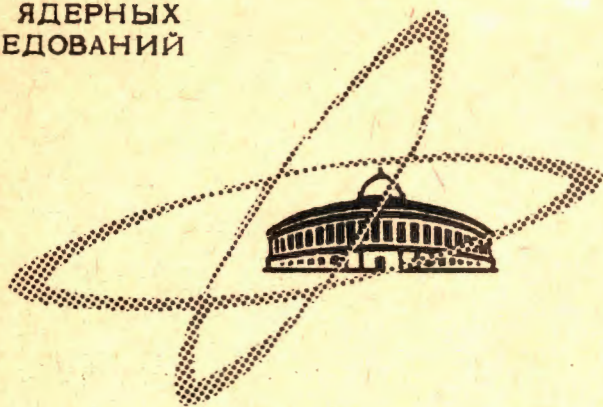


A-646

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P1 - 2997



Н.С. Ангелов, И.М. Граменицкий, А.И. Златева,
Х.М. Каназирски, П.П. Керачев, А.М. Моисеев,
В.Н. Пенев, Х.М. Семерджиев, Л.А. Тихонова,
А.Б. Фенюк, М.М. Христов, М.Д. Шафранов,
А.И. Шкловская

ИЗУЧЕНИЕ РЕАКЦИИ $\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ p \pi^0$
ПРИ ИМПУЛЬСЕ π^+ МЕЗОНОВ 2,34 ГЭВ/С

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1966

P1 - 2997

Н.С. Ангелов, И.М. Граменицкий, А.И. Златева,
Х.М. Каназирски, П.П. Керачев, А.М. Моисеев,
В.Н. Пенев, Х.М. Семерджиев, Л.А. Тихонова,
А.Б. Фенюк, М.М. Христов, М.Д. Шафранов,
А.И. Шкловская

ИЗУЧЕНИЕ РЕАКЦИИ $\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ p \pi^0$
ПРИ ИМПУЛЬСЕ π^+ МЕЗОНОВ 2,34 ГЭВ/С

4650/3 mp



Настоящая работа выполнена совместно сотрудниками следующих институтов:

Объединенный институт ядерных исследований
Лаборатория высоких энергий

И.М. Граменицкий, Х.М. Каназирски, А.М. Моисеев, Л.А. Тихонова, А.Б. Фенюк,
М.Д. Шафранов

Физический институт Болгарской Академии наук

Н.С. Ангелов, А.И. Златева, П.П. Керачев, В.Н. Пенев, Х.М. Семерджиев,
М.М. Христов, А.И. Шкловская

В настоящей работе изучаются характеристики взаимодействий π^+ -мезонов с протонами при импульсе π^+ -мезонов 2,34 ГэВ/с. Работа выполнена на снимках с 40-см водородной камеры. Проводилось изучение неупругих π^+p -взаимодействий с рождением одного π^0 -мезона и исследовался вопрос об образовании резонансов ρ^+ и N^{*+} .

1. Описание эксперимента

Водородная пузырьковая камера, помещенная в магнитное поле 18000 э/1/, была облучена сепарированным пучком π^+ -мезонов^{2/} с импульсом $2,34 \pm 0,08$ ГэВ/с. Всего было получено 200 000 фотографий. В настоящей работе приводятся результаты анализа двухлучевых событий, отобранных при просмотре 80 000 фотографий. Просмотр проводился на репроекторах дважды, причем эффективность двойного просмотра составляла 98%. Всего было найдено 7000 двухлучевых взаимодействий. События в рабочем объеме камеры измерялись на полуавтоматах, геометрическая реконструкция треков производилась на ЭВМ М-20 с помощью программ 1-37 (модификация программы 1-3^{3/}) и 2-87. Разделение событий по каналам реакций осуществлялось с помощью программ ПИКР-2^{4/} и 10-10^{5/}.

Гипотеза считалась справедливой, если величина χ^2 была менее 5 для 1 степени свободы (неупругие события) и 25 для 4-х степеней свободы (упругие события), при условии, что выбранная гипотеза не противоречит данным по оценке ионизаций. Ионизация оценивалась визуально, причем для частиц с импульсом менее 1 ГэВ/с идентификация протонов и π^+ -мезонов осуществлялась практически однозначно. Кроме того, для разделения событий по каналам реакций использовались данные по недостающим массам. Распределение по χ^2 для различных каналов реакций приведено на рис. 1. На рис. 2 показано распределение квадратов недостающих масс для упругих и неупругих событий. Количество событий для различных каналов реакций приведено в таблице 1.

Таблица 1

Реакция	Число событий
$\pi^+ p$	2039
$\pi^+ p \pi^0$	1353
$\pi^+ \pi^+ n$	832
$\pi^+ p k \pi^0 (k > 2)$	1015
$\pi^+ \pi^+ n k \pi^0 (k \geq 1)$	739
неразделенные события	530
вторичные взаимодействия	253
со странными частицами	157
Всего	8918 событий

II. Анализ реакции $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p \pi^0$

События, отвечающие реакции



обрабатывались с помощью программы ЧИМИТЭРО. Для каждого события вычислялись эффективные массы для всех двойных комбинаций, переданные импульсы и различные угловые характеристики вторичных частиц. Диаграмма Далица ($M_{\pi^+ \pi^0}^2$ от $M_{p \pi^+}^2$) изображена на рис. 9. На диаграмме события группируются в две пересекающиеся полосы, соответствующие массам ρ^+ -мезона и изобары $N_{3/2, 3/2}^*$. Для определения параметров и вероятности рождения этих резонансов в реакции (1) плотность распределения событий на диаграмме Далица была описана следующей феноменологической функцией:

$$W(\Gamma_\rho, M_\rho^0, \Gamma_{N^*}, M_{N^*}^0, \alpha_1, \alpha_2, M_{\pi^+ \pi^0}^2, M_{\pi^+ p}^2) dM_{\pi^+ \pi^0}^2 dM_{\pi^+ p}^2 =$$

$$= \left[\frac{(1 - \alpha_1 - \alpha_2)}{N_1} + \frac{\alpha_1 B_1(M_\rho^0, \Gamma_\rho, M_{\pi^+ \pi^0}^2)}{N_2(M_\rho^0, \Gamma_\rho)} + \frac{\alpha_2 B_2(M_{N^*}^0, \Gamma_{N^*}, M_{\pi^+ p}^2)}{N_3(M_{N^*}^0, \Gamma_{N^*})} \right] \times$$

$$\times dM_{\pi^+ \pi^0}^2 dM_{\pi^+ p}^2, \quad (2)$$

где B_1 и B_2 - релятивистские функции Брайта-Вигнера вида

$$B(M^0, \Gamma) = \frac{M^0 \Gamma}{(M^0 - M)^2 + (M^0 \Gamma)^2}$$

α_1 и α_2 - соответственно, доли сечения образования резонансов от полного сечения

$$N_1 = \iint dM_{\pi^+ \pi^0}^2 dM_{\pi^+ p}^2, N_{2,3} = \iint B_{1,2}(M^0, \Gamma, M^2) dM_{\pi^+ \pi^0}^2 dM_{\pi^+ p}^2.$$

Параметры резонансов и коэффициенты α_1 и α_2 , найденные методом максимального правдоподобия, приведены в таблице 2. Следует указать, что определенные таким образом экспериментальные значения M^0 и Γ для изобары $N_{3/2, 3/2}^0$ не являются "истинными" массой и шириной изобары. Для определения "истинных" значений нужно учесть механизм рождения и спина изобары, как это указано, например, в работе /15/.

Распределения эффективных масс, аппроксимированные функцией (2), представлены на рис. 3.

III. Рождение резонансов и модель одночастичного обмена

Реакции с образованием ρ^+ -мезона и изобары можно рассматривать как квази-двухчастичные:



Для реакций (3) и (4) были построены распределения по квадрату переданного 4-импульса $-t$, которые приведены на рис. 4а и 4б. При этом $-t = \Delta^2$ для реакции (3) определяется как $\Delta^2 = (p_{1p} - p_{2p})^2$ и для реакции (4) - как $\Delta^2 = (p_{1\pi} - p_{2\pi^0})^2$, где p_{1p} и $p_{1\pi}$ - 4-импульсы протона и π^+ -мезона до соударения, а p_{1p} и $p_{2\pi^0}$ - 4-импульсы протона и π^0 -мезона после соударения.

Можно видеть, что образование ρ^+ и N^{*++} происходит преимущественно при малом переданном импульсе. Поэтому довольно естественно предположить, что реакции (3) и (4) описываются диаграммами с одночастичным обменом, например, такими, как представленные на рис. 5.

Рассмотрим более подробно диаграмму, изображенную на рис. 5а, считая реакцию (1) двухчастичной



Амплитуда реакции (3а) дается выражением

$$T(\lambda_p, \lambda_\rho, \lambda_p, t) = V_{\pi p \rho} \frac{1}{m_\rho^2 - t} V_{p p \rho}, \quad (5)$$

где $\lambda_p, \lambda_p', \lambda_p''$ - спиновые квантовые числа p -мезона и протона до и после соударения, V_{pp} и $V_{pp'}$ - вершинные функции.

Вершинные функции могут быть записаны в следующем виде ^{/8/}:

$$V_{pp} = -\frac{1}{2m_p} g_1 [(m_{\pi^+} + m_p)^2 - t]^{1/2} [(m_{\pi^+} - m_p)^2 - t]^{1/2} \delta_0 \lambda_p' \quad (8)$$

$$V_{pp'} = g_2 2\lambda_p' \delta_{\lambda_p \lambda_p'} \sqrt{-t}.$$

В формулах (8) введены следующие обозначения: g_1 и g_2 - константы связи.

При этом константа связи для вершины pp определена из экспериментальных данных по πp -рассеянию и равна $g_1^2/4\pi = 14$; константа связи для вершины πpp оценивалась из данных по ширине p -мезона Γ_p и оказалась равной $g_2^2/4\pi = 2$ (см. например, ^{/7/}).

Дифференциальное сечение для реакции (3а) может быть записано в следующем виде:

$$d\sigma = \frac{\pi}{4p_{\text{лаб.}}^2 m_p^2} \left| \frac{T}{4\pi} \right| dt. \quad (7)$$

Вычисленное таким образом сечение приведено на рис. 6 (верхняя кривая) вместе с экспериментальными данными. Можно видеть, что экспериментальное распределение $\frac{d\sigma}{dt}$ не согласуется с рассчитанным по чисто одномезонной модели.

На этом же рисунке приведено $\frac{d\sigma}{dt}$, рассчитанное по одномезонной модели с поглощением ^{/8/} (нижняя кривая). Расчет был выполнен по программе вычисления сечений для периферической модели ^{/8/x)}. Амплитуды упругого рассеяния в начальном и конечном состоянии были аппроксимированы выражением

$$e^{2i\delta_j(\pm)} = 1 + c_{\pm} e^{-\gamma_{\pm} (x - \frac{1}{2})^2}, \quad (8)$$

где $\delta_j(\pm)$ - комплексные сдвиги фаз для упругого рассеяния в начальном (+) и конечном (-) каналах

$$c_{+} = \sigma_{\text{полн.}}^{(+)} / 4\pi A_{+} \quad \text{и} \quad \gamma_{+} = 1 / (2q^2 A_{+}),$$

где $\sigma^{(+)}$ - полное сечение $\pi^+ p$ -взаимодействий; A_{+} - параметр, описывающий угловую зависимость упругого рассеяния (т.е. $d\sigma/dt = e^{A_{+} t}$); t - квадрат четырехмерного переданного импульса; q - импульс первичной частицы в с.п.м.;

x - полный угловой момент; c_{-} и γ_{-} определены аналогично.

Параметры поглощения были выбраны согласно работе ^{/8/} и взяты равными

$$\begin{aligned} \gamma_{+} &= 0,073 & \gamma_{-} &= 0,055 \\ c_{+} &= 0,840 & c_{-} &= 1,00. \end{aligned}$$

x) Авторы благодарны А. Прохешу, выполнившему расчет.

Как видно из рисунка 6, кривая, рассчитанная по одномезонной модели с поглощением, проходит значительно ниже экспериментального распределения $d\sigma/dt$ в области p^+ -мезона; однако, если учесть, что экспериментальное распределение содержит нерезонансный фон, то можно считать, что одномезонная модель с поглощением в нашем случае удовлетворительно описывает $d\sigma/dt$ для p^+ -мезона.

IV. Анализ углового распределения продуктов распада резонансов

Изучение углового распределения продуктов распада резонансов позволяет не только определить квантовые числа распадающихся частиц, но и получить некоторые сведения о механизме их генерации. Угловое распределение удобно представить в системе покоя резонанса. При этом возникает вопрос о выборе осей координат. В случае трехчастичных реакций он осуществляется следующим образом (для определенности рассмотрим реакцию $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p \pi^0$). Для системы $\pi^+ \pi^0$ (см. рис. 7а) ось Z совпадает с направлением первичного π^+ -мезона в этой системе, ось Y проводится перпендикулярно к плоскости, образуемой векторами импульсов первичных π^+ -мезона и протона, и ось X перпендикулярна к осям Z и Y , притом так, что образуется правая система координат. В этой системе координат угол θ есть угол между вторичным π^+ -мезоном и осью Z и азимутальный угол ϕ - угол между плоскостью, в которой лежат импульсы первичного и вторичного π^+ -мезона, и плоскостью XZ .

Для системы $\pi^+ p$ (рис. 7б) в качестве оси Z выбирается направление первичного протона в этой системе - остальные оси выбираются аналогично тому, как это делается для $\pi^+ \pi^0$ системы. Угол θ в этом случае есть угол между вторичным протоном и осью Z и угол ϕ - угол между плоскостью, образуемой векторами первичного и вторичного протонов и плоскостью XZ . Таким же образом N определяются оси координат для $\pi^0 p$ -системы.

Такой выбор систем координат удобен при анализе углового распределения методом, развитым в работе Готтфрида и Джексона ^{/7/}.

Для того чтобы пояснить сущность метода, рассмотрим некоторую двухчастичную реакцию

$$a + b \rightarrow c + d. \quad (9)$$

Частица d со спином S распадается на частицы α и β :

$$d \rightarrow \alpha + \beta. \quad (9a)$$

Амплитуда распада частицы d с определенным значением магнитного квантового числа m в ее системе покоя дается выражением ^{/7/}

$$A_m^*(\theta_{\alpha}, \phi_{\alpha}, \lambda_{\alpha}, \lambda_{\beta}) = \sqrt{\frac{2S+1}{4\pi}} e^{i(m-\lambda)\phi} d_{m\lambda}^*(\theta) M(S, \lambda_{\alpha}, \lambda_{\beta}). \quad (10)$$

Здесь λ_α и λ_β - спиральности частиц α и β , т.е. проекции спина частиц α и β на направление их импульса; $\lambda = \lambda_\alpha - \lambda_\beta$; выражение для функций $d_{m\lambda}^s(\theta)$ содержится в работе Якоба и Вика^{/10/}.

Состояние частицы d до ее распада описывается, вообще говоря, спиновой матрицей плотности размерности $(2S+1)$ с матричными элементами $\rho_{mm'}$, где m и m' изменяются от $-s$ до $+s$. Матрица плотности зависит от механизма образования частицы d , в частности, в полюсной модели - от свойств обменной частицы.

Отметим некоторые важные свойства матрицы плотности.

а) Шпур ее равен единице:

$$\text{Sp } \rho = \sum \rho_{mm} = 1; \quad (11)$$

б) матрица плотности эрмитова

$$\rho^{+} = \rho, \quad \rho_{mm'} = \rho_{m'm}^*; \quad (12)$$

в) при условии сохранения пространственной четности в процессах с неполяризованными частицами

$$\rho_{mm'} = (-1)^{m-m'} \rho_{-m, -m'}. \quad (13)$$

Угловые распределения продуктов распада d частицы выражаются через амплитуды (10) и матрицу плотности^{/7/}:

$$W(\theta, \phi) = \sum_{\lambda_\alpha \lambda_\beta} \sum_{m m'} A_m^s(\lambda, \lambda') A_m^{s*}(\lambda_\alpha, \lambda_\beta) \rho_{mm'}. \quad (14)$$

Таким образом, изучая угловые распределения продуктов распада резонанса, можно определить элементы матрицы плотности и, следовательно, характеристики механизма взаимодействия.

Перейдем теперь к рассмотрению реакций (3) и (4). В реакции (3) образуется ρ^+ -мезон, спин которого хорошо известен и равен единице. Следовательно, матрица плотности его будет иметь размерность (3×3) . Используя свойства матрицы плотности, ее можно записать в следующем виде:

$$\rho = \begin{pmatrix} \frac{1}{2}(1 - \rho_{00}) & \rho_{10} & \rho_{1,-1} \\ \rho_{10}^* & \rho_{00} & -\rho_{10}^* \\ \rho_{1,-1} & -\rho_{10} & \frac{1}{2}(1 - \rho_{00}) \end{pmatrix}. \quad (15)$$

Распад ρ^+ -мезона происходит на π -мезоны, т.е. бесспиновые частицы, поэтому

$$A_m^s(\theta, \phi) = Y_{1m}(\theta, \phi), \quad (16)$$

где Y_{1m} - шаровая функция.

Угловые распределения π -мезона $W(\theta, \phi)$ можно получить, подставив (15) и (16) в (14).

$$W(\theta, \phi) = \frac{3}{4\pi} \left\{ \frac{1}{2}(1 - \rho_{00}) + \frac{1}{2}(3\rho_{00} - 1) \cos^2 \theta - \right. \\ \left. - \rho_{1,-1} \sin^2 \theta \cos 2\phi - \sqrt{2} \text{Re } \rho_{10} \sin 2\theta \cos \phi \right\}. \quad (17)$$

Аналогичным образом можно получить угловое распределение протона при распаде изобары (4):

$$W(\theta, \phi) = \frac{3}{4\pi} \left\{ \frac{1}{6}(1 + 4\rho_{33}) + \frac{1}{2}(1 - 4\rho_{33}) \cos^2 \theta - \right. \\ \left. - \frac{2}{\sqrt{3}} \text{Re } \rho_{3,-1} \sin^2 \theta \cos 2\phi - \frac{2}{\sqrt{3}} \text{Re } \rho_{31} \sin 2\theta \cos \phi \right\}. \quad (18)$$

Для того чтобы определить элементы $\rho_{mm'}$, удобно воспользоваться следующими соотношениями для распада ρ -мезона:

$$\overline{\cos^2 \theta} = \frac{1}{5}(1 + 2\rho_{00}) \\ \overline{\sin^2 \theta \cos 2\phi} = -4/5 \rho_{1,-1} \\ \overline{\sin 2\theta \cos \phi} = -\frac{4\sqrt{2}}{5} \text{Re } \rho_{10} \quad (19)$$

и для распада изобары:

$$\overline{\cos^2 \theta} = -\frac{1}{15}(7 - 8\rho_{33}) \\ \overline{\sin^2 \theta \cos 2\phi} = -\frac{8}{5\sqrt{3}} \text{Re } \rho_{3,-1} \\ \overline{\sin 2\theta \cos \phi} = -\frac{8}{5\sqrt{3}} \text{Re } \rho_{31}. \quad (20)$$

Относительно величин $\rho_{mm'}$ можно сделать некоторые предсказания, основываясь, например, на полюсном приближении. Если предположить, что образование ρ^+ -мезона происходит согласно диаграмме рис. 5а, т.е. путем обмена π -мезоном, то

$$\rho_{\pm 1, m} = \rho_{m, \pm 1} = 0 \\ \rho_{00} = 1. \quad (21)$$

Образование изобары путем ρ -мезонного обмена (рис. 5б) приводит к следующим значениям $\rho_{mm'}$ ^{/8/}:

$$\rho_{33} = \frac{3}{8} \quad \operatorname{Re} \rho_{3,-1} = \frac{\sqrt{3}}{8} \quad \operatorname{Re} \rho_{31} = 0. \quad (22)$$

V. Экспериментальное определение элементов матрицы плотности

Среди событий типа (1) были отобраны взаимодействия, для которых эффективная масса $\pi^+\pi^0$ -системы попала в область ρ^+ -мезона ($680 < M_{\pi^+\pi^0} < 800$ Мэв). Кроме того в дальнейшем рассматривались только события с малым переданным импульсом $-t < 0,3$ (Гэв)². Эти взаимодействия естественно считать периферическими. Угловые распределения по θ и ϕ для указанных событий приведены на рис. 8. Распределение по θ может быть описано зависимостью $W(\theta) = a + b \cos^2 \theta$ с величинами a и b равными 14 и 38 соответственно, а распределение по ϕ практически изотропно^{х)}.

Прежде чем перейти к вычислению матричных элементов $\rho_{mm'}$, следует указать на то, что существует определенная трудность, связанная с интерференцией амплитуд образования ρ^+ -мезона и N^{*++} изобары, которая возможна в области $abcd$ диаграммы Далитта (рис. 9). Для оценки количества "истинных" ρ^+ -мезонов в этой области мы воспользовались методом "переселения", предложенным в работе^{/12/}.

Проведенная этим методом оценка показала, что количество изобар в этой области невелико. Поэтому при вычислениях элементов $\rho_{mm'}$ для ρ^+ -мезона были использованы все события с эффективными массами внутри указанных пределов. Для ρ^+ -мезона вычисления проводились по формулам (19). Для изобары события в области $abcd$ были исключены, и величины $\rho_{mm'}$ вычислены согласно (20).

Полученные результаты вместе с данными других авторов, полученных при близких энергиях, приведены в таблице III.

Там же приведены значения $\rho_{mm'}$ для одноипсионной модели и модели с поглощением.

Из таблицы III можно видеть, что для ρ -мезона ρ_{00} сильно отличается от чистой одноипсионной модели. Однако модель поглощения предсказывает более близкие к экспериментальным данным значения.

Это обстоятельство вместе с распределением по $-t$ (см. рис. 4а и рис. 4б) является свидетельством того, что для реакции $\pi^+p \rightarrow \rho^+p$ амплитуда π -мезонного обмена может вносить существенный вклад.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить начальника криогенного отдела ЛВЭ доктора технических наук А.Г. Зельдовича, а также сотрудников

х) Угол ϕ является углом Треймана-Янга^{/11/}, и изотропия по этому углу указывает по критерию Треймана-Янга на возможность одноипсионного обмена в реакции (3а).

этого отдела и НЭО ЛВЭ за обеспечение эксплуатации камеры. Авторы благодарят сотрудников ВЦ ОИЯИ И.Н. Силина, Г.Н. Тентюкову, А.Д. Макаренкову, Н.С. Новикову, и Т.В. Рыльцеву за помощь в проведении расчетов и сотрудник ЛВЭ С.А. Воробьеву и В. Манкову, а также группы лаборантов измерителей и просмотриц за помощь при обработке материала.

Авторы признательны Г.И. Копылову и В.Л. Любошицу за полезные дискуссии.

Болгарская группа авторов благодарит профессора П.К. Маркова за постоянный интерес к работе и помощь.

Л и т е р а т у р а

1. А.В. Белоногов, Е.И. Дьячков, А.Г. Зельдович, А.М. Мойсеев, М.Д. Шафранов. Препринт ОИЯИ 2254 (1965).
2. А.С. Вовенко, Г.Г. Воробьев, А.Д. Кириллов, В.В. Миллер, А.М. Мойсеев, М.Д. Шафранов. XII Международная конференция по физике высоких энергий 2, 553.
3. О.В. Благодирова и др. Препринт ОИЯИ 2005, Дубна 1965.
4. А.Д. Макаренкова, А.М. Мойсеев. Препринт ОИЯИ 2263, Дубна 1965.
5. З.М. Иванченко, А.Ф. Лукьянцев, В.И. Мороз, А.Д. Макаренкова, Г.Н. Тентюкова. Препринт ОИЯИ Р-2399, Дубна 1965.
6. J. D. Jackson. M. Phipps Nuovo Cim. 33 906 (1964).
7. K. Gottfried, J. D. Jackson Nuovo Cim. 34, 735 (1964).
8. R. Keyser. CERN DD/CO/66/3.
9. J. D. Jackson, I. T. Donohue, K. Gottfried, R. Keyser V. Svensson Phys. Rev. 139 B 428 (1965).
10. M. Jacob, G. Wick Ann. Phys. 7, 404 (1959).
11. S. B. Treiman, C. N. Yang. Phys. Rev. Letters 8, 140 (1962).
12. P. Ehrhard. M. Phipps Phys. Rev. Lett. 10, 351 (1963).
13. C. Alff Steinberger Phys. Rev. 145, 1072 (1966).
14. ABBVHLM-Collaboration. Nuovo Cim. 34, 495 (1965).
Nuovo Cim. 35, 659 (1965).
15. J. D. Jackson. Nuovo Cim., 34, 1644 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел
27 октября 1966 г.

	Γ (Гэв)	M^0 (Гэв)	$a\%$
ρ^+	$0,128 \pm 0,015$	$0,787 \pm 0,007$	$(85,2 \pm 2,9)\%$
$N^{+}_{3/2, 3/2}$	$0,08 \pm 0,012$	$1,23 \pm 0,005$	$(10,2 \pm 1,5)\%$

Таблица III

ρ Гэв/с	$\pi^+ p \rightarrow \rho \rho^+$			$\pi^+ p \rightarrow N^{++} \pi^0$		
	ρ_{00}	$\rho_{1,-1}$	$Re \rho_{10}$	ρ_{33}	$Re \rho_{3,-1}$	$Re \rho_{31}$
$2,95-2,90/13/$	$0,547 \pm 0,038$					
$4,0/14/$	$0,70 \pm 0,08$	$0,17 \pm 0,08$	$-0,074 \pm 0,070$	$0,40 \pm 0,08$	$0,21 \pm 0,08$	$-0,028 \pm 0,072$
2,34 (данная работа)	$0,850 \pm 0,031$	$0,088 \pm 0,041$	$0,085 \pm 0,034$	$0,25 \pm 0,03$	$0,035 \pm 0,04$	$0,003 \pm 0,035$
Одномезонная модель	1	0	0	0,375	0,218	0
Модель с поглощением	0,7	0,04	-0,1	0,2	0,22	0,05

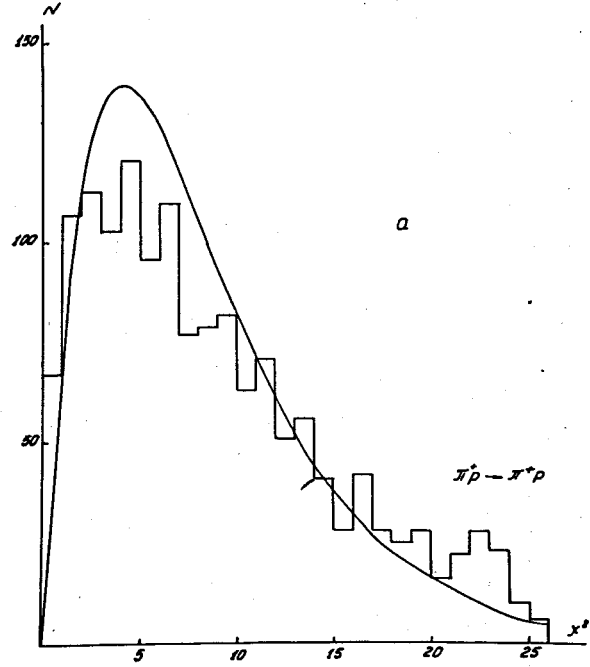


Рис. 1а. Распределение по χ^2 для реакции $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p$. Сплошная кривая - теоретическое значение χ^2 -распределения.

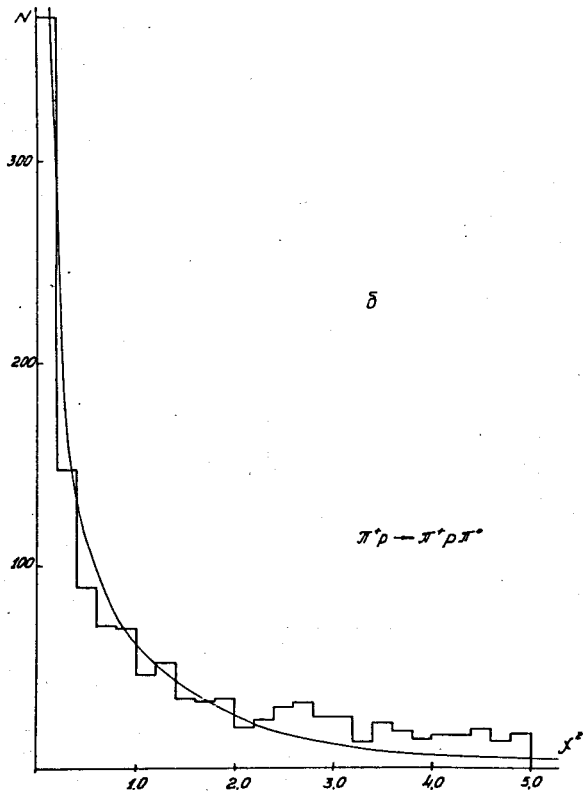


Рис. 16. Распределение по χ^2 для реакции $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p \pi^0$. Сплошная кривая - теоретическое значение χ^2 - распределения.

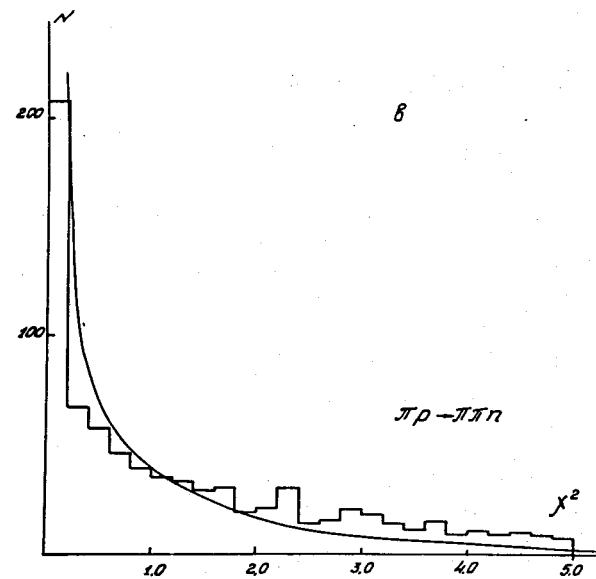


Рис. 1в. Распределение по χ^2 для различных каналов реакции $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$. Сплошная кривая - теоретическое значение χ^2 - распределения.

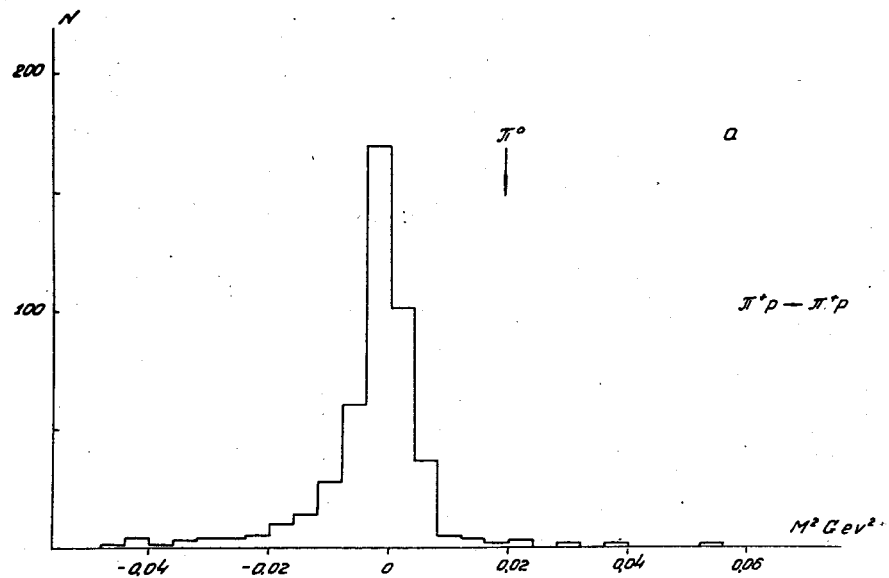


Рис. 2а. Распределение квадратов недостающих масс для упругих событий $\pi^+p \rightarrow \pi^+p$.

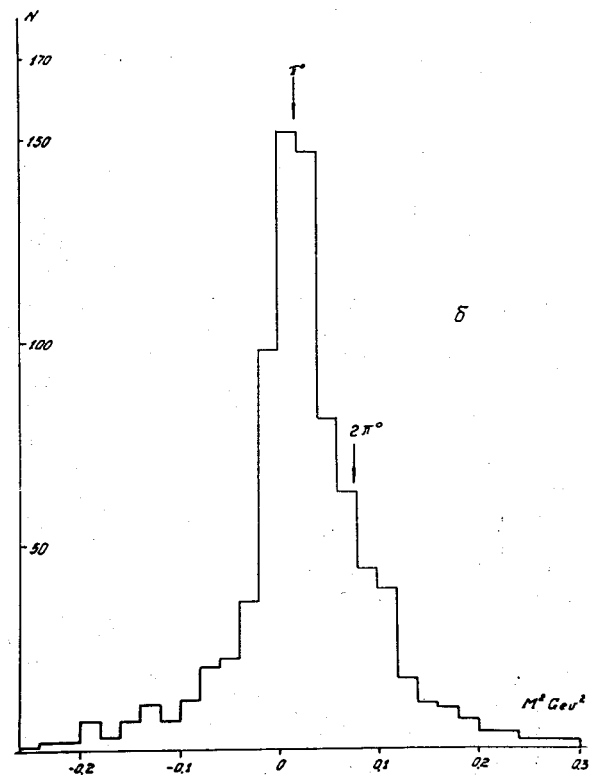


Рис. 2б. Распределение квадратов недостающих масс для неупругих событий $\pi^+p \rightarrow \pi^+p\pi^0$.

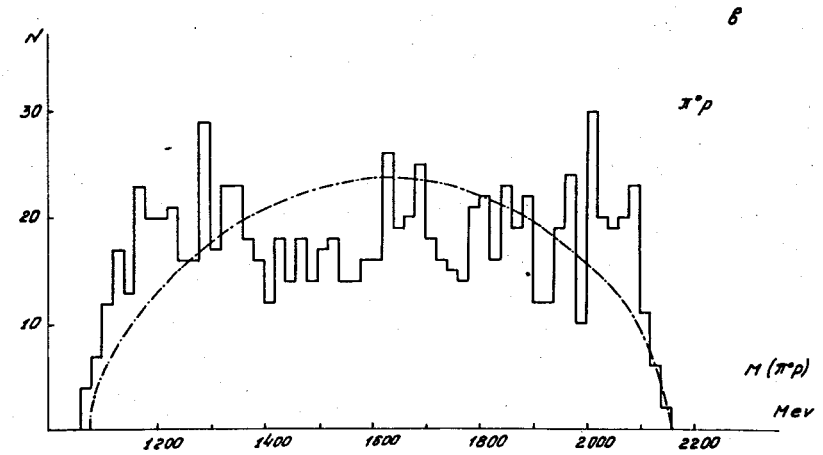
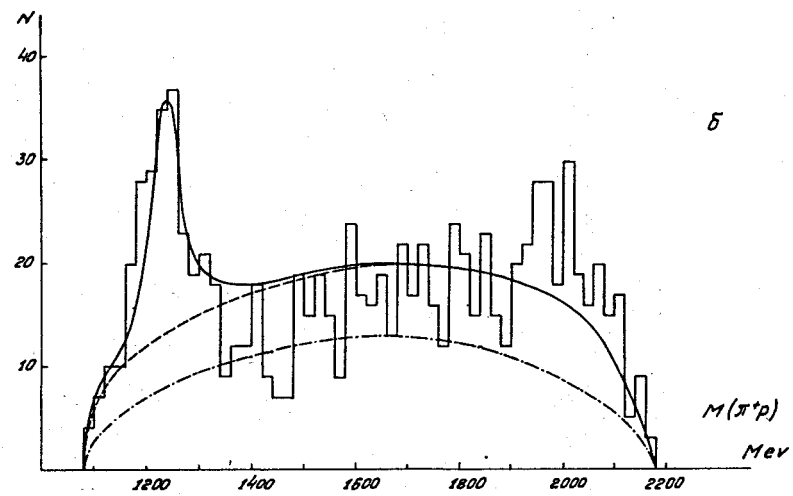
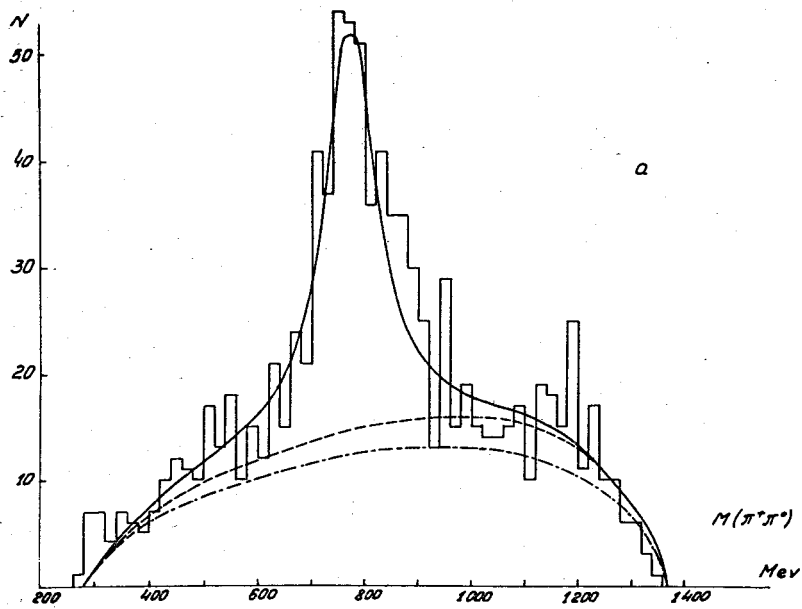


Рис. 3в. Распределение по эффективным массам для $\pi^+ p^0$ комбинации.

Рис. 3. Распределение по эффективным массам комбинаций:
 а) $M_{\pi^+ \pi^0}$, б) $M_{\pi^+ \pi^+}$ для реакции $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p \pi^0$.
 Сплошная кривая на рис. 3а - проекция на ось $M_{\pi^+ \pi^0}$ функции (2) с параметрами таблицы II, штрих-пунктирная кривая - фазовый объем для $M_{\pi^+ \pi^0}$, штриховая кривая - фазовый объем плюс проекция изобары $N_{3/2, 3/2}^*$; кривые на остальных рисунках имеют те же значения.

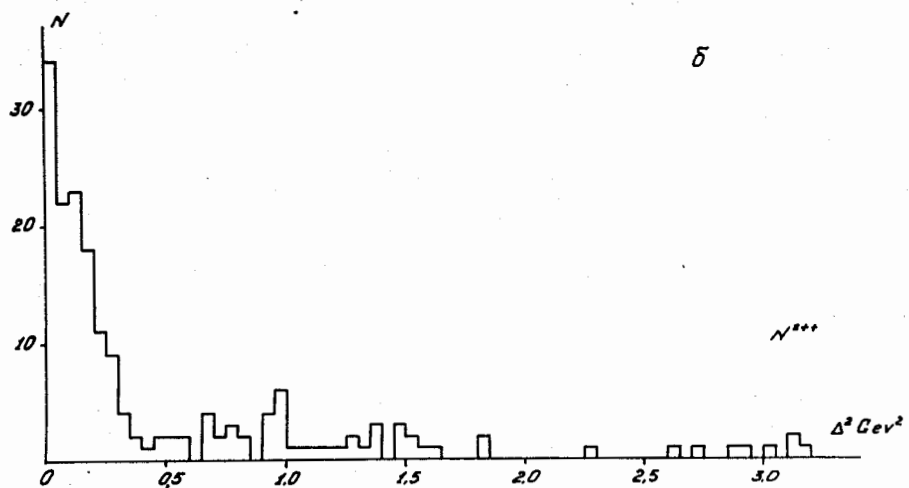
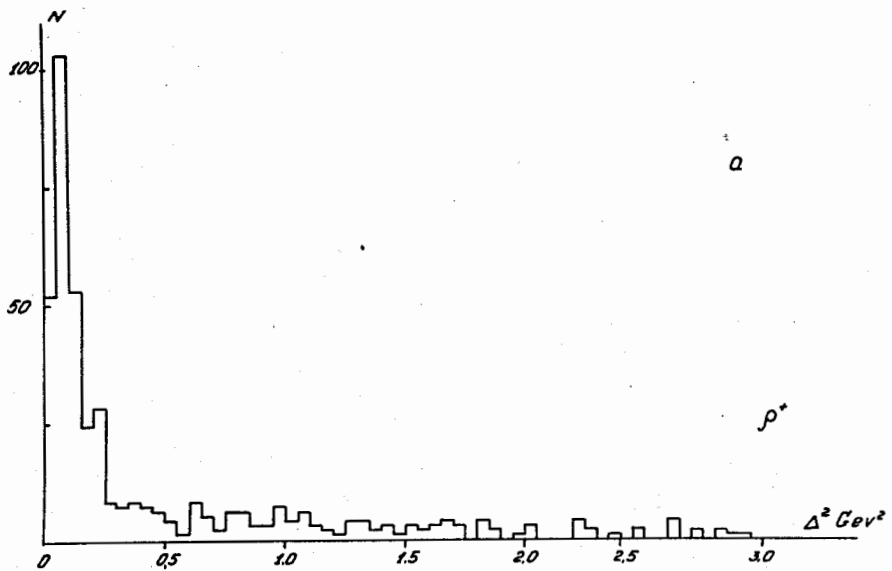


Рис. 4. Распределение по квадрату 4-мерного переданного импульса;
а) для ρ^+ ; б) изобары $N_{3/2, 3/2}^*$.

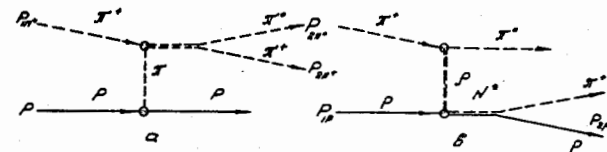


Рис. 5. Одномезонные диаграммы для процессов рождения.
а) ρ^+ -мезона; б) изобары $N_{3/2, 3/2}^*$.

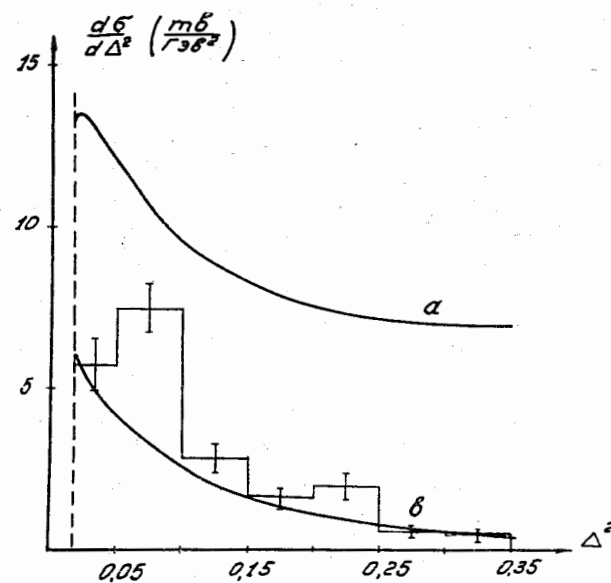


Рис. 6. Зависимость дифференциального сечения $d\sigma/d\Delta^2$ для $\Delta^2 < 0,3 \text{ ГэВ}^2$.
Кривая а - рассчитана по модели однопионного обмена, кривая б - по модели с поглощением.

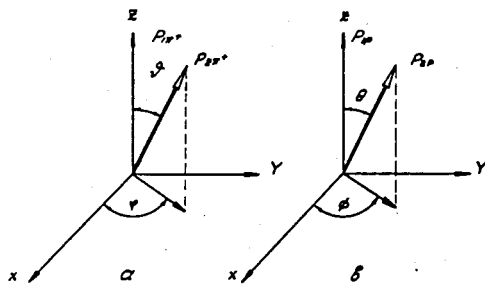


Рис. 7. Расположение координатных осей в системе покоя.
а) ρ^+ -мезона, б) изобары $N_{3/2,3/2}^*$.

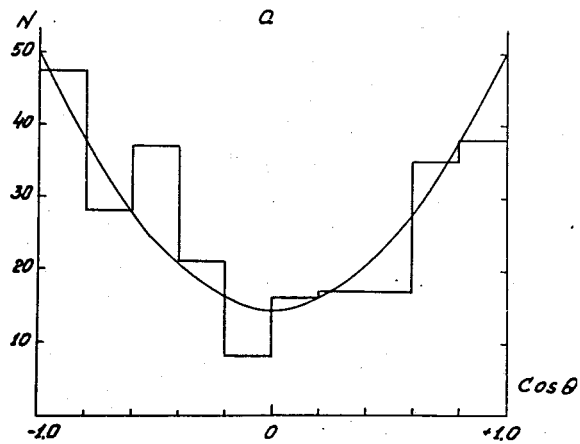
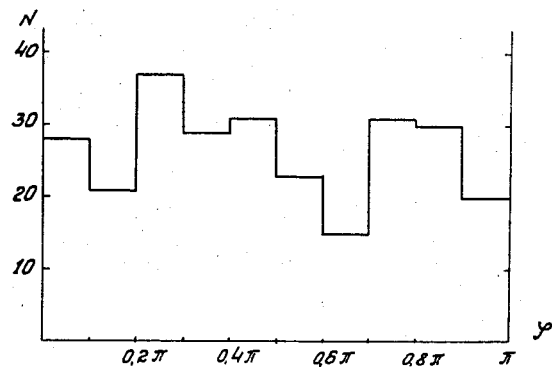
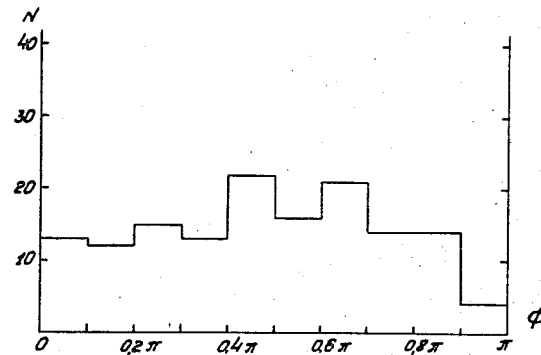


Рис. 8а. Угловые распределения для ρ^+ -мезона по углам θ и ϕ .



б

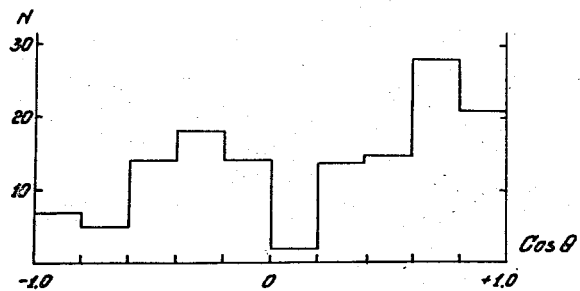


Рис. 8б. Угловые распределения для изобар $N_{3/2,3/2}^*$ по углам θ и ϕ .

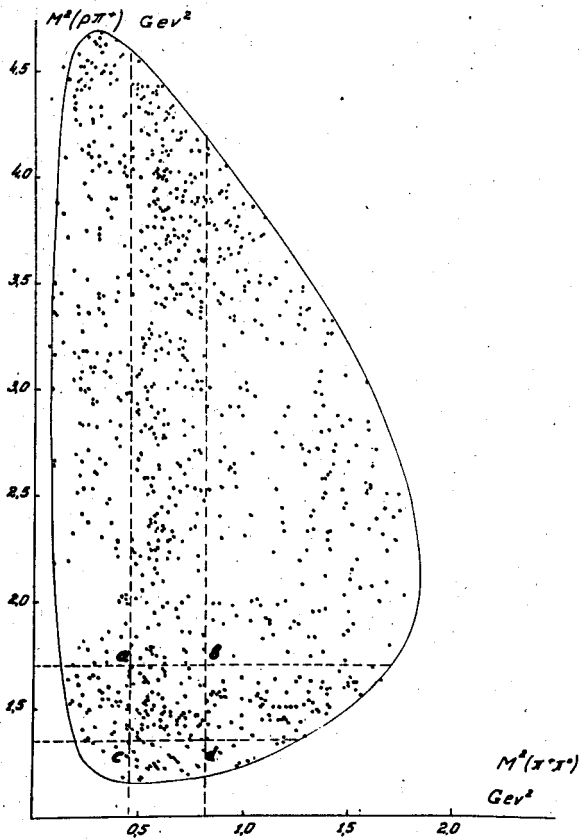


Рис. 9. Диаграмма Далитца для реакции $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^0 p$.