

ЭФФЕКТЫ ρ^0 - ω -СМЕШИВАНИЯ И ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ РОЖДЕНИЯ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ

Н. Н. Ачасов, Г. Н. Шестаков

Институт математики СО АН СССР, Новосибирск

В обзоре рассматриваются эффекты, обусловленные электромагнитным смешиванием ρ^0 - и ω -мезонов, интенсивные экспериментальные исследования которых стали возможны в последнее время. Мы привели существующие данные о ρ^0 - ω -смешивании и ρ^0 - ω -интерференции в различных реакциях. Главное внимание уделено подробному рассмотрению эффектов ρ^0 - ω -интерференции в реакциях $\pi^\pm N \rightarrow \omega(N, \Delta)$, $\gamma N \rightarrow \pi^+\pi^-\Delta$ и $e^+e^- \rightarrow V\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ и исследованию динамики этих процессов. Для амплитуд реакции $\pi^\pm N \rightarrow \omega(N, \Delta)$ мы предсказываем значительное нарушение изотопической инвариантности, а в реакциях $\gamma N \rightarrow \pi^+\pi^-\Delta$ и $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ — существование гораздо более заметных эффектов ρ^0 - ω -интерференции в $\pi^+\pi^0$ -спектрах масс по сравнению с уже изученными реакциями.

Effects caused by the electromagnetic mixing of ρ^0 - and ω -mesons, the intensive experimental study of which became possible recently, are considered in the review. We have adduced the existing data on the ρ^0 - ω mixing and the ρ^0 - ω interference in various reactions. The main attention is given to the detailed consideration of the ρ^0 - ω interference effects in the reactions $\pi^\pm N \rightarrow \omega(N, \Delta)$, $\gamma N \rightarrow \pi^+\pi^-\Delta$ and $e^+e^- \rightarrow V\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, and to the investigation of the dynamics of these processes. We predict the considerable violation of the isotopic invariance for the $\pi^\pm N \rightarrow \omega(N, \Delta)$ reaction amplitudes and the existence of much more appreciable effects of the ρ^0 - ω interference in the $\pi^+\pi^0$ mass spectra of the $\gamma N \rightarrow \pi^+\pi^-\Delta$ and $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ reactions as compared with those studied up to now.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время все большее внимание уделяется постановке экспериментов с большой статистикой при низких и средних энергиях. Несомненно, что эта тенденция сохранится и в будущем. Дело не только в том, что точные данные имеют всегда большую ценность. Сечения многих интересных физических процессов, если не большинства, быстро падают с увеличением энергии, поэтому

их исследование реально возможно только при увеличении точности эксперимента. При постановке качественных экспериментов очень важно знать заранее, какую новую нетривиальную информацию можно в них получить. Обычно речь идет о выяснении различных тонкостей механизма реакции, известного только в общих чертах. В таких исследованиях важное место занимают разнообразные интерференционные опыты. Например, фазу амплитуды рассеяния вперед сильновзаимодействующих частиц измеряют по интерференции с известным кулоновским взаимодействием.

В обзоре рассматриваются реакции рождения векторных мезонов. В этих реакциях можно наблюдать интерференционные явления, обусловленные квантовомеханическим смешиванием состояний в двухуровневой системе ρ^0 - и ω -мезонов, происходящим вследствие электромагнитного взаимодействия.

Явления ρ^0 — ω -интерференции в настоящее время интенсивно исследуются экспериментально. Изучение этих явлений позволяет получать качественно новую информацию о динамике различных процессов с участием векторных мезонов. Эта информация является очень ценной для проверки и уточнения существующих теоретических представлений.

В литературе имеется несколько подробных обзоров с описанием экспериментов по ρ^0 — ω -интерференции и сравнением их с разнообразными теоретическими моделями [1—6]. Поэтому сначала (разд. 1) мы остановимся на самом явлении электромагнитного ρ^0 — ω -смешивания, а затем приведем только основные экспериментальные данные о ρ^0 — ω -интерференции. Далее мы сосредоточим внимание на особенно интересных реакциях, в которых по тем или иным динамическим причинам должны происходить усиления эффектов ρ^0 — ω -интерференции. Будут рассмотрены процессы $\pi^\pm N \rightarrow \omega (N, \Delta)$, $\gamma N \rightarrow \pi^+\pi^-\Delta$ и $e^+e^- \rightarrow V\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Изучение некоторых из них уже началось, а изучение других, по-видимому, начнется в ближайшее время. Ряд затронутых здесь вопросов будет обсуждаться впервые.

В разд. 2 и 3 речь пойдет о реакциях $\pi^\pm N \rightarrow \omega\Delta$ и $\pi^\pm N \rightarrow \omega N$. До недавнего времени эффекты нарушения изотопической симметрии во взаимодействиях ρ^0 - и ω -мезонов с адронами, обусловленные электромагнитным ρ^0 — ω -смешиванием, наблюдались только в $\pi^+\pi^-$ -спектрах масс. Однако еще в 1970 г. было замечено, что в реакциях $\pi^\pm N \rightarrow \omega (N, \Delta)$ следует ожидать существенных изменений амплитуд ω -рождения в результате ρ^0 — ω -смешивания [1, 7, 8]. Эти изменения экспериментально должны проявляться как аномальное нарушение изотопической инвариантности. Сначала описана качественная сторона эффекта и приведены первоначальные количественные оценки. Здесь рассмотрены сразу две реакции $\pi N \rightarrow \omega N$ и $\pi N \rightarrow \omega\Delta$, имеющие схожую динамику при высоких энергиях. Однако ориентировочные числа, которые харак-

теризуют эффект, преимущественно относятся к реакциям $\pi^\pm N \rightarrow \omega \Delta$. Дело в том, что раньше наиболее полной была информация о реакциях $\pi^+ p \rightarrow \rho^0 \Delta^{++}$ и $\pi^+ p \rightarrow \omega \Delta^{++}$, а также о $\rho^0 - \omega$ -интерференции в $\pi^+ \pi^-$ -спектре масс в реакции $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^- \Delta^{++}$, полученная Гольдхабером и др. [9, 10]. Прямое исследование указанной возможности значительного нарушения изотопической симметрии в амплитудах ω -рождения $\pi^\pm N \rightarrow \omega (N, \Delta)$ за счет примеси амплитуд ρ^0 -рождения $\pi^\pm N \rightarrow \rho^0 (N, \Delta)$, обусловленной электромагнитным $\rho^0 - \omega$ -переходом, стало возможным только недавно. На протяжении нескольких последних лет группами из США и Канады на Аргоннском синхротроне готовились эксперименты с большой статистикой по реакциям $\pi^- p \rightarrow \omega n$ и $\pi^+ n \rightarrow \omega p$. В начале 1976 г. были опубликованы лучшие на сегодняшний день данные по реакции $\pi^- p \rightarrow \omega n$ при энергии 6 Гэв и предварительные сведения об эффекте $\rho^0 - \omega$ -интерференции с привлечением зарядово-симметричной реакции $\pi^+ n \rightarrow \omega p$ [11]. Здесь выяснилось несколько неожиданное, но весьма интересное обстоятельство (его мы разбираем в разд. 3). Оказалось, что новые данные по реакции $\pi^- p \rightarrow \omega n$ нельзя понять, используя для их описания только известные траектории Редже. В эксперименте $\rho_{00} d\sigma/dt$ (ρ_{ij} — элементы спиновой матрицы плотности * ω -мезона) не исчезает при очень малых переданных импульсах, $-t \lesssim 0,02$ (Гэв/с)², вопреки теоретическим ожиданиям (обмен B -полюсом Редже). Это явление коротко назвали Z -эффектом [11] потому, что для его объяснения было предложено [12—14] ввести новую Z -траекторию Редже с квантовыми числами $(\tau, P, G, I) = (+1, -1, +1, 1)$, где τ — сигнатура. Однако следует подчеркнуть, что объяснение с помощью простых полюсов Редже невозможно без условия «конспирации» Z -траектории с ее дочерней траекторией $Z_d (-1, +1, +1, 1)$ [15, 16] (этот факт упускается из виду в работах [12—14]). Таким образом, нам нужны две новые траектории. Однако существование таких траекторий сомнительно, поскольку неизвестны тяжелые частицы с $I^G (J^P) = 1^+ (2^-)$ и $1^+ (1^+)$, которые лежат на Z - и Z_d -траекториях соответственно. Мы предлагаем альтернативное объяснение этому явлению с помощью двухреджонных ветвлений [17]. Подробно проведен отбор нужных ветвлений. Оценки показывают, что главный вклад, объясняющий экспериментальные данные, дает πA_2 -разрез Редже. Мы предсказываем появление провала при $t \rightarrow 0$ в $\rho_{00} d\sigma/dt$ с ростом энергии. Затем вновь обсуждаем эффект $\rho^0 - \omega$ -смешивания в $\rho_{00} d\sigma/dt$ для реакций $\pi^\pm N \rightarrow \omega N$ и предсказы-

* $\rho_{ij} = \sum_n A_{ni} A_{nj}^* / \sum_{n,m} |A_{nm}|^2$, где A_{ni} — амплитуды реакций; i — спиральность векторного мезона; n — набор спиральностей других частиц, участвующих в реакции.

ваем более яркое проявление ρ^0 — ω -интерференции с ростом энергии.

В разд. 4 рассматриваются реакции $\gamma N \rightarrow (\rho^0, \omega) \Delta \rightarrow \pi^+ \pi^- \Delta$ и $e^+ e^- \rightarrow (\rho, \omega) \pi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$. В этих реакциях, исходя из соображений, связанных с $SU(3)$ -симметрией, следует ожидать аномального усиления ρ^0 — ω -интерференции в спектре масс $\pi^+ \pi^-$ -мезонов по сравнению с уже исследованными экспериментально реакциями [18—21]. Изучение этого эффекта в реакции $\gamma N \rightarrow \pi^+ \pi^- \Delta$ может служить хорошей проверкой предположения об октетной доминантности редже-обменов в t -канале. Его исследование в реакции $e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ позволит выяснить $SU(3)$ -структуру электромагнитного тока адронов во времениподобной области, $q^2 \gtrsim 1 \text{ Гэв}^2$. Весьма интересно исследовать эффект ρ^0 — ω -интерференции в области предполагаемых новых векторных резонансов ρ' и ω' , $e^+ e^- \rightarrow (\rho', \omega') \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, где его влияние может быть особенно велико. Около половины событий реакции $e^+ e^- \rightarrow 3\pi$ в этой области может быть обусловлено ρ^0 — ω -интерференцией [20, 21].

1. ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ρ^0 — ω -СМЕШИВАНИЕ И СВЯЗАННЫЕ С НИМ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ

Еще в 1961 г. Глэшуу обратил внимание на возможность значительного смешивания ρ^0 - и ω -резонансов в результате электромагнитного взаимодействия [22], которое и было обнаружено экспериментально в последнее время. С тех пор на эту тему появился целый ряд теоретических работ (см., например, [23—28]).

В присутствии электромагнитного взаимодействия физические состояния $|\rho^0\rangle$ и $|\omega\rangle$ нужно рассматривать как суперпозиции собственных состояний изотопического спина I - и G -четности $|\rho_0^0\rangle$ и $|\omega_0\rangle$:

$$|\rho^0\rangle = |\rho_0^0\rangle - \varepsilon |\omega_0\rangle; \quad |\omega\rangle = |\omega_0\rangle + \varepsilon |\rho_0^0\rangle, \quad (1)$$

где комплексный параметр смешивания

$$\varepsilon = \delta / (m_\rho - i\Gamma_\rho/2 - m_\omega + i\Gamma_\omega/2) \approx i2\delta/\Gamma_\rho; \quad (2)$$

$|\varepsilon| \ll 1$; $\delta = \langle \rho_0^0 | M | \omega_0 \rangle$ — амплитуда («масса») электромагнитного $\rho^0 \leftrightarrow \omega$ -перехода; $\varepsilon \approx i2\delta/\Gamma_\rho$, так как $|m_\rho - m_\omega| \approx \approx \Gamma_\omega \ll \Gamma_\rho$.

Из теоретических соображений [24—27] δ должна быть практически чисто действительной величиной, равной по порядку величины электромагнитной разности масс векторных мезонов $2\delta \approx \alpha m_\rho \approx 5,6 \text{ Мэв}$. Фактически во всех рассмотренных в литературе вариантах нарушенной $SU(3)$ - или $SU(6)$ -симметрии для δ были получены хотя и грубые, но довольно близкие значения [24—26, 29, 30]:

$$|\delta| \approx 2,5 \div 5 \text{ Мэв}. \quad (3)$$

Переходу $\rho^0 \leftrightarrow \omega$ соответствуют диаграммы типа электромагнитной собственной энергии (рис. 1), которые в области ρ^0 - и ω -мезонов, конечно, имеют отличную от нуля мнимую часть. Приведенные выше оценки относятся только к реальной части таких диаграмм,

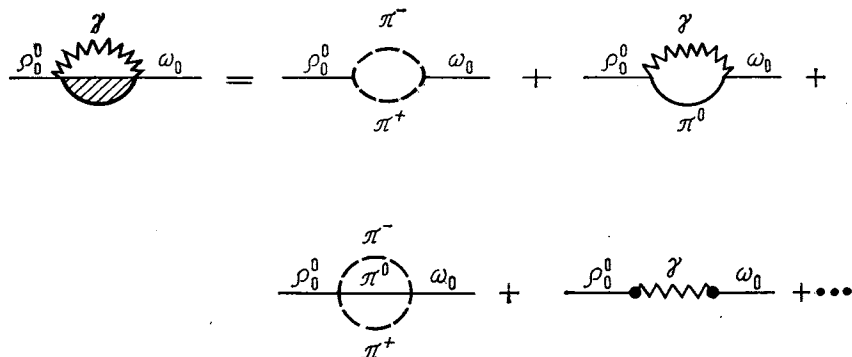


Рис. 1. Диаграммы электромагнитного $\rho^0 \leftrightarrow \omega$ -перехода

которая соответствует вкладам в δ виртуальных промежуточных состояний. Отметим, что вклад однофотонного промежуточного состояния мал. Верхнюю границу для мнимой части матричного элемента $\langle \rho^0 | M | \omega_0 \rangle$ можно оценить, рассматривая переходы ρ^0 и ω в реальные промежуточные состояния 2π , 3π , $\pi\gamma$, $\eta\gamma$ и т. п. [6, 25, 27]. Эта величина оказывается небольшой:

$$|\operatorname{Im} \delta| \approx \alpha (\Gamma_\rho + \Gamma_\omega)/2 + (\Gamma_{\rho\pi\gamma}\Gamma_{\omega\pi\gamma})^{1/2}/2 + \dots \lesssim 0,6 \div 0,8 \text{ Мэв.}$$

При этом основной вклад дают состояния 2π и $\pi\gamma$. Итак, теоретические оценки говорят о том, что δ имеет небольшую мнимую часть. Поэтому фаза параметра смешивания ϵ состояний ρ^0 - и ω -мезонов $\varphi_\epsilon \approx \pi/2$ (или $-\pi/2$) [см. (2)]. Заметим сразу, что это обстоятельство, а также оценка (3) для $|\delta|$ подтверждаются практически во всех экспериментах по ρ^0 — ω -интерференции в $\pi^+\pi^-$ -спектрах масс.

Оценим ширину распада $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-$, который происходит согласно диаграммам рис. 2. Простейшая оценка по порядку величины для ширины прямого распада $\omega_0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ (см. рис. 2, а)

$$\Gamma_{\omega\pi^+\pi^-} \approx \alpha^2 \Gamma_\rho \approx 8 \text{ кэв}$$

оказывается значительно меньше экспериментального значения [1—6]

$$\Gamma_{\omega\pi^+\pi^-}^{\text{эксп}} \approx 0,1 \div 0,5 \text{ Мэв.} \quad (4)$$

Поэтому вкладом диаграммы рис. 2, а обычно пренебрегают. Учет $\rho^0 - \omega$ -смешивания дает естественное объяснение величине $\Gamma_{\omega\pi^+\pi^-}$. Согласно (4) и рис. 2, б,

$$\begin{aligned} \Gamma_{\omega\pi^+\pi^-} &\approx |\varepsilon|^2 \Gamma_\rho \approx 4 |\delta|^2 \Gamma_\rho / \Gamma_\rho^2 \approx \\ &\approx \alpha^2 \Gamma_\rho (m_\rho / \Gamma_\rho)^2 \approx 30 \alpha^2 \Gamma_\rho \approx 0,25 \text{ Мэв}. \end{aligned} \quad (5)$$

Главной причиной значительного усиления распада $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-$ за счет $\rho^0 - \omega$ -смешивания, очевидно, является [см. (2) и рис. 2, б]

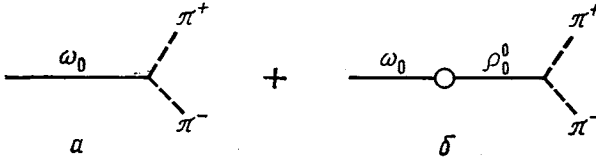


Рис. 2. Диаграммы прямого распада $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-$ (а) и распада $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-$ в результате $\rho^0 - \omega$ -смешивания (б)

близость масс ρ^0 - и ω -резонансов, которая приводит к тому, что параметр смешивания

$$|\varepsilon| \approx 2 |\delta| / \Gamma_\rho \approx \alpha m_\rho / \Gamma_\rho > \alpha.$$

Процессы с рождением $\pi^+\pi^-$ и $\pi^+\pi^-\pi^0$ в области ρ^0 - и ω -резонансов с электромагнитными переходами $\omega \rightarrow 2\pi$ и $\rho^0 \rightarrow 3\pi$ вслед-

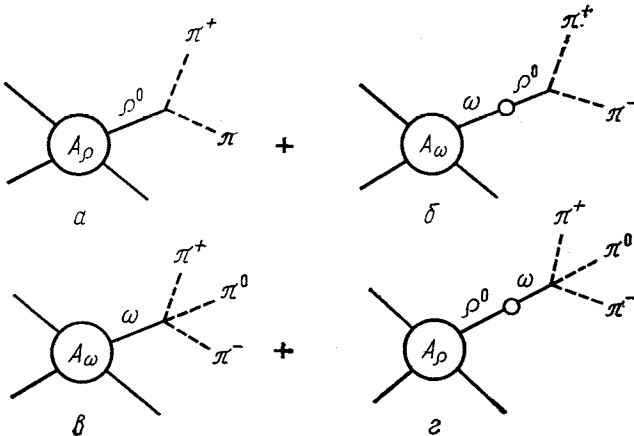


Рис. 3. Процессы рождения $\pi^+\pi^-$ и $\pi^+\pi^-\pi^0$ -мезонов в области ρ^0 - и ω -резонансов с учетом $\rho^0 - \omega$ -смешивания

ствие $\rho^0 - \omega$ -смешивания описываются диаграммами рис. 3. Амплитуды рождения $\pi^+\pi^-$ и $\pi^+\pi^-\pi^0$ -мезонов с учетом $\rho^0 - \omega$ -

смешивания в области резонансов можно записать в виде:

$$T(\pi^+\pi^-) = \frac{g_{\rho\pi\pi}A_\rho}{m_\rho - m - i\Gamma_\rho/2} \left(1 + \frac{A_\omega}{A_\rho} \frac{\delta}{m_\omega - m - i\Gamma_\omega/2} \right); \quad (6)$$

$$T(\pi^+\pi^-\pi^0) = \frac{g_{\omega 3\pi}A_\omega}{m_\omega - m - i\Gamma_\omega/2} \left(1 + \frac{A_\rho}{A_\omega} \frac{\delta}{m_\rho - m - i\Gamma_\rho/2} \right), \quad (7)$$

или

$$T(\pi^+\pi^-) = \frac{g_{\rho\pi\pi}(A_\rho - \varepsilon A_\omega)}{m_\rho - m - i\Gamma_\rho/2} + \frac{\varepsilon g_{\rho\pi\pi}A_\omega}{m_\omega - m - i\Gamma_\omega/2}, \quad (8)$$

$$T(\pi^+\pi^-\pi^0) = \frac{g_{\omega 3\pi}(A_\omega + \varepsilon A_\rho)}{m_\omega - m - i\Gamma_\omega/2} - \frac{\varepsilon g_{\omega 3\pi}A_\rho}{m_\rho - m - i\Gamma_\rho/2}. \quad (9)$$

Здесь A_ρ — амплитуды ρ^0 - и ω -рождения ($v = \rho^0, \omega$); m — инвариантная масса $\pi^+\pi^-$ - и $\pi^+\pi^-\pi^0$ -систем в формулах (6), (8) и (7), (9) соответственно. Прямыми переходами $\omega_0 \rightarrow 2\pi$ и $\rho_0^0 \rightarrow 3\pi$ мы пренебрегаем [24, 25]. Из (8) и (9) видно, что электромагнитное $\rho^0 - \omega$ -смешивание приводит к эффектам двух видов: во-первых, изменяет массовый спектр распадных пионов, во-вторых, изменяет амплитуды рождения векторных мезонов [см. члены, пропорциональные ε , в скобках в формулах (8) и (9)]. Для реакций типа (8) наиболее существенно изменение массового спектра из-за узости ω -резонанса ($\Gamma_\rho/\Gamma_\omega \approx 15$). Для реакций типа (9), напротив, изменение массового спектра незначительно, так как трудно различить на фоне узкого и высокого ω -пика невысокий и широкий ρ^0 -резонанс. Для этих реакций возможно значительное изменение амплитуды ω -рождения в тех случаях, когда амплитуда ρ^0 -рождения заметно больше амплитуды ω -рождения. Такая ситуация имеет место для реакций $\pi^\pm N \rightarrow \omega(N, \Delta)$ (см. разд. 2).

За последние годы исследованию эффектов $\rho^0 - \omega$ -интерференции в $\pi^+\pi^-$ -спектрах масс было посвящено около тридцати различных экспериментов по реакциям:

$$\begin{aligned} e^+e^- &\rightarrow \pi^+\pi^-; & \pi^\pm N &\rightarrow \pi^+\pi^-N; \\ \gamma A &\rightarrow \pi^+\pi^-A; & \pi^\pm N &\rightarrow \pi^+\pi^-A; \\ K^-p &\rightarrow \pi^+\pi^- (\Lambda, \Sigma^0); & N\bar{N} &\rightarrow 3\pi, 4\pi, 5\pi, 6\pi! \end{aligned} \quad \text{§ (10)}$$

(см., например, обзоры [1—6, 31]); в настоящее время продолжают появляться новые данные с более высокой статистикой [32—39].

Самым привлекательным аспектом в этих исследованиях помимо определения параметров $\rho^0 - \omega$ -смешивания является возможность определения относительных фаз амплитуд ρ^0 - и ω -рождения, от которых существенно зависит эффект интерференции. Эти новые сведения чрезвычайно полезны для проверки и уточнения теоретических представлений о механизмах взаимодействия векторных мезонов.

Наиболее удобной для определения величины и фазы амплитуды распада $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-$ представляется реакция $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ [31, 32] ввиду чисто электромагнитного механизма рождения ρ^0 - и ω -мезонов: $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow (\rho^0, \omega) \rightarrow \pi^+\pi^-$.

Данные о $d\sigma/dm_{\pi\pi}$ для реакций $\pi^-p \rightarrow (\rho^0, \omega) n \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $\pi^+n \rightarrow (\rho^0, \omega) \rightarrow \pi^+\pi^-p$ при 4 Гэв , полученные в Аргонне [36, 37],

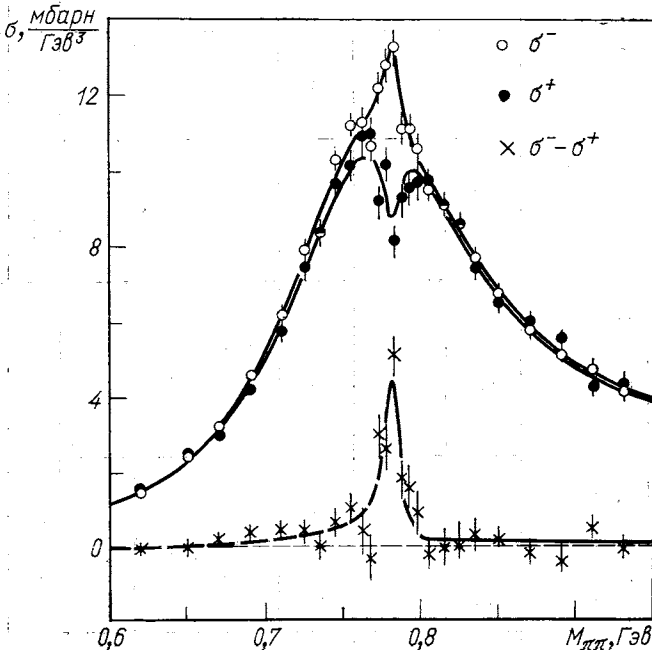


Рис. 4. $\sigma^\pm = d^2\sigma/dt dm (\pi^\pm N \rightarrow \pi^+\pi^- N)$ при $E_{\text{лаб}} = 4 \text{ Гэв}$ и $0,08 \leq |t| \leq 0,2 (\text{Гэв}/c)^2$.

Кривые: получены с учетом ρ^0 - и ω -вкладов в $\pi^+\pi^-$ -спектры масс [37]

иллюстрируют влияние ρ^0 — ω -интерференции на $\pi^+\pi^-$ -спектры масс в районе ρ^0 -резонанса (рис. 4), а именно нарушение зарядовой симметрии в реакциях с участием сильновзаимодействующих частиц (подробнее об этом см. в разд. 2). Нужно сказать, что для большинства реакций картины ρ^0 — ω -интерференции в $\pi^+\pi^-$ -спектрах масс качественно согласуются с теоретическими представлениями о ρ^0 — ω -смешивании и о механизмах самих реакций ρ^0 - и ω -рождения (см., например, [39], где описан эксперимент по реакции $K^-p \rightarrow \pi^+\pi^- (\Lambda, \Sigma^0)$ при 13 Гэв , а также [1, 2, 24, 40, 41]). Конечно, многие данные (например, по реакции $e^+e^- \rightarrow (\rho^0, \omega) \rightarrow \pi^+\pi^-$ [32]) требуют еще уточнения. В таблице приве-

Таблица экспериментальных данных по ρ^0 - ω -интерференции

Реакция	Е _{лаб} , Гэв	$V = \Gamma_{\omega\rho\rho}/\Gamma_{\omega}$, %	φ , град	$\varphi_{\text{теор}}$, град	$\varphi_{\text{прод}}$, град	Преполо- жение о ξ	Литера- тура
$e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$	$s \approx m_{\rho}^2$	$3,6 \pm 1,9$	$85,7 \pm 15,3$	$-16,3 \pm 15,3$	0	1	[31, 32]
$\gamma A \rightarrow \pi^+\pi^- A$ ($A = \text{H, C, Pb}$)	5-7	$> 1,22 \pm 0,30$	96 ± 15	-5 ± 15	0	1	[47]
$\gamma C \rightarrow \pi^+\pi^- C$ (см. рис. 11)	4,2	$> 0,8 \begin{smallmatrix} +0,28 \\ -0,22 \end{smallmatrix}$	$104 \pm 5,1$	$3 \pm 5,1$	0	1	[46]
$\gamma A \rightarrow \pi^+\pi^- A$ ($A = \text{C, Pb, Al}$)	9,4	$> 2,8 \pm 0,6$	$92,4 \pm 5,0$	$-8,6 \pm 5,0$	0	1	[48]
$\gamma p \rightarrow \pi^+\pi^- p$	2,8; 4,7	$> 1,3 \begin{smallmatrix} +1,2 \\ -0,9 \end{smallmatrix}$	≈ 92	-9	0	1	[49]
$\pi^+p \rightarrow \pi^+\pi^-\Delta^{++}$	3,7-4,0 5,45 3,4-4,0 7,1	$> 1,5$ $> 1,2$ $> 1,5$ —	192 ± 17 182 ± 31 ≈ 180 —	91 ± 17 81 ± 31 79 —	90	1	[9, 10] [50] [51] [52]
$\pi^+n \rightarrow \pi^+\pi^- p$	1,5	4 ± 2	$158 \begin{smallmatrix} +46 \\ -28 \end{smallmatrix}$	$57 \begin{smallmatrix} +46 \\ -28 \end{smallmatrix}$	90	1	[57]
$\pi^+p \rightarrow \pi^+\pi^-(\pi^+p)$	3,9	$> 1,1$	≈ 0	-101	-90	1	[53]
$\pi^+p \rightarrow \pi^+\pi^- n$	2,3 3-5 1,67	$> 0,36 \pm 0,1$ — —	-15 ± 30 ≈ 0 -4 ± 20	-116 ± 30 -101 -105 ± 20	-90	1	[54] [55] [56]

$p\bar{p} \rightarrow 2\pi^+\pi^-\pi^-$	1,26—1,65 1,63—2,20 0,65—1,10	$> 1,4$ $> 1,9$ $> 1,3$	60—90 ≈ 100 ≈ 100	—(41—11) —1 —1	0	1	[43] [44] [34]
$\bar{p}n \rightarrow (3\pi), (4\pi), (5\pi), (6\pi)$	Ангилья- ции в покое	$< 4,3$	Некогерент- ное рожде- ние ω - и ρ - мезонов	—	—	1	[45]
$K^-p \rightarrow \pi^+\pi^-(\Lambda, \Sigma)$	1,5—2,6 13	$> 0,2$ 3,6 \pm 1,9	99 \pm 11	—	—2 \pm 11	0	[42] [39]
$\pi^+p \rightarrow \pi^+\pi^-n$ $\rho_{11}(m)d\sigma/dm$	15	$> 2,1^{+2,8}$ $-0,9$	—80 \pm 25	—181 \pm 25	—	$0,6 < \xi < 1$	[33]
$\pi^+N \rightarrow \pi^+\pi^-N^*$ (см. рис. 4) $\pi^+p \rightarrow \pi^+\pi^-n$ $\rho_{ij}(m, t) d^2\sigma/dm dt$, $0 < t < 0,4$ ($\Gamma_{\text{эв}}/c^2$)	3, 4, 6 17	> 1 —	$\Phi(t)$ $\phi(t)$	—	—	1	[36, 37] [38]
$\pi^+N \rightarrow \omega N^{**}$	6 4	$R = \rho_{00}d\sigma/dt (\pi^+p \rightarrow \omega n) / \rho_{00}d\sigma/dt (\pi^+n \rightarrow \omega p)$ $R \approx 0,8$ (предварительно), $0 < t < 0,4$ ($\Gamma_{\text{эв}}/c^2$) $R = 0,63 \pm 0,20$, $0,05 < t < 0,15$ ($\Gamma_{\text{эв}}/c^2$)					[11] [58]

* В работах [36, 37, 41] и [38, 40] приведены данные с большой статистикой о ρ^0 — ω -интерференции в различных амплитудах $\pi^+\pi^-$ -рождения. Определяются отношения $|A_1/A_2^*|^2$ и фазы ϕ_i как функции t и проводится сравнение с теоретическими моделями.

** В этих реакциях изучается влияние ρ^0 — ω -смешивания на амплитуды ω -рождения (см. разд. 2, 3).

дены основные результаты по $\rho^0 - \omega$ -интерференции, полученные в экспериментах [1, 9—11, 31—39, 42—58] по реакциям (10).

В качестве комментария к таблице скажем несколько слов об обработке экспериментальных данных (подробности можно найти в обзоре [1] и работах [9, 33, 42—44]).

Для спектра масс $\pi^+\pi^-$ -мезонов в области ρ^0 - и ω -резонансов обычно используют простое феноменологическое выражение

$$\frac{dN}{dm} = \frac{1}{2\pi} \left\{ \frac{N_\rho \Gamma_\rho}{|D_\rho(m)|^2} + \frac{BN_\omega \Gamma_\omega}{|D_\omega(m)|^2} + 2\xi \operatorname{Re} \frac{\exp(i\varphi) (BN_\rho \Gamma_\rho N_\omega \Gamma_\omega)^{1/2}}{D_\rho(m) D_\omega^*(m)} \right\}. \quad (11)$$

где $D_v(m) = m - m_v + i\Gamma_v/2$; m — инвариантная масса $\pi^+\pi^-$ -системы; N_v — полное число событий рождения V -мезона; $B = \Gamma_{\omega \rightarrow 2\pi} / \Gamma_\omega$; ξ — фактор когерентности ($0 \leq \xi \leq 1$), необходимый в случае, когда процессы ρ^0 - и ω -рождения должны описываться несколькими независимыми амплитудами; φ — полная относительная фаза ρ^0 - и ω -вкладов. Фактор когерентности ξ и фаза φ имеют вид:

$$\xi = \left| \sum_i A_i^\rho A_i^\omega \right| / \left[\left(\sum_i |A_i^\rho|^2 \right) \left(\sum_i |A_i^\omega|^2 \right) \right]^{1/2}; \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \varphi &= \varphi_{\text{decay}} + \varphi_{\text{prod}} = \varphi_{\text{decay}} + \\ &+ \arctan \left(\frac{\sum_i |A_i^\rho| |A_i^\omega| \sin \varphi_i}{\sum_i |A_i^\rho| |A_i^\omega| \cos \varphi_i} \right), \end{aligned} \quad (13)$$

где A_i^v — амплитуда рождения v -мезона с определенной конфигурацией спинов частиц, участвующих в реакции; φ_i — относительная фаза между амплитудами A_i^ρ и A_i^ω ;

$$N_v \sim \sum_i |A_i^v|^2. \quad (14)$$

Так как амплитуда распада $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-$ согласно (1) имеет вид

$$g_{\omega\pi\pi} = g_{\omega_0\pi\pi} + \varepsilon g_{\rho_0\pi\pi}, \quad (15)$$

то для ее фазы φ_{decay} можно пользоваться при различных оценках следующим выражением [см. (2)]:

$$\varphi_{\text{decay}} \approx \arctan \Gamma_\rho / 2 (m_\rho - m_\omega) \approx 101^\circ, \quad (16)$$

соответствующим тому, что распад $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-$ идет главным образом за счет $\rho^0 - \omega$ -смешивания ($g_{\omega_0\pi\pi} \approx \alpha g_{\rho_0\pi\pi} \ll \varepsilon g_{\rho_0\pi\pi}$), а амплитуда $\rho^0 \leftrightarrow \omega$ -перехода δ действительна [24—27].

В таблице приведены значения относительной фазы рождения ρ^0 - и ω -мезонов φ_{prod} , полученные с помощью (13) и (16). Для срав-

нения указаны значения $\Phi_{\text{prod}}^{\text{теор}}$, которые следуют из простых теоретических моделей механизмов реакций ρ^0 - и ω -рождения (см., например, [1, 24, 40, 41]).

Вклад фона обычно учитывается в виде аддитивной добавки к выражению (11), которая является плавной функцией m в области резонансов. Фактор когерентности и фазу φ можно определить из подгонки одновременно, зная лишь N_ρ , только в ряде определенных случаев [1, 33, 43]. Чтобы найти еще и $B = \Gamma_{\omega\pi\pi}/\Gamma_\omega$, надо знать N_ρ и N_ω , т. е. иметь данные по двум реакциям, например по $\pi^+p \rightarrow \rho^0\Delta^{++}$ и $\pi^+p \rightarrow \omega\Delta^{++}$. Кроме того, поскольку квадратичное по δ слагаемое в (11) играет во всех указанных выше реакциях незначительную роль (оно не имеет дополнительного усиления в реакциях (10) по сравнению с интерференционным членом потому, что амплитуды ω -рождения меньше амплитуд ρ^0 -рождения примерно в три раза в реакциях $e^+e^- \rightarrow \omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, $e^+e^- \rightarrow \rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $\gamma A \rightarrow \omega A$, $\gamma A \rightarrow \rho^0 A$ и более чем в три раза в $\pi^\pm N \rightarrow \omega(N, \Delta)$, $\pi^\pm N \rightarrow \rho^0(N, \Delta)$ или в лучшем случае одинаковы, как, например, в реакциях $K^-p \rightarrow \omega(\Lambda, \Sigma^0)$, $K^-p \rightarrow \rho^0(\Lambda, \Sigma^0)$ [31, 1, 2, 39, 41]), то ξ и B нельзя определить одновременно, так как при подгонке данных они входят в произведение. Часто ξ просто полагают равным 1 и находят нижний предел для B . Верхний предел для B можно получить в реакциях с некогерентным рождением ρ^0 - и ω -мезонов ($\xi = 0$), например в реакциях аннигиляции в покое $\bar{p}n \rightarrow (\rho\pi)$, $(\omega\pi) \rightarrow 3\pi$ [45]. Нужно отметить, что наиболее надежно из подгонки определяется фаза φ .

Приведем еще одну формулу для спектра масс $\pi^+\pi^-$ -мезонов, которую также часто используют при подгонках [1, 9]. Она получается непосредственно из (6):

$$\frac{dN}{dm} = \frac{\Gamma_\rho N_\rho}{2\pi |D_\rho(m)|^2} \left(1 + 2\xi \cos \varphi \frac{N_\omega^{1/2}}{N_\rho^{1/2}} \left| \frac{\delta}{D_\omega(m)} \right| + \frac{N_\omega}{N_\rho} \left| \frac{\delta}{D_\omega(m)} \right|^2 \right); \quad (17)$$

$$\varphi = \varphi_\delta + \arctg [\Gamma_\omega/2(m_\omega - m)] + \varphi_{\text{prod}}, \quad (18)$$

где φ_δ — фаза δ ; φ_{prod} и фактор когерентности ξ определяются формулами (12) и (13).

Зная параметры $\rho^0 - \omega$ -смешивания, например, из реакции $e^+e^- \rightarrow \rho^0, \omega \rightarrow \pi^+\pi^-$ [32] или используя для них теоретические оценки [24–26], мы можем по интерференционным эффектам оценить относительную фазу амплитуд ρ^0 - и ω -рождения и их относительные значения $|A_\omega/A_\rho| = (N_\omega/N_\rho)^{1/2}$. Сейчас практически во всех реакциях с ρ^0 - и ω -рождением экспериментаторы пытаются «ухватить» эффекты $\rho^0 - \omega$ -интерференции для получения новой информации.

Перейдем теперь к конкретным реакциям рождения векторных мезонов.

**2. О ВОЗМОЖНОСТИ «СИЛЬНОГО» НАРУШЕНИЯ
ИЗОТОПИЧЕСКОЙ ИНВАРИАНТНОСТИ В РЕАКЦИЯХ
 $\pi^\pm N \rightarrow \omega \Delta$ И $\pi^\pm N \rightarrow \omega N$ ВСЛЕДСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО
 ρ^0 - ω -СМЕШИВАНИЯ**

Электромагнитное ρ^0 — ω -смешивание должно проявляться как нарушение изотопической симметрии в сильных взаимодействиях ρ^0 - и ω -мезонов. Ниже мы рассмотрим его влияние на амплитуды ω -рождения в реакциях $\pi^\pm N \rightarrow \omega(N, \Delta)$.

Подробный анализ влияния ρ^0 — ω -смешивания в этих реакциях был проведен в работах [7, 8]. Здесь мы опишем качественную сторону эффекта, кратко приведем первоначальные количественные оценки и обсудим предсказания простейших полюсных редже-моделей относительно характера ρ^0 — ω -интерференции.

Качественный анализ ρ^0 — ω -интерференции. Перепишем (9), учитывая только изменение амплитуды ω -рождения:

$$T(\pi^+\pi^-\pi^0) = g_{\omega 3\pi}(A_\omega + \epsilon A_\rho)/(m_\omega - m_{3\pi} - i\Gamma_\omega/2). \quad (19)$$

Для простоты мы не выписываем спиновых индексов.

Из (19) видно, что эффект влияния ρ^0 — ω -смешивания зависит от относительной величины и относительной фазы амплитуд ρ^0 - и ω -рождения в сильных взаимодействиях и максимален, когда ρ^0 - и ω -вклады в (19) когерентны, т. е. их относительная фаза $\Phi_{3\pi} = \Phi_\rho + \Phi_\epsilon - \Phi_\omega \approx 0$ или π . Кроме того, эффект может быть динамически усилен, если амплитуда ρ^0 -рождения больше амплитуды ω -рождения: $|A_\rho| > |A_\omega|$. Какова действительная ситуация для реакций $\pi N \rightarrow \omega(N, \Delta)$ и $\pi N \rightarrow \rho^0(N, \Delta)$?

Информацию о фазах можно получить из экспериментов по интерференционным картинам в $\pi^+\pi^-$ -спектрах масс. В спектрах масс $\pi^+\pi^-$ -мезонов в районе ω -резонанса в реакциях $\pi^+N \rightarrow \pi^+\pi^-(N, \Delta)$ при энергиях 2—10 $\Gamma_{\text{эв}}$ и $|t| \lesssim 0,2 (\Gamma_{\text{эв}}/c)^2$ наблюдался провал [1, 9, 10, 36, 37, 50] (деструктивная ρ^0 — ω -интерференция; см., например, рис. 4), т. е. относительная фаза ρ^0 - и ω -вкладов в (8) $\Phi_{2\pi} \approx \Phi_\omega + \Phi_\epsilon - \Phi_\rho \approx \pi$. В реакциях $\pi^-N \rightarrow \pi^+\pi^-(N, \Delta)$ при $m_{\pi\pi} \approx m_\omega$ наблюдался пик [1, 36, 37, 53, 54] (конструктивная ρ^0 — ω -интерференция $\Phi_{2\pi} \approx 0$; см., например, рис. 4), поскольку амплитуда ρ^0 -рождения при этом сменила знак. Последнее является следствием изотопической инвариантности для реакций $\pi^\pm N \rightarrow \rho^0 N$. Для реакций $\pi^\pm N \rightarrow \rho^0 \Delta$ это тоже следует из изотопической инвариантности, если вклад t -канальных экзотических обменов с изоспином 2 пренебрежимо мал, что независимо подтверждается другими экспериментами. Следовательно, для реакций $\pi^+N \rightarrow \omega(N, \Delta)$ $\Phi_{3\pi} \approx 2\Phi_\epsilon - \pi$, а для реакций $\pi^-N \rightarrow \omega(N, \Delta)$ $\Phi_{3\pi} \approx 2\Phi_\epsilon$. Но, как уже отмечалось, из экспериментальных данных и теоретических соображений фаза $\Phi_\epsilon \approx \pi/2$ (или $-\pi/2$) [1, 2, 24—27, 31].

Отсюда получаем, что сечения реакций $\pi^+N \rightarrow \omega(N, \Delta)$ увеличиваются за счет линейного по $|\varepsilon|$ члена максимально:

$$d\sigma^\omega/dt = |A_\omega|^2 + 2|\varepsilon| |A_\omega| |A_\rho| + |\varepsilon|^2 |A_\rho|^2, \quad (20)$$

а сечения $\pi^-N \rightarrow \omega(N, \Delta)$ максимально уменьшаются:

$$d\sigma^\omega/dt = |A_\omega|^2 - 2|\varepsilon| |A_\omega| |A_\rho| + |\varepsilon|^2 |A_\rho|^2. \quad (21)$$

Заметим, что отклонение φ_ε от $\pi/2$ (или $-\pi/2$) на $\Delta\varphi$ приводит к уменьшению линейного по $|\varepsilon|$ члена в $\cos 2\Delta\varphi$ раз. Поэтому не слишком большие $\Delta\varphi$ существенно не изменяют результатов. Например, при $\Delta\varphi = 0,25$ (15°) интерференционный член в (20) и (21) умножается на 0,88. К настоящему времени величина $|\varepsilon|$ еще недостаточно точно определена экспериментально. По совокупности различных экспериментов и способов определения, а также по теоретическим оценкам можно считать, что $0,03 \leq |\varepsilon| \leq 0,06$ [1—6, 25]. Ниже для оценки эффекта мы будем использовать $|\varepsilon| = 0,05$. Такое значение $|\varepsilon|$ было получено в наиболее «чистом» эксперименте по ρ^0 — ω -интерференции в реакции $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$, проведенном в Орсе [31, 32] ($\varphi_\varepsilon^{\text{ORSA Y}} \approx 90^\circ$).

Обсудим теперь, каковы относительные значения амплитуд A_ρ и A_ω . Как хорошо известно экспериментально, при средних энергиях и $|t| \leq 0,2$ [здесь и далее t в единицах $(\Gamma\text{эв}/c)^2$] сечения реакций $\pi^\pm N \rightarrow \rho^0(N, \Delta)$ имеют резкий пик вперед, обусловленный однопионным обменом, и в пике превосходят в 10—20 раз сечения реакций $\pi^\pm N \rightarrow \omega(N, \Delta)$, которые примерно постоянны при $|t| \leq 0,2$ (см., например, [9, 10, 50, 59—62]). Поэтому в этой области $|t|$ естественно ожидать, что наиболее существенное изменение за счет ρ^0 — ω -смешивания в реакциях $\pi^\pm N \rightarrow \omega(N, \Delta)$ должна испытывать амплитуда с квантовыми числами B -мезона в t -канале, так как она имеет такую же спиновую структуру, что и амплитуда однопионного обмена в ρ^0 -рождении. Экспериментально это должно проявляться в различии $\rho_{00}^\omega d\sigma^\omega/dt$ и ρ_{11}^ω для реакций $\pi^+N \rightarrow \omega(N, \Delta)$ и $\pi^-N \rightarrow \omega(N, \Delta)$ [см. (20), (21)]. Поскольку $\rho_{11}^\omega d\sigma^\omega/dt \approx \rho_{11}^\rho d\sigma^\omega/dt$ в рассматриваемой области t , то другие амплитуды ω -рождения не должны значительно меняться из-за ρ^0 — ω -смешивания.

Первоначальные количественные оценки эффекта. Приведем некоторые ориентировочные числа, которые характеризуют эффект нарушения изотопической инвариантности в рассматриваемых реакциях.

Возьмем, например, реакции $\pi^+p \rightarrow (\omega, \rho^0) \Delta^{++}$ при $3,7 \Gamma\text{эв}$ [9, 10]. В хорошем приближении $\rho_{00}^\omega d\sigma^\omega/dt = \text{const}$, а $(\rho_{00}^\omega d\sigma^\omega/dt)/(\rho_{00}^\rho d\sigma^\omega/dt) \approx 10 \exp(12t)$ при $|t| \leq 0,14$ [10]. Тогда

с помощью (20) и (21) при $|\varepsilon| = 0,05$ для $|t| \approx 0$ получаем, что

$$\frac{\rho_{00}^{\omega} d\sigma^{\omega}/dt (\pi^{+}p \rightarrow \omega\Delta^{++})}{\rho_{00}^{\omega} d\sigma^{\omega}/dt (\pi^{-}n \rightarrow \omega\Delta^{-})} \Big|_{t \approx 0} \approx 2,2. \quad (22)$$

Интегральный эффект тоже велик. Отношение сечений в интервале $0 \leq |t| \leq 0,14$ для этих двух реакций

$$R = \frac{\sigma_{00}^{\omega} (\pi^{+}p \rightarrow \omega\Delta^{++})}{\sigma_{00}^{\omega} (\pi^{-}n \rightarrow \omega\Delta^{-})} \approx 1,7 \quad (23)$$

$$\left(\sigma_{00}^{\omega} = \int_0^{0,14} \rho_{00}^{\omega} \frac{d\sigma^{\omega}}{d|t|} d|t| \right).$$

В отсутствие $\rho^0 - \omega$ -смешивания отношения (22) и (23) должны были бы равняться единице согласно изотопической инвариантности.

Аналогичные предсказания можно получить и для реакций $\pi^{+}n \rightarrow \omega p$ и $\pi^{-}p \rightarrow \omega n$ при $0,02 \leq |t| \leq 0,2$ [7, 8, 41, 63—66].

Отметим, что изменение сечения рождения ω -мезона, например, в реакции $\pi^{+}p \rightarrow \omega\Delta^{++}$ за счет $\rho^0 - \omega$ -смешивания можно оценить непосредственно по числу событий, выбывающих из двухпионного спектра масс в реакции $\pi^{+}p \rightarrow \pi^{+}\pi^{-}\Delta^{++}$ из-за деструктивной $\rho^0 - \omega$ -интерференции, так как в этом случае при $\varphi_{\varepsilon} \approx \pm \pi/2$ такое же число событий добавляется в реакцию $\pi^{+}p \rightarrow \omega\Delta^{++}$. Такой анализ был проделан в работе [8] с использованием данных эксперимента Гольдхабера и др. [9, 10]. При этом предполагалось, что деструктивная $\rho^0 - \omega$ -интерференция, обнаруженная в реакции $\pi^{+}p \rightarrow \pi^{+}\pi^{-}\Delta^{++}$, происходит главным образом между амплитудами ρ^0 - и ω -рождения с продольной поляризацией, имеющими π - и B -мезонные квантовые числа в t -канале. Полученные предсказания для $\rho_{00}^{\omega} d\sigma^{\omega}/dt (\pi^{-}n \rightarrow \omega\Delta^{-})$ близки к оценкам (22), (23); они приведены на рис. 5.

В 1973 г. был проведен эксперимент по $\rho^0 - \omega$ -интерференции в реакциях $\pi^{\pm}N \rightarrow \pi^{+}\pi^{-}N$ [36, 37], в котором непосредственно измерялся спектр масс $\rho_{00}^{\omega} (m_{\pi\pi}) d\sigma^{\omega}/dm_{\pi\pi}$. Оценка изменения сечения ω -рождения с продольной поляризацией ($\rho_{00}^{\omega} d\sigma^{\omega}/dt$) по числу событий, выбывающих из $\rho_{00}^{\omega} (m_{\pi\pi}) d\sigma^{\omega}/dt (\pi^{+}n \rightarrow \pi^{+}\pi^{-}p)$ за счет деструктивной $\rho^0 - \omega$ -интерференции, согласуется с описанной выше картиной.

Непосредственная проверка нарушения изотопической симметрии в реакциях $\pi^{\pm}N \rightarrow \omega (N, \Delta)$ до последнего времени была невозможна, поскольку по реакциям $\pi^{-}N \rightarrow \omega (N, \Delta)$ не было хороших данных при малых $|t|$.

В 1973 г. появилось сообщение о том, что в Аргонне предполагается провести эксперименты с высокой статистикой по реакциям

$\pi^- p \rightarrow \omega n$ и $\pi^+ n \rightarrow \omega p$ при энергии 6 Гэв, в которых будет подробно изучаться влияние ρ^0 — ω -смешивания на амплитуды ω -рождения [66]. Частично эта программа уже выполнена [11]. Об этом речь пойдет в разд. 3. Изучение ρ^0 — ω -интерференции в реакциях $\pi^\pm N \rightarrow \omega N$ проводится сейчас также различными группами в ЦЕРНе [58, 67].

Обсудим кратко некоторые детали проведенного анализа. Поскольку имеется несколько независимых спиновых амплитуд, описывающих рассматриваемые реакции, то интерференционный

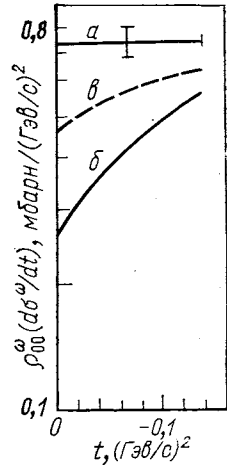


Рис. 5. Влияние ρ^0 — ω -смешивания на $\rho_{00} d\sigma/dt$ ($\pi^\pm N \rightarrow \omega \Delta$) [8]:

a — для $\rho_{00} d\sigma/dt$ ($\pi^+ p \rightarrow \omega \Delta^{++}$) в интервале $0 \leq |t| \leq 0,14$ использовалось среднее значение, полученное по данным работы [10]; b — предсказание для реакции $\pi^- n \rightarrow \omega \Delta^-$, рассчитанное по формулам (20), (21) с использованием информации о ρ^0 — ω -интерференции в реакции $\pi^+ p \rightarrow \omega \Delta^{++}$ [9, 10]. Амплитуда ρ^0 -рождения взята из [10] по $\rho_{00}^0 d\sigma^0/dt$; $\epsilon = \rho_{00}^0 d\sigma^0/dt$ в отсутствие ρ^0 — ω -смешивания $R = \sigma_{00}^0(\pi^+ p \rightarrow \omega \Delta^{++})/\sigma_{00}^0(\pi^- n \rightarrow \omega \Delta^-) \approx 2$; $|\epsilon| \approx 0,06$ ($\varphi_\epsilon \approx \pi/2$)

член в (20) и (21), а также интерференционный член в полном двух-пионном спектре масс (11) нужно, вообще говоря, умножать на фактор когерентности ξ ($0 \leq \xi \leq 1$). Если ρ^0 — ω -интерференция происходит главным образом за счет продольных амплитуд ρ^0 - и ω -рождения с квантовыми числами π - и B -мезонов в t -канале, то фактор когерентности $\xi \approx (\rho_{00}^0 \rho_{00}^0)^{1/2}$, при этом фаза φ [см. (13)] в выражении для полного $\pi^+ \pi^-$ -спектра масс (11) приобретает простой смысл относительной фазы двух интерферирующих амплитуд.

Мы пренебрегаем амплитудами реакций $\pi N \rightarrow (\rho^0, \omega) \Delta$ с квантовыми числами π - и B -мезонов с изменением t -канальной спиральности в барионной вершине. При малых $|t|$ это обосновано. Для реакций $\pi N \rightarrow (\rho^0, \omega) N$ такая оценка ξ при сделанном предположении о ρ^0 — ω -интерференции является тем более справедливой, потому что здесь имеется только по одной амплитуде с нулевой спиральностью (ρ^0 и ω) и квантовыми числами π - и B -мезонов в t -канале. Вычислим средний фактор когерентности в обла-

сти $0 \leq |t| \leq 0,14$ по данным [9, 10] для реакции $\pi^+p \rightarrow \pi^+\pi^-\Delta^{++}$:

$$\langle \xi \rangle \approx (\langle \rho_{00}^0 \rangle \langle \rho_{00}^0 \rangle)^{1/2} \approx (0,56 \cdot 0,74)^{1/2} \approx 0,64.$$

Интересно, что анализ данных работы [9] с учетом фактора когерентности [54, 68] дает для нижнего предела $\langle \xi \rangle$ значение 0,6.

Вопрос о том, в каких спиновых амплитудах происходит интерференция, является важным для оценки $|\varepsilon|$. Обработка данных [9] с $\langle \xi \rangle = 1$ дает нижнюю границу для $|\varepsilon| \approx 0,034$ [9]. Значение $\langle \xi \rangle = 0,64$ соответствует $|\varepsilon| \approx 0,053$. Такое значение $|\varepsilon|$ не противоречит существующим теоретическим оценкам [1, 24—26] и соответствует результатам, полученным в Орсе на встречных e^+e^- -пучках [32]. Следует отметить, что приведенная оценка для $\langle \xi \rangle$ сама по себе является завышенной, поскольку $\rho^0 - \omega$ -смешивание увеличивает значение $\langle \rho_{00}^0(\pi^+p \rightarrow \omega\Delta^{++}) \rangle$. В данном случае во всех отношениях полезна совместная обработка данных по реакциям $\pi^+p \rightarrow \pi^+\pi^-\Delta^{++}$ и $\pi^+p \rightarrow \omega\Delta^{++}$ с учетом $\rho^0 - \omega$ -интерференции.

Модели полюсов Редже для реакций $\pi N \rightarrow V^0(N, \Delta)$. До сих пор мы не обращались к конкретным теоретическим моделям для амплитуд реакций ρ^0 - и ω -рождения. Поэтому сейчас полезно рассмотреть предсказания простейших полюсных редже-моделей относительно характера $\rho^0 - \omega$ -интерференции и те предположения, которые обычно имеются в виду при теоретических оценках.

Модель полюсов Редже для амплитуд реакций $\pi^\pm N \rightarrow (\rho^0, \omega) \Delta$ и $\pi^\pm N \rightarrow (\rho^0, \omega) N$ с квантовыми числами π - и B -мезонов в t -канале дает необходимую для деструктивной (или конструктивной в зависимости от реакции) $\rho^0 - \omega$ -интерференции относительную фазу амплитуд ρ^0 - и ω -рождения с нулевой спиральностью в t -канале [24]. Покажем это. Отношение амплитуд A_ω и A_ρ с обменами B - и π -полюсами, соответственно, имеет вид

$$\frac{A_\rho}{A_\omega} = \pm \beta i \exp [i\pi (\alpha_B(t) - \alpha_\pi(t))/2] \frac{\cos \pi \alpha_B(t)/2}{\sin \pi \alpha_\pi(t)/2}, \quad (24)$$

где β — отношение вычетов π - и B -полюсов; $\alpha_i(t)$ — траектория i -полюса Редже; « \pm » относятся к (ρ^0, ω) -рождению в π^+N - и π^-N -столкновениях соответственно. Из графика Чу — Фраучи следует, что π - и B -траектории близки: $\alpha_\pi(t) \approx \alpha_B(t)$. Модель π - и B -полюсов Редже с близкими траекториями, естественно, наиболее простой приемлемый вариант. С теоретической точки зрения он хорош тем, что в рамках гипотезы обменного вырождения [69] обязаны совпадать именно π - и B -траектории. Тогда относительная фаза π - и B -вкладов, определяющаяся отношением сигнатурных множителей [см. (24)], будет равна $\pi/2$ (или $-\pi/2$). Следовательно, в (19) $\varphi_{3\pi} \approx \varphi_\varepsilon \pm \pi/2 \approx 0$ (или π) и мы приходим к выражениям (20), (21).

В пределе так называемого сильного обменного вырождения [41] кроме того, что $\alpha_\pi(t) = \alpha_B(t)$, величина β в (24) не должна зависеть от t и равна 1. Тогда

$$A_\rho/A_\omega = \pm i \operatorname{ctg}(\pi\alpha_\pi(t)/2) \Big|_{|t| \leq 0,2} \approx \pm 2i/\pi\alpha'(t - \mu^2), \quad (25)$$

где $\alpha_\pi(t) = \alpha'(t - \mu^2)$; α' — наклон траектории Редже; μ — масса π -мезона. Это предсказание связано с соображениями дуальности и $SU(3)$ -симметрии [24, 50]. Возьмем, например, реакции $\pi N \rightarrow (\rho^0, \omega, \phi) N$ и $KN \rightarrow K^*N$. Если предположить, что в этих реакциях доминируют t -канальные обмены с квантовыми числами $SU(3)$ -октета и «идеальное» $\phi - \omega$ -смешивание, т. е. $\Gamma(\phi \rightarrow \rho\pi) = \Gamma(B \rightarrow \phi\pi) = 0$, то амплитуды этих реакций могут быть записаны в терминах двух амплитуд A_+ и A_- , которые соответствуют обменам с G -четностью $+1$ и -1 :

$$\left. \begin{aligned} |A(\pi^+n \rightarrow \rho^0p)| &= |A_-|; & |A(\pi^+n \rightarrow \omega p)| &= |A_+|; \\ |A(K^+n \rightarrow K^{*0}p)| &= |A_+ + A_-|/2; \\ |A(K^-p \rightarrow K^{*0}n)| &= |A_+ - A_-|/2. \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

Отсутствие резонансов в реакции $K^+n \rightarrow K^{*0}p$ при низких энергиях означает по соображениям дуальности, что мнимая часть амплитуды этой реакции при высоких энергиях равна нулю:

$$\operatorname{Im} A(K^+n \rightarrow K^{*0}p) = \operatorname{Im}(A_+ + A_-)/2 = \operatorname{Im}(\pi + B)_{\text{обмен}}/2 = 0.$$

Это возможно при $\alpha_\pi(t) = \alpha_B(t)$ и $\beta = 1$ в (24).

Модель полюсов Редже для амплитуд ρ^0 - и ω -рождения с поперечными поляризациями в t -канале (A_2 -, π -полюса Редже для ρ^0 -рождения, ρ -, B -полюса Редже для ω -рождения) тоже допускает, в принципе, правильную относительную фазу, необходимую для деструктивной (конструктивной) интерференции. Однако вклады всех полюсов Редже в эти амплитуды для реакций $\pi N \rightarrow V^0(N, \Delta)$ исчезают при малых $|t|$ и в игру вступают A_2P -, πP -, ρP - и BP -редже-разрезы (P — полюс Померанчука). Картина становится сложной. В этой ситуации трудно надеяться на «правильную» относительную фазу амплитуд ρ^0 - и ω -рождения. Кроме того, интерференционные члены между вкладами с квантовыми числами π - и B -мезонов могут частично сокращаться с интерференционными членами между вкладами с квантовыми числами A_2 - и ρ -мезонов в амплитуды ρ^0 - и ω -рождения с поперечными поляризациями. Это может иметь место при $|t| \leq 0,5$ [50]. Действительно, в рамках сильного обменного вырождения для ρ - и A_2 -обменов получается соотношение, аналогичное (25) для B - и π -обменов. Тогда относительный знак $\rho^0 - \omega$ -интерференции между вкладами с «натуральной» четностью (ρ -, A_2 -полюса Редже) и между вкладами с «ненатуральной» четностью (B -, π -полюса Редже) фикси-

руется знаком отношения

$$\begin{aligned} [A_p(A_2)/A_\omega(\rho)]/[A_p(\pi)/A_\omega(B)] = \\ = [\operatorname{ctg} \alpha_{\rho}(t)/2]/[\operatorname{ctg} \alpha_{\pi}(t)/2] \end{aligned} \quad (27)$$

(в круглых скобках в левой части (27) указан тип t -канального обмена), которое при $|t| \lesssim 0,5$ отрицательно, так как $\alpha_{\pi}(t) < 0$ при $t < 0$, а $\alpha_{\rho}(t) > 0$ при $t \gtrsim -0,5$.

Предсказания полюсных редже-моделей несомненно играют важную роль для понимания экспериментальной ситуации. Конечно, не всегда они выполняются в чистом виде (упомянем, например, важную роль πP -редже-разреза для описания реакции $\pi N \rightarrow \rho^0 N$). Как раз в следующем разделе у нас будет возможность рассмотреть найденное в реакции $\pi p \rightarrow \omega n$ поляризационное явление, которое не укладывается в рамки обычных полюсных редже-моделей.

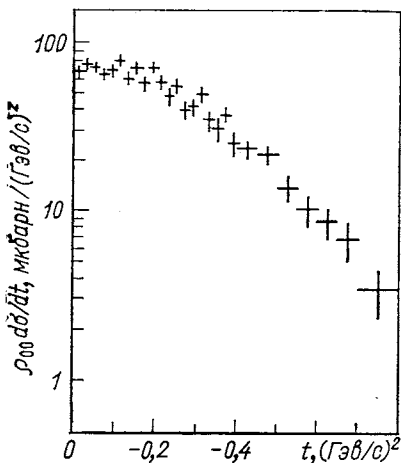


Рис. 6 Зависимость $\rho_{00} d\sigma/dt$ ($\pi p \rightarrow \omega n$) при $E_{\text{лаб}} = 6 \text{ Гэв}$ [11]

малось во введении, их нельзя понять, используя известные траектории Редже. В эксперименте $\rho_{00} d\sigma/dt$ не исчезает при очень малых передачах, $-t \lesssim 0,02$, вопреки теоретическим ожиданиям (обмен B -полюсом Редже):

$$\rho_{00} d\sigma/dt = s^{-2} \{ |A_{0\ 1/2-1/2}^{\omega}|^2 + |A_{0\ 1/2\ 1/2}^{\omega}|^2 \}, \quad (28)$$

где $A_{\lambda_{\omega}\lambda_n\lambda_p}^{\omega}$ — спиральные s -канальные амплитуды; λ_{ω} , λ_n , λ_p — спиральности ω -мезона, нейтрона и протона, соответственно. По квантовым числам B -обмен дает вклад в амплитуду $A_{0\ 1/2-1/2}^{\omega}$, которая пропорциональна $(-t)^{1/2}$ при $t \rightarrow 0$ ($|t|_{\text{мин}}$ мы пренебрегаем).

3. ЭКСПЕРИМЕНТЫ С БОЛЬШОЙ СТАТИСТИКОЙ В РЕАКЦИЯХ



Новый взгляд на проблемы описания реакции $\pi N \rightarrow \omega N$. Роль двухреджионных разрезов. На рис. 6 приведены данные для $\rho_{00} d\sigma/dt$ ($\pi p \rightarrow \omega n$), полученные недавно в Аргонне при $q_L = 6 \text{ Гэв}/c$ в эксперименте с большой статистикой [11]. Данные относятся к системе центра масс s -канала. Как уже отмечалось

До этого эксперимента данные по реакциям $\pi^\pm N \rightarrow \omega N$ при малых $|t|$ не позволяли «разглядеть» явного отсутствия провала в $\rho_{00} d\sigma/dt$ при $t \rightarrow 0$ (см., например, [58, 60, 61, 70, 71]). Найденный эффект означает, что амплитуда без переворота спиральности в системе центра масс, $A_{01/2\ 1/2}^\omega$, существенна.

Эта амплитуда описывается при больших энергиях обменом в t -канале с квантовыми числами $(\tau, P, G, I) = (+1, -1, +1, 1)$, где τ — сигнатура. Наблюдающееся явление можно, в принципе, объяснить Z -обменом [12—14]. Следует, однако, подчеркнуть, что объяснение с помощью простых полюсов Редже возможно только при условии «конспирации» Z -траектории с ее дочерней траекторией Z_d $(-1, +1, +1, 1)$ [15, 16]. В противном случае из аналитичности инвариантных амплитуд следует, что $A_{01/2\ 1/2}^\omega \sim t$. Аналогичная «конспирация» для A_{1-} и A_{1d} -траекторий в реакции $\pi N \rightarrow \rho N$ рассматривалась в [72].

Таким образом, нам нужны две новые траектории с ненатуральной четностью. Однако существование таких гипотетических траекторий сомнительно, поскольку неизвестны тяжелые частицы с $I^G(J^P) = 1^+(2^-)$ и $1^+(1^+)$, которые лежат на Z - и Z_d -траекториях соответственно; $m_z^2 \approx m_d^2 \gtrsim 2 (GeV)^2$.

Здесь рассмотрим альтернативное объяснение с помощью двухреджионных ветвлений*.

Мы предсказываем появление провала при малых передачах, $|t| \rightarrow 0$, в $\rho_{00} d\sigma/dt$ с ростом энергии.

Затем вновь обсуждаем эффекты ρ^0 — ω -смешивания в $\rho_{00} d\sigma/dt$ для реакций $\pi^\pm N \rightarrow \omega N$ и предсказываем более яркое проявление ρ^0 — ω -интерференции с ростом энергии.

Прежде всего выясним, какие разрезы дают вклад в амплитуду $A_{01/2\ 1/2}^\omega$. В работе [73] было показано, что сигнатура разреза Редже равна произведению сигнатур полюсов Редже, которые формируют разрез. Поэтому важны двухреджионные разрезы только от полюсов с одинаковой сигнатурой

$$\tau_{cut} = \tau_1 \tau_2 = +1. \quad (29)$$

Можно показать, что при $t = 0$ в амплитуду $A_{01/2\ 1/2}^\omega$ дают вклад только разрезы от полюсов с естественной ($\tau P = +1$) и неестественной ($\tau P = -1$) четностями. Действительно, сохранение P -четности дает

$$A_{0\ 1/2\ 1/2}^\omega = -A_{0\ -1/2\ -1/2}^\omega. \quad (30)$$

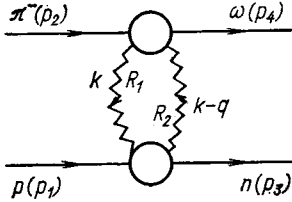
* Приведенные ниже результаты получены совместно с А. А. Кожевниковым [17].

Вклад разреза, порождаемого двухреджионным обменом (рис. 7), в амплитуды следующий:

$$A_{0\pm 1/2\pm 1/2}^{\omega} \sim \sum_{\lambda} \left\langle \pm \frac{1}{2} \left| R_2(\mathbf{q} - \mathbf{k}_{\perp}) \right| \lambda \right\rangle \left\langle \lambda \left| R_1(\mathbf{k}_{\perp}) \right| \pm \frac{1}{2} \right\rangle; \quad (31)$$

$$q = p_3 - p_4; \quad t = -q^2.$$

Здесь λ — спиральности промежуточного состояния; кроме того,



подразумевается суммирование по всем промежуточным состояниям, интегрирование по \mathbf{k}_{\perp} и по $s_1 = (k + p_1)^2$ вдоль правого (или левого, так как эти интегралы равны) разреза амплитуды образования реджионов [73—75]. Для простоты мы также опустили верхний блок рис. 7, общий для обеих амплитуд, поскольку в данном месте он не существен для наших рассуждений. Из сохранения P -четности следует, очевидно, что

Рис. 7. Диаграмма двухреджионного обмена в реакции $\pi^- p \rightarrow \omega n$

$$A_{0-1/2-1/2}^{\omega} \sim \sum_{\lambda} \left\langle -\frac{1}{2} \left| R_2(\mathbf{q} - \mathbf{k}_{\perp}) \right| \lambda \right\rangle \left\langle \lambda \left| R_1(\mathbf{k}_{\perp}) \right| -\frac{1}{2} \right\rangle =$$

$$= (\tau_1 P_1) (\tau_2 P_2) \sum_{\lambda} \left\langle \frac{1}{2} \left| R_2(\mathbf{q} - \mathbf{k}_{\perp}) \right| \lambda \right\rangle \left\langle \lambda \left| R_1(\mathbf{k}_{\perp}) \right| \frac{1}{2} \right\rangle. \quad (32)$$

Из (30) получаем, что наблюдаемый эффект могут объяснить разрезы, сформированные полюсами с

$$(\tau_1 P_1) (\tau_2 P_2) = -1. \quad (33)$$

Из известных нам полюсов Редже условиям (29) и (33) удовлетворяют пары λA_2 , $B\rho$, $A_1\omega$. Все эти разрезы дают примерно одинаковое энергетическое поведение: $A_{01/21/2}^{\omega} \sim s^{-1/2}$. Разрез $A_1\omega$ не будем рассматривать. Поскольку A_1 -полюс Редже нигде не проявлялся, то можно надеяться, что вклады, обусловленные им, несущественны. Кроме того, не рассматриваем вклады от обменов двумя странными полюсами Редже. Их вклад в амплитуду $A_{01/21/2}^{\omega} \sim s^{-1}$.

Вклад от λA_2 -разреза самый значительный, потому что λ -обмен имеет полюс при $t = \mu^2$. Мы будем ограничиваться одночастичными состояниями в амплитудах образования реджионов, т. е., по существу, действовать в рамках приближений абсорбционной модели [76, 77]. Более конкретно будем использовать технику, развитую в [75], интегрирование по s_1 и $s_2 = (p_2 - k)^2$ в (32) про-

ведем по правому разрезу амплитуд образования реджионов $R_1 = \pi$, $R_2 = A_2$. Учтем $\rho^0 n$ -, $\rho^- p$ -промежуточные состояния: $\pi^- p \rightarrow (\rho^0 n, \rho^- p) \rightarrow \omega n$. Из изотопической инвариантности следует, что эти вклады равны, поэтому результат удваивается. В вершине $A_2 NN$ мы учитывали только вычет с переворотом спина, так как именно он дает вклад в $A_{01/21/2}^0$. Мы учитывали амплитуду $\pi N \rightarrow \rho N \rightarrow \omega N$ только с продольной поляризацией ρ -мезона. Вклад амплитуд с поперечной поляризацией в 6—7 раз меньше. Используя экспериментальную и теоретическую информацию о вычетах полюсов Редже, мы пришли к выводу, что вклад промежуточных состояний $\rho \Delta$: $\pi^- p \rightarrow (\rho^0 \Delta^0, \rho^- \Delta^+) \rightarrow \omega n$, в 5—6 раз меньше, чем вклад ρN -промежуточных состояний. При этом для $A_2 N \Delta$ -вершины использовались модель из работы [78] и $\rho - A_2$ -сильное обменное вырождение.

$B\rho$ -Разрез, по видимому, в 6—7 раз меньше, чем πA_2 -разрез, так как амплитуда с B -обменом не содержит полюса при $t = \mu^2$.

Используя экспериментальную информацию о π -обмене в реакции $\pi N \rightarrow \rho N$ [59], о вычете $A_2 NN$ с переворотом спина из реакции $\pi N \rightarrow \eta N$ [79] и результаты анализа полного сечения фоторождения адронов на нуклонах [80] для оценки амплитуды $\rho N \rightarrow \omega N$, мы получили, что при $q_L = 6 \text{ Гэв}/c$ πA_2 -разрез дает

$$\rho_{00} d\sigma/dt (\pi^- p \rightarrow \omega n) |_{t=0} \approx 45,5 \text{ мкбарн}/(\text{Гэв}/c)^2. \quad (34)$$

Различие между оценкой и экспериментальным значением [$70 \text{ мкбарн}/(\text{Гэв}/c)^2$] можно объяснить, предположив, что вклады других промежуточных состояний, а также, возможно, вклады других разрезов ($B\rho$ и т. п.) должны составлять 24%. Трудно судить, нужно ли относить это различие к вкладам других промежуточных состояний или к неточности расчета главного вклада, особенно амплитуды A_2 -обмена в $\rho N \rightarrow \omega N$. На рис. 8 наш результат для $\rho_{00} d\sigma/dt$ сравнивается с экспериментом; приведены предсказания для разных энергий. Мы фиксировали $\rho_{00} d\sigma/dt = 70 \text{ мкбарн}/(\text{Гэв}/c)^2$ при $t = 0$. Вклад B -полюса Редже выбирался согласно сильному $\pi - B$ -обменному вырождению. С ростом энергии вклад ветвления вымирает по сравнению с B -обменом и мы предсказываем появление провала в $\rho_{00} d\sigma/dt$ при $t \approx 0$ (см. рис. 8).

Более подробное изложение затронутых выше вопросов и детали вычислений можно найти в работе [17].

Оценки эффекта $\rho^0 - \omega$ -интерференции в реакциях $\pi^\pm N \rightarrow \omega N$. По предварительным данным, полученным в Аргонне [11], $\rho_{00} d\sigma/dt (\pi^+ n \rightarrow \omega p)$ на 20% больше $\rho_{00} d\sigma/dt (\pi^- p \rightarrow \omega n)$ для $-t < 0,1$ при $q_L = 6 \text{ Гэв}/c$, т. е. эффект $\rho^0 - \omega$ -интерференции в $\pi^\pm N \rightarrow \omega N$ [1, 7, 8] заметно меньше, чем предсказывалось в [7, 8] (см. разд. 2). Ниже мы увидим, что это можно объяснить вкладом πA_2 -ветвления.

Запишем $\rho_{00}d\sigma/dt$ для $\pi^\pm N \rightarrow \omega N$ с учетом примеси амплитуд реакций $\pi^\pm N \rightarrow \rho^0 N$ [см. (19), (28)]:

$$\rho_{00} \frac{d\sigma}{dt} (\pi^\pm N \rightarrow \omega N) = s^{-2} \{ |A_0^{0 \ 1/2 - 1/2}|^2 (1 \pm \pm |\varepsilon| 2\beta_1/\pi\alpha' (\mu^2 - t)^2 + |A_0^{0 \ 1/2 \ 1/2}|^2 (1 \pm |\varepsilon| \beta_2/2)^2 \}. \quad (35)$$

Знаки «+» и «-» в (35) соответствуют реакциям $\pi^+ n \rightarrow \omega p$ и $\pi^- p \rightarrow \omega n$. В амплитудах ω -рождения мы учли B -полос и πA_2 -разрез,

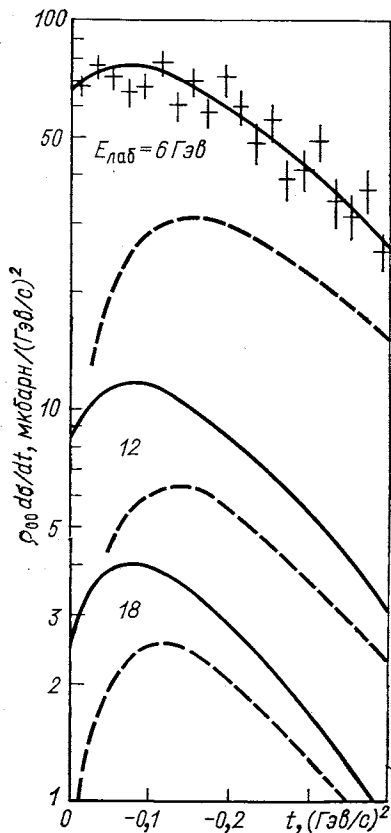


Рис. 8. Зависимость $\rho_{00}d\sigma/dt$ ($\pi^- p \rightarrow \omega n$), полученная с учетом πA_2 -разреза и B -полоса Редже (сплошные линии):

--- вклад только B -полоса

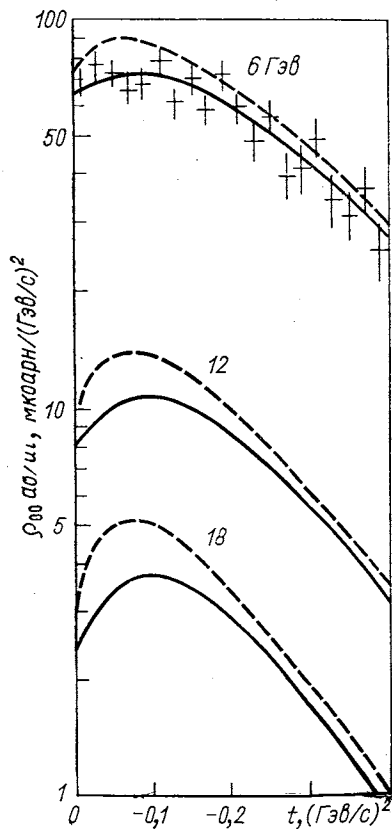


Рис. 9. Влияние $\rho^0 - \omega$ -смешивания на $\rho_{00}d\sigma/dt$ ($\pi^\pm N \rightarrow \omega N$) при разных энергиях:

— реакции $\pi^\pm N \rightarrow \omega N$; --- $\pi^+ n \rightarrow \omega p$

а в амплитудах ρ^0 -рождения π -полос и ρ -разрез. Использовались также формулы (25) и (27), и, как обычно, параметр смешивания ε считался практически чисто мнимым. Коэффициенты β_1 и β_2

учитывают отклонение от предсказаний гипотезы сильного обменного вырождения (которая, естественно, не может быть абсолютно точной) для π^- , B^- и A_2^- , ρ -полюсов Редже соответственно. Амплитуда $A_0^{\rho^0 1/2 1/2}$ процесса $\pi N \rightarrow \rho^0 N$ обладает в t -канале квантовыми числами A_1 -мезона. Мы описываем ее ρ -разрезом Редже. При расчете πA_2^- -разреза учитывались два промежуточных состояния $\rho^0 n$ и $\rho^- p$, $\pi^- p \rightarrow (\rho^0 n, \rho^- p) \rightarrow \omega n$. В реакции же $\pi^- p \rightarrow \rho^0 n$ аналогичное промежуточное состояние одно: $\pi^- p \rightarrow \rho^- p \rightarrow \rho^0 n$. Поэтому при $\beta_2 = 1$ амплитуда $A_0^{\rho^0 1/2 1/2}$ (πA_2^-) в два раза больше амплитуды $A_0^{\rho^0 1/2-1/2}$ ($\pi \rho$) [см. (35)].

Влияние ρ^0 — ω -интерференции при $0 \leq |t| \leq 0,1$ на амплитуду $A_0^{\rho^0 1/2-1/2}$ ($\pi^\pm N \rightarrow \omega N$) велико благодаря мощному усилению, связанному с обменом π -полюсом Редже [см. первое слагаемое в (35)]. Для $A_0^{\rho^0 1/2 1/2}$ такого усиления нет. С другой стороны, эта амплитуда оказывается существенной в области малых $|t|$. В связи с этим влияние ρ^0 — ω -интерференции на $\rho_{00} d\sigma/dt$ ($\pi^\pm N \rightarrow \omega N$) меньше для $q_L = 6$ Гэв/с, чем предсказывалось ранее [7, 8, 41]. Однако с ростом энергии πA_2^- - и ρ -разрезы вымирают на фоне B^- и π -обменов, и мы предсказываем усиление эффекта ρ^0 — ω -интерференции при увеличении энергии (рис. 9). Если при $q_L = 6$ Гэв/с интегральный эффект для $|t| < 0,1$ составляет 20%, как указывают предварительные данные [11], то при 12 Гэв/с он будет [согласно (35)] составлять 30%, а при 18 Гэв/с — 40% (см. рис. 9). Заметим, что интегральный эффект ρ^0 — ω -интерференции в $|A_0^{\rho^0 1/2-1/2}|^2$ для $|t| < 0,1$ составляет при этом около 70%, т. е. практически такой, как предсказывался в [7, 8].

Что можно сказать о параметре ε , если хотим получить σ_{00} ($\pi^+ n \rightarrow \omega p$) на 20% больше, чем σ_{00} ($\pi^- p \rightarrow \omega n$) при $|t| < 0,1$ и $q_L = 6$ Гэв/с? Обратим внимание на то, что в рассматриваемой модели оба интерференционных слагаемых, пропорциональных $|\varepsilon|$, в (35) имеют одинаковые знаки. Если, как обычно, взять $|\varepsilon| = 0,05$ [31, 32], то получим 10%-ный эффект нарушения изотопической инвариантности только за счет амплитуды $A_0^{\rho^0 1/2 1/2}$, считая $\beta_2 = 1$. В целом же σ_{00} ($\pi^+ n \rightarrow \omega p$) оказывается примерно в 1,45 раза больше σ_{00} ($\pi^- p \rightarrow \omega n$) при $\beta_1 = \beta_2 = 1$. Отметим, что из совместной подгонки данных по $\rho_{00} d\sigma/dt$ для $\pi^- p \rightarrow \rho^0 n$ [59] и $\pi^- p \rightarrow \omega n$ при $q_L = 6$ Гэв/с [11] следует, что π — B^- -сильное обменное вырождение выполняется довольно хорошо, т. е. $\beta_1 \approx 1$. 20%-ный эффект получается при $|\varepsilon| \approx 0,03$ ($|\varepsilon| \approx 2|\delta|/\Gamma_\rho$, $|\delta| \approx 2,25$ Мэв). Вероятно, скоро появятся с большой статистикой данные по реакции $\pi^+ n \rightarrow \omega p$ при 6 Гэв/с [11] и можно будет провести более детальный анализ. Кроме того, по реакциям $\pi^\pm N \rightarrow \omega N$ ведутся еще эксперименты при $q_L = 8,5$ Гэв/с [11]. Анализ данных с более низкой статистикой, проведенный в работе [58], показывает, что при $0,05 \leq |t| \leq 0,15$ и $3 \leq q_L \leq 6$ Гэв/с σ_{00} ($\pi^+ n \rightarrow \omega p$)/ σ_{00} ($\pi^- p \rightarrow \omega n$) $\approx 1,5 \pm 0,5$.

Сделаем небольшое замечание о реакциях $\pi^\pm N \rightarrow \omega \Delta$. Амплитуды с продольной поляризацией ω -мезона имеют в t -канале квантовые числа B - и Z -мезонов, так же как в реакциях $\pi^\pm N \rightarrow \omega N$. Однако B -полюс Редже не исчезает в $\rho_{00} d\sigma/dt$ ($\pi^\pm N \rightarrow \omega \Delta$) при $t \rightarrow 0$ [9, 10]. Поэтому вклад πA_2 -разреза здесь может быть не столь заметным. Но, с другой стороны, квантовые числа B - и Z -мезонов в реакции $\pi N \rightarrow \omega \Delta$ дают вклад в одни и те же спиральные амплитуды и могут интерферировать. В отличие от реакций $\pi N \rightarrow \omega N$, πA_2 -разрез может входить в выражение для $\rho_{00} d\sigma/dt$ ($\pi N \rightarrow \omega \Delta$) линейно. Это может повлиять и на картину $\rho^0 - \omega$ -интерференции. Конечно, соображения наши предварительные, и нужен подробный теоретический анализ. В любом случае исследования $\rho^0 - \omega$ -интерференции и поиски дополнительных по отношению к B -полюсу вкладов в $\rho_{00} d\sigma/dt$ для реакций $\pi^\pm N \rightarrow \omega \Delta$ будут представлять несомненный интерес.

4. ЭФФЕКТЫ $\rho^0 - \omega$ -ИНТЕРФЕРЕНЦИИ В $\pi^+\pi^-$ -СПЕКТРАХ МАСС

Реакция $\gamma N \rightarrow \pi^+\pi^-\Delta$ и $SU(3)$ -симметрия. Изучение квазидвухчастичных каналов реакций фоторождения многоопионных систем на нуклонах и сложных ядрах весьма интенсивно развивается во многих экспериментальных центрах. Наряду с хорошо известными опытами по реакциям $\gamma N \rightarrow \pi N$, $\gamma N \rightarrow (\rho^0, \omega, \phi) N$ исследуются и более сложные процессы фоторождения двух резонансов, например, такие, как $\gamma N \rightarrow \rho \Delta \rightarrow 3\pi N$ и $\gamma N \rightarrow \omega \Delta \rightarrow 4\pi N$ [81—86]. Из них пока наименее изучена реакция $\gamma N \rightarrow \rho^0 \Delta \rightarrow \pi^+\pi^-\Delta$. Но, с нашей точки зрения, эта реакция весьма интересна в связи с большим эффектом $\rho^0 - \omega$ -интерференции, который можно ожидать в $\pi^+\pi^-$ -спектре масс [18].

Чтобы определить, какой эффект $\rho^0 - \omega$ -интерференции можно ожидать в реакции $\gamma N \rightarrow \pi^+\pi^-\Delta$ при высоких энергиях, попытаемся установить относительные величины и относительные фазы амплитуд фоторождения $\rho^0 \Delta$ и $\omega \Delta$. Для этого рассмотрим механизмы процессов $\gamma N \rightarrow \rho^0 \Delta$ и $\gamma N \rightarrow \omega \Delta$. Амплитуды реакции $\gamma N \rightarrow \omega \Delta$ обусловлены обменами в t -канале квантовыми числами: изотопическим спином $I = 1$, зарядовой четностью $C = +1$ и четностью $P = \pm 1$. В реакции $\gamma N \rightarrow \rho^0 \Delta$ помимо обменов в t -канале теми же квантовыми числами возможен обмен $I = 2$. При высоких энергиях естественно считать, что обмен с экзотическими квантовыми числами ($I = 2$) асимптотически мал по сравнению с вкладом, соответствующим $I = 1$. Кроме того, интерференцию между амплитудами с $I = 2$ и $I = 1$ можно исключить, рассматривая сумму сечений реакций $\gamma p \rightarrow \rho^0 \Delta^+$ и $\gamma n \rightarrow \rho^0 \Delta^+$. В дальнейшем мы пренебрегаем обменом $I = 2$ в t -канале. Тогда

механизмы $\rho^0\Delta$ - и $\omega\Delta$ -фоторождения обусловлены обменами полностью одинаковыми t -канальными квантовыми числами.

Установить более конкретную связь между амплитудами A_i^ρ и A_i^ω помогает $SU(3)$ -симметрия. Предположим, что при высоких энергиях промежуточные состояния t -канала реакций $\gamma N \rightarrow V^0\Delta$ являются только $SU(3)$ -октетами. Это справедливо, например, в модели полюсов Редже и в модели полюсов Редже с абсорбцией. Это также одно из следствий обычной модели кварков. Применяя теперь стандартную технику $SU(3)$, в которой электромагнитный ток адронов является членом октета, к t -канальным амплитудам реакций $\gamma N \rightarrow V^0\Delta$, получаем соотношения:

$$\left. \begin{aligned} A_i^\rho &= A_i^{\varphi_8}; \\ A_i^\omega &= 3^{1/2} (\sin \theta A_i^{\varphi_8} + \cos \theta A_i^{\varphi_0}); \\ A_i^\varphi &= 3^{1/2} (\cos \theta A_i^{\varphi_8} - \sin \theta A_i^{\varphi_0}), \end{aligned} \right\} \quad (36)$$

где φ_8 и φ_0 обозначают состояния φ - и ω -мезонов до смешивания; θ — угол $\varphi - \omega$ -смешивания. Их можно представить в виде одного равенства

$$3^{1/2} A_i^\rho - (\cos \theta A_i^\varphi + \sin \theta A_i^\omega) = 0. \quad (37)$$

Поскольку φ -мезон практически не связан с нестранными частицами, то амплитудами реакции $\gamma N \rightarrow \varphi\Delta$ можно пренебречь. Кроме того, хорошо известно, что в случае $\varphi - \omega$ -смешивания $\sin \theta \approx (1/3)^{1/2}$. Следовательно,

$$A_i^\rho (\gamma N \rightarrow \rho^0\Delta) \approx A_i^\omega (\gamma N \rightarrow \omega\Delta)/3. \quad (38)$$

С учетом (38) формулы (12), (18) для фактора когерентности ξ и фазы φ принимают простой вид:

$$\xi \approx 1; \quad \varphi = \varphi_\delta + \arctg [\Gamma_\omega/2(m_\omega - m)]; \quad \varphi_{\text{prod}} = 0. \quad (39)$$

Число событий

$$N_\omega (\gamma N \rightarrow \omega\Delta) \approx 9N_\rho (\gamma N \rightarrow \rho^0\Delta). \quad (40)$$

С учетом (39) и (40) выражение (17) для $\pi^+\pi^-$ -спектра масс приобретает вид, аналогичный выражению для dN/dm в случае реакций, которые описываются одной амплитудой:

$$dN/dm = (1/2\pi) | [\Gamma_\rho^{1/2} N_\rho^{1/2}/D_\rho(m)] [1 + 3\delta/D_\omega(m)] |^2. \quad (41)$$

Считая $\delta \approx 3,5 M_{\pi\pi}$ ($|\varepsilon| \approx 0,05$), которое получено в эксперименте по реакции $e^+e^- \rightarrow (\rho^0, \omega) \rightarrow \pi^+\pi^-$ [31, 32], и $\Gamma_\omega \approx 9,1 M_{\pi\pi}$ [31], при $m = m_\omega$ находим

$$dN/dm \approx (2/\pi\Gamma_\rho) N_\rho |1 + i3 \cdot 2\delta/\Gamma_\omega|^2 \approx (2/\pi\Gamma_\rho) N_\rho (1 + 5). \quad (42)$$

Таким образом, некогерентный вклад ω -мезона в $\pi^+\pi^-$ -спектр масс при $m = m_\omega$ приблизительно в 5 раз превосходит вклад ρ^0 -резонанса. На рис. 10 показана общая картина ожидаемой ρ^0 — ω -интерференции.

Сравним еще вклады ρ^0 - и ω -мезонов в полное число событий

$$N = \int \frac{dN}{dm} dm \approx N_\rho \left(1 + \frac{N_\omega}{N_\rho} \frac{\Gamma_{\omega 2\pi}}{\Gamma_\omega} \right) \approx N_\rho (1 + 0,33), \quad (43)$$

$$\Gamma_{\omega 2\pi} \approx 4 |\delta|^2 / \Gamma_\rho.$$

Из (43) видно, что треть событий реакции $\gamma N \rightarrow \pi^+\pi^-\Delta$ в области ρ^0 -резонанса обусловлена ρ^0 — ω -смешиванием. Интеграл, содержащий первую степень δ в (43), практически равен нулю.

Любопытно сравнить полученные предсказания с эффектом ρ^0 — ω -интерференции в хорошо изученных реакциях $\gamma A \rightarrow \pi^+\pi^-A$. Для них, как обычно, считается, что основным является обмен вакуумными квантовыми числами в t -канале, и выполняется соотношение

$$A_i^{\rho^0}(\gamma A \rightarrow \rho^0 A) \approx 3 A_i^\omega(\gamma A \rightarrow \omega A). \quad (44)$$

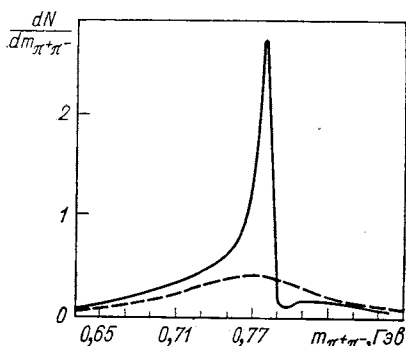


Рис. 10. Спектр масс $\pi^+\pi^-$ -мезонов в реакции $\gamma N \rightarrow \pi^+\pi^-\Delta$ с учетом ρ^0 — ω -смешивания:
--- вклад только ρ^0 -мезона

Поэтому в реакциях $\gamma A \rightarrow \pi^+\pi^-A$ искажение ρ^0 -мезонного спектра масс невелико и происходит только за счет интерференционного члена в формуле (17). Как видно из (38) и (44), интерференционный член в (17) для $\gamma N \rightarrow \pi^+\pi^-\Delta$ усилен в 9 раз по сравнению с интерференционным членом для $\gamma A \rightarrow \pi^+\pi^-A$, а квадратичное по δ слагаемое усилено соответственно в 81 раз. Рис. 11 иллюстрирует эффект ρ^0 — ω -интерференции в реакции $\gamma C \rightarrow \pi^+\pi^-C$ [46].

Остановимся кратко на проблеме отделения фона (см., например, [83, 85]). При изучении квазидвухчастичных реакций возникает вопрос отделения нерезонансных процессов. В данном случае главными из них, по-видимому, являются большие при высоких энергиях нерезонансные в области Δ процессы $\gamma N \rightarrow (\rho^0, \omega) \pi N$, в которых πN -система находится в состоянии с $I = 1/2$, а в t -канале происходит обмен вакуумными квантовыми числами [83]. Их примесь, в принципе, может сгладить описанную картину ρ^0 — ω -интерференции в реакциях $\gamma N \rightarrow \pi^+\pi^-\Delta \rightarrow \pi^+\pi^- (\pi N)$, так как для амплитуд таких нерезонансных процессов выпол-

няется соотношение (44). Если в области Δ -резонанса брать сумму сечений процессов $\gamma p \rightarrow \pi^+ \pi^- (\pi^+ n)$ и $\gamma n \rightarrow \pi^+ \pi^- (\pi^- p)$, то интерференция с указанным фоном исчезает и его можно отделять как

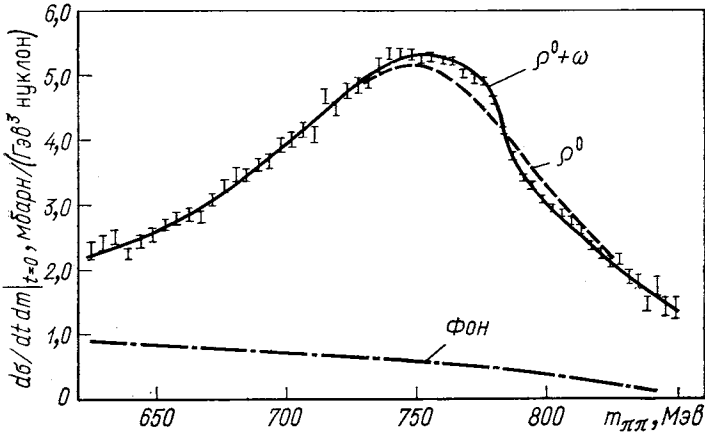


Рис. 11. Эффект $\rho^0 - \omega$ -интерференции в реакции $\gamma C \rightarrow \pi^+ \pi^- C$ [46]

некогерентный. Это будет автоматически выполняться при исследовании реакции $\gamma d \rightarrow V^0 \Delta N$. Рассмотренное выше явление $\rho^0 - \omega$ -интерференции можно использовать как критерий отделения фона.

По реакциям $\gamma N \rightarrow V^0 \Delta$ имеются пока довольно грубые данные, но для дальнейшего их исследования планируется повышение статистики [82, 83, 85].

$SU(3)$ -симметрия и реакция $e^+e^- \rightarrow V \pi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$. В настоящее время идет интенсивное изучение однофотонной аннигиляции в адроны на встречных e^+e^- -пучках при энергиях выше 1 Гэв. На многих ускорителях устанавливаются магнитные детекторы, позволяющие с высокой точностью определять импульсы заряженных частиц. Повышение светимости и установка магнитных детекторов дают возможность изучать различные специфические свойства каждого конкретного канала.

В реакции $e^+e^- \rightarrow (\rho, \omega) \pi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ при $2E_e > 1$ Гэв значительный интерес может представлять исследование $\rho^0 - \omega$ -интерференции в $\pi^+ \pi^-$ -спектре масс, обусловленной электромагнитным $\rho^0 - \omega$ -смешиванием [19—21].

При энергиях в с. ц. м. e^+e^- , больших 1 Гэв, в реакции $e^+e^- \rightarrow 3\pi$ в двухпионных спектрах масс можно наблюдать рождение ρ -резонанса:

$$e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow (\rho^+ \pi^- + \rho^- \pi^+ + \rho^0 \pi^0) \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0, \quad (45)$$

где γ^* означает виртуальный γ -квант. Естественно считать, что этот процесс будет основным по крайней мере при $m_{\pi\pi} \approx m_\rho$. Из обычно предполагающихся изотопических свойств электромагнитного тока следует, что в рассматриваемой реакции трехпионная система находится в состоянии с изоспином равным нулю. Тогда в силу изотопической инвариантности $\pi^+\pi^-$ - и $\pi^\pm\pi^0$ -спектры масс должны совпадать. Электромагнитное $\rho^0 - \omega$ -смешивание приводит к нарушению такой симметрии и может существенно влиять на спектр масс $\pi^+\pi^-$ -мезонов. Процесс $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, соответствующий вкладу ω -мезона в $\pi^+\pi^-$ -спектр масс изображен на рис. 12. Почему этот вклад важен?

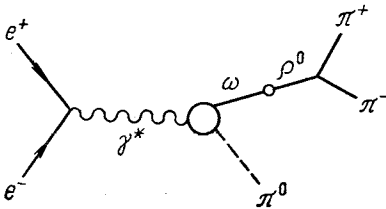


Рис. 12. Диаграмма процесса $e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, обусловленного электромагнитным $\rho^0 - \omega$ -смешиванием

Дело в том, что, согласно предсказаниям $SU(3)$ -симметрии, амплитуда $\omega\pi^0$ -рождения (A_ω) должна быть примерно в 3 раза больше амплитуды $\rho^0\pi^0$ -рождения (A_ρ):

$$A_\rho \approx A_\omega/3. \quad (46)$$

Здесь, как и в предыдущем разделе, считаем, что электромагнитный ток является U -скалярным членом $SU(3)$ -октета, синус угла $\phi - \omega$ -смешивания равен $(1/3)^{1/2}$, и пре-

небрегаем амплитудой реакции $e^+e^- \rightarrow \phi\pi$, так как ϕ -мезон практически не связан с частицами, не содержащими странных кварков.

Как нужно понимать приближенное предсказание $SU(3)$ -симметрии (46) в области времениподобных импульсов виртуального фотона, мы обсудим ниже, а сейчас скажем несколько слов об эффекте $\rho^0 - \omega$ -интерференции.

Ожидаемый эффект аналогичен эффекту, рассмотренному нами в предыдущем пункте. Оценки (42) и (43) справедливы для сравнения вкладов процессов $e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow \rho^0\pi^0 \rightarrow (\pi^+\pi^-)\pi^0$ и $e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow (\pi^+\pi^-)\pi^0$. Главное отличие состоит в том, что процесс $e^+e^- \rightarrow \rho\pi \rightarrow 3\pi$ идет по трем каналам [см. (45)]. Каналы $e^+e^- \rightarrow \rho^+\pi^- + \rho^-\pi^+ \rightarrow 3\pi$ составляют естественный фон процессу $e^+e^- \rightarrow (\rho^0, \omega)\pi^0 \rightarrow (\pi^+\pi^-)\pi^0$. Это, в частности, приводит к тому, что вклад процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow (\pi^+\pi^-)\pi^0$ в полное число событий реакции $e^+e^- \rightarrow V\pi \rightarrow 3\pi$ уменьшается по сравнению с (43) примерно в 3 раза и составляет приблизительно 10%.

Спектр масс $\pi^+\pi^-$ -мезонов в реакции $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ с учетом вклада ω -мезона и всех трех зарядовых каналов процесса $e^+e^- \rightarrow \rho^0\pi^0 + \rho^+\pi^- + \rho^-\pi^+ \rightarrow 3\pi$ приведен для $s \equiv 4E_e^2 = 1,5 \text{ Гэв}^2$ на рис. 13. Для получения конкретных (но лишь ориентировочных) значений $d\sigma/dm \sim dN/dm$ использовалась обычная модель векторной доминантности для вершин $\gamma^* \rightarrow \omega\pi^0$ и $\gamma^* \rightarrow \rho\pi$, в рамках которой соотношение (46) неплохо выполняется.

$\rho^0 - \omega$ -Смешивание в реакции $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ существенно влияет только на $\pi^+\pi^-$ -спектр масс. Спектры масс $\pi^+\pi^0$ - и $\pi^-\pi^0$ -мезонов при этом почти не меняются и тождественны друг другу в силу сохранения C -четности. Поэтому, зная $\pi^+\pi^-$ - и $\pi^+\pi^0$ -спектры масс, можно сделать практически модельно-независимое выделение процесса $\omega\pi^0$ -рождения в реакции $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow (\pi^+\pi^-)\pi^0$, взяв разность таких спектров.

Более подробный анализ рассматриваемого эффекта, детали вычислений и обсуждение возможности его экспериментального исследования можно найти в работах [19—21]. Отметим только, что с помощью магнитных детекторов уже при существующих светимостях исследование двух пионных спектров масс в реакции $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ вполне реально.

Описанную выше картину влияния электромагнитного $\rho^0 - \omega$ -смешивания на $\pi^+\pi^-$ -спектр масс в реакции $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ следовало бы ожидать сразу после $s \approx 1 \text{ Гэв}^2$, если отсутствуют вклады в электромагнитный ток, существенно нарушающие предсказание $SU(3)$ -симметрии [соотношение (46)] для амплитуд взаимодействия $\gamma^* \rightarrow V\pi$. Рассмотрим сейчас вопрос справедливости соотношения (46) более подробно. В настоящее время реально решить эту проблему, по-видимому, можно только в рамках ортодоксальной модели векторной доминантности. В ней соотношение (46) принимает следующий вид:

$$(em_\omega^2/f_\omega) g_{\omega\rho\pi}/(s - m_\omega^2 + im_\omega\Gamma_\omega) + (em_\Phi^2/f_\Phi) g_{\Phi\rho\pi}/(s - m_\Phi^2 + im_\Phi\Gamma_\Phi) \approx 3^{-1} (em_\rho^2/f_\rho) g_{\omega\rho\pi}/(s - m_\rho^2 + im_\rho\Gamma_\rho) \quad (47)$$

(em_v^2/f_v — константы $\gamma^* \leftrightarrow V$ -переходов), так что в резонансной области оно не выполняется из-за нарушения $SU(3)$ для масс частиц и их нестабильности. Поскольку $g_{\Phi\rho\pi} \ll g_{\omega\rho\pi}$, а для констант f_v $SU(3)$ неплохо выполняется, $f_\rho \approx f_\omega/3$ [31, 32, 87], то можно надеяться на правильность соотношения (46) для амплитуд A_v при $s > m_\Phi^2$, как, например, следует из (47). При $s \approx 1 \text{ Гэв}^2$ основное нарушение соотношения (46) связано с вкладом Φ -ме-

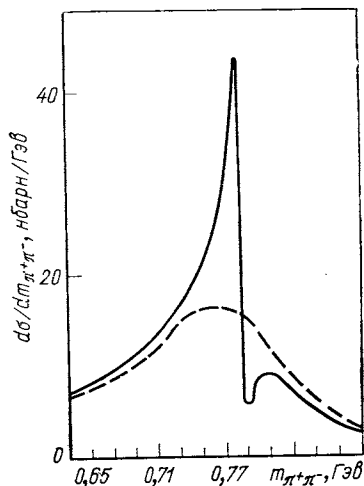


Рис. 13. Зависимость $d\sigma/dm_{\pi^+\pi^-}$ для процесса $e^+e^- \rightarrow (\rho^0\pi^0 + \rho^+\pi^- + \rho^-\pi^+) + \omega\pi^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ с учетом (—) и без учета (---) $\rho^0 - \omega$ -смешивания (процесс $e^+e^- \rightarrow \rho\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$)

зона, однако он быстро уменьшается с увеличением s , так как $g_{\rho\pi\pi}/g_{\omega\rho\pi} \approx 1/15 \div 1/20$. Рассматриваемый эффект должен наблюдаться при $s \geq 1,2 G_{\omega\pi^2}$ [49, 20].

По величине эффекта и форме спектра масс $\pi^+\pi^-$ -мезонов можно судить о выполнении предсказаний $SU(3)$ -симметрии для относительных величин и фаз матричных элементов электромагнитного тока $\langle \pi V | j_{\mu}^V | 0 \rangle$ во времениподобной области. Наиболее интересно исследовать поведение эффекта с изменением энергии. Это даст информацию, например, о зависимости от s относительной фазы амплитуд $\rho\pi^-$ и $\omega\pi^-$ -рождения. Оптимальной для наблюдений является область $1,1 \leq 4E_e^2 \times 1 G_{\omega\pi^2} \leq 2$ просто по тому, что с ростом энергии сечение реакции $e^+e^- \rightarrow 3\pi$ падает. Кроме того, в указанной области может происходить дополнительное усиление эффекта ρ^0 — ω -интерференции. Остановимся на этой возможности подробнее.

ρ^0 — ω -Интерференция в области ρ' - и ω' -резонансов в реакции $e^+e^- \rightarrow V\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Интересно рассмотреть, как может измениться описанная картина ρ^0 — ω -интерференции, если в реакциях $e^+e^- \rightarrow \rho\pi$ и $e^+e^- \rightarrow \omega\pi$ наряду с обычными вкладами в электромагнитный ток от ω - и ρ -мезонов окажутся важными вклады предполагаемых тяжелых ω' - и ρ' -резонансов.

К настоящему времени имеется ряд теоретических соображений и экспериментальных данных о резонансах типа ρ' ($J^{PG} = 1^{-+}$) (см., например, [88—92]). Из реакций $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$, $\gamma\rho \rightarrow \omega\pi^0\rho$ и $\rho\bar{\rho} \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ получены сведения, указывающие на существование ρ' -мезона с массой $m_{\rho'} \approx 1250 M_{\omega}$ и шириной распада $\Gamma_{\rho'} \approx 150 M_{\omega}$, причем распад ρ' на $\omega\pi$, по-видимому, является основным [88—92]. Сечение $\sigma(s)$ реакции $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$ при $s \approx m_{\rho'}^2$ по оценкам находится в пределах $40 \div 120$ нбарн [88]. Для сравнения укажем, что сечение реакции $e^+e^- \rightarrow \rho\pi$ в этой области s с учетом вклада ω -мезона в модели векторной доминантности ≈ 4 нбарн ($e^+e^- \rightarrow \omega \rightarrow \rho\pi$), а сечение реакции $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$ от вклада ρ -мезона ≈ 10 нбарн ($e^+e^- \rightarrow \rho \rightarrow \omega\pi^0$). Если ρ' (1250) действительно существует, то согласно кварковой модели должен существовать и ω' (1250, 1^{-})-мезон с шириной

$$\Gamma_{\omega'} \approx 3\Gamma_{\rho'} \approx 450 M_{\omega}, \quad (48)$$

так как ω' распадается по трем каналам: $\omega' \rightarrow \rho^0\pi^0 + \rho^+\pi^- + \rho^-\pi^+$. Естественно думать, что для нового векторного нонета $SU(3)$ -симметрия работает так же, как и для обычных ρ -, ω -, ϕ - и K^* -мезонов. Например, $m_{\rho'} \approx m_{\omega'}$, $g_{\omega'\rho\pi} = g_{\rho'\omega\pi}$, $f_{\rho'} \approx f_{\omega'}/3$ и т. д.

Посмотрим теперь, каков эффект ρ^0 — ω -интерференции в реакции $e^+e^- \rightarrow 3\pi$ при $s^{1/2} \approx m_{\rho'} \approx m_{\omega'}$ с учетом только ω' - и ρ' -вкладов в A_{ρ} . Соотношение (46) в этой области нарушается и имеет

вид

$$A_\rho(e^+e^- \rightarrow \omega' \rightarrow \rho^0\pi^0)/A_\omega(e^+e^- \rightarrow \rho' \rightarrow \omega\pi^0) = (f_{\rho'}/f_{\omega'}) (s - m_{\rho'}^2 + im_{\rho'}\Gamma_{\rho'}) / (s - m_\omega^2 + im_\omega\Gamma_{\omega'}) \approx 3^{-1}\Gamma_{\rho'}/\Gamma_{\omega'} \approx 1/9, \quad (49)$$

где $f_{\rho'}/f_{\omega'} \approx 1/3$ согласно $SU(3)$ -симметрии; $em_v^2/f_{v'}$ — константы $\gamma^* \leftrightarrow V'$ -переходов.

Из формулы для полной амплитуды процессов $e^+e^- \rightarrow \rho\pi \rightarrow 3\pi$ и $e^+e^- \rightarrow \omega\pi \rightarrow 3\pi$

$$T = g_{\rho\pi\pi}A_\rho \{1/D_{\rho^+} + 1/D_{\rho^-} + (1/D_{\rho^0}) [1 + (A_\omega/A_\rho)(2m_\omega\delta/D_\omega)]\} \quad (50)$$

($D_v = m_v^2 - m_{\pi\pi}^2 - im_v\Gamma_v$) следует, что соотношение (49) существенно усиливает по сравнению с (46) влияние $\rho^0 - \omega$ -смешивания. Теперь уже не 10%, а примерно половина полного числа событий реакции $e^+e^- \rightarrow 3\pi$ при $s^{1/2} \approx m_{\rho'}$ должна быть обусловлена процессом $e^+e^- \rightarrow \rho' \rightarrow \omega\pi \rightarrow 3\pi$, идущим за счет электромагнитного $\rho^0 - \omega$ -смешивания. Это видно из следующей оценки:

$$\begin{aligned} \sigma(e^+e^- \rightarrow 3\pi) &\approx \sigma(e^+e^- \rightarrow \omega' \rightarrow \rho\pi \rightarrow 3\pi) + \sigma(e^+e^- \rightarrow \rho' \rightarrow \omega\pi \rightarrow 3\pi) \approx \\ &\approx \sigma(e^+e^- \rightarrow \omega' \rightarrow \rho\pi \rightarrow 3\pi) (1 + \Gamma_{\omega\pi\pi}\Gamma_{\omega'}f_{\omega'}^2/\Gamma_{\omega}\Gamma_{\rho'}f_{\rho'}^2) \approx \\ &\approx 2\sigma(e^+e^- \rightarrow \omega' \rightarrow \rho\pi \rightarrow 3\pi). \end{aligned}$$

Здесь была использована формула (50), а для отношения $\Gamma_{\omega\pi\pi}/\Gamma_\omega \approx 4 \mid \delta \mid^2/\Gamma_\rho\Gamma_\omega$, как и раньше, бралось значение 3,6% [31]. Заметим, что каналы практически не интерферируют.

Очевидно, что вклад $e^+e^- \rightarrow \rho' \rightarrow 3\pi$ должен приводить к более быстрому изменению сечения реакции $e^+e^- \rightarrow 3\pi$ в области ω' -резонанса — эффективному уменьшению ширины $\Gamma_{\omega'}$ в 1,5—2 раза.

Оценки для сечения реакции $e^+e^- \rightarrow 3\pi$ в области $1,1 \leq s \leq 2 G_{\omega\omega}^2$ дают значения порядка 5—15 *нбарн* [19, 20]. В [20] подробно рассмотрена зависимость эффекта $\rho^0 - \omega$ -интерференции в спектре масс $\pi^+\pi^-$ -мезонов от энергии с учетом ω -, ρ -, ϕ -, ω' - и ρ' -вкладов в амплитуды A_v . Мы не будем останавливаться на этой общей картине, а приведем только один пример, отчетливо указывающий на возможную сильную зависимость $\rho^0 - \omega$ -интерференции от энергии. На рис. 14, а показан спектр масс $\pi^+\pi^-$ -мезонов вне области ω' -резонанса, где справедливо соотношение (46), предсказываемое $SU(3)$ -симметрией. Усиление эффекта в области ω' -резонанса (см. рис. 14, б) за счет нарушения (46) обусловлено разницей ширин ρ' - и ω' -мезонов [см. (49)]. Пунктиром на рисунках изображен спектр масс $\pi^+\pi^-$ -мезонов без учета электромагнитного $\rho^0 - \omega$ -смешивания, соответствующий процессу $e^+e^- \rightarrow \rho\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Для наглядности по оси ординат отложены значения

$dN/dm_{\pi^+\pi^-}$, деленные на полное число событий \tilde{N} в канале $e^+e^- \rightarrow \rho\lambda \rightarrow 3\pi$. В этом отношении вся зависимость от s обусловлена только $\rho^0 - \omega$ -смешиванием. Необходимо отметить, что относительное изменение эффекта при разных энергиях можно проследить экспериментально (независимо от нормировок сечения), сравнивая $\pi^+\pi^-$ - и $\pi^\pm\pi^0$ -спектры масс, так как влияние электромагнитного $\rho^0 - \omega$ -смешивания на последние мало. Для более полного

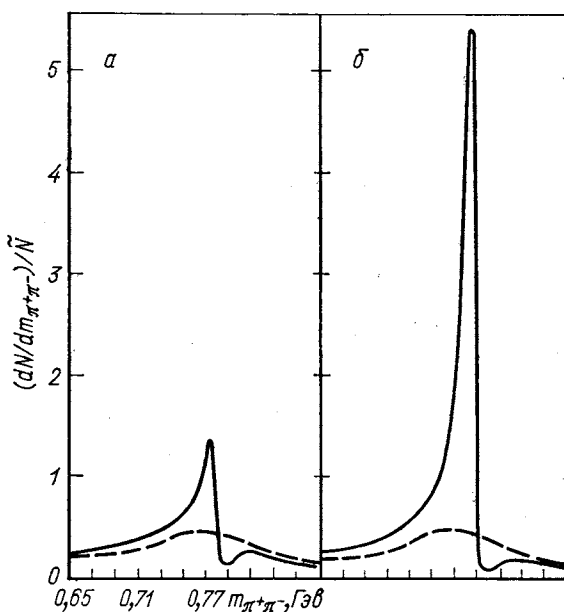


Рис. 14. Сравнение эффектов $\rho^0 - \omega$ -интерференции для реакции $e^+e^- \rightarrow \rho\lambda + \omega\lambda^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ вне (а) и в области (б) ρ' (1250)-резонанса

анализа нужна совместная обработка $\pi^+\pi^-$ - и $\pi^\pm\pi^0$ -спектров масс с учетом $\rho^0 - \omega$ -интерференции.

Экспериментальное изучение $\rho^0 - \omega$ -интерференции в двухпионных спектрах масс в реакции $e^+e^- \rightarrow 3\pi$ может дать существенную информацию об адронной структуре электромагнитного тока — о том, каковы на самом деле амплитуды A_ρ и A_ω .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В последние годы постановка экспериментов с большой статистикой (например, по реакциям $\pi^\pm N \rightarrow (\rho^0, \omega) N$ [11, 36—38]) позволила использовать электромагнитное $\rho^0 - \omega$ -смешивание

для получения качественно новой информации о динамике процессов рождения векторных мезонов. Выше были рассмотрены интересные, на наш взгляд, реакции $\pi^\pm N \rightarrow \omega(N, \Delta)$, $\gamma N \rightarrow \pi^+ \pi^- \Delta$, $e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, в которых эффекты ρ^0 - и ω -интерференции могут иметь значительное динамическое усиление. Мы подробно рассмотрели механизмы этих реакций и провели оценки эффектов ρ^0 — ω -интерференции. Экспериментальное изучение этих реакций при разных энергиях, как нам кажется, будет полезным и для уточнения параметров ρ^0 — ω -смешивания, и для выяснения деталей механизмов рождения векторных мезонов.

Мы искренне признательны А. М. Балдину, С. Б. Герасимову, И. Ф. Гинзбургу, В. А. Мещерякову, В. В. Серебрякову, Д. В. Ширкову, с которыми в разное время обсуждались вопросы, рассмотренные в обзоре. Мы также благодарны А. А. Кожевнико-ву за помощь в работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Goldhaber G. Experimental Meson Spectroscopy. N. Y., Columbia University Press, 1970, p. 59.
2. Goldhaber G. Preprint Lawrence Berkeley Laboratory-534, 1971; In: Intern. School for Subnuclear Physics. Erise, 1971.
3. Ross M. In: Proc. of the Daresbury Study Weekend on Vector Meson Production and Omega-Rho Interference, 1970.
4. Gourdin M. Ibid.; In: Proc. of the Eleventh Session of the Scottish Universities Summer School in Physics on Hadronic Interactions of Electrons and Photons, 1970, London—N.Y., Academic Press, 1971, p. 395.
5. Marshall R. In: Proc. of the Intern. Conf. on Meson Resonance and Related Electromagnetic Phenomena. Bologna, 1971.
6. Renard F. M. In: Lectures Given at the Intern. Summer Institute in Theoretical Physics on Photon — Hadron Interactions, Hamburg, 1971. Preprint Montpellier—France PM/71/5, 1971.
7. Achasov N. N., Shestakov G. N. Contribution to the 15th Intern. Conf. on High Energy Physics. Kiev, 1970 (Abstracts of Contributions. V. 2, p. 459); Preprint IM SOAN TP-57, 1970; Ачасов Н. Н., Шестаков Г. Н. «Письма в ЖЭТФ», 1970, т. 12, с. 323.
8. Achasov N. N., Shestakov G. N. «Nucl. Phys. B.», 1972, v. 45, p. 93.
9. Goldhaber G. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1969, v. 23, p. 1351.
10. Abrams G. S. e.a. Ibid., 1970, v. 25, p. 617.
11. Shaevitz M. N. e.a. Ibid., 1976, v. 36, p. 8; Shaevitz M. N. Dissertation. Ohio State University, 1975.
12. Irving A. C., Michael C. «Nucl. Phys. B», 1974, v. 82, p. 282.
13. Irving A. C. «Phys. Lett. B», 1975, v. 59, p. 451.
14. Irving A. C. «Nucl. Phys. B», 1976, v. 105, p. 491.
15. Bertocchi L. In: Proc. of the Heidelberg Intern. Conf. on Elementary Particles, 1967. N.Y., North-Holland, 1968, p. 197.
16. Cohen-Tannoudji G., Morel A., Navelet H. «Ann. Phys.», 1968, v. 46, p. 233.
17. Achasov N. N., Kozhevnikov A. A., Shestakov G. N. Preprint TP-91. Novosibirsk, Institute for Mathematics, 1976; Contribution to the 18th Intern. Conf. on High Energy Physics. Tbilisi, 1976, Session A1, Dubna, 1977; «Письма в ЖЭТФ», 1976, т. 24, с. 517.
18. Ачасов Н. Н., Шестаков Г. Н. «Письма в ЖЭТФ», 1972, т. 15, с. 427.

19. Achasov N. N., Kozhevnikov A. A., Shestakov G. N. «Phys. Lett. B», 1974, v. 50, p. 448.
20. Ачасов Н. Н. и др. «Ядерная физика», 1976, т. 23, с. 610.
21. Ачасов Н. Н. и др. «Письма в ЖЭТФ», 1976, т. 23, с. 49.
22. Glashow S. L. «Phys. Rev. Lett.», 1961, v. 7, p. 469.
23. Bernstein J., Feinberg G. «Nuovo cimento», 1962, v. 25, p. 1343.
24. Goldhaber A. S., Fox G. S., Quigg C. «Phys. Lett. B», 1969, v. 30, p. 249.
25. Gourdin M., Stodolsky L., Renard F. M. Ibid., 1969, v. 30, p. 347.
26. Renard F. M. «Nucl. Phys.», 1970, v. 15, p. 118.
27. Allcock G. P. Ibid., v. 24, p. 265.
28. Horn D. «Phys. Rev. D», 1970, v. 1, p. 1421.
29. Coleman S., Glashow S. L. «Phys. Rev. Lett.», 1961, v. 6, p. 423; «Phys. Rev. B», 1964, v. 134, p. 671.
30. Yellin J. «Phys. Rev.», 1966, v. 147, p. 1080.
31. Lefrancois J. In: Proc. of the 1971 Intern. Symp. on Electrons and Photons Interactions at High Energies. N.Y., 1971.
32. Baneksas D. e.a. «Phys. Lett. B», 1972, v. 39, p. 289.
33. Ratchliff B. N. e.a. Ibid., 1972, v. 38, p. 345.
34. Burns R. R. e.a. «Phys. Rev. D», 1973, v. 7, p. 1310.
35. Protopopescu S. D. e.a. Ibid., 1973, v. 7, p. 1279.
36. Ayres D. S. e.a. Preprints ANL/HEP 7318 and 7320, Argonne, 1973; In: Proc. of the Tallahassee Conference on $\pi\pi$ Scattering, 1973. N.Y., 1973, p. 284.
37. Kramer S. L. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 33, p. 505.
38. Estabrooks P. e.a. «Nucl. Phys. B», 1974, v. 81, p. 70.
39. Brandenburg G. W. e.a. Ibid., 1976, v. 104, p. 413.
40. Estabrooks P., Martin A. D., Michael C. «Nucl. Phys. B», 1974, v. 72, p. 454.
41. Field R. D., Sidhu D. P. «Phys. Rev. D», 1974, v. 10, p. 89.
42. Flatte S. M. Ibid., 1970, v. 1, p. 1.
43. Allison W. W. M. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1970, v. 24, p. 618.
44. Chapman J. W. e.a. «Nucl. Phys. B», 1970, v. 24, p. 445.
45. Bizzarri R. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1970, v. 25, p. 1385.
46. Biggs P. J. e.a. Ibid., v. 24, p. 1201.
47. Ahvensleben H. e.a. Ibid., 1971, v. 27, p. 888.
48. Behrend H. J. e.a. Ibid., v. 27, p. 61.
49. Moffeit K. C. e.a. «Nucl. Phys. B», 1971, v. 29, p. 349.
50. Bloodworth I. J. Ibid., v. 35, pp. 79, 133.
51. Gidal G. e.a. Preprint Lawrence Radiation Laboratory, Berkeley 1970 (see Ref. [1]).
52. Flatte S. e.a. Preprint Lawrence Radiation Laboratory, Berkeley, 1970 (see Ref. [1, 35]).
53. Abramovich M. e.a. «Nucl. Phys. B», 1970, v. 20, p. 209.
54. Hagopian S. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1970, v. 25, p. 1050.
55. Rangaswamy T. N. e.a. Contribution to the Conf. on $\pi\pi$ and $K\pi$ Interactions at Argonne National Laboratory. Argonne, 1969 (see Ref. [1]).
56. Dalpiaz P. e.a. Contribution to the Intern. Conf. on Meson Resonance and Related Electromagnetic Phenomena. Bologna, 1971 (see Ref. [5]).
57. Katz P. A. e.a. «Bull. Amer. Phys. Soc.», 1970, v. 15, p. 69.
58. Emms M. J. e.a. «Nucl. Phys. B», 1975, v. 98, p. 1.
59. Gordon H. A., Lai K. W., Scarr J. M. «Phys. Rev. D», 1973, v. 8, p. 779.
60. Holloway L. E. e.a. Ibid., v. 8, p. 2814.
61. Anderson J. C. e.a. «Phys. Lett. B», 1973, v. 45, p. 165.
62. Estabrooks P., Martin A. D. Ibid., 1972, v. 42, p. 229.
63. Michael C. In: Proc. of the 16th Intern. Conf. on High Energy Physics. Batavia, 1972.
64. Abrams G. S., Goldhaber G., Hall B. H. «Phys. Rev. D», 1971, v. 4, p. 647.
65. Buhl W. F. e.a. «Phys. Lett. B», 1974, v. 48, p. 388.

66. **Rabl A., Reay N. W.** Ibid., 1973, v. 47, p. 29; **Stanton N. R. e.a.** Preprint Ohio State University COO-1545-111, Ohio, 1972.
67. **Dowell J. D. e.a.** «Nucl. Phys. B», 1976, v. 108, p. 30.
68. **Abrams G. S. e.a.** «Phys. Rev. D», 1971, v. 4, p. 653.
69. **Arnold R.** «Phys. Rev. Lett.», 1965, v. 14, p. 657.
70. **Matthews J. A. J., Moen I. O.** «Lett. Nuovo cimento», 1971, v. 1, p. 255.
71. **Paler K. e.a.** Ibid., 1972, v. 4, p. 745.
72. **Arbab F., Brower R. C.** «Phys. Rev.», 1968, v. 175, p. 1991.
73. **Грибов В. Н.** «ЖЭТФ», 1967, т. 53, с. 654.
74. **Грибов В. Н., Мигдал А. А.** «Ядерная физика», 1968, т. 8, с. 1002.
75. **Кайдалов А. В., Карнаков В. М.** «Ядерная физика», 1970, т. 11, с. 216; «Phys. Lett. B», 1969, v. 29, pp. 372, 376.
76. **Arnold R. C.** «Phys. Rev.», 1967, v. 153, p. 1523.
77. **Finkelstein J., Jacob M.** «Nuovo cimento», 1968, v. 56, p. 681; **Henryey F. e.a.** «Phys. Rev.», 1969, v. 182, p. 1579; **Michael C.** «Phys. Lett. B», 1969, v. 29, p. 230; «Nucl. Phys. B», 1969, v. 13, p. 644; **Chiu C. B., Finkelstein J.** «Nuovo cimento A», 1969, v. 59, p. 92; **Quigg C.** «Nucl. Phys. B», 1971, v. 34, p. 77.
78. **Stodolsky L., Sakurai J. J.** «Phys. Rev. Lett.», 1963, v. 11, p. 90.
79. **Shaevitz M. N. e.a.** Ibid., 1976, v. 36, p. 5.
80. **Caldwell D. O. e.a.** «Phys. Rev. D», 1973, v. 7, p. 1362; **Silverman A.** In: Proc. of the 7th Intern. Symp. on Lepton and Photon Interactions at high Energies. Stanford, 1975.
81. **Ballam J. e.a.** «Phys. Lett. B», 1969, v. 30, p. 421.
82. **Eisenberg Y. e.a.** «Phys. Rev. Lett.», 1970, v. 25, p. 764.
83. **Eisenberg Y. e.a.** «Nucl. Phys. B», 1971, v. 25, p. 499.
84. **Ballam J. e.a.** «Phys. Rev. Lett.», 1971, v. 26, p. 995.
85. **Eisenberg Y. e.a.** «Phys. Rev. D», 1972, v. 5, p. 15.
86. **Behrend H. J. e.a.** «Phys. Rev. Lett.», 1971, v. 26, p. 151.
87. **Benaksas D. e.a.** «Phys. Lett. B», 1972, v. 42, p. 507.
88. **Conversi M. e.a.** Ibid., 1974, v. 52, p. 493.
89. **Ballam J. e.a.** «Nucl. Phys. B», 1974, v. 76, p. 375.
90. **Frenkiel P. e.a.** Ibid., 1972, v. 47, p. 61.
91. **Bramon A.** «Lett. Nuovo cimento», 1973, v. 8, p. 659.
92. **Renard F. M.** «Nucl. Phys. B», 1974, v. 82, p. 1.