

А-971
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

АЧАСОВ Николай Николаевич

ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВЕКТОРНЫХ
МЕЗОНОВ С АДРОНАМИ

Специальность 01.04.02 -
Теоретическая и математическая физика

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук.

(Диссертация написана на русском языке).

Дубна 1975г.

Работа выполнена в Институте математики Сибирского отделения
АН СССР.

Официальные оппоненты

БАЛДИН Александр - член-корреспондент АН СССР
Михайлович (ОИЯИ - ЛВЭ, г.Дубна, Московской обл.)
МУРАДЯН Рудольф - доктор физико-математических наук
Мурадович (ОИЯИ - ЛТФ, г.Дубна, Московской обл.)
РОЙЗЕН Илья - доктор физико-математических наук
Исаевич (ФИ АН им.П.Н.Лебедева, г.Москва).

Ведущее предприятие - Институт физики высоких энергий,
г.Серпухов.

Автореферат разослан "14" ЯНВАРЯ 1975 г.

Защита диссертации состоится " " _____ 197 г.
на заседании Учёного совета Лаборатории теоретической физики
Объединенного института ядерных исследований.

Адрес: I4I980, г.Дубна, Московской обл., ЛТФ, ОИЯИ,
конференц-зал.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объединенного
института ядерных исследований.

Ученый секретарь Совета

/Р.А.АСАНОВ/

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

(на правах рукописи)

АЧАСОВ Николай Николаевич

ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВЕКТОРНЫХ
МЕЗОНОВ С АДРОНАМИ

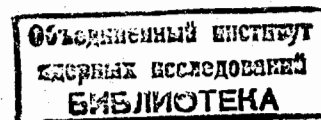
Специальность 01.04.02 -

Теоретическая и математическая физика

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук.

(Диссертация написана на русском языке).



Дубна 1975г.

Изучение взаимодействия векторных мезонов с адронами сыграло выдающую роль в развитии физики высоких энергий. В настоящее время проблемы взаимодействия векторных мезонов с адронами и фотонами продолжают занимать значительное место в физике высоких энергий.

Общая физическая картина процессов с участием векторных мезонов аналогична физической картине процессов с участием любых других адронов. То же самое можно сказать об общих теоретических основах описания взаимодействия векторных мезонов с адронами.

Тем не менее взаимодействие векторных мезонов с адронами в некоторых аспектах имеет свою специфику. Дело в том, что в ряде случаев явно проявляется универсальный характер взаимодействия векторных мезонов с адронами. С теоретической точки зрения феноменологическое проявление универсальности взаимодействия векторных мезонов с адронами может быть отражением того факта, что в основе взаимодействия векторных мезонов с адронами лежит теория неабелевых калибровочных полей типа теории Янга-Милса [1].

В диссертации рассматриваются теоретические построения, основанные на идее универсальности взаимодействия векторных мезонов с адронами, и предлагаются новые эксперименты для получения нетривиальной информации о динамике взаимодействия векторных мезонов с адронами. В соответствии с этим диссертация состоит из двух частей.

Первая часть диссертации "Феноменология векторной теории сильных взаимодействий. Универсальность и векторная доминантность" объединяет первую и вторую главы. В ней рассматриваются две наиболее характерные черты феноменологии взаимодействия векторных мезонов с адронами и фотонами:

- а) универсальность взаимодействия векторных мезонов с адронами и
- б) доминантность векторных мезонов в электромагнитном токе адронов (VDM).

В первой части диссертации (§ I - § 2I) исследуются возможности феноменологического использования предположения о том, что в основе взаимодействия векторных мезонов с адронами (а быть может и в основе сильных взаимодействий вообще) лежит теория неабелевых калибровочных полей. Впервые идеи Янга-Милса для построения реальной феноменологии - ческой схемы взаимодействия адронов использовал Сакураи в своей известной работе [2] о векторной теории сильных взаимодействий. Надо отметить, что в то время были указания только на существование ρ^0 -мезона. Заряженные ρ^\pm -мезоны были открыты вскоре после появления работ Сакураи.

В первой главе (§ 4 - § 9) изучается модель однопионного обмена в векторной теории для реакции $\pi N \rightarrow \rho N$. Реакция $\pi N \rightarrow \rho N$ имеет ярко выраженный периферический характер. На опыте наблюдается существенная концентрация событий при малых передачах импульса $|t|$. Естественное теоретическое объяснение этому дает модель однопионного обмена (OPE) [3], в которой предполагается, что амплитуда процесса описывается одной диаграммой с π -мезонным полюсом в t -канале, рис.1

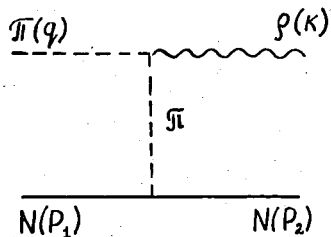


Рис.1.

Однако однопионным обменом в чистом виде в принципе нельзя объяснить наблюдающуюся на опыте спиновую матрицу плотности ρ -мезона. Таким образом вырисовывается следующая картина: с одной стороны однопионный обмен играет доминирующую роль в сечении процесса $\pi N \rightarrow \rho N$ при малых передачах, с другой стороны он не в состоянии объяснить многие важные наблюдающиеся на опыте черты процесса при малых передачах.

Механизм однопионного обмена можно описывать на языке феноменологических лагранжианов. Это обстоятельство было использовано нами в работах [4,5] для исправления недостатков модели OPE с помощью эффективного лагранжиана векторной теории Сакураи, § 5 настоящей диссертации.

Модели однопионного обмена, рис.1, соответствует эффективный лагранжиан взаимодействия

$$\mathcal{L}_{int} = g_{\pi NN} \bar{N} \gamma_5 \vec{T} N \vec{\pi} + g_{\rho \pi \pi} \vec{\rho}_\mu \vec{\pi} \times \partial_\mu \vec{\pi}. \quad (1)$$

В векторной теории сильных взаимодействий эффективный лагранжиан, описывающий механизм однопионного обмена, принимает вид:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{int} &= g_{\pi NN} \bar{N} \gamma_5 \vec{T} N \vec{\pi} + f_\rho \vec{\rho}_\mu \vec{J}_\mu = \\ &= g_{\pi NN} \bar{N} \gamma_5 \vec{T} N \vec{\pi} + f_\rho \vec{\rho}_\mu \left(\bar{N} \frac{\vec{T}}{2} \gamma_\mu N + \vec{\pi} \times \partial_\mu \vec{\pi} \right). \end{aligned} \quad (2)$$

На рис.2 для реакции $\pi N \rightarrow \rho N$ приведены диаграммы, соответствующие модифицированному однопионному обмену в векторной теории. Иногда такую модель в литературе по аналогии с фоторождением называют "the electric Born model" [6]. Очевидно, что амплитуда, описываемая диаграммами рис.2, полученными из лагранжиана (2), явно удовлетворяет условию сохранения

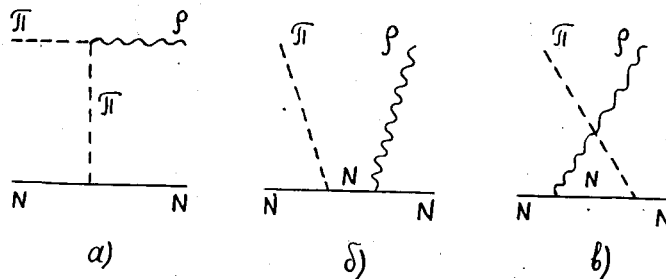


Рис.2

изовекторного векторного тока, с которым связан ρ -мезон. Учёт диаграмм рис.2б) и 2в), не изменяя существенно $d\sigma/dt$, позволяет объяснить без свободных подгоночных параметров наиболее характерные черты наблюдающихся на опыте элементов спиновой матрицы плотности ρ -мезона при малых передачах $|t| \leq 0.2$ (Гэв/с)². В § 6 показано, что модель борновских диаграмм, рис.2, хорошо описывает элементы спиновой матрицы плотности ρ -мезона ($\rho_{\lambda\lambda}$) в реакции $\pi^- p \rightarrow \rho^- p$ при 2 Гэв/с $< q_L < 4$ Гэв/с [5], начиная с $q_L = 4$ Гэв/с в этой реакции существенную роль играет ω -обмен. В реакции $\pi^- p \rightarrow \rho^0 n$ предложенная нами модель описывает все существующие данные по спиновой матрице плотности ρ^0 -мезона при 2 Гэв/с $< q_L \leq 17.2$ Гэв/с [7].

Дифференциальное сечение процесса в модели борновских диаграмм близко к дифференциальному сечению чистого однопионного обмена и не согласуется с экспериментом. Вместе с тем эта модель даёт правильную энергетическую зависимость $d\sigma/dt$ при малых $|t|$. Поэтому для согласования с экспериментом достаточно ввести общий формфактор, зависящий только от t . Отмечается, что абсорбционная модель Вильямса [8], полностью тождественна модели борновских диаграмм с общим формфактором.

В § 7 рассматриваются неоднозначности выбора феноменологического взаимодействия ρ -мезона с адронами в теории, в которой ρ -мезон связан с сохраняющимся изовекторным векторным током. Показывается, что ряд других теоретических возможностей, отличных от (2), неудовлетвори-

тельно по тем или иным причинам. Отмечается, что вопрос о неоднозначности в выборе феноменологического лагранжиана не возникает, если учитывать абсорбцию в канонической форме, соответствующей полному поглощению низших парциальных волн в S -канале типа δ -сингулярностей. В этом случае амплитуды реакции не зависят от выбора исходного эффективного лагранжиана [7].

В § 8 обсуждаются условия применимости нашей модели и её связь с другими высокоэнергетическими моделями [7]. Указывается, что эффективность модели борновских диаграмм в широкой области энергий для реакции $\pi^- p \rightarrow \rho^0 n$ прежде всего связана с малостью A_2 -обмена при $|t| \leq 0.2 (\text{Гэв}/c)^2$. Показано, что модель борновских диаграмм устойчива при малых $|t|$ по отношению к абсорбционным поправкам. Для учёта абсорбции амплитуда упругого рассеяния выбиралась в виде

$$T_{el} \approx i s \sigma_{tot} e^{At} \quad (3)$$

Параметр абсорбции (сила абсорбции)

$$\Lambda = c \sigma_{tot} / 8\pi A \quad (4)$$

Коэффициент Λc отличается от 1, если существенны неупругие промежуточные состояния.

При $t=0$ относительная величина абсорбционных поправок порядка $\mu^2 \Lambda \approx 0.1$. Здесь μ -масса пиона. С ростом $|t|$ абсорбционные поправки обуславливают падение $d\sigma/dt$, необходимое для описания экспериментальных данных. Учёт абсорбции во многих отношениях, хотя и не буквально, сводится к формированию общего формфактора. Кроме того показано, что нормировка при $t=0$ амплитуд традиционных абсорбционных моделей однопионного обмена на борновские диаграммы (с точностью до членов $\mu^2 \Lambda$) накладывает на параметры абсорбции условие

$$\Lambda = c \sigma_{tot} / 8\pi A = 1, \quad (5)$$

которое соответствует полному поглощению низших парциальных волн типа δ -сингулярностей в S -канале [9]. При этом условии все модели однопионного обмена с абсорбционными поправками тождественны друг другу, и амплитуды реакции не зависят от выбора исходного феноменологического лагранжиана в векторной теории.

Во второй главе (§ 10 - § 21) исследуются приложения модели векторной доминантности к реакциям $\pi^- p \rightarrow \rho^0 n$ и $\gamma N \rightarrow \pi^\pm N$.

Предположение о доминантности векторных мезонов в электромагнитном токе адронов впервые было сделано в работах Намбу [10], Фрэзера и Фулко [11] для объяснения электромагнитной структуры нуклона. Гелл-Манн и Закарайсен [12] показали, что это предположение непосредственно связано с универсальным характером взаимодействия векторных мезонов с адронами. Модель векторной доминантности позволяет связать фотопроцессы с чисто адронными реакциями и в настоящее время является основой понимания природы взаимодействия фотонов с адронами. Во многих случаях VDM даёт удовлетворительное количественное описание процессов с участием фотонов и почти всегда правильно описывает их качественный характер. Модель векторной доминантности в принципе не может быть точной и нас не должно обескураживать её нарушения. Напротив, нарушение модели в её простейшей форме ставят ряд теоретических проблем, решение которых может способствовать выяснению динамики сильных взаимодействий.

Предсказания VDM для квазидвухчастичных реакций не допускают однозначной интерпретации. Трудности связаны с выбором системы отсчёта, в которой должны проверяться эти предсказания [13, 14]. Этот вопрос для реакций $\pi^- p \rightarrow \rho^0 n$ и $\gamma N \rightarrow \pi^\pm N$ рассматривается довольно подробно в § 12. Модель полюсной векторной доминантности формулируется для инвариантных амплитуд, не имеющих кинематических особенностей. Оказывается, что в этом случае предсказания VDM для сечений, усреднённых по направлениям спина начального нуклона и просуммированных по направлениям спина конечного нуклона, должны выполняться при высоких энергиях во всех системах, в которых реакции $\pi^- p \rightarrow \rho^0 n$ и $\gamma N \rightarrow \pi^\pm N$ имеют близкую кинематику.

В § 13 приводится сравнение предсказаний VDM с экспериментом. Кратко, на качественном уровне, обсуждается возможность объяснения нарушения VDM в её простейшей форме для обменов натуральной чётностью в t -канале реакций $\pi^- p \rightarrow \rho^0 n$ и $\gamma N \rightarrow \pi^\pm N$. Для этой цели предлагается учесть виртуальный переход γ -кванта в тяжёлый ρ' -мезон.

В § 14 показано, что модель векторной доминантности для инвариантных амплитуд Бэла (Ball), не имеющих кинематических особенностей [15], и условие сохранения векторного тока приводят к новым нетривиальным предсказаниям. Нами [16] и независимо Сакураи и Чо [17] были получены соотношения между амплитудами с продольной и поперечными поляризациями ρ' -мезона.

Поясним кратко суть дела. Выпишем матричный элемент изовекторной части оператора электромагнитного тока

$$\langle N | j_{\mu}^3(0) | \pi N \rangle = \frac{m_p^2}{f_p} \frac{1}{m_p^2 - \kappa^2} \langle N | j_{\mu}^p(0) | \pi N \rangle. \quad (6)$$

Восемь инвариантных амплитуд описывают этот матричный элемент [15]

$$B_i^x(s, t, \kappa^2) = \frac{m_p^2}{f_p} \frac{1}{m_p^2 - \kappa^2} B_i^p(s, t, \kappa^2). \quad (7)$$

Условие сохранения тока имеет вид

$$\begin{aligned} \kappa^2(B_1^p + 2B_4^p) + (s - m^2 + \frac{t - \mu^2 - \kappa^2}{2})B_2^p - (t - \mu^2 - \kappa^2)B_3^p &= 0, \\ -B_5^p - \kappa^2 B_7^p + (s - m^2 + \frac{t - \mu^2 - \kappa^2}{2})\frac{B_6^p}{2} + (\kappa^2 + \mu^2 - t)B_8^p &= 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь m - масса нуклона.

Соотношения (8) в общем случае не дают никакой информации о реакции $\pi N \rightarrow \rho N$. Дело в том, что B_4^p и B_7^p не дают вклада в реальный процесс, в силу условия $\kappa_{\mu} \in j_{\mu}^p = 0$. Соотношения (8) по существу являются определениями B_4^p и B_7^p . Однако в рамках VDM эти соотношения могут быть нетривиальными. Действительно, чтобы сделать предсказания, связывающие амплитуды физических процессов $\gamma N \rightarrow \pi N$ и $\pi N \rightarrow \rho N$, необходимо предполагать, что либо все B_i^p , либо какие-то их комбинации не зависят от κ^2 . Предположим для начала, что все B_i^p не зависят от κ^2 , т.е. B_i^p зависят от κ^2 только полюсным образом. Такое требование имеет смысл, конечно, только при больших S , так как при фиксированных S и t зависимость от κ^2 в B_i^p входит ещё через $u = \kappa^2 + 2m^2 + \mu^2 - s - t$. Если

$$B_i^p(s, t, 0) = B_i^p(s, t, \kappa^2), \quad (9)$$

то соотношения (8) становятся нетривиальными [16, 17]:

$$\begin{aligned} sB_2^p - (t - \mu^2)B_3^p &= 0, & B_1^p + 2B_4^p + B_3^p &= 0, \\ -B_5^p + \frac{s}{2}B_6^p - \frac{t - \mu^2}{2}B_8^p &= 0, & B_7^p + \frac{1}{2}B_8^p &= 0. \end{aligned} \quad (10)$$

Соотношения оставляют независимыми четыре инвариантные амплитуды из шести, описывающих реальный процесс, и поэтому, в принципе, могут быть проверены экспериментально. Как следствие этих равенств возникают соотношения между спиральными амплитудами с продольной и поперечными поляризациями ρ^0 -мезона [16, 17].

В § 15 изучаются соотношения между спиральными амплитудами в t -канале в различных моделях Редже [16]. Соотношения (10) должны выполняться для вкладов с одинаковой асимптотикой ($S \gg |t|, m^2$). Поэтому в том случае, когда все обмены имеют разное асимптотическое поведение, соотношения (10) накладывают связи на разные спиральные амплитуды с одинаковыми квантовыми числами в t -канале. И только в том случае, когда разные обмены имеют одинаковую асимптотику, соотношения (10) связывают амплитуды с разными квантовыми числами в t -канале. Такая ситуация может иметь место, например, при $\pi\text{-}\pi_c$ "конспирации", а также в случае "конспирирующих" разрезов с квантовыми числами π и π_c и в абсорбционных моделях. В принципе, ситуация может быть более сложной, например, для некоторых вкладов соотношения (10) будут выполняться, а для других нет. Соотношения (10) могут вообще нарушаться. В диссертации мы пытаемся выяснить эти вопросы, а также стараемся выяснить динамические причины нарушения там, где это возможно. Например, в § 15 показано, что предположение (9) для вкладов A_2 -траектории Редже противоречит сильному обменному вырождению, а также существующим подгонкам.

Соотношения между спиральными амплитудами в S -канале, вытекающие из (10), имеют наиболее простой вид, § 16. Выпишем их [17]

$$M_{\frac{1}{2}; 0\frac{1}{2}}^H = -\frac{\sqrt{\kappa^2}}{2\sqrt{-2t}} \left(M_{\frac{1}{2}; \frac{1}{2}}^H - M_{\frac{1}{2}; -\frac{1}{2}}^H \right), \quad (IIa)$$

$$M_{-\frac{1}{2}; 0\frac{1}{2}}^H = -\frac{\sqrt{\kappa^2}}{\sqrt{-2t}} M_{-\frac{1}{2}; -\frac{1}{2}}^H. \quad (IIb)$$

Соотношения (10) можно проверять в опытах с поляризованными нуклонами в реакциях $\pi^-p \rightarrow \rho^0 n$, $\pi^-p \rightarrow e^+e^-n$ и $e^-N \rightarrow e^-\pi^{\pm}N$. В настоящее время их можно проверять косвенным путем при подгонке.

Наиболее удачный способ проверки новых предсказаний VDM был предложен Сакураи и Чо [17]. Эти авторы по амплитудам фоторождения восстановили в модели векторной доминантности амплитуды реакции $\pi^-p \rightarrow \rho^0 n$ с поперечными поляризациями ρ^0 -мезона. Затем с помощью уравнения (IIb) при $\kappa^2 = m_{\rho}^2$ была получена амплитуда с продольной по-

ляризацией ρ^0 -мезона, $M_{-\frac{1}{2}; 0\frac{1}{2}}^H$. Амплитуды, входящие в соотношение (IIa) и соответствующие обмену квантовыми числами A_1 -мезона в t -канале, численно малы. Результаты работ [17] удовлетворительно согласуются с экспериментом, § 17. В последнее время новые предсказания VDM неоднократно обсуждались с разных точек зрения. Обычно считается, что удовлетворительное согласие с опытом результатов работ [17] является подтверждением новых предсказаний VDM.

В § 18 мы показываем, что на самом деле хорошее согласие предсказаний Сакураи и Чо с экспериментом в области $|t| \leq 0.1 (\text{Гэв}/c)^2$ свидетельствует в первую очередь в пользу справедливости модели векторной доминантности для инвариантной амплитуды B_3^p , содержащей π -мезонный полюс, [18].

Выразим спиральные амплитуды, входящие в соотношение (IIб), через инвариантные амплитуды B_i^p при $k^2 = m_p^2$

$$M_{-\frac{1}{2}; 0\frac{1}{2}}^H = \frac{\sqrt{-t/2}}{m_p} [(m_p^2 + t - \mu^2) B_3^p(s, t) - s B_2^p(s, t)], \quad (I2a)$$

$$M_{-\frac{1}{2}; -1\frac{1}{2}}^H = t B_3^p(s, t). \quad (I2б)$$

При малых $|t|$ можно пренебречь неполюсными членами в (I2a), тогда

$$M_{-\frac{1}{2}; 0\frac{1}{2}}^H \approx \sqrt{-t/2} m_p B_3^p(s, t). \quad (I3)$$

Из (I2б) и (I3) следует, что соотношение (IIб) в области малых $|t|$ приближенно выполняется просто потому, что в амплитуде $M_{-\frac{1}{2}; 0\frac{1}{2}}^H$ главным является вклад B_3^p , содержащей π -мезонный полюс.

Далее мы показываем, что отклонения теоретических предсказаний работ [17] от экспериментальных данных по ρ^0 -рождению в области $0.1 (\text{Гэв}/c)^2 \leq |t| \leq 0.2 (\text{Гэв}/c)^2$ можно интерпретировать как сильное нарушение VDM для инвариантной амплитуды B_2^p , несодержащей π -мезонного полюса [18].

В § 19 дается естественное теоретическое объяснение найденной k^2 -зависимости амплитуды B_2^p в модели однополюсного обмена с поглощением [18].

Наше объяснение отклонения предсказаний работ [17] от экспериментальных данных при $0.2 (\text{Гэв}/c)^2 \geq |t| \geq 0.1 (\text{Гэв}/c)^2$, так же как и сами

эти предсказания, теоретически оправдано только в том случае, если в области $|t| \leq 0.2 (\text{Гэв}/c)^2$ можно пренебречь влиянием A_2 -обмена. Этот вопрос подробно обсуждается в § 20.

Из анализа, проведенного в § 18—§20 следует, что выполнение предсказаний работ [17] при $|t| \leq 0.1$ в основном связано с выполнением VDM для электромагнитного формфактора π -мезона. Этот результат практически модельно независим.

Вторая часть диссертации "Аномальные эффекты, обусловленные электромагнитным ρ^0 - ω -смешиванием в реакциях с рождением векторных мезонов" объединяет третью и четвертую главы. В ней исследуется возможность получения новой информации о взаимодействии векторных мезонов с адронами за счет электромагнитного перехода между двумя состояниями, характерная только для рождения ρ^0 и ω -мезонов, потому что эти частицы имеют близкие массы.

Еще в 1961 году Глэшоу обратил внимание на возможность значительного смешивания ρ^0 - ω -резонансов за счет электромагнитного взаимодействия [19]:

$$|\rho^0\rangle = |\rho^0\rangle_0 - \epsilon |\omega\rangle_0, \quad |\omega\rangle = |\omega\rangle_0 + \epsilon |\rho^0\rangle_0, \quad |\epsilon| \approx 0.03 \div 0.06, \quad (I4)$$

где $|\rho^0\rangle_0$ и $|\omega\rangle_0$ состояния с определенным значением изотопического спина и G -четности.

В настоящее время явления ρ^0 - ω -интерференции в спектре масс $\pi^+\pi^-$, обусловленные электромагнитным смешиванием ρ^0 и ω -мезонов, интенсивно исследуются в опытах с высокой статистикой, см., например, обзор [20]. Интересная информация о динамике реакций $\pi^-p \rightarrow \omega n$ и $\pi^-p \rightarrow \rho^0 n$, которую мы изучали в первой части, получена уже сейчас в интерференционных опытах, см., например, [21].

В связи с возможностью получать новую информацию о динамике процессов с рождением векторных мезонов при исследовании эффектов, обусловленных электромагнитным ρ^0 - ω переходом, особенно интересны реакции, в которых по тем или иным динамическим причинам должно происходить усиление этих эффектов.

Во второй части диссертации (§ 22 - § 27) мы рассматриваем процессы

$$\pi^\pm N \rightarrow \omega(N, \Delta), \quad \text{глава 3,}$$

$$\gamma N \rightarrow \pi^+\pi^-\Delta, \quad \text{глава 4 § 25,}$$

$e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, глава 4 § 26,

экспериментальное исследование которых начинается в настоящее время. Мы показываем, основываясь на современных теоретических представлениях и существующих экспериментальных данных, что в этих реакциях следует ожидать аномально больших эффектов $\rho^0 - \omega$ -интерференции [22 - 25].

Амплитуды рождения $\pi^+\pi^-$ и $\pi^+\pi^-\pi^0$ в области ρ^0 и ω -резонансов с учетом $\rho^0 - \omega$ смешивания записываются в виде:

$$T(\pi^+\pi^-) = \frac{g_{\rho\pi\pi}}{D_\rho(m)} (A_\rho - \epsilon A_\omega) + \frac{A_\omega g_{\rho\pi\pi}}{D_\omega(m)} \epsilon, \quad (15)$$

$$T(\pi^+\pi^-\pi^0) = \frac{g_{\omega 3\pi}}{D_\omega(m)} (A_\omega + \epsilon A_\rho) - \frac{A_\rho g_{\omega 3\pi}}{D_\rho(m)} \epsilon. \quad (16)$$

Здесь A_ρ и A_ω - амплитуды ρ^0 и ω -рождения. $D_\nu = m_\nu - m - i\Gamma_\nu/2$ ($\nu = \rho^0, \omega$), m - инвариантная масса $\pi^+\pi^-$ и $\pi^+\pi^-\pi^0$ систем в формулах (15) и (16) соответственно.

Электромагнитное $\rho^0 - \omega$ -смешивание приводит к эффектам двух сортов. Во-первых, изменяет массовый спектр распадных пионов - вторые члены в (15) и (16). Во-вторых, изменяет амплитуды рождения векторных мезонов - члены пропорциональные ϵ в скобках первых членов в (15) и (16).

До недавнего времени считалось, что эффекты $\rho^0 - \omega$ -смешивания существенны только в спектрах масс $\pi^+\pi^-$ -мезонов, т.к. $\Gamma_\rho/\Gamma_\omega = 15$. В третьей главе, § 23, § 24, анализируется влияние $\rho^0 - \omega$ -смешивания на амплитуды рождения ω -мезона в реакциях $\pi^\pm N \rightarrow \omega(N, \Delta)$. Указывается на возможность значительного нарушения изотопической симметрии при малых передачах импульса 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 [22, 23]. Экспериментальное изучение этого эффекта интересно для выяснения свойств обменов в t -канале.

В четвертой главе рассматриваются реакции $\gamma N \rightarrow (\rho, \omega)\Delta \rightarrow \pi^+\pi^-\Delta$, § 25, и $e^+e^- \rightarrow (\rho^0, \omega)\pi^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, § 26. Показано, что в этих реакциях соображения, связанные с $SU(3)$ -симметрией, позволяют ожидать аномального усиления $\rho^0 - \omega$ -интерференции в спектре масс $\pi^+\pi^-$ -мезонов по сравнению с уже изученными экспериментально реакциями [24, 25].

Экспериментальное изучение этого эффекта в реакции $\gamma N \rightarrow \pi^+\pi^-\Delta$ может служить хорошей проверкой предположения об октетной доминантности Редже-обменов в t -канале [24].

Исследование этого эффекта в реакции $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ позволит выяснять $SU(3)$ -структуру электромагнитного тока во времени подобной области $q^2 > 1$ (Гэв/с)². Особенно интересно исследовать рассмотренный нами эффект в области новых векторных резонансов ρ' (1250) и ρ' (1600) [25], экспериментальные указания на существование которых появились в последние годы.

На наш взгляд экспериментальное исследование предсказываемых во второй части диссертации эффектов позволит уточнить динамику рождения векторных мезонов или даже изменить некоторые наши представления о ней. Кроме того эти эффекты могут быть использованы для уточнения параметров $\rho^0 - \omega$ -смешивания.

Основные результаты диссертации неоднократно докладывались на сессиях Отделения ядерной физики АН СССР, всесоюзных и международных конференциях, совещаниях, семинарах и опубликованы в работах [4, 5, 7, 14, 16, 18, 22-25].

Л и т е р а т у р а

1. C.N.Yang and R.L.Mills, Phys.Rev.96(1954) 191.
2. J.J.Sakurai, Ann.Phys. (N.Y.), 11 (1960) 31.
3. C.Goebel, Phys.Rev.Lett., 1 (1958) 337.
G.F.Chew and F.E.Low, Phys.Rev., 113 (1959) 1640.
4. Н.Н.Ачасов, В.И.Белиничер, Л.М.Самков. Письма в ЖЭТФ, 6 (1967) 600.
5. Н.Н.Ачасов, Л.М.Самков. ЯФ, 8(1968) 1201.
N.N.Achasov, L.M.Samkov. Preprint ИМ ТР-50 (May 1968).
6. C.F.Cho and J.J.Sakurai, Phys.Lett. 30B (1969) 119.
7. N.N.Achasov and G.N.Shestakov, Fortschritte der Physik, 22 (1974) 35.
Н.Н.Ачасов, Г.Н.Шестаков. Материалы Международного семинара "Взаимодействие адронов при высоких энергиях", стр.21, Баку, 1972г.
8. P.K.Williams, Phys.Rev. D1 (1970) 1312.
9. K.Gottfried, J.D.Jackson, Nuovo Cim.34 (1964) 735.
10. Y.Nambu, Phys.Rev. 106 (1957) 1366.
11. W.R.Frazer, J.R.Fulco, Phys.Rev.Lett. 2 (1959) 365.
12. M.Gell-Mann, F.Zachariasen, Phys.Rev. 124 (1961) 953.
13. A.Biazas, K.Zalewski, Phys.Lett. 28B (1969) 436.
14. Н.Н.Ачасов, Г.Н.Шестаков. Письма в ЖЭТФ, 10 (1969) 344.
15. J.S.Ball, Phys. Rev. 124 (1961) 2014.
16. Н.Н.Ачасов, Г.Н.Шестаков. ЯФ, 11 (1970) 1090. Доклад на Совещании по физике высоких энергий, ИТФ АН УССР, октябрь 1969, препринт ИТФ-69-70, Киев, 1969.
N.N.Achasov, G.N.Shestakov. Contribution to the 15 th International Conference on High Energy Physics, Kiev, 1970. (Abstracts of Contributions, vol. 2, p.458).
Н.Н.Ачасов, Г.Н.Шестаков. Материалы Международного семинара "Взаимодействие адронов при высоких энергиях", стр.21, Баку, апрель 1972г.
17. C.F.Cho and J.J.Sakurai. Phys.Rev. D2 (1970) 519.
C.F.Cho, Phys. Rev. D4 (1971) 194.

18. N.N.Achasov and G.N.Shestakov, Nucl.Phys., B68 (1974) 452.
19. S.L.Glashow, Phys.Rev.Lett. 7 (1961) 469.
20. G.Goldhaber, Talk presented at the 1970 Conf. on Meson Spectroscopy, Philadelphia, May 1-2, 1970; Preprint UCRL-19850.
21. S.L.Kramer. D.S.Ayers et al.Phys. Rev.Lett., 33 (1974) 505.
22. Н.Н.Ачасов, Г.Н.Шестаков. Письма в ЖЭТФ, 15 (1970) 323.
N.N.Achasov, G.N.Shestakov, Contribution to the 15 th Intern. Conf.on High Energy Physics, Kiev, 1970 (Abstracts of Contributions, vol.2, p.459). См.также дискуссию после доклада Маррисона на 15-ой Международной конференции по физике высоких энергий, preprint ИТР-71-66Е, Киев, 1971, стр.140.
23. N.N.Achasov and G.N.Shestakov, Nucl.Phys. B45 (1972) 93.
24. Н.Н.Ачасов, Г.Н.Шестаков. Письма в ЖЭТФ 15 (1972) 427.
25. N.N.Achasov, A.A.Kozhevnikov and G.N.Shestakov, Phys.Lett.50B (1974) 448; preprint ТР-80 ИМ СО АН (1973).