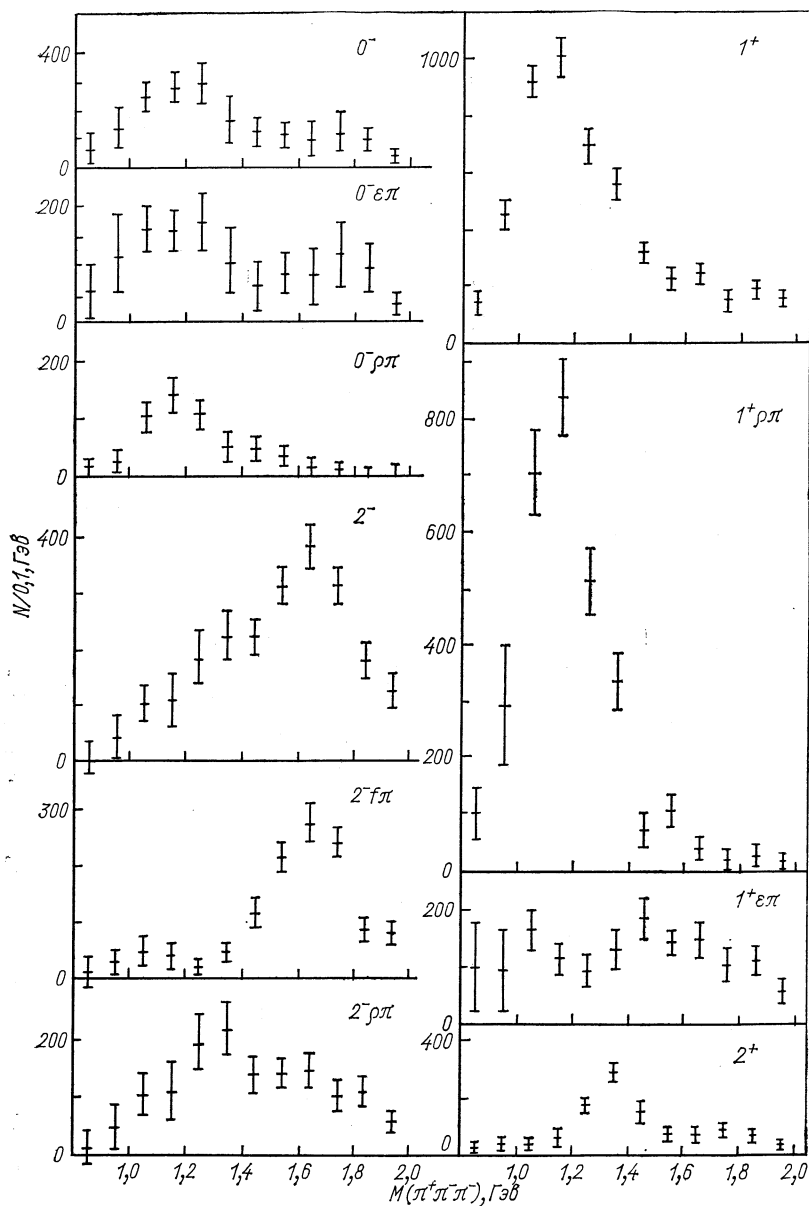


Рис. 23. Зависимость парциальных вкладов различных J^P состояний для разных видов распада (3π) -системы от $M(3\pi)$ в реакции $\pi^-p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^-$ в интервале энергий 11–25 Гэв.

в) вычисления сдвигов фаз амплитуд 1^+ ($\rho\pi$), 0^- ($\rho\pi$), 2^- ($f\pi$), связанных с наблюдаемыми пиками, по отношению к другим нерезонансным амплитудам показывают, что их фазы не меняются с изменением массы (3π)-системы (рис. 25);

г) из анализа, проведенного в работе [47], следует, что вклад

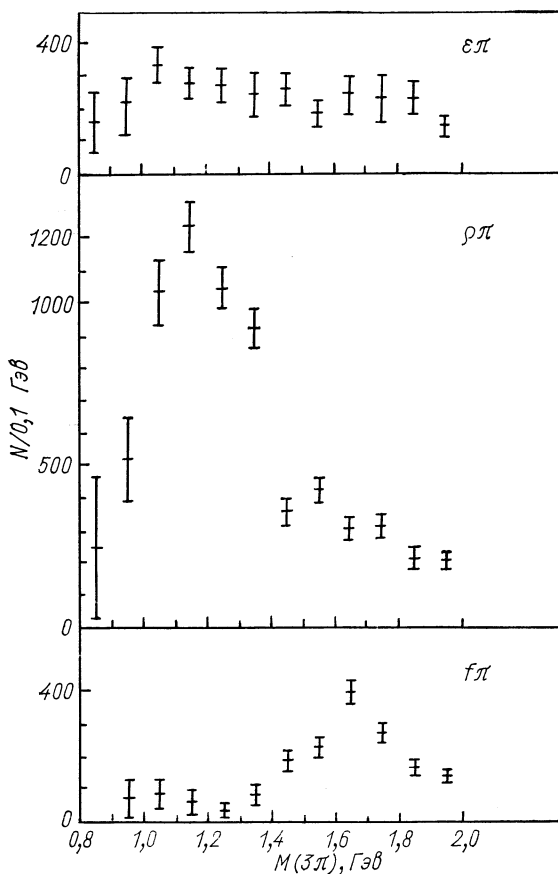


Рис. 24. Зависимость вкладов различных видов распада (3π)-системы, суммированных по всем J^P -состояниям от $M(3\pi)$ для реакции $\pi^-p \rightarrow \rho\pi^+\pi^-\pi^-$ в интервале 11—25 $\text{ГэВ}/c$.

1^+ -состояния с $l = 2$ (d -волна) пренебрежимо мал по сравнению с s -волной;

д) дифференциальные сечения состояний 1^+ и 0^- имеют наклон такого же порядка, как и в упругом рассеянии (рис. 26);

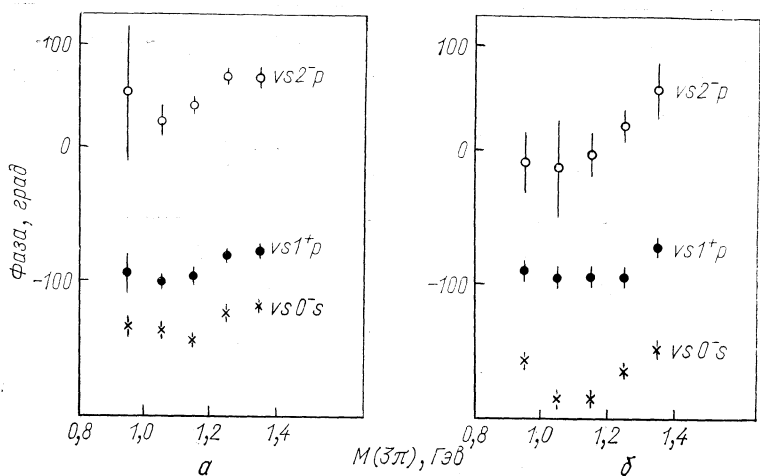


Рис. 25. Зависимость сдвига фаз 1^+ s -волны по отношению к 0^- , $1^+ \rho$ и $2^- \sigma$ от $M(3\pi)$ в реакции $\pi^- p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^-$:
 a — при $40 \text{ GeV}/c$, $0,04 \leq |t| \leq 0,33 \text{ (ГэВ}/c)^2$; b — при $5^- - 7,5 \text{ GeV}/c$, $0 \leq |t| \leq 0,7 \text{ (ГэВ}/c)^2$.

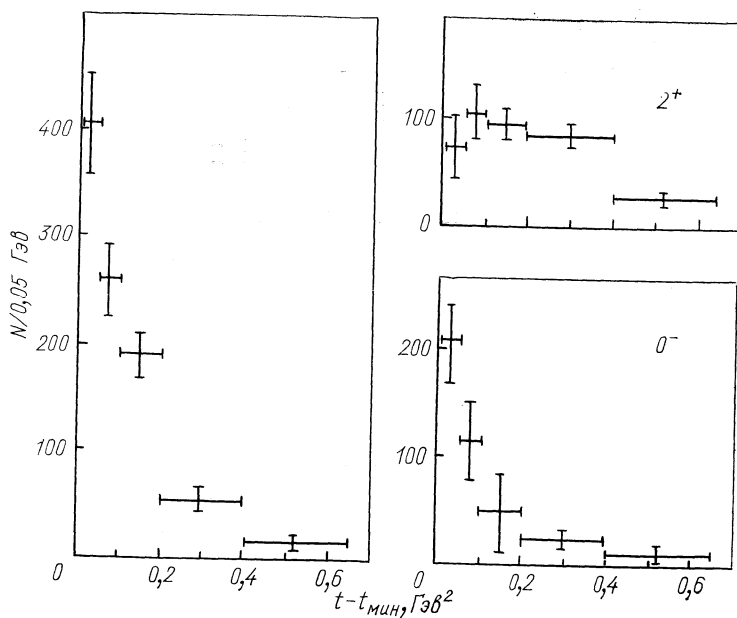


Рис. 26. Зависимость вкладов различных J^P -состояний от переданного импульса для реакции $\pi^- p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^-$ в интервале $5-7,5 \text{ GeV}$.

е) энергетическую зависимость сечения образования A_1 ($1,0 \approx M(3\pi) \leq 1,2 \text{ Гэв}$, $J^P = 1^+$) и A_3 ($1,5 \leq M(3\pi) \leq 1,8 \text{ Гэв}$, $J^P = 2^-$) в реакциях $\pi^-p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^-$ и $\pi^+p \rightarrow p\pi^+\pi^+\pi^-$ можно представить в виде $\sigma(A_1) \sim p^{-0,4 \pm 0,11}$ и $\sigma(A_3) \sim p^{-0,82 \pm 0,46}$.

При изучении угловых распределений в (Клп)-системе применялись более простые методы анализа для определения J^P . В некоторых работах [50] вычислялись моменты распределения нормали к плоскости распада. Было установлено, что в Q-области отличны от нуля моменты $\langle Y_{20} \rangle$, $\langle \text{Re}Y_{21} \rangle$ и $\langle \text{Re}Y_{22} \rangle$. Это означает, что

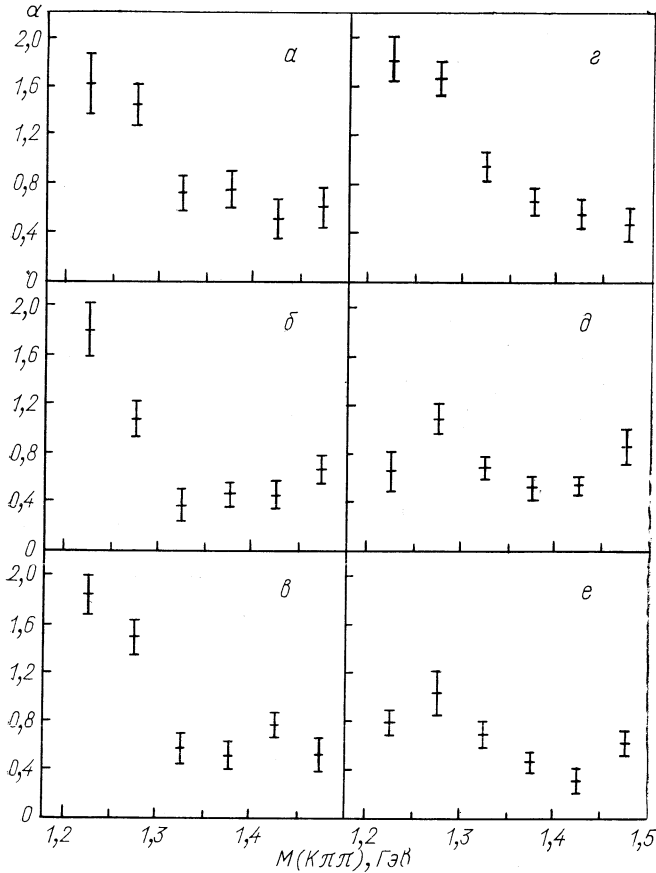


Рис. 27. Зависимость модуля отношения амплитуд α для $K\rho$ - и $K^*\pi$ -распадов в различных интервалах импульсов p_{in} для реакций $K^+p \rightarrow K^+p\pi^+\pi^-$ (а — г) и $K^+p \rightarrow pK^0\pi^+\pi^0$ (б — е) от $M(K\pi\pi)$:

а — $2,5 \leq p_{in} \leq 4,4 \text{ Гэв/с}$; б — $4,4 \leq p_{in} \leq 7,0 \text{ Гэв/с}$; в — $7,0 \leq p_{in} \leq 9,5 \text{ Гэв/с}$; г — $9,5 \leq p_{in} \leq 12,7 \text{ Гэв/с}$; д — $7,0 \leq p_{in} \leq 12,7 \text{ Гэв/с}$.

в Q -области преимущественно осуществляется состояние с $J^P = 1^+$. Выбор четности связан с тем фактом, что в $(K\pi)$ -системе

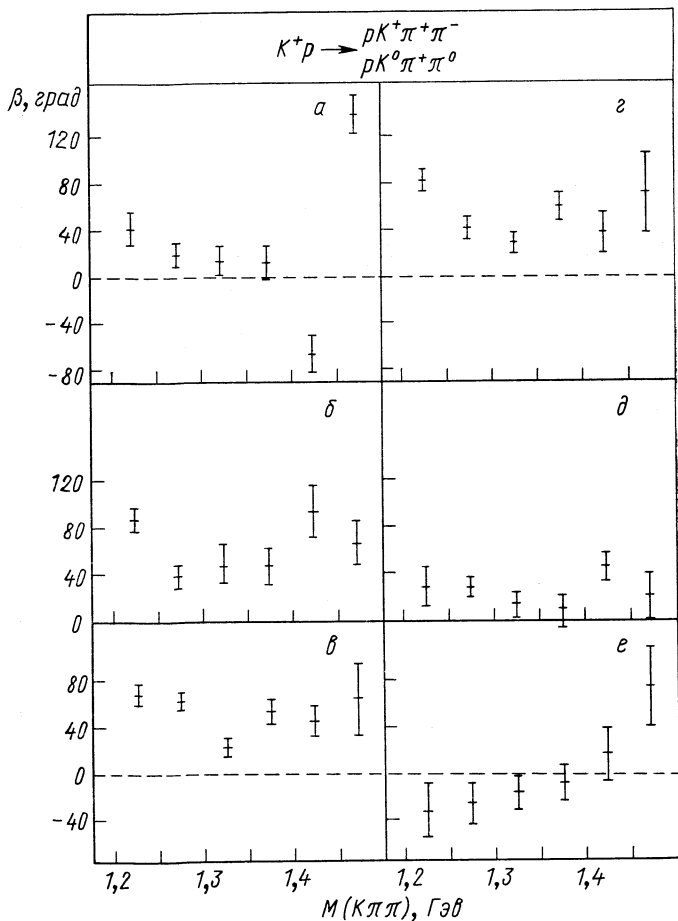


Рис. 28. Зависимость фазы β отношения амплитуд $K\rho$ - и $K^*\pi$ -распадов в реакциях $K^+p \rightarrow K^+\rho\pi^+\pi^-$ (а — з) и $K^+p \rightarrow \rho K^0\pi^+\pi^0$ (д и е). Обозначения те же, что и на рис. 27.

не существует других резонансов кроме K^*_{1420} . На основании проведенного анализа авторы работ [50] делают следующие заключения:

а) кроме вклада 1^+ -состояния существует малый, не исчезающий вклад состояний 2^- и 0^- ;

б) значение ρ_{00} (в предположении $J^P = 1^+$) достаточно велико, но отлично от 1;

в) не наблюдается заметного изменения $\rho_{\text{тм}'}$ от $M(K_{\text{лл}})$ в Q -области.

При анализе, проводимом с помощью диаграмм Далитца, предполагается, как правило, существование одного определенного J^P -состояния и некогерентного фона. При исследовании Q -области рассматривались состояния $J^P = 1^+$ с видами распада $K^*\pi$ и $K\rho$ [51]. Отношение амплитуд этих распадов можно выразить в виде $A(K\rho)/A(K^*\pi) = \alpha \exp(i\beta)$. Зависимость α от $M(K_{\text{лл}})$ приведена на рис. 27. Наблюдается существенное уменьшение α с увеличением массы $(K_{\text{лл}})$ -системы. Зависимость β от $M(K_{\text{лл}})$ показывает наличие заметного изменения величины β при изменении $M(K_{\text{лл}})$. Этот вывод остается справедливым как для $K^+\pi^+\pi^-$ -системы, так и для $K^0\pi^+\pi^0$ -системы, а также при совместном рассмотрении этих систем. Включение 2^- -состояний не влияет существенно на наблюдаемую зависимость.

Уменьшение α с увеличением $M(K_{\text{лл}})$ противоречит предположению, что наблюдаемый пик в Q -области связан с одним резонансом. В рамках кварковой модели можно предположить, что в Q -области имеется два резонанса, один из которых (K_A) принадлежит $SU(3)$ -мультиплету A_1 и второй (K_B)-мультиплету B [52]. Тогда для K_A должна наблюдаться конструктивная, а для K_B деструктивная интерференция с видами распада $K^*\pi$ и $K\rho$, что приведет к сильной зависимости β от $M(K_{\text{лл}})$, наблюдаемой экспериментально. Однако такая картина противоречит предположению о дифракционном происхождении всего Q -пика, поскольку K -мезон и померон имеют зарядовую четность $C = +1$. Поэтому выдвинуто предположение о том, что наблюдаемые пики в Q -области являются смесью состояний K_A и K_B [52]. Однако для выяснения справедливости такого предположения требуется более детальное изучение Q -области.

При исследовании систем $K^+\pi^+\pi^-$ и $K^0\pi^+\pi^0$ в работе [51] было получено, что значение α существенно больше для первой системы, чем для второй. Одним из возможных объяснений этого эффекта было предположение о значительном вкладе распада $K\varepsilon^*$. Было получено отношение амплитуд $K\varepsilon^-$ и $K\rho$ -распада $|\gamma| = 1$. Вышеуказанное противоречие между двумя каналами было уменьшено, но не снято.

В настоящее время имеется довольно мало данных, касающихся свойств L -мезона. В экспериментах по K^+p - и K^-p -взаимодействиям при 10 Гэв/с [54, 55] установлено, что спин-четность

* Гипотеза о $K\varepsilon$ -распаде была выдвинута Александром и др. [53] для объяснения наблюдаемого отношения видов распада $R = \frac{Q \rightarrow K^0\pi^+\pi^-}{Q \rightarrow K^+\pi^+\pi^-} = 1,03 \pm 0,06$ в реакции $K^+p \rightarrow Qp$ и соответствия его изотопическим соотношениям.

L -мезона 2^- более предпочтительна, чем 1^+ , 3^+ . Аналогичный результат приводится в работе [56].

Весьма важен вопрос о видах распада L -мезона. При анализе диаграммы Далитца [54] получены оценки вклада распадов $K_{1420}^*\pi$, $K_{890}^*\pi$ и $K\rho$, равные $20 \pm 15\%$, $35 \pm 12\%$ и $11 \pm 9\%$ соответственно, что согласуется с данными работы при 10 Гэв/с [55].

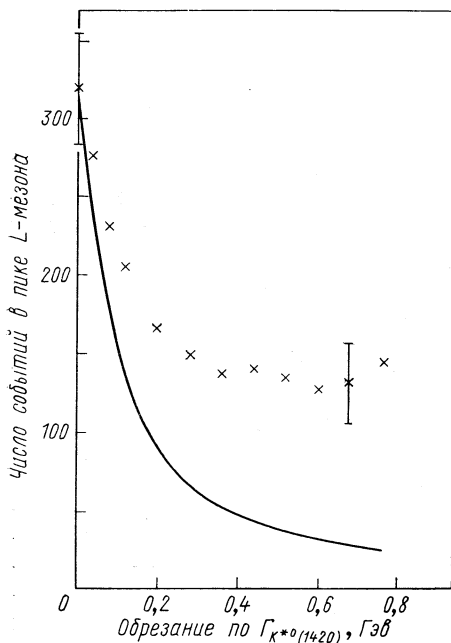


Рис. 29. Зависимость числа событий в пике L -мезона после исключения K_{1420}^*0 для реакции $K^-p \rightarrow pK^-\pi^+\pi^-$ при 10 Гэв/с от ширины полосы, отвечающей K_{1420}^* .

— ожидаемое число событий в L -пике в предположении, что осуществляется только распад $L \rightarrow K_{1420}^*0\pi$.

В работе [57] проводилось изучение избытка событий в области L -мезона в $(K\pi\pi)$ -системе после исключения полосы, связанной с K_{1420}^* . На рис. 29 приведено число событий в пике L -мезона при различных условиях обрезания по массе K_{1420}^* . Этот пик не исчезает полностью при таком обрезании, что указывает на наличие других видов распада. Это противоречит результатам работы [58], в которой проанализированы суммарные данные по реакции $K^+p \rightarrow pK^+\pi^+\pi^-$ в интервале импульсов $7-13 \text{ Гэв/с}$ (65 000 событий). На рис. 30 показано количество событий в полосах шириной 100 Мэв вокруг значений масс K_{890}^* и K_{1420}^* и вне этих полос в зависимости от M ($K\pi\pi$). Отсутствие какого-либо пика при массе K_{890}^* для событий и области L -мезона в отличие от приведенных выше результатов свидетельствует

в пользу того, что распад L -мезона происходит преимущественно по виду $K_{1420}^*\pi$. Такая гипотеза подтверждается и в некоторых других работах [59]. Для окончательного решения этого вопроса следовало бы провести анализ при существенно большей статистике.

Анализ угловых распределений вторичных частиц проводился также для барионных систем. Наиболее подробно изучалась $(N\pi)$ -система в работе [60] в реакции $K^+n \rightarrow K^+(p\pi^-)$ при 12 Гэв/с . Полученный спектр масс совпадает с данными других

работ [61, 62]. При анализе углового распределения были определены величины $\langle Y_{lm}(\theta, \varphi) \rangle$, где θ и φ — углы в системе Готтфрида — Джексона, и показано, что при $m \neq 0$ все $\langle Y_{lm} \rangle$ практически равны нулю*. При обработке данных предполагалось,

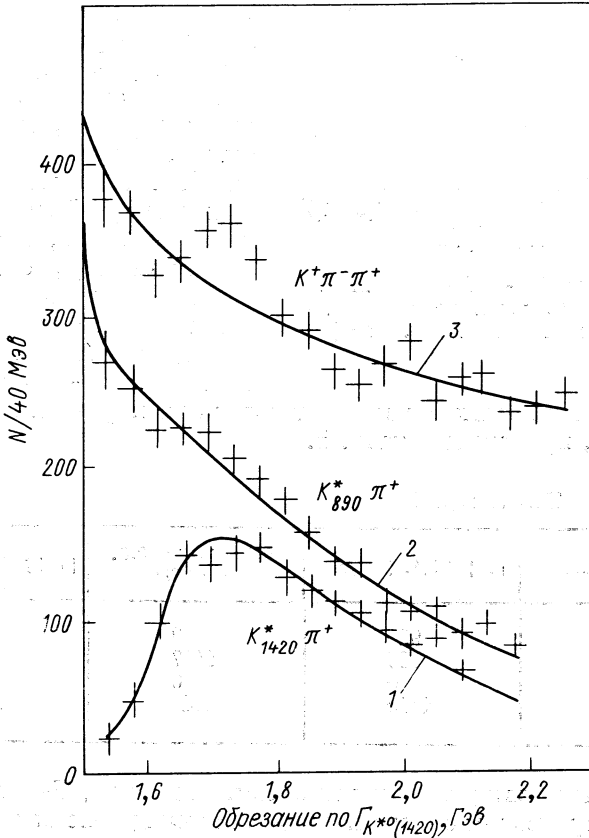


Рис. 30. Распределение по M (К π) для событий, у которых M (К π) лежит в полосе K^*_{1420} (1), K^*_{890} (2) и вне этих полос (3) для реакции $K^+p \rightarrow K^+\pi^-\pi^+$ при интервале 7—13 Гэв/с. Ширина полосы 100 Мэв.

что существенными являются только P -, D - и F -волны, причем вклад D - и F -волн описывался формулой Брейта — Вигнера с фиксированными значениями $M = 1500 \text{ Мэв}$, $\Gamma = 120 \text{ Мэв}$ и $M = 1680 \text{ Мэв}$, $\Gamma = 130 \text{ Мэв}$ соответственно. Вклад P -волны

* Следует заметить, что это противоречит результатам работы [62].

дает максимум при $M \sim 1250$ $M_{эв}$ с шириной $\Gamma \sim 300$ $M_{эв}$ (рис. 31). При этом фаза меняется от 105 до 135° в области масс

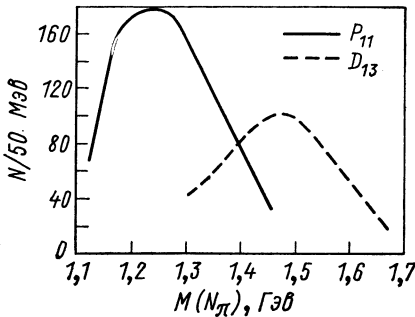


Рис. 31. Вклад P_{11} - и D_{13} -состояний в спектр масс M ($p\pi^-$) для реакции $K^+n \rightarrow K^+(p\pi^-)$ при 12 $G_{эв/c}$, $t \leq 0,1$ ($G_{эв/c}$)².

$1,3 \leq M$ ($p\pi^-$) $\leq 1,5$ $G_{эв}$. Авторы работы [60] утверждают на основе анализа $K^+n \rightarrow \Delta^{++}K^0$, что вклад в эту область Δ_{1238}^{++} пренебрежимо мал. Амплитуда P_{11} , определенная из фазового анализа, имеет такую же форму, но с максимумом, сдвинутым примерно на 220 $M_{эв}$ в сторону больших масс (πN)-системы. Это может означать, что имеется два пика P_{11} , отвечающих различным резонансам, или наблюдается сдвиг, аналогичный сдвигу максимума в фоторождении ρ -мезона. Число

событий, отвечающих вкладам разных волн в различных интервалах $|t'|$, приведено в табл. 5.

Таблица 5

Число событий	$ t' \leq 0,1, (G_{эв/c})^2$	$0,1 \leq t' \leq 0,3, (G_{эв/c})^2$	$ t' \geq 0,3, (G_{эв/c})^2$
$N(P)$	925	0	0
$N(D)$	685	1447	740
$N(F)$	0	0	370
N (полное)	1610	1447	1110

Эти данные свидетельствуют о том, что вклад P -волны ведет себя периферическим образом, тогда как вклад D -волны примерно одинаков до $|t'| = 0,3$ ($G_{эв/c}$)². Вклад F -волны увеличивается с ростом $|t'|$.

5. ПРАВИЛА ОТБОРА В ДИФРАКЦИОННЫХ ПРОЦЕССАХ

Определение спина и четности системы, образовавшейся в дифракционных процессах, весьма важно, поскольку позволяет провести сравнение с предсказаниями различных моделей, дающих определенные правила отбора. Одно из таких правил, так называемое правило Грибова — Моррисона, связывает четность первичной частицы P_i с четностью конечной системы P_f и изменением

спина ΔJ начального и конечного состояний

$$P_f = P_i (-1)^{\Delta J}. \quad (24)$$

Правило (24) строго установлено лишь для столкновения бесспиновых частиц и не доказано в более общем случае. Поэтому его следует рассматривать как эмпирическое для взаимодействия частиц со спинами.

Согласно (24), дифракционные процессы возможны лишь при переходах $0^- \rightarrow 0^-$, 1^+ , 2^- , 3^+ , \dots , $1/2^+ \rightarrow 1/2^+$, $3/2^-$, $5/2^+$, $7/2^- \dots$ и т. д. Поэтому реакция $\pi p \rightarrow A_2 p$ и подобные ей не могут происходить в результате дифракционных процессов и, в частности, путем обмена помероном. Бозонные системы A_1 , A_3 , Q , L , зависимость сечения которых характеризуется показателем n (см. табл. 1), удовлетворяют такому правилу. Однако универсальность его подвергается некоторому сомнению в связи с дальнейшим изучением A_2 -мезона, резонанса с установленными значениями $J^P = 2^+$ и хорошо описываемым формулой Брейта — Вигнера.

В работе [63] впервые было показано, что при высоких энергиях в реакции $\pi^- p \rightarrow p A_2^-$ зависимость сечения от энергии существенно меньше, чем для реакции $\pi^+ n \rightarrow p A_2^0$. При изучении реакции $\pi^- p \rightarrow p A_2^-$ с помощью бозонного спектрометра ЦЕРН — ИФВЭ [48] получено значение $n = 0,7 \pm 0,3$ в интервале энергий 25—40 Гэв.

В работе [64] был проведен анализ по парциальным волнам для реакций $\pi^\pm p \rightarrow p \pi^\pm \pi^\mp$. Парциальная волна $J^P = 2^+$ имеет резонансный характер с массой $M = 1315 \pm 5$ Мэв и шириной $\Gamma = 110 \pm 20$ Мэв. В области масс $1,2 \leq M$ (Зп) $\leq 1,4$ Гэв для состояния 2^+ (A_2 -мезон) авторы получили значение $n = 0,79 \pm 0,08$. При этом натуральная часть сечения описывается зависимостью $\sigma_N \sim p^{-0,57 \pm 0,03}$, а ненатуральная $\sigma_U \sim p^{-1,85 \pm 0,45}$ *. Распределение по переданному импульсу t' для реакции $\pi^- p \rightarrow p A_2^-$ приведено на рис. 26. Ее можно представить в виде $d\sigma/dt' \sim \sim i' \exp(-Bt')$, где $B = 6,41 \pm 0,33$ Гэв⁻² для первичных импульсов $p_{in} < 10$ Гэв и $B = 9,04 \pm 0,92$ Гэв² для $p_{in} > 10$ Гэв.

* Натуральность N определяется следующим образом: $N = (-1)^{JP}$, где J и P — спин и четность, или $N = P\tau$, где τ — сигнатурный множитель. Амплитуду процесса $a + b \rightarrow c + d$ можно представить в виде суммы двух членов, соответствующих обмену натуральной и ненатуральной системами:

$$M_{\lambda_c \lambda_d \lambda_a \lambda_b}^{s_\pm} = M_{\lambda_c \lambda_d \lambda_a \lambda_b}^s \pm \varepsilon M_{-\lambda_c \lambda_d -\lambda_a \lambda_b}^s,$$

где $\varepsilon = \eta_c \eta_a (-1)^{s_c - s_a} (-1)^{\lambda_c - \lambda_a}$; η — внутренние четности частиц; λ — спиральности.

Отсюда, например, для случая взаимодействия частиц имеющих $s_a = 0$ (π и K) легко получить

$$d\sigma_{\lambda_c}^\pm/dt = (d\sigma/dt) (\rho_{\lambda_c \lambda_c} \pm \varepsilon \rho_{\lambda_c - \lambda_c}).$$

Представляя дифференциальное сечение в виде

$$d^2\sigma/dt ds = f(t) s^{\alpha(t)-2}, \quad (25)$$

где под $\alpha(t)$ понимается некоторая эффективная траектория, и аппроксимируя этим выражением данные в различных интервалах по t , авторы работ [64] получили $\alpha(t) = (0,91 \pm 0,12) + (1,31 \pm 0,49)t$, а при дополнительном ограничении $\alpha'(t) = 1 - \alpha(t) = 0,84 \pm 0,05 + t$.

Изоспиновые характеристики обменной системы подробно исследовались в области энергий меньше 10 Гэв . Экспериментально установлено равенство $\sigma(A_2^+) = \sigma(A_2^-)$, означающее, что интерференция амплитуды с изоскалярным и изовекторным обменом мала. Это позволяет пренебречь интерференцией, разделить сечения на части, отвечающие изоскалярному и изоспиновому обмену, используя при этом дополнительные данные по реакции $\pi^+d \rightarrow ppA_2^0$, и показать, что доля связанного с изоскалярным обменом сечения, который характеризуется, например, отношением $R = \sqrt{\sigma_{isosc}/\sigma_{tot}}$, велика ($R = 0,8$ при 5 Гэв).

Поведение траекторий, ответственных за образование A_{1-} и A_{2-} мезонов, можно исследовать при анализе интерференционных эффектов парциальных волн с различными значениями J^P . В работах [48, 64] изучалась зависимость относительной фазы элемента спиновой матрицы плотности ρ_{01}^{1+2+} от t , характеризующего интерференцию парциальных волн 1^+ и 2^+ . Наблюдаемая независимость ρ_{01}^{1+2+} от t свидетельствует о параллельности траекторий, участвующих в образовании A_{1-} и A_{2-} мезонов.

Рассмотренные данные указывают на то, что образование A_{2-} мезона (по крайней мере, при распаде вида $A_2 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^-$) можно описать как дифракционный процесс. Если это утверждение справедливо, то в данном случае имеет место нарушение правила (24).

В некоторых работах обсуждались и другие возможные правила отбора для дифракционных процессов. Карлитц и др. [65] предложили сохранение спина кварков и квантовых чисел SU_3 в случае померонного обмена. В этом случае образование A_1 с померонным обменом — запрещенный процесс, что вряд ли справедливо согласно экспериментальным результатам, рассмотренным выше. Другое правило отбора, предложенное Фрейндом и др. [66], основано на предположении об $f - f'$ -связи померона. При обмене помероном разрешены все J^P -состояния, в которых допускается $f - f'$ -обмен (A_1, A_2). На основе кварковой модели Ле Яунд и др. [67] установили правило $P_i P_f = (-1)^{\Delta S}$, где ΔS — полное изменение спина кварка, что позволяет рассматривать образования A_1 и A_2 как дифракционные процессы. Вычисления в рамках этой модели предсказывают уменьшение сечения рождения A_1 при $t' = 0$, связанное с амплитудой переворотом спина. Экспериментальное распределение по $d\sigma/dt$ противоречит этому утверждению.

6. ПРОВЕРКА СОХРАНЕНИЯ СПИРАЛЬНОСТИ

Рассмотрим дифракционную диссоциацию как квазидвух-частичный процесс $a + b \rightarrow c + d$. Амплитуду этого процесса можно представить в виде когерентной суммы состояний с различными значениями J^P , каждая из которых представляется в виде ряда по спиральным амплитудам в s - или t -канале: $F_{\lambda_c \lambda_d \lambda_a \lambda_b}^s$, $F_{\lambda_c \lambda_d \lambda_a \lambda_b}^t$. Представим эти амплитуды в форме, свободной от кинематических сингулярностей, например в реджезованной форме:

$$F_{\lambda_c \lambda_d \lambda_a \lambda_b}^s = (\sqrt{-t/s_0})^{|\lambda_c - \lambda_a| + |\lambda_d - \lambda_b|} g_{\lambda_c - \lambda_a, \lambda_d - \lambda_b}(s/s_0)^\alpha \varphi_\alpha. \quad (26)$$

Сохранение спиральности в s -канале означает, что для любых $\lambda, \mu \neq 0$ величина $g_{\lambda\mu} = 0$. То же условие для F^t должно выполняться при сохранении спиральности в t -канале.

Хорошо известно, что из закона сохранения углового момента и четности для спиральных амплитуд следует соотношение

$$F_{\lambda_c \lambda_d \lambda_a \lambda_b}^s = \sigma_b \sigma_a \eta_b \eta_d (-1)^{s_a - s_b} (-1)^{\lambda_d - \lambda_b} F_{\lambda_c - \lambda_d, \lambda_a - \lambda_b}^s, \quad (27)$$

где σ_i — натуральность частицы i .

Поскольку при рассеянии вперед $\lambda_a = \lambda_c$ и $\lambda_b = \lambda_d$, сохранение спиральности в s -канале при $t = 0$ является тривиальным следствием сохранения J^P . Более того, при $s_a = 0$ из (27) автоматически следует правило Грибова — Моррисона при $t = 0$.

В работах [68, 69] по изучению реакции $\gamma p \rightarrow \rho p$ с поляризованными фотонами было показано, что ρ -мезон образуется с такой же поляризацией, как и первичный фотон, независимо от угла вылета. На основе этих результатов и анализа упругого πp - и pp -рассеяния Гилман и др. [70] высказали утверждение, что сохранение спиральности в s -канале является общим свойством дифракционных процессов с участием адронов. Однако результаты последующих работ подвергают сомнению это утверждение. Действительно, из данных по изучению реакции $\gamma p \rightarrow \rho p$ с поляризованными фотонами при энергиях 2,8; 4,7 и 9,3 Гэв [24] следует, что величины $\text{Re} \rho_{10}^0$ и $\text{Re} \rho_{11}^0$ в области $0,18 \leq |t'| \leq 0,8$ (Гэв/с)² отличны от нуля. Это свидетельствует об изменении спиральности в s -канале.

Основной вклад в величину $\text{Re} \rho_{10}^0$ связан с натуральным обменом. Зависимость этой величины от первичной энергии весьма слабая. Значение $2\text{Re} \rho_{10}^0 = \text{Im} T_{01}^N |T_{11}^N|$, где T_{ij}^N — спиральная амплитуда, отвечающая натуральному обмену, при энергиях $E_\gamma = 2,8; 4,7$ и $9,3$ Гэв равно $0,16 \pm 0,03; 0,12 \pm 0,03$ и $0,14 \pm 0,02$ соответственно.

Аналогичный анализ проводился для систем, возникающих при дифракционной диссоциации адронов. В работе [47] для реак-

ции $\pi^- p \rightarrow p (3\pi)^-$ в A_1 -области определялись величины $\rho_{M_1 M_1}^{1+1+}$ в зависимости от t . При малых t полученные значения ρ_{00}^{1+1+} согласуются с предположением о сохранности спиральности в s - и t -канале*. При больших t зависимость величины $\rho_{00}^{1+1+}(t)$ свидетельствует о таком сохранении только в t -канале. Однако более детальное изучение других матричных элементов, например отличие

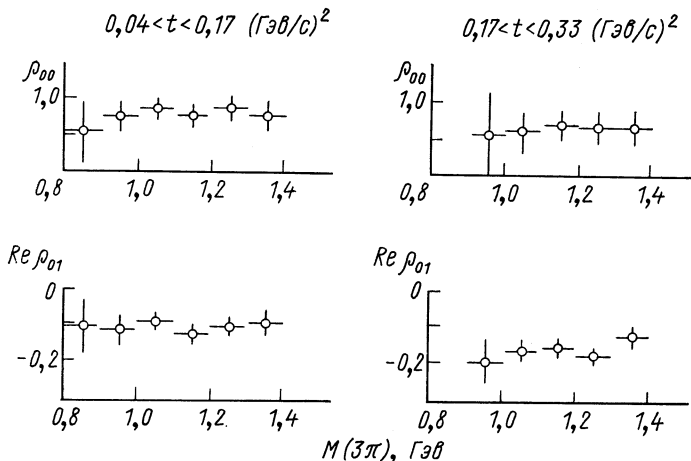


Рис. 32. Зависимость элементов спиновой матрицы плотности 1^+ -состояния от $M(3\pi)$ и t для реакции $\pi^- p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^-$ при $40 \text{ ГэВ}/c$.

от нуля $\text{Re} \rho_{01}^{11}$, показывает, что утверждение о сохранении спиральности в t -канале для данной реакции также не является справедливым. Этот вывод подтверждается данными работы ЦЕРН — ИФВЭ [48] (рис. 32). Такой же результат был получен и при исследовании A_3 -области.

В работе [71] анализ углового распределения в соответствующих системах производился методом моментов. Определение вклада состояний с различными L и M проводилось минимизацией функционала

$$\chi^2(\beta) = \sum_{L=1}^5 \sum_{M=1}^L \frac{\langle Y_{LM}(\vartheta, \varphi) \rangle^2}{\sigma^2}, \quad (28)$$

где ϑ и φ — азимутальный и полярный углы в с. ц. и. изучаемой системы между нормалью к плоскости распада (или одной из распадных частиц) и осью Z ; $Y_{LM}(\vartheta, \varphi)$ — шаровые функции; β —

* Определение величин $\rho_{mm'}^{nn'}$ в системе Готтфрида — Джексона соответствует t -каналу, а в спиральной системе — s -каналу.

угол поворота оси Z по отношению к направлению падающей частицы в той же системе.

Исследовались реакции $K^-p \rightarrow pK^-\pi^+\pi^-$ при $10 \text{ Гэв}/c$ и $\pi^+p \rightarrow p\pi^+\pi^+\pi^-$ при $16 \text{ Гэв}/c$ в области Q -и A_1 -мезона соответственно. В результате анализа было показано, что угол β , при котором функционал достигает минимального значения, не соответствует ни системе Готтфрида — Джексона, ни спиральной системе. Это означает, что для A_1 - и Q -мезонов спиральность не сохраняется ни в t -, ни в s -канале.

Изучение барионных систем проводилось как в реакциях типа $\pi_K^+p \rightarrow \pi_K^+(p\pi\pi)$ [71], так и в когерентных процессах $dp \rightarrow dp\pi^+\pi^-$ при 25 Гэв [46]. В большинстве работ не установлено сохранение спиральности ни в s -, ни в t -канале.

7. АНАЛИЗ ПРОЦЕССОВ ДИФРАКЦИОННОЙ ДИССОЦИАЦИИ МЕТОДОМ ПРОДОЛЬНОГО ФАЗОВОГО ПРОСТРАНСТВА

Одна из возможностей выделения дифракционных процессов связана с анализом в продольном фазовом пространстве ПФП, предложенным Ван Ховом [72]. Довольно часто используется

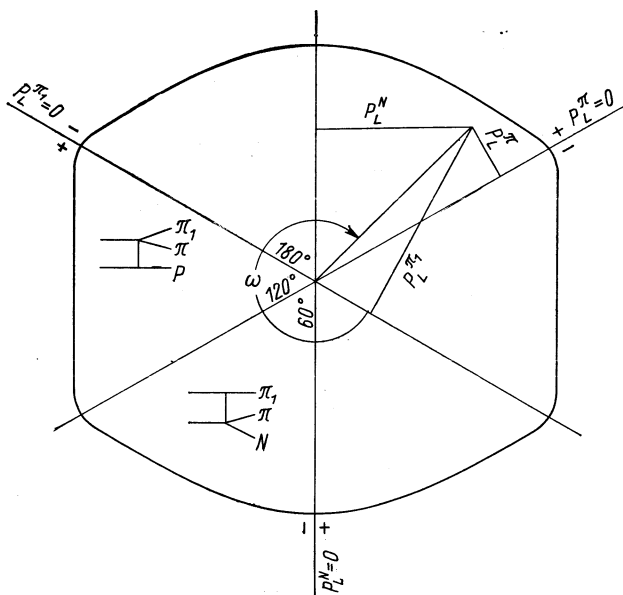


Рис. 33. Диаграмма Ван Хома для трехчастичного конечного состояния и предполагаемое соответствие ее секторов диаграммам Фейнмана.

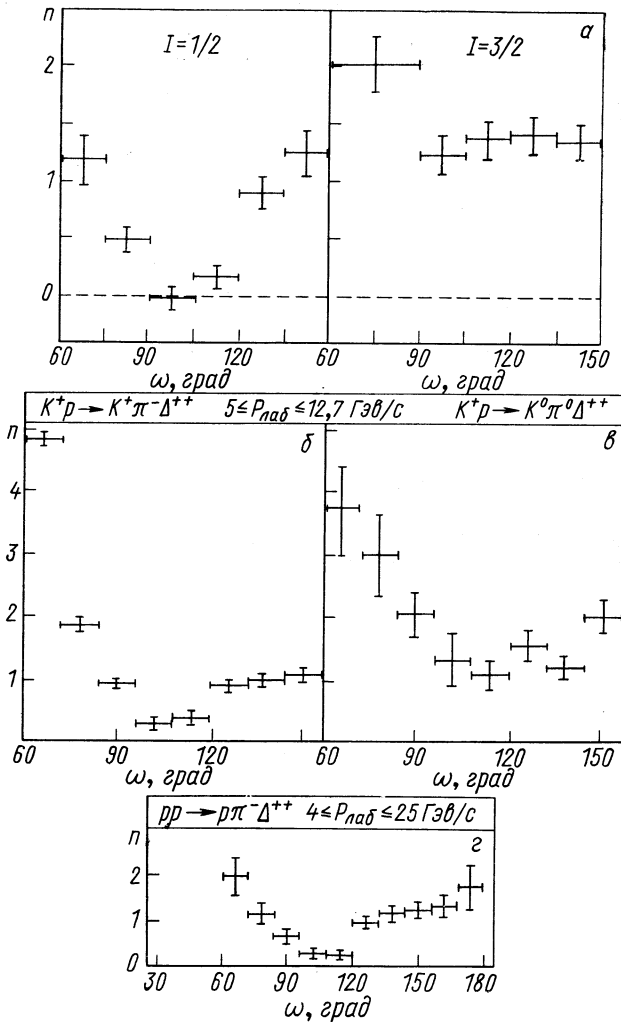


Рис. 34. Зависимость показателя степени n в выражении $\sigma \sim p^{-n}$ от угла ω для различных реакций: а — для реакции $\pi^+p \rightarrow \pi(N\pi)_I$ при 4–16 Гэв/с; б — для реакции $K^+p \rightarrow K^+\pi^-\Delta^{++}$ при $3 \leq P_{\text{лаб}} \leq 12,7$ Гэв/с; в — для реакции $K^+p \rightarrow K^0\pi^0\Delta^{++}$ при $5 \leq P_{\text{лаб}} \leq 12,7$ Гэв/с; г — для реакции $pp \rightarrow p\pi^-\Delta^{++}$ при $4 \leq P_{\text{лаб}} \leq 25$ Гэв/с.

предположение, что различные области ПФП отвечают различным обменным диаграммам. Например, при взаимодействии бозон — барион частицы, имеющие положительные значения продольного импульса, связываются с мезонной вершиной, а частицы с отрицательным значением — с барионной. Такой анализ был использован при изучении реакции $\pi^+p \rightarrow \pi^+(N\pi)^+$ в интервале импульсов от 4 до 16 Гэв/с после выделения $(N\pi)$ -системы по изоспину [73]. Соответствие между областями ПФП и различными обменными диаграммами показано на рис. 33. Для различных областей ПФП, характеризующихся углом ω , была определена зависимость сечения от первичного импульса в виде $\sigma \sim p^{-n}$ (рис. 34). Можно видеть, что сечение практически постоянно (т. е. $n \approx 0$) для области $90^\circ \lesssim \omega \lesssim 120^\circ$, что соответствует диаграмме $\pi^+p \rightarrow \pi^+(N\pi)^+$. Заметим, что при 16 Гэв/с в этой области вклад состояний $I = 1/2$ для $(N\pi)$ -системы составляет около 70%.

Аналогичный анализ был проведен для квазитрехчастичных реакций $K^+p \rightarrow \pi^-K^+\Delta^{++}$ и $K^+p \rightarrow \pi^0K^0\Delta^{++}$ при импульсах от 5 до 12,7 Гэв/с и для реакции $pp \rightarrow p\pi^-\Delta^{++}$ при импульсах от 4 до 25 Гэв/с [74, 75]. Результаты анализа совпадают с данными для π^-p -взаимодействий (см. рис. 34). Следует отметить, однако, что при $\omega = 120^\circ$ показатель n для реакции $K^+p \rightarrow K^0\pi^0\Delta^{++}$ несколько больше, чем в случае $K^+p \rightarrow K^+\pi^-\Delta^{++}$, что связано с запретом померонного обмена. Анализ четырехчастичных конечных состояний на основе ПФП впервые был проведен Киттелем, Рати и Ван Ховом [76] и затем использовался во многих работах.

Если разделить ПФП на сектора, отвечающие определенным комбинациям частиц, вылетающим в переднем или заднем направлении в с. ц. и., то для четырехчастичных конечных состояний будут иметь место 14 кинематически допустимых различных возможностей. Однако, практически число указанных возможностей существенно меньше. Например, в работе [77] в реакции $\pi^+p \rightarrow \pi^+p\pi^+\pi^-$ при 8 Гэв/с только в 7,8% событий наблюдался вылет протона в переднюю полусферу. При первичном импульсе 16 Гэв/с эта величина равна всего 2,3%. Основываясь на этих данных, легко уменьшить количество значимых секторов фазового пространства. Для этих секторов и соответствующих им диаграмм (рис. 35) можно определить зависимость усредненных матричных элементов от первичного импульса в виде $|M|^2 \sim P_{in}^{-n}$. При вычислении $|M|^2$ каждое событие должно быть взято с весом

$$W = \Pi E_i^* \left(\sum_{i=1}^n \frac{x_i}{E_i^*} \right) \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n |p_i^*|^{-1}, \quad (29)$$

где

$$x_i = 2p_{i\parallel} / \sum_j |p_{j\parallel}|.$$

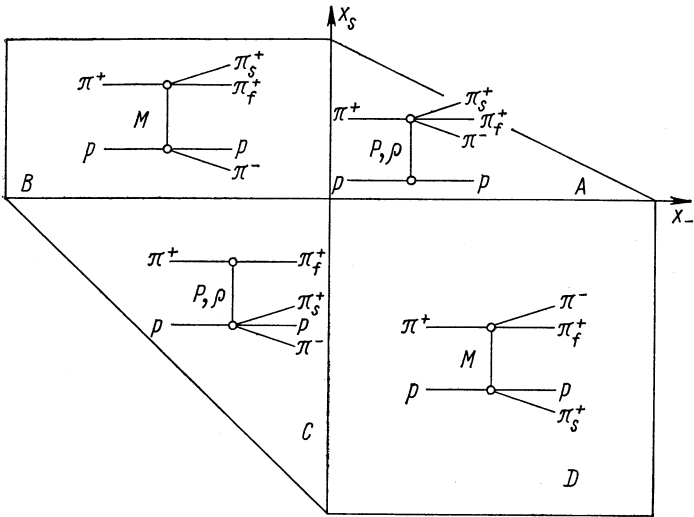


Рис. 35. Различные сектора ПФП и соответствующие им диаграммы для реакции $\pi^+ p \rightarrow \rho \pi^+ \pi^+ \pi^-$: P , ρ и M указывают на возможность обмена помероном, мезоном с $G = +1$ и мезоном с $G = -1$.

		Экспонента n_w															
		x_s															
	\times	1,7 $\pm 0,6$	1,3 $\pm 0,6$	2,1 $\pm 0,8$	1,6 $\pm 0,3$	0,1 $\pm 0,2$											
	1,9 $\pm 1,0$	2,4 $\pm 0,6$	1,6 $\pm 0,4$	0,8 $\pm 0,6$	1,6 $\pm 0,3$	1,0 $\pm 0,2$	0,4 $\pm 0,2$	0,6 $\pm 0,2$	0,3 $\pm 0,3$	0,2 $\pm 0,2$							
	2,2 $\pm 0,8$	1,7 $\pm 0,4$	1,0 $\pm 0,4$	0,6 $\pm 0,3$	1,0 $\pm 0,2$	1,0 $\pm 0,2$	1,6 $\pm 0,2$	1,5 $\pm 0,2$	1,4 $\pm 0,2$	1,5 $\pm 0,2$	1,7 $\pm 0,3$	2,0 $\pm 0,3$	1,6 $\pm 0,2$	1,7 $\pm 0,2$			
				0,9 $\pm 0,3$	0,3 $\pm 0,3$	0,0 $\pm 0,2$	0,9 $\pm 0,2$	1,1 $\pm 0,2$	1,5 $\pm 0,3$	0,9 $\pm 0,4$	1,5 $\pm 0,4$	1,9 $\pm 0,4$	1,5 $\pm 0,4$	2,2 $\pm 0,4$	0,9 $\pm 0,3$		
				2,5 $\pm 0,6$	0,8 $\pm 0,4$	0,5 $\pm 0,3$	0,9 $\pm 0,2$	1,5 $\pm 0,2$	1,1 $\pm 0,2$	0,6 $\pm 0,3$	1,7 $\pm 0,4$	1,1 $\pm 0,4$	1,4 $\pm 0,4$	1,4 $\pm 0,4$	0,9 $\pm 0,3$		
				1,9 $\pm 1,1$	0,6 $\pm 0,6$	0,6 $\pm 0,5$	1,1 $\pm 0,4$	1,5 $\pm 0,3$	1,8 $\pm 0,3$	1,7 $\pm 0,4$	1,5 $\pm 0,5$	1,0 $\pm 0,5$	2,5 $\pm 0,6$	0,2 $\pm 0,5$	1,8 $\pm 0,4$		
		2,8 $\pm 0,7$	1,9 $\pm 0,4$														
				4,4 $\pm 1,3$	1,9 $\pm 0,4$	1,3 $\pm 0,4$	1,6 $\pm 0,4$	1,3 $\pm 0,4$	1,6 $\pm 0,4$	1,3 $\pm 0,6$	3,0 $\pm 0,5$						
					4,4 $\pm 1,3$	2,4 $\pm 0,7$	0,9 $\pm 0,5$	2,4 $\pm 1,0$	2,4 $\pm 0,8$								

Рис. 36. Величина n_w , характеризующая энергетическую зависимость взвешенного ПФП-распределения для реакции $\pi^+ p \rightarrow \rho \pi^+ \pi^+ \pi^-$ в интервале энергий от 8 до 16 Гэв.

В соответствии с этим зависимость сечения соответствующего процесса представляется законом $\sigma \sim p^{-n_w}$. Можно видеть (рис. 36), что для секторов A — $\pi^+p \rightarrow r \pi^+ \pi^+ \pi^-$ и сектора C — $\pi^+p \rightarrow r \pi^+ \pi^- \pi^-$, величина n_w существенно меньше n_w для секторов, отвечающих мезонному обмену, а именно: сектора D — $\pi^+p \rightarrow r \pi^+ \pi^+ \pi^-$ и сектора B — $\pi^+p \rightarrow r \pi^- \pi^+ \pi^+$. При

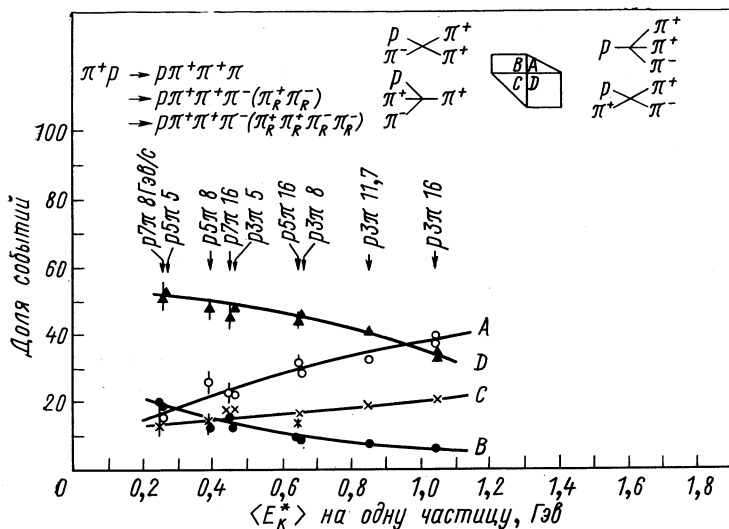


Рис. 37. Доля событий в секторах A, B, C и D для реакции $\pi^+p \rightarrow r \pi^+ \pi^+ \pi^-$ при разных энергиях. В реакциях с большим числом π -мезонов исключались самые медленные в с. ц. и. пары $\pi^+ \pi^-$ -мезонов, указанные в скобках.

этом величина n_w для секторов A и C примерно одинакова. На основании полученных результатов можно сделать вывод, что сечение процесса дифракционной диссоциации уменьшается с энергией так же, как и сечение упругого рассеяния ($n_{упр} = 0,27 \pm \pm 0,06$) в рассматриваемой области энергий, исключая при этом границу секторов. Доля событий, отвечающих различным секторам ПФП, приведена на рис. 37 [78]. Отметим, что для реакции $\pi p \rightarrow r(\pi)$ доля событий, которые относятся к секторам, отвечающим дифракционной диссоциации, т. е. A и C , растет, тогда как заселение секторов B и D падает с энергией. При энергии 16 Гэв сектор A наиболее заселенный. Кроме того, сечение диссоциации π -мезонов оказывается примерно в 1,8 раза более сечения диссоциации протонов.

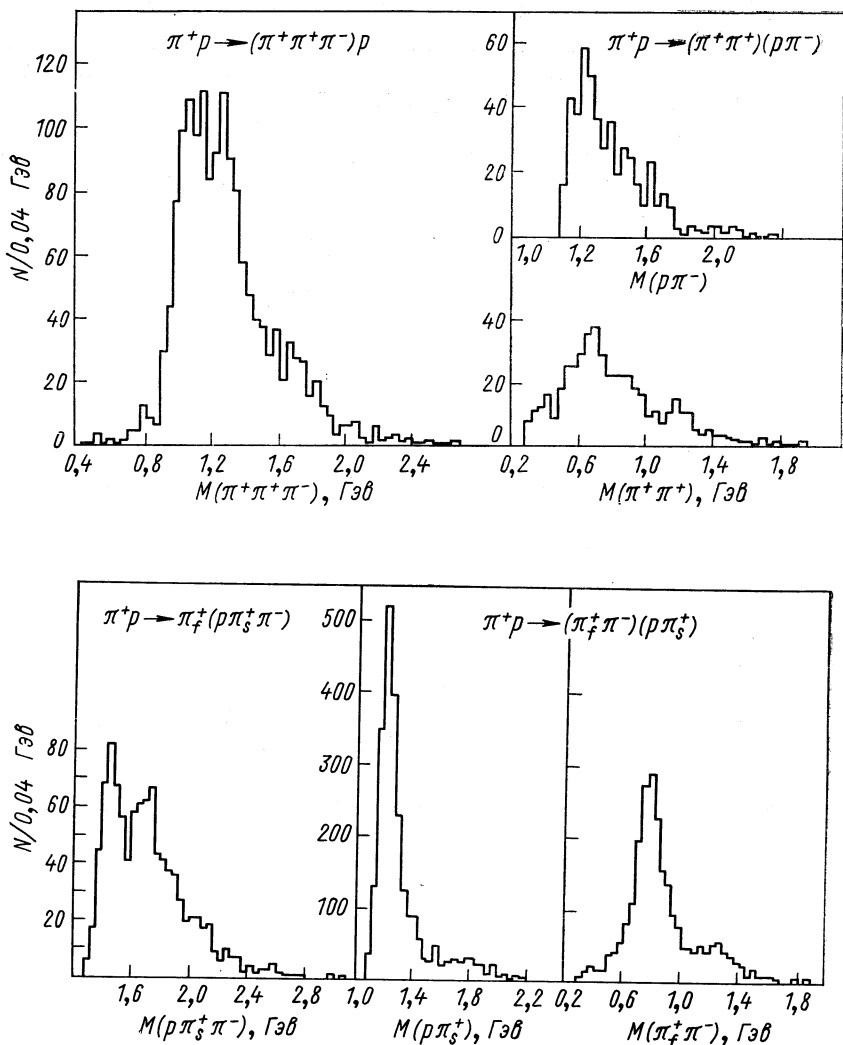


Рис. 38. Распределение эффективных масс $M(\pi^+ \pi^+ \pi^-)$ в секторе A, $M(\pi^+ \pi^+)$ и $M(\rho \pi^-)$ в секторе B, $M(\rho \pi_s^+ \pi^-)$ в секторе C, $M(\pi_f^+ \pi^-)$ и $M(\rho \pi_s^+)$ в секторе D для реакции $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- p$ при 8 ГэВ/с: индексы f и s означают быстрый и медленный π -мезон в л.с.

Распределения по эффективным массам систем, отвечающим вершинам в каждом из секторов, приведены на рис. 38 [37]. Наблюдаемые распределения эффективных масс в дифракционных секторах A и C аналогичны распределениям, рассмотренным в разд. 1. Такой же результат получен и для других реакций [79].

Т а б л и ц а 6

Сектор	Частицы, летящие вперед	Частицы, летящие назад	σ , мкбарн	Отношение σ в дифракционных секторах
A^+	$\pi^+\pi^+\pi^-$	p	472 ± 52	} $A^+/A^- = 0,90 \pm 0,05$
A^-	$\pi^+\pi^-\pi^-$	p	458 ± 50	
C^+	π^+	$p\pi^+\pi^-$	274 ± 30	} $C^+/C^- = 0,89 \pm 0,13$
C^-	π^-	$p\pi^+\pi^-$	242 ± 27	
B^+	$\pi^+\pi^+$	$p\pi^-$	110 ± 12	
B^-	$\pi^-\pi^-$	$p\pi^+$	176 ± 19	
D^+	$\pi^+\pi^-$	$p\pi^+$	582 ± 64	
D^-	$\pi^+\pi^-$	$p\pi^-$	264 ± 29	

При исследовании дифракционных процессов с зарядово-сопряженными первичными частицами следует ожидать равенства их сечений. В работе [80] проведено сравнение сечений реакций $\pi^+p \rightarrow p\pi^+\pi^+\pi^-$ и $\pi^-p \rightarrow p\pi^-\pi^+\pi^-$ в секторах A и C . Результаты сравнения, приведенные в табл. 6, свидетельствуют о равенстве сечений для этих реакций. Заметим, что для упругого рассеяния отношение сечений равно $R = \sigma_{el}(\pi^-p)/\sigma_{el}(\pi^+p) = 1,03 \pm 0,02$ при импульсе 16 Гэв/с .

К процессам с большей множественностью также можно применить развитую выше методику анализа для изучения их общих характеристик, таких, как сечение, его зависимость от энергии распределения эффективных масс в соответствующих секторах и т. д.

В частности, в работе [76] на основе метода ПФП проводился анализ реакций двойной дифракционной диссоциации $\pi^-p \rightarrow (p\pi^0)(\pi^+\pi^-\pi^-)$ и $\pi^-p \rightarrow (n\pi^+)(\pi^+\pi^-\pi^-)$ при 16 Гэв/с . Распределения эффективных масс в соответствующих секторах приведены на рис. 39. В общих чертах они согласуются с распределениями, полученными в реакциях с одиночной диссоциацией. Однако наблюдаются отличия, которые связаны с генерацией Δ_{1238}^{++} и A_2^- мезона и указывают на наличие других обменных механизмов. Отношение R сечений образования $(p\pi^0)$ - и $(n\pi^+)$ -систем оказалось равным $R = 0,86 \pm 0,13$. Поэтому кроме состояния с $I = 1/2$, дающим значение $R = 1/2$, в образование $(N\pi)$ -системы может давать вклад состояние с $I = 3/2$ ($R = 2$). После выделения состояний с $I = 1/2$ для R получено значение $0,66 \pm 0,11$.

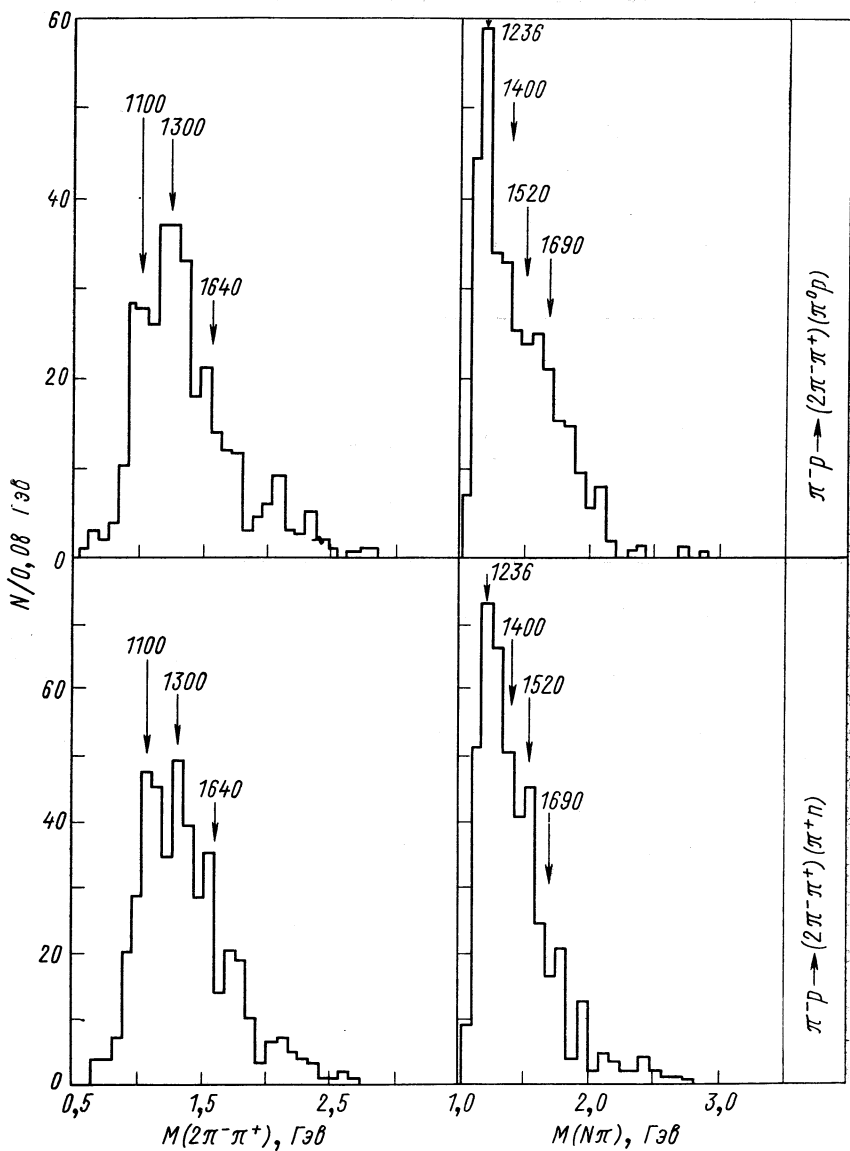


Рис. 39. Распределение эффективных масс $M(\pi^+\pi^-\pi^-)$, $M(p\pi^0)$ и $M(n\pi^+)$ для реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^- (N\pi)$ в секторе, соответствующем двойной диссоциации, при 16 ГэВ/с .

В работе [81] проводился анализ угловых моментов (3π)-системы в реакциях $\pi^\pm p \rightarrow (N\pi^+)$ ($\pi^\pm\pi^+\pi^-$). Выделение процесса двойной дифракционной диссоциации осуществлялось на основе ПФП-анализа. Полученные результаты приведены на рис. 40, а. Данные для процесса одиночной дифракционной диссоциации $\pi^\pm p \rightarrow$

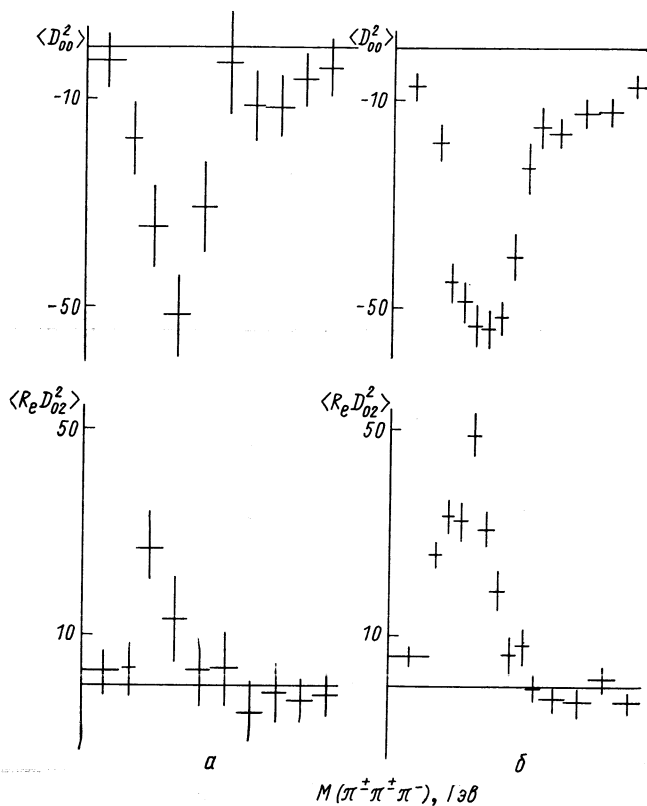


Рис. 40. Зависимость усредненных угловых функций $\langle D_{MM}^J \rangle$ от M (3π) в случае процесса одиночной $\pi^\pm p \rightarrow \rightarrow (3\pi)^\pm p$ (а) и двойной $\pi^\pm p \rightarrow (3\pi)^\pm (N\pi)^+$ (б) диссоциации при 16 Гэв/с.

$\rightarrow p(\pi^\pm\pi^+\pi^-)$ показаны на рис. 40, б. Можно видеть, что зависимость угловых моментов от массы (3π)-системы в обоих случаях практически одинакова.

Указания на осуществление процессов двойной дифракционной диссоциации имеются также в реакции $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$, для которой спектры масс $M(\pi^+\pi^-)$ и $M(p\pi^+\pi^-)$ в определенных спектрах аналогичны по форме спектрам при одиночной диссоциации [82].

Следует, однако, отметить, что для детального изучения процессов двойной дифракционной диссоциации требуется значительное увеличение статистики в широком интервале энергий.

8. ФАКТОРИЗАЦИЯ

Как было отмечено Ван Ховом [83], для амплитуд перехода $T_{AB \rightarrow A'B'}$ возможна факторизация в прямом и перекрестном каналах. Факторизация в t -канале означает, что инвариантную амплитуду можно выразить в виде произведения вершинных множителей и пропагатора

$$T_{AB \rightarrow A'B'} = f(s, t) \gamma(t, X_A, X_{A'}) \gamma(t, X_B, X_{B'}). \quad (30)$$

Это выражение справедливо, если для описания процесса достаточно наличия простых полюсов. Однако имеются многочисленные указания, что кроме полюсов существенное значение приобретают

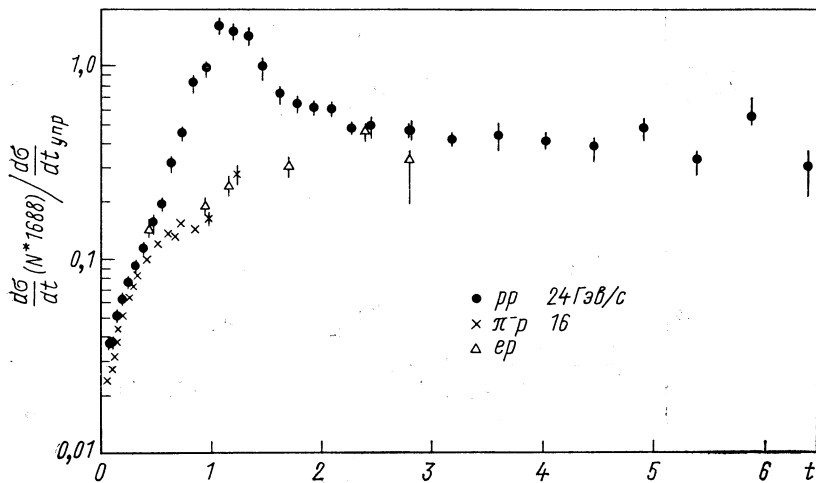


Рис. 41. Зависимость отношения сечения образования N^* (1688) к сечению упругого рассеяния от t для различных реакций.

другие особенности, не допускающие факторизации. Поэтому экспериментальная проверка предсказаний, следующих из гипотезы о факторизации, может дать информацию о том, насколько существенно влияние таких особенностей.

Такая проверка была осуществлена Фройндом [84] для реакций $\pi p \rightarrow \pi N^*$ и $pp \rightarrow p N^*$. Предполагая, что эти реакции являются дифракционными процессами и, следовательно, могут описываться механизмом с обменом одним и тем же полюсом, Фройнд получил соотношение, связывающее их сечение с сече-

ниями соответствующих упругих реакций:

$$\frac{d^2\sigma^{\pi p}/dt dM_{\pi N}}{d^2\sigma^{pp}/dt dM_{\pi N}} = \left(\frac{d\sigma_{упр}^{\pi p}}{dt} \right) / \left(\frac{d\sigma_{упр}^{pp}}{dt} \right). \quad (31)$$

Далее было использовано предположение об одинаковой зависимости $d\sigma/dt$ от t для упругого πp - и pp -рассеяния. Тогда следует ожидать независимости от t левой части выражения (31), что хорошо согласуется с экспериментом. Аналогичный результат был получен в работе [85] при различных значениях $M_{\pi N}$.

Более тщательные исследования были проведены Амальди и др. [86] на основе экспериментальных данных по pp -взаимодействиям и данным Андерсона и др. по π^-p -взаимодействиям [22]. Для различных значений t определялось отношение сечения рождения N^* (1688) к соответствующему значению упругого рассеяния. Эта величина приведена на рис. 41. При $|t| \leq 0,5 (Гэв/c)^2$, т. е. области, где можно ожидать наличия дифракционной диссоциации, наблюдается совпадение этих величин для pp -, πp - и ep -взаимодействий, что свидетельствует в пользу гипотезы о факторизации.

Исследование факторизации проводилось также с помощью ПФП-анализа [87]. По аналогии с формулой (31) можно получить определенные соотношения для разных реакций, связанные друг с другом через сечение упругого рассеяния. В частности, взвешенная плотность заселения в дифракционном секторе $\Delta_\omega(\pi^-p)/\Delta_\omega(pp)$ должна быть равна отношению $\sigma_{el}(\pi p)/\sigma_{el}(pp) = 0,43$. Полученные в работе [87] данные показаны на рис. 42. Можно видеть, что значение отношения в центральной области хорошо согласуется с предсказанием факторизации. Отклонения, наблюдаемые в граничных областях, вызываются вероятно эффектом перекрывания секторов. Анализ таких же отношений $\Delta_\omega(\pi^+p)/\Delta_\omega(K^-p)$, $\Delta_\omega(K^+p)/\Delta_\omega(K^-p)$ и сравнение их с соответствующими упругими процессами дали аналогичный результат. Приведенные данные свидетельствуют о том, что при малых переданных импульсах в процессах дифракционной диссоциации не наблюдается противоречий со следствиями гипотезы о факторизации.

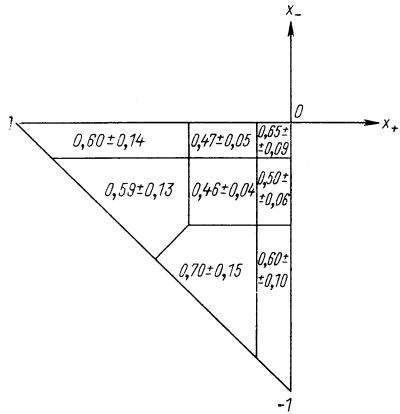


Рис. 42. Отношение взвешенных сечений $R = \frac{\sigma_\omega[\pi^-p \rightarrow \pi^-(p\pi^+\pi^-)]}{\sigma_\omega[pp \rightarrow p(p\pi^+\pi^-)]}$ в различных областях ПФП.

Использовались данные по π^-p -взаимодействиям при 16 Гэв/с и по pp -взаимодействиям при 19 Гэв/с.

9. К ВОПРОСУ ОБ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ДИФРАКЦИОННЫХ МАКСИМУМОВ

Поскольку процессы дифракционной диссоциации во многом аналогичны упругому рассеянию, их описание в некоторых моделях основано на этой аналогии. Например, в модели векторной доминантности фоторождение векторных мезонов рассматривается как превращение γ -кванта в векторный мезон с последующим упругим рассеянием последнего на нуклоне или ядре. Расчеты, выполненные по этой модели, довольно хорошо согласуются с экспериментальными данными. Следует подчеркнуть, что в процессах дифракционной диссоциации, вызываемых γ -квантами, происходит образование резонансов, которые рождаются также и в реакциях другого типа.

Значительно менее ясна интерпретация систем, возникающих в результате диссоциации адронов. Связь особенностей в спектре эффективных масс бозонных систем A_1 , A_3 , Q и L , а также систем с барионным числом $B = 1$ с образованием резонансов далеко не очевидна. Указанием на резонансный характер этих особенностей явилось бы их наблюдение в реакциях, не связанных с дифракционной диссоциацией. Некоторые подобные реакции с возможным образованием A_1 -мезона рассмотрены в обзоре Гарелика [88]. Пик в A_1 -области наблюдался в реакциях $K^+p \rightarrow K^+p\pi^+\pi^-\pi^0$ [89], $\bar{p}p \rightarrow \rho(5\pi)$ [90], $K^-p \rightarrow \Lambda(m\pi)$ [91], $\pi^-p \rightarrow p + (MM)^-$ при рассеянии назад [28] и $pp \rightarrow d + (MM)^+$ [92]. Полученные значения масс лежат в интервале от 1030 до 1120 $M_{\text{эв}}$, а ширины — от 33 до 100 $M_{\text{эв}}$. Однако эти данные противоречат результатам фазового анализа в A_1 -области, рассмотренным в разд. 4.

В реакциях с образованием $(K\pi\pi)$ -системы, не связанных с дифракционной диссоциацией, также наблюдались пики в Q -области. Одним из таких примеров является C -мезон, найденный в реакции pp -аннигиляции в покое [93]. Чтобы выяснить резонансное происхождение этих пиков, необходимо провести фазовый анализ $(K\pi\pi)$ -систем в дифракционных процессах, который позволит установить, имеется ли, так же как и в случае A_1 -мезона, указанное противоречие.

В работах [41, 94] по изучению когерентных процессов на ядрах получены данные, с помощью которых можно определить сечение взаимодействия $(\rho\pi)$ - и $(K^*\pi)$ -систем с протонами. Это сечение в предположении, что каждая из частиц системы, возникающей на одном из нуклонов ядра, взаимодействует с нуклонами того же ядра независимо, должно быть примерно равно $2\sigma(\pi p)^*$.

* Более точные расчеты с учетом экранировки дает соотношение $\sigma[(\rho\pi)p] \approx 1,7\sigma(\pi p)$ [95].

Экспериментальные результаты противоречат указанному соотношению: $\sigma [(3\pi) p] \approx \sigma (\pi p)$ и $\sigma [(K\pi) p] \approx \sigma (Kp)$. Это свидетельствует в пользу того, что в когерентных процессах образуются связанные системы. Однако интерпретация их как резонансов затруднительна, поскольку наблюдаемый эффект практически не зависит от массы системы. Например, для (3π) -системы

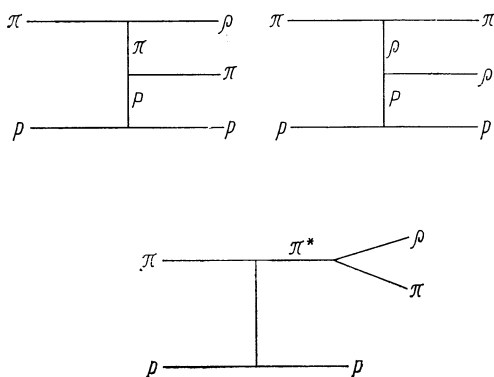


Рис. 43. Мультиреджевские диаграммы для процесса дифракционной диссоциации $\pi p \rightarrow \pi p \pi$ согласно модели Росса и Яма.

указанные равенства выполнены в интервале 1,0—1,5 Гэв. Кроме того, в работах Ван Хова [96], Готтфрида [97], Е. Л. Фейнберга [98] выдвигаются объяснения этого эффекта, не требующие обязательного образования связанных систем, в частности резонансов.

Другой подход к описанию обсуждаемых особенностей основан на рассмотрении кинематических эффектов. Объяснение появления пика в A_1 -области в рамках такого подхода было предложено Деком [99]. Для реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^-$ им рассматривалась первая диаграмма, изображенная на рис. 43. Предполагалось, что падающий пион диссоциирует на ρ -мезон и пион. Затем пион упруго рассеивается на протоне. Для последнего процесса использовались характеристики упругого πp -рассеяния на массовой поверхности. Полученный в результате расчета спектр масс систем $(\pi^+ \pi^- \pi^-)$ имеет пик при $M(\pi^+ \pi^- \pi^0) = 1,05$ Гэв и форма его согласуется с экспериментальными данными. В дальнейшем Бергер [100] провел реджизацию этой диаграммы.

Росс и Ям [101] обобщили механизм Дека, рассмотрев все три диаграммы, показанные на рис. 43. Сравнение результатов расчета по двум первым диаграммам рис. 43 с экспериментальными данными в духе двойной реджевской модели приведено в работе [102] (рис. 44). Использование аналогичных диаграмм с заменой

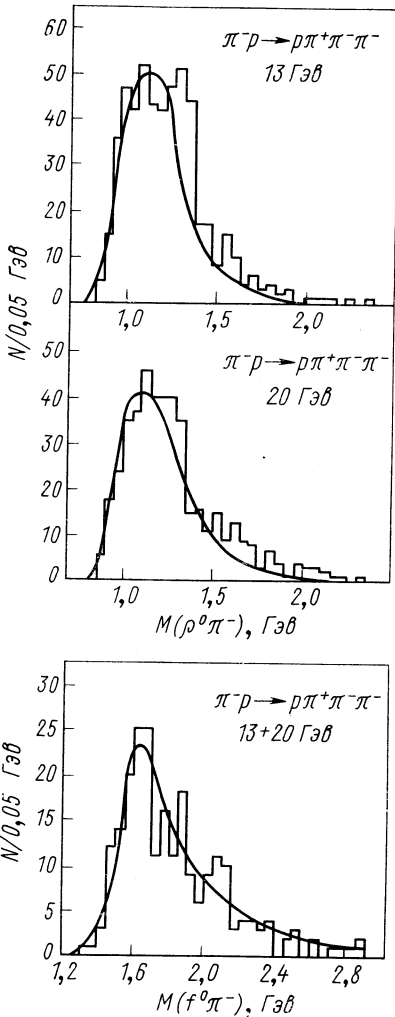
ρ -мезона на f -мезон дает в спектре эффективных масс ($\pi^+\pi^-\pi^-$)-системы пик при 1650 Мэв, отвечающий A_3 -мезону.

Основными процессами дифракционной диссоциации K -мезонов

являются $K \rightarrow K_{890}^*\pi$, $K \rightarrow K\rho$ и $K \rightarrow K_{1420}^*\pi$. Расчеты, выполненные по схеме Дека для первых двух процессов, предсказывают появление двух пиков в Q -области при 1260 и 1370 Мэв соответственно (см. рис. 45) [7]. В экспериментальных данных по реакции $K^+p \rightarrow pK^+\pi^+\pi^-$ имеются два таких пика [103], однако их сопоставление с результатами расчета по модели Дека дает худшее согласие, чем в случае A_1 -мезона. Кроме того, эта модель не может объяснить наблюдаемого в Q -области уменьшения с ростом массы ($K\pi$)-системы доли распада $K\rho$ - по сравнению с распадом $K^*\pi$ (см. разд. 4). Появление широких максимумов в спектрах масс барионных систем также можно связать с механизмом Дека. Результаты расчета хорошо совпадают с экспериментальными данными для ($N\pi$)-системы [104]. Однако наблюдаемые узкие пики в ($N\pi\pi$)-системе не описываются таким механизмом.

Серьезные противоречия с интерпретацией особенностей в спектрах эффективных масс в духе механизма Дека возникают также при анализе дифференциальных сечений. На одно из таких противоречий указано в работе [105], в которой исследовалась зависимость наклона дифференциального сечения от эффективной массы в реакции

рис. 44. Результаты расчета по мультиреджевской модели для реакций $\pi^-p \rightarrow r\rho\pi$ и $\pi^-p \rightarrow rf\pi$ при 13 и 20 Гэв.



$pp \rightarrow p\pi\pi^+$. Матричный элемент этого процесса (рис. 46)

$$M \sim \exp(bt) g(s_1, s_2, t_2), \tag{32}$$

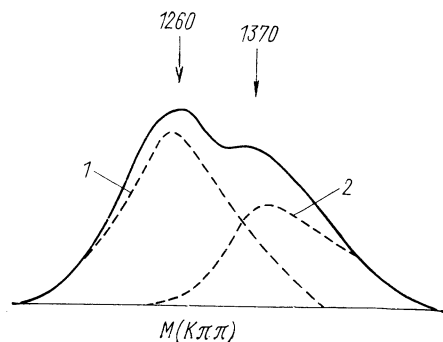


Рис. 45. Распределение масс в Q -области, рассчитанное по модели Дека для систем $K_{890}^*\pi$ (1) и $K\rho$ (2).

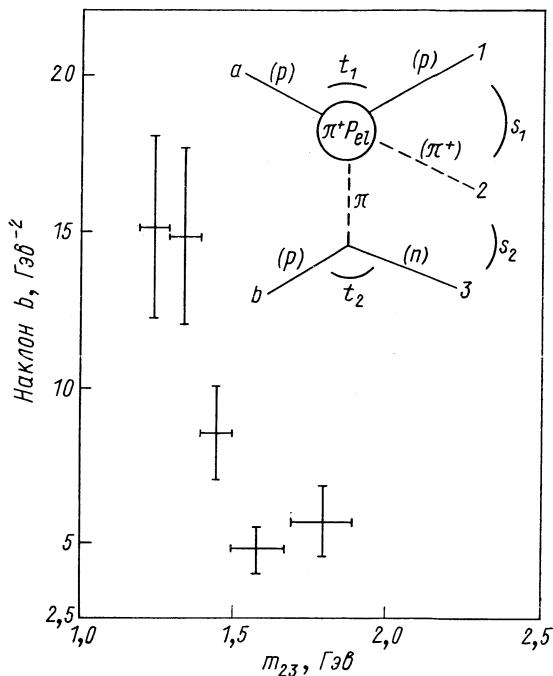


Рис. 46. Зависимость наклона b от $m_{23} = \sqrt{s_2}$ для реакции $pp \rightarrow pn\pi^+$ при 19 ГэВ , полученная в работе [105]. Кинематические переменные указаны на диаграмме.

где $b = b(s_1, s_2, t_2)$. В рамках предположений Дека матричный элемент не должен зависеть от s_2 . Однако анализ, проведенный методом максимального правдоподобия, показал наличие сильной зависимости b от s_2 (см. рис. 46). Наблюдаемая зависимость b от эффективной массы не может быть объяснена механизмом Дека. Другой аргумент, противоречащий указанному механизму, связан с результатами по пересечению дифференциальных сечений при образовании Q^0 . Действительно, рассмотрим диссоциацию K^0 -мезона как процесс, изображенный на рис. 43 с заменой ρ на K^* . Тогда для первой диаграммы (рассеяние виртуального π -мезона на протоне) следует, что направление пересечения сечения будет в соответствии с пересечением сечений в πp -рассеяние, противоположным наблюдаемому экспериментально (см. рис. 16). Маловероятно, что вклад второй диаграммы ($K^* p$ -рассеяние) сможет компенсировать и изменить этот эффект. Во всяком случае при таком объяснении следовало бы ожидать большой разницы в наклонах для реакций $K^+ p \rightarrow p Q^+$ и $K^- p \rightarrow p Q^-$, которая не наблюдается экспериментально.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании рассмотренных экспериментальных данных можно сделать вывод о существовании особого класса неупругих реакций — процессов дифракционной диссоциации, наблюдаемых как при взаимодействии частиц с протонами, так и в когерентных процессах на ядрах. Их выделение основано на изучении спектров эффективных масс, анализе ПФП или исследовании поведения определенных изоспиновых состояний. Процессы дифракционной диссоциации по своим основным характеристикам (зависимость сечения от энергии, наклоны дифференциальных сечений, поведение дифференциальных сечений частиц и античастиц при фиксированной энергии и т. д.) близки к упругому рассеянию.

В некоторых случаях, например в реакциях фоторождения, возникающие диссоциированные системы можно отождествить с известными резонансами. При диссоциации адронов ситуация оказывается более сложной. В частности интерпретация диссоциированной системы в A_1 -области как резонанса противоречит результатам фазового анализа.

С другой стороны, при описании особенностей диссоциированных систем как кинематических эффектов также возникают серьезные противоречия. В этой связи для выяснения механизма указанных процессов необходимо проведение более детального фазового анализа таких систем, как $(K\pi\pi)$, $(N\pi)$, $(N\pi\pi)$ и т. д., и исследование энергетической зависимости их характеристик в предельно широком интервале энергий.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Померанчук И. Я., Фейнберг Е. Л. «Докл. АН СССР», 1953, 93, 493; Feinberg E. L., Pomeranchuk I. Suppl. Nuovo cimento, 1956, 3, 652.
2. Good M. L., Walker W. D. Phys. Rev., 1960, 120, 1857.
3. Bialas A. e.a. Ann. Phys., 1972, 73, 439.
4. Zachariassen F. Phys. Reports, 1971, 2C, 1.
5. Morrison D. R. O. Phys. Rev., 1968, 165, 1699; Phys. Lett., 1966, 22, 528.
6. Paler K. Nucl. Phys., 1970, B18, 211.
7. Morrison D. R. O. Proc. of the XV Internat. Conf. on High Energy Phys. Kiev, «Naukova Dumka», 1972.
8. Blieden H. R. e.a. Phys. Lett., 1972, 39B, 668.
9. Anderson E. W. e.a. Phys. Rev. Lett., 1966, 16, 855. Edelstein R. M. e.a. Phys. Rev., 1972, D5, 1073.
10. Frampton P. H., Ruuskanen P. V. Phys. Lett., 1972, 38B, 78.
11. Boesebeck K. e.a. Nucl. Phys., 1971, B28, 368.
12. Boesebeck K. e.a. Nucl. Phys., 1972, B40, 39.
13. Graessler H. e.a. Nucl. Phys., 1972, B47, 43.
14. Boesebeck K. Nucl. Phys., 1971, B33, 445.
15. Baillon P. e.a. SLAC Preprint, Submitted to the Internat. Conf. on High Energy Physics, Batavia, 1972.
16. Brandenburg G. e.a. Nucl. Phys., 1972, B45, 397.
17. Elitzur M. Phys. Rev. Lett., 1971, 27, 895.
18. Oh B. Y., Walker W. D. Phys. Lett., 1968, 28B, 564; Eisenberg Y., Lyons L. Weizmann Institute preprint, 1970; Satz H. Phys. Lett., 1970, 32B, 380; Gula A. Proceedings of the III Internat. Colloquium on multiparticle reactions, Zakopane. Report «P» NR 1421 (VI) PH Warszawa, 1972, p. 42.
19. Bloom E. D., Gilman F. J. Phys. Lett., 1970, 25, 1140.
20. Eisenberg Y. e. a. Phys. Rev., 1972, D5, 15; Johnson T. F. e. a. Nucl. Phys., 1970, B24, 253; Boesebeck K. e. a. Nucl. Phys., 1971, B28, 381; Barnham K. W. J. e. a. Nucl. Phys., 1970, B25, 49; Davis P. J. e. a. Phys. Rev., 1972, D5, 2688; Bassompierre G. e. a. Nucl. Phys., 1969, B9, 295.
21. Allaby J. V. e. a. CERN Preprint 1972, submitted to Nucl. Phys.
22. Anderson E. V. e. a. Phys. Rev. Lett., 1970, 25, 699.
23. Bingham H. H. Nucl. Phys., 1972, B48, 589.
24. Chadwick G. e. a. Preprint SLAC-PUB-1093-1972; Ballam J. e. a. Preprint SLAC-PUB-1092; LBL 1055, 1972.
25. Freund P. G. Nuovo cimento, 1967, 48A, 541; Barger V., Cline D. Phys. Rev. Lett., 1970, 24, 1313.
26. Anderson R. L. e. a. Phys. Rev. Lett., 1973, 30, 149.
27. Beznogikh G. G. e. a. Preprint JINR EI 6743, 1972; Foley K. L. e. a. Phys. Rev. Lett., 1965, 15, 45.
28. Anderson E. W. e. a. Phys. Rev. Lett., 1969, 22, 1390.
29. Firestone A. Nucl. Phys., 1972, B47, 348.
30. Baker W. F. Phys. Lett., 1968, 28B, 291.
31. Lasinski T. e. a. Nucl. Phys., 1972, B37, 1.
32. Davier M., Harari H. Phys. Lett., 1971, 35B, 239.
33. Beaupre J. V. e. a. Phys. Lett., 1972, 41B, 393.
34. Kane G. Rutherford Preprint RPP/T/20, 1972.
35. Cohen-Tannoudji e. a. Nucl. Phys., 1972, B37, 77.
36. Амоглобели Н. С. и др. Препринт ОИЯИ 1-6050, 1971. Anzon E. V. e. a. Phys. Lett., 1970, 31B, 241.
37. Vemporad C. e. a. Nucl. Phys., 1971, B33, 397.
38. Vemporad C. e. a. Nucl. Phys., 1972, B42, 627.
39. Lubatti H. J. Preprint VTL-PUB-7. Washington, 1971 (presented at the Argonne meeting «Experiments with Nuclei at the Z G S, 1971»); Foun-ter D. Thesis, University of Paris, 1970.

40. **Glauber R. J.** Lectures in Theoretical Physics. V. I. N. Y., 1959, p. 315; High Energy Physics and Nuclear Structure, Amsterdam, 1967.
41. **Saxon D., Wood R.** Phys. Rev., 1954, **95**, 577.
42. **Firestone A. e. a.** Phys. Rev., 1972, **D5**, 505.
43. **Bingham H. H.** Acta phys. polonia, 1972, **B3**, 31.
44. **Jacob M., Slansky R.** Phys. Rev., 1972, **D5**, 1847; **Hwa R. C., Lam C. S.** Phys. Rev. Lett., 1974, **27**, 1098.
45. **Longo M. L. e. a.** Phys. Lett., 1974, **36B**, 560.
46. **Chapman J. W. e. a.** Phys. Rev. Lett., 1973, **30**, 64.
47. **Ascoli G. e. a.** Phys. Rev. Lett., 1970, **25**, 962; **Ascoli G. e. a.** Phys. Rev. Lett., 1974, **26**, 929; **Ascoli G. e. a.** Illinois preprint COO 1195-233, 1972; **Brockway D. V.** Illinois Preprint COO 1195-197, 1970.
48. **Antipov Y. e. a.** CERN-IHEP Boson spectrometr, Progress Report No. 3, 1972.
49. **Abramowich M. e. a.** Nucl. Phys., 1970, **B23**, 466; **Caso C. e. a.** Nucl. Phys., 1972, **B36**, 349.
50. **Davis P. L. e. a.** Phys. Rev., 1972, **D5**, 2688; **Bingham H. H. e. a.** Nucl. Phys., 1972, **B48**, 589; **Haatuft A. e. a.** Nucl. Phys., 1972, **B48**, 78.
51. **Barnham K. W. J. e. a.** Nucl. Phys., 1970, **B25**, 49; **Bingham H. H. e. a.** Nucl. Phys., 1972, **B48**, 589.
52. **Goldhaber G.** Phys. Rev. Lett., 1967, **19**, 976; **Dalitz R. H.** Proc. of the XIII Internat. Conf. on High Energy Physics, Berkeley, 1967; **Kane G. L., Mani H. S.** Phys. Rev., 1968, **171**, 1533.
53. **Alexander G. e. a.** Nucl. Phys., 1969, **B13**, 503.
54. **Bartsch J. e. a.** Nucl. Phys., 1968, **B8**, 9.
55. **Colley D. C. e. a.** Nucl. Phys., 1971, **B26**, 71.
56. **Denegri D. I. e. a.** Phys. Rev. Lett., 1968, **20**, 1194.
57. **Bartsch J. e. a.** Phys. Lett., 1970, **33B**, 186.
58. **Chien C. Y.** In: Experimental meson spectroscopy. Ed. C. Baltay, A. H. Rosenfeld. N. Y., Culumbia Univ. Press, 1970.
59. **Barbaro-Galtieri A. e. a.** Phys. Rev. Lett., 1969, **22**, 1207; **Denegri D. I. e. a.** Phys. Rev. Lett., 1968, **20**, 1194; **Ludlam T. e. a.** Phys. Rev., 1970, **D2**, 1234.
60. **Lissauer D. e. a.** Phys. Rev., 1972, **D6**, 1862.
61. **Oh Y. T. e. a.** Phys. Lett., 1972, **42B**, 497.
62. **Yekutieli G. e. a.** Nucl. Phys., 1972, **B40**, 77.
63. **Caroll J. T. e. a.** Phys. Rev. Lett., 1970, **25**, 1393.
64. **Ascoli G. e. a.** Illinois Preprint 1195-202, 1970; **Krusc U. E.** Illinois Preprint COO 1195 submitted to the Internat. Conf. on High Energy Physics Batavia, 1972.
65. **Carlitz R. e. a.** Phys. Rev., 1971, **D4**, 3439.
66. **Freund P. G. O. e. a.** Phys. Lett., 1971, **36B**, 89; **Freund P. G. O., Rivers R. L.** Phys. Lett., 1969, **29B**, 510.
67. **Le Yaouanc A. e. a.** Nucl. Phys., 1972, **B37**, 541.
68. **Erbe R. e. a.** Phys. Rev., 1968, **175**, 1669.
69. **Ballam J. e. a.** Phys. Rev. Lett., 1970, **24**, 960.
70. **Gilman F. J. e. a.** Phys. Lett., 1970, **31B**, 387.
71. **Beaupre J. V. e. a.** Nucl. Phys., 1972, **B47**, 51.
72. **Van Hove L.** Phys. Lett., 1966, **28B**, 429; Nucl. Phys., 1969, **B9**, 331.
73. **Boesebeck K. e. a.** Nucl. Phys., 1971, **B28**, 368.
74. **De Wolf E.** Nucl. Phys., 1972, **B46**, 333.
75. **Yamdagni N. K., Gavrilas M.,** World Coll. on the reaction $pp \rightarrow ppp^+\pi^-$. LPS analysis of the reaction $pp \rightarrow ppp^+\pi^-$. Preprint submitted to the «Colloquium on multiparticle dynamics», Helsinki, 1971.
76. **Kittel W., Ratti S., Van Hove L.** Nucl. Phys., 1971, **B30**, 333.
77. **Beaupre J. V. e. a.** Nucl. Phys., 1972, **B46**, 1.
78. **Deutschmann M. e. a.** Nucl. Phys., 1972, **B50**, 80.

79. **Beaupre J.** e.a. Nucl. Phys., 1971, **B35**, 61.
80. **Tomasini G.** Nuovo cimento, 1972, **7A**, 651.
81. **ABBCH** — collaboration cited by Rushbrooke J. G. — In: Proceedings of the III Internat. Colloquim on Multiparticle Reactions. Zakopane Report «P» NR 1424/VI/PH. Warszawa, 1972.
82. **Lin F. F.** e.a. Nucl. Phys., 1972, **B47**, 1.
83. **Van Hove L.** Ann. Phys., 1971, **66**, 449.
84. **Freund P. G. O.** Phys. Rev. Lett., 1968, **21**, 1375.
85. **Bari M. B.** e.a. Phys. Rev., 1970, **D2**, 2054.
86. **Amaldi U.** e.a. Phys. Lett., 1971, **34B**, 435.
87. **Yamdagni N. K., Ljung S.** Phys. Lett., 1972, **37B**, 117.
88. **Garelick D.** In: Experimental meson spectroscopy. Ed. C. Baltay, A. H. Rosenfeld. N.Y., Columbia Univ. Press, 1970.
89. **Berlingieri J. C.** e.a. Phys. Rev. Lett., 1969, **23**, 42; **Juhula R. E.** e.a. Phys. Rev. Lett., 1967, **19**, 1355; **Alexander G.** e.a. Phys. Rev., 1969, **183**, 1168.
90. **Danysz J.** e.a. Nuovo cimento, 1967, **51A**, 801; **Friedman** e.a. Phys. Rev., 1968, **167**, 1268.
91. **Allison W. W. M.** e.a. Phys. Lett., 1967, **25B**, 619.
92. **Allaby J. V.** e.a. Phys. Lett., 1969, **29B**, 198.
93. **Astier A.** e.a. Nucl. Phys., 1969, **B10**, 65.
94. **Cnops A. M.** e.a. Phys. Rev. Lett., 1970, **25**, 1132; **Haguenaer M.** e.a. Phys. Lett., 1971, **34**, 219.
95. **Trefil J. S., Formanek J.** Nucl. Phys., 1967, **B3**, 155; Nucl. Phys., 1968, **B4**, 165; **Trefil J. S.** Phys. Rev. Lett., 1969, **22**, 802.
96. **Van Hove L.** Nucl. Phys., 1972, **B46**, 75.
97. **Gottfried K.** CERN Preprint TH 1545, 1972.
98. **Зацепин Г. Т.** «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1962, **5**, 647; **Фейнберг Е. Л.** ЖЭТФ, 1965, **50**, 202.
99. **Deck R. T.** Phys. Rev. Lett., 1964, **13**, 169.
100. **Berger E. L.** Phys. Rev., 1968, **166**, 1525; Phys. Rev. Lett., 1968, **21**, 701.
101. **Ross M., Yam Y. Y.** Phys. Rev. Lett., 1967, **19**, 546.
102. **Brandenburg G. M.** e. a. Nucl. Phys., 1970, **B16**, 369.
103. **Firestone A.** In: Experimental meson spectroscopy. Ed. C. Baltay, A. H. Rosenfeld. N.Y., Columbia Univ. Press, 1970, p. 229.
104. **Griffiths D.** e.a. Phys. Rev., 1969, **179**, 1567; **Нойруп J.** Nucl. Phys., 1969, **B11**, 428.
105. **Miettinen H. I.** Phys. Lett., 1972, **40B**, 127.