

С 346.6

Ч-624

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ



JOINT
INSTITUTE
FOR NUCLEAR
RESEARCH

Москва, Главпочтамт п/я 79

Head Post Office, P.O. Box 79, Moscow USSR

МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ ПО ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ
Дубна 5-15 августа 1964 г.

THE 1964 INTERNATIONAL CONFERENCE ON HIGH ENERGY PHYSICS

Dubna, August 5-15.

P-1887

РЕЗОНАНСЫ С НУЛЕВОЙ СТРАННОСТЬЮ

Раппортер С.Я. Никитин

Секретари: С.А. Бунятов, Л.Г. Ландсберг,
К. Мариш, В.М. Шехтер

Дубна 1964

P-1887

РЕЗОНАНСЫ С НУЛЕВОЙ СТРАННОСТЬЮ

Репортер С.Я. Никитин

Секретари: С.А. Бунятов, Л.Г. Ландсберг,
К. Мариш, В.М. Шехтер

2879/1, ч. 4.

ОБЩЕСТВЕННЫЙ ДОСТУП
ДОКУМЕНТАЛЬНЫМ ДОКУМЕНТАМ
ИЛИ ПОДЛЕЖАТ

Настоящее издание имеет значение
предварительной публикации.

В целях быстрого выхода в свет
докладов они печатаются в том виде,
как их представили раппортеры.

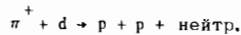
Вследствие очень большого объема представленного материала (61 работа) мы вынуждены заметно ограничить тематику устного доклада.

Основное внимание в докладе будет уделено рассмотрению экспериментальных данных по резонансам с нулевой странностью с точки зрения их квантовых чисел и наблюдения их в различных реакциях.

В окончательном тексте доклада будет проведен подробный обзор всех работ.

η^0 - мезон

В работах /1-3/ исследовалась энергетическая зависимость дифференциального сечения рождения η^0 -мезонов в интервале 500-1300 Мэв. Реакция $\pi^- + p \rightarrow \eta^0 + n$ исследовалась с помощью искровых камер, путем наблюдения $\eta^0 \rightarrow 2\gamma$ распадов /1,2/; в работе /3/ с помощью пузырьковой камеры изучалась реакция



Комбинированные результаты по энергетической зависимости полного сечения рождения η^0 -мезонов, полученные в работах /1,2/, представлены на рис. 1.

Результаты работ /1,2/ находятся в близком согласии. Энергетическая зависимость сечения рождения η^0 в реакции $\pi^+ n \rightarrow \eta^0 p$ представлена на рис. 2.

Угловые распределения η^0 -мезонов от реакции $\pi^- p \rightarrow \eta^0 n$, грубо говоря, до 900-1000 Мэв совместимы с изотропным распределением. При больших энергиях распределение делается заметно анизотропным. Такое поведение указывает на то, что при малых энергиях рождение η^0 -мезонов обуславливается в основном S-состоянием, при энергиях больше 900-1000 Мэв заметную роль начинает играть p-волна.

ρ - мезон

Данные по исследованию распределения масс в системе двух π -мезонов, представленные на конференцию, крайне противоречивы. В работе /4/ авторы, исследуя реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^- p$ при 2,1 Гэв, изучали распределение масс $\pi^+ \pi^-$ -мезонов при различных переданных импульсах. При отборе событий с $300 < \Delta < 500$ Мэв в распределении $\pi^- \pi^+$ -мезонов наблюдается заметный избыток событий над пиком ρ -мезона вблизи массы ω -мезона $M_{\pi\pi} = 785$ Мэв, что авторами интерпретируется как "наиболее громкий голос" в пользу $\omega\rho$ -интерференции (рис. 3).

С другой стороны, в работе /8/ исследовалось распределение масс дипионов в интервале масс 450-1000 Мэв при импульсе 1,6 Гэв/с в реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ n$ с помощью двойного магнитного спектрометра и искровых камер.

Геометрия установки отбирала в основном события с малым переданным импульсом. В терминах $\pi-\pi$ взаимодействия отбор событий соответствовал измерению дифференциального сечения $\frac{d\sigma}{d\text{Cos}\theta_{\pi\pi}}$ при углах, близких к 90° .

Точность в определении массы дилпиона соответствовала гауссову распределению с шириной 4 Мэв.

Полученное распределение $\pi(\pi^+\pi^-)$ для $\Lambda \leq \Lambda_{\min} + 2\mu$ и $(\cos\theta_{\pi\pi}) \leq 0,4$ представлено на рис. 4. Никаких других резонансов, кроме ρ -мезона, со значением массы 750 Мэв не наблюдается. Оценка возможного эффекта $\omega \rightarrow 2\pi$ приводит к значению $\frac{\omega \rightarrow 2\pi}{\omega \rightarrow \text{все}} \cdot (-0,2 \pm 1,1)\%$ в резком противоречии с результатами работы /4/

Дифференциальное сечение $\pi-\pi$ взаимодействия для $|\cos\theta_{\pi\pi}| < 0,2$ представлено на рис. 5.

В работе /7/ с помощью искровой камеры и магнитного спектрометра исследовался спектр масс дилпионов в $\pi^-\pi^+$ -столкновениях при 4 Гэв/с. Спектр масс дилпионов при малых переданных импульсах ($\Lambda^2 \leq 9\mu^2$) представлен на рис. 6 и обнаруживает два четких максимума в области 700–800 Мэв при значении масс ≈ 720 и ≈ 780 Мэв с ширинами ≈ 80 Мэв. Среднее значение массы в области этих двух максимумов близко к общепринятому значению массы ρ -мезона. Статистически полученное распределение несовместимо с предположением о наличии одного резонанса (вероятность отсутствия расщепления, по оценкам авторов, составляет около 1/200).

При больших переданных импульсах ($\Lambda^2 > 9\mu^2$) расщепление, обнаруживаемое при меньших переданных импульсах, не наблюдается (см. рис. 7). Авторы не делают никаких комментариев к возможной интерпретации наблюдаемого расщепления максимума при $M_{\pi\pi} \approx 760$ Мэв.

В работе Джонса и др. /5/ исследовался спектр масс двухбозонных систем, образованных первичными π -мезонами с импульсом 12 и 18 Гэв/с. Эксперимент проводился с помощью искровых камер и магнитного спектрометра. Получены дифференциальные сечения образования ρ^0 -мезона в различных интервалах передаваемого импульса. В спектре масс двухбозонных систем в области массы ρ^0 -мезона, по-видимому, наблюдается некоторая структура (см. рис. 8).

В работе /9/ исследовалась реакция $\pi^+\rho^- \rightarrow \rho^+\pi^-$ в канале $\pi^+\rho^- \rightarrow \rho^+\rho^-$. При исследовании спектра масс дилпионов в зависимости от переданного импульса обнаружено довольно заметное смещение положения пика, соответствующего ρ -мезону.

При $\Lambda^2 \leq 4\mu^2$

$$M_1(\rho) = 760 \pm 9 \text{ Мэв}, \quad \Gamma_1(\rho) = 77 \pm 20 \text{ Мэв};$$

$$\text{при } 4\mu^2 < \Lambda^2 < 20\mu^2$$

$$M_2(\rho) = 780 \pm 6 \text{ Мэв}, \quad \Gamma_2(\rho) = 77 \pm 20 \text{ Мэв};$$

при $\Delta^2 > 20 \mu^2$

$$M_3(\rho) = 788 \pm 8 \text{ Мэв,}$$

$$\Gamma_3(\rho) = 67 \pm 25 \text{ Мэв.}$$

Вторым результатом, который заслуживает особого обсуждения, является аномально малое значение ширины ρ -мезона.

Авторы указывают на совпадение полученных ими результатов по смещению положения ρ -мезона с неопубликованными результатами Мичиганской группы (см. рис. 9 и 10), а также на возможность интерпретации полученных данных по смещению положения ρ -мезона в терминах работы Росса и Шоу^{x/}.

Авторы не комментируют причины разногласия между полученными ими данными и данными многих других авторов.

Обрисованная кратко ситуация с массовым распределением дипионов в области ~ 750 Мэв не имеет в настоящее время какой-либо разумной интерпретации. Наличие любого из трех перечисленных эффектов (наличие структуры максимума при $M_{\pi\pi} \sim 760$ Мэв, смещения положения ρ -мезона и аномально малая ширина ρ -мезона) не может считаться сколько-нибудь достоверно установленным. Здесь требуется дальнейшая экспериментальная работа.

В работе^{/28/} было обнаружено рождение ρ -мезона совместно со странными частицами в реакциях



Рождение ρ -мезона наблюдается в событиях с 4 заряженными π -мезонами. Сечение рождения ρ -мезонов с Λ^0 -гипероном составляет $(74 \pm 28) 10^{-30} \text{ см}^2$.

В реакции с образованием $K\bar{K}$ -пар ρ -мезон наблюдается в 14% событий.

Обращает на себя внимание, что в интервале переданных импульсов до $\Delta \leq 1100$ Мэв сечение рождения ρ -мезона практически не зависит от переданного импульса (рис. 11).

f^0 -мезон

Вопрос о свойствах f^0 -мезона в настоящее время может считаться в основном разрешенным.

Значение изотопического слага, равное нулю, поставленное под сомнение в извест-

^{x/} M. Ross and G. Shaw. Phys. Rev. Lett., **12**, 627, 1964.

ной работе Ксуонга и др., подтвердилось окончательно благодаря обнаружению и исследованию нейтральных сильных распадов f^0 -мезона в отношении, близком к

$$R = \frac{f^0(\pi^0\pi^0)}{f^0(\pi^+\pi^-)} \approx 1/5,$$

следующему из изотопических соотношений.

В таблице 1 приведены значения R , полученные в работах, представленных на конференцию.

Из наблюдений нейтральных распадов f^0 -мезона однозначно следует, что изотопический спин f^0 -мезона равен нулю.

Исследование углового распределения π -мезонов в случае распада f^0 -мезона показывает, что оно существенно анизотропно. Анализ угловых распределений, полученных в работах ^{13/}, согласуется с существенным преобладанием D -волн.

В работе (10) проведена попытка выделения резонансной амплитуды, соответствующей f^0 -мезону, анализируя π - π рассеяние. Результаты анализа, проведенного для событий с малым переданным импульсом ($\Delta^2 < 20 \mu^2$), в предположении справедливости модели однофотонного обмена и в предположении, что f^0 -мезон можно рассматривать как $\pi\pi$ -резонанс в упругом рассеянии, приведены на

рис. 12 а,б,в. D -волна в области f^0 -мезона быстро возрастает, как это наблюдается в случае $\pi^+-\pi^-$ рассеяния (и, возможно, соответствует состоянию $I=2$).

S -волна обнаруживается в состояниях с $I=0$ и $I=2$ и имеет небольшой максимум в области f^0 -мезона.

Полученное в работе (11) угловое распределение не может быть согласовано с наличием только чистой D -волны (рис. 13).

Вопрос об угловом распределении π -мезонов от распада f^0 -мезона не может считаться окончательно выясненным.

В работе (40) произведена оценка значения относительной вероятности распада f^0 -мезона на $K\bar{K}$ -мезоны. Полученное значение равно

$$R' = \frac{f^0 \rightarrow K\bar{K}}{f^0 \rightarrow \pi\pi} \leq 2,1 \pm 1,2\%.$$

Если f^0 является унитарным синглетом, то ожидаемое теоретическое значение для R' равно 4,8%^{х/}. Если f^0 является членом унитарного мультиплетта, то $R' = 1,2\%$. Вышеприведенная оценка говорит скорее в пользу того, что f^0 -мезон является членом мультиплетта.

х/ См. доклад И.Я. Померанчука, Б.Л. Иоффе и И.Ю. Кобзарева на конференции.

$\pi\pi\eta$ -резонанс был недавно обнаружен Берклиевской и Брукхейвенской группами при исследовании реакций: $K^- + p \rightarrow \Lambda + N$, где N - нейтральная недостающая масса

$$\left. \begin{array}{l} \pi^+ \pi^- \\ \pi^+ \pi^- \pi^0 \\ \pi^+ \pi^- \text{ нейтр.} \\ 2\pi^+ 2\pi^- \\ 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0 \\ 2\pi^+ 2\pi^- \text{ нейтр.} \\ 3\pi^+ 3\pi^- \\ N = \text{нейтр.} \\ 2\pi^+ 2\pi^- \pi^0 \\ \pi^+ \pi^- \text{ нейтр.} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{при } P_{k^-} = 2,45 ; 2,63 ; 2,70 \text{ ГэВ/с} \\ \text{при } P_{k^-} = 2,3 \text{ ГэВ/с} \end{array}$$

В упомянутых работах было обнаружено существование резонанса в $\pi^+ \pi^- \eta$ -системе с массой и шириной, равными $M_{\pi^+ \pi^- \eta} = (959 \pm 2) \text{ МэВ}$ и $\Gamma \leq 12 \text{ МэВ}$ со следующими свойствами:

- 1) основной распад происходит на $\pi^+ \pi^- \eta$ -мезоны;
- 2) распады на $\pi^+ \pi^-$, $\pi^+ \pi^- \pi^0$, $2\pi^+ 2\pi^-$, $2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$ и $3\pi^+ + 3\pi^-$ не наблюдаются;
- 3) изотопический спин $I = 0$;
- 4) $\pi^+ \pi^- \eta$ -резонанс рождается при малых переданных импульсах.

В двух работах, представленных на конференцию, проведено определение квантовых чисел $\pi\pi\eta$ -резонанса.

Ввиду новизны вопроса мы рассмотрим эти две работы несколько подробнее.

В таблице 2 приведены простейшие матричные элементы и угловые распределения для распадов $\pi\pi\eta$ -мезона.

Наблюдаемое угловое распределение (рис. 14) практически изотропно, что исключает значение $\mathcal{J}^P = 1^-$ и 2^+ для $C = \pm 1$ и $\mathcal{J} = 0$ для $C = -1$.

(Для $\pi\pi\eta$ - системы с $I = 0$ возможны любые значения \mathcal{J}^P , кроме 0^+).

Отсутствие подъема при малых или больших значениях $M^2(\pi^+ \pi^-)$ делает маловероятным значение $\mathcal{J}^P = 1^-$.

Наблюдение $\pi^+ \pi^- \eta$ распада позволяет еще больше сократить число возможных вариантов \mathcal{J}^P

График Далица для $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ распадов приведен на рис. 15 и обнаруживает

очевидную резкую неравномерность заселенности. В таблице 3 приведены простейшие матричные элементы для $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ распада, из рассмотрения которых следует, что наблюдаемое распределение совместимо с $J^{PG} = 0^{-+}$ (возможно состояние 2^{-+} , а состояния 1^{++} и 1^{-+} исключаются). Наблюдаемое уменьшение плотности заселенности при больших энергиях γ -квантов влечет за собой необходимость существенного взаимодействия $\pi^+ \pi^-$ -мезонов в конечном состоянии, которое может быть представлено только ρ -мезоном. Таким образом, $J^{PG} = 0^{-+}$ исключается видом графика Далица, и авторы приходят к выводу, что $J^{PG} = 0^{-+}$.

Отсутствие распада на 3π -мезона, что следует из рис. 15, указывает на то, что распад на $\pi^+ \pi^- \eta$ не является электромагнитным распадом.

График Далица, полученный в работе /38/, приведенный на рис. 16, хорошо согласуется с предположением $I = 0$, $J^{PG} = 0^{-+}$.

Угловое распределение нормалей к плоскости распада X^0 представлено на рис. 16б, где β - полярный и ϕ - азимутальный углы в системе покоя $\pi^+ \pi^- \eta$ -мезона.

Распределение по $\cos \beta$ и $\cos \phi$ в пределах ошибок изотропно, что совместимо с $J^P = 0^{-}$.

Наконец, в работе /38/ приводятся оценки ряда парциальных вероятностей распада $\pi^+ \pi^- \eta$ -мезона

$$\begin{aligned} \frac{x^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma}{x^0 \rightarrow \pi\pi\eta} &= 0,25 \pm 0,14, \\ \frac{x^0 \rightarrow 2\pi^+ + 2\pi^-}{x^0 \rightarrow \pi\pi\eta} &= 0,00 \pm 0,04, \\ \frac{x^0 \rightarrow 3\pi}{x^0 \rightarrow \pi\pi\eta} &= 0,00 \pm 0,2. \end{aligned}$$

Усредненные значения массы и ширины $\pi\pi\eta$ -резонанса равны, по данным работ /37,38/

$$M = 957,5 \pm 1,5; \quad \Gamma \leq 4 \text{ Мэв.}$$

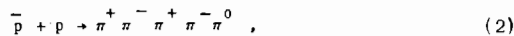
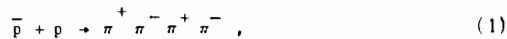
Таким образом, совокупность данных по $\pi\pi\eta$ -мезону указывает, что его квантовые числа равны $I = 0$, $J^{PG} = 0,0^{-+}$.

А - резонансы

А-резонансами принято называть резонансы в $\pi\rho$ -системе, существование которых было обнаружено группой Гольдгаберов. Наличие двух резонансов в $\pi\rho$ -системе с массами ≈ 1080 Мэв и ≈ 1300 Мэв было окончательно доказано в работе Немецко-Британского сотрудничества. Первое указание на существование резонанса в $\pi^-\pi^0\pi^0$ -системе с массой ≈ 1000 Мэв (без анализа возможного распада по $\pi\rho$ -мезонам) было получено в работе Требуховского и др.

Заклучение об изотопическом спине A_1^- и A_2^- мезонов следует из факта наблюдений A_1^\pm - и A_2^\pm -мезонов, что указывает на то, что изотопический спин может равняться 1 или 2. Значение изотопического спина $I = 1$ для A_2^- -мезона однозначно следует из наличия мод распада $A_2^- \rightarrow K\bar{K}$ и $A_2^- \rightarrow \pi\eta$.

В работе (10) приведены сведения об изотопическом спине A_1^- -мезона. Так как в работе (10) исследовалась реакция



то представлялось возможным построить распределения по эффективным массам для $\rho^\pm \pi^\pm$ - систем, которые хорошо согласуются с кривыми фазового объема, тогда как в распределении по эффективным массам в системах $\rho^\pm \pi^\mp$ наблюдаются заметные выбросы при значениях масс A_1^- и A_2^- -мезонов. Этот результат может служить свидетельством в пользу изотопического спина A_1^- - мезона $I = 1$ (рис. 17).

Значения масс и ширина A_1^- и A_2^- -мезонов приведены в таблице 4.

Характерной особенностью механизма рождения A^- -мезонов является образование их в столкновениях с малым передаваемым импульсом.

Значительные усилия приложены к определению квантовых чисел A_1^- и A_2^- - резонансов, причем наибольшая ясность в этом вопросе существует для A_2^- -мезона.

В работе Берклиевской группы^{x/} из анализа графика Далица в координатах $M|\pi^+\pi^-| - M|\pi^+\pi^-|$ для событий $\pi^-\bar{p} \rightarrow p + A_2^- \rightarrow p + \pi^+\pi^-\pi^-$

был сделан вывод о предпочтительности значений $J^{PG} = 2^{+-}$. Наблюдения в той же работе мод распада $A_2^- \rightarrow K^0\bar{K}^0$ и $A_2^- \rightarrow K^+K^-$, относительная вероятность которых составляет $R = \frac{A_2^- \rightarrow K\bar{K}}{A_2^- \rightarrow \pi\rho} = 30 \pm 7\%$, позволяют однозначно приписать

A_2^- значение $J^{PG} = 2^{+-}$.

Распад A_2^- - резонанса на $K\bar{K}$ -мезоны исследовался в работе^{/50/} с помощью ксенон-фреоновой камеры. Полученное распределение эффективных масс $K\bar{K}$ -мезонов приведено на рис. 18.

В работе^{/15/} определение спина и четности A_2^- - резонанса производилось путем исследования распределения плотности заселенности полос ρ^- -мезонов на графике Далица.

^{x/} S.U.Chung et al. Phys. Rev. Lett., 12, 621(1964).

Полученное распределение наилучшим образом соответствует значению $J^P = 2^+$ хотя исключить значения 1^+ ($l = 0$) и 2^- , по данным работы (15), невозможно (рис. 19 и 20).

В работе (19) рождение A_1 - и A_2 - мезонов исследовалось в процессе аннигиляции остановившихся антипротонов.

Полученный материал был использован для определения спина и четности A_1 - и A_2 - мезонов.

Угловое распределение в распаде A_2 достаточно хорошо согласуется со значением $J^P = 2^+$ (рис. 21).

В полном согласии с выводами, следующими из угловых распределений, находятся также и данные, следующие из анализа графика Далица. На рис. 22 приведены радиальные распределения плотности и распределения вдоль осей X и Y . Все три распределения находятся в хорошем соответствии со значением $J^P = 2^+$.

Следует отметить, что вывод о равенстве $J^{PG} = 2^{+-}$, следующий из работы /10/, не опирается на наблюдения $K\bar{K}$ - распада A_2 - мезона.

Наконец, в работе /51/, исследуя рождение A_1 - и A_2 - мезонов в π^+p столкновениях при 8 Гэв/с, авторы исследовали распределение плотности в полосах ρ - мезона на графике Далица и пришли к выводу, что для A_2 - резонанса возможными значениями J^P являются 1^+ , 2^+ или 2^- (рис. 23).

На основании существующего экспериментального материала можно сделать вывод, что для A_2 - мезона квантовые числа равны $J^{PG} = 2^{+-}$.

Ситуация с квантовыми числами A_1 - резонанса несколько менее определенная. В работе /16/ исследовалась реакция $\pi^- + N \rightarrow \pi^- + \pi^+ + \pi^+ N$, где N - ядро. (Для выделения случаев такой реакции отбирались события с очень малыми переданными импульсами ($A < 150$ Мэв/с), накладывалось требование об отсутствии медленных протонов или других признаков развала ядра). В распределении эффективных масс $\pi^+ \pi^- \pi^-$ системы, приведенном на рис. 24, отчетливо виден максимум при 1,08 Гэв/с с шириной ≈ 150 Мэв, идентифицируемый как A_1 - резонанс. Проведенный анализ показывает, что наблюдаемый резонанс соответствует распаду $A_1 \rightarrow \pi\rho$.

Ввиду отсутствия кривой "фазового" объема трудно определить относительную долю случаев рождения A_1 - мезона в рассматриваемых нами реакциях. A_2 - мезон практически отсутствует, что, возможно, объясняется различной энергетической зависимостью сечений рождения A_1 - и A_2 - мезонов от энергии. Спин и четность

A_1 - мезона исследовались путем построения распределения плотности заселенности в полосе ρ - мезона на графике Далица. Полученное распределение находится в удов-

летворительном согласии со значением

$$J^P = 1^+ \quad \text{или} \quad 2^- \quad (\text{рис. 25}).$$

Предсказываемая для $J^P = 1^-$ деструктивная интерференция в области пересечения полос ρ -мезона не наблюдается.

В работе /15/ аналогично тому, как авторы поступали в случае анализа A_2 -мезона, строилось распределение плотности в полосе ρ -мезона на графике Далица, которое удовлетворительно согласуется со значением $J^P = 1^+$ или 2^- (рис. 20).

Определение спина и четности A_1 -мезона, проведенное в работе Берклиевской группы^{x/}, в работе тех же авторов /18/ дополнено исследованием распределения по углу θ ($\cos \theta = \frac{\vec{p}_0 \vec{q}}{|\vec{p}_0 \vec{q}|}$, где \vec{p}_0 и \vec{q} — соответственно импульс первичного мезона и нормаль к плоскости распада $\pi\rho$ -системы), которое содержит заметную примесь члена $\sin^2 \theta$, что противоречит их первоначальному выводу о резонансе с $J^{PG} = 0^{--}$.

В работе /19/ (в которой рождение A_1 - и A_2 -мезонов изучалось в $p\bar{p}$ -столкновениях) для A_1 был проведен анализ аналогичный проведенному для A_2 -мезона; результаты его приведены на рис. 26 и 27. Из рисунков следует, что с большой вероятностью для A_1 -мезона $J^{PG} = 2^{--}$. Отсутствие распадов A_1 -мезона на $K\bar{K}$ -мезоны, показанное в работах /18, 50/, находится в полном согласии со значением $J^{PG} = 2^{--}$.

Резюмируя настоящий раздел, можно утверждать, что спин и четность A_1 - A_2 -мезонов со значительной вероятностью равны 2^- и 2^+ соответственно.

В реакции $\pi^- p \rightarrow K\bar{K} p$ $2\pi^+ 2\pi^-$ при 7,5 Гэв/с в работе /27/ наблюдалось рождение резонанса в системе 3π -мезонов при значении массы 1050 Мэв, который является $\pi\rho$ -резонансом (рис. 28). Однако идентификация его с A_1 -резонансом невозможна.

В работе /28/ той же группы в реакции $\pi^- p \rightarrow K\bar{K} + \pi\pi$ обнаружены резонансы в $K^0 K^-$ -системе как при массе ≈ 1300 Мэв ($M(A_2)$), так и при массе ≈ 1050 Мэв ($M(A_1)$) (см. рис. 29). Наличие резонанса в $K\bar{K}$ -системе при $M_{K\bar{K}} = 1050$ Мэв не подтверждается работами других авторов (например, /18, 50/). По всей видимости, в этой реакции наблюдается другое явление, отличное от A_1 -резонанса. Окончательное решение этого вопроса возможно только после проведения определения квантовых чисел этой системы.

В ряде работ по исследованию резонансов в системе 3π -мезонов наблюдались резонансы с массой, близкой к A_1 -резонансу, для которых не обнаруживается $\pi\rho$ -моды распада. Причины такого разногласия в настоящее время не ясны.

^{x/} S.U.Chung et al. Phys. Rev. Lett., 12, 621, 1964.

Науэнберг и Пайс предложили использовать так называемый механизм Пайэрлса для объяснения максимума в распределении по эффективной массе $\pi\rho$ - системы в области ≈ 1090 Мэв. При этом состоянии, обуславливающие максимум при ≈ 1090 Мэв, не обладают определенными значениями углового момента и изотопического спина, т.е.

$A_1(1090)$ не может рассматриваться как истинный резонанс. В работе /51/ производились поиски A_1 - и A_2 - резонансов в $\rho^+\pi^0$ -системе, максимум в распределении по эффективным массам которой не может обуславливаться механизмом Пайэрлса. В распределении эффективных масс $\rho^+\pi^0$ -системы авторы /51/ нашли выброс, соответствующий A_2 -мезону, но не нашли выброса, соответствующего A_1 -мезону, откуда ими был сделан вывод о том, что максимум, отвечающий A_1 -резонансу, может интерпретироваться как проявление механизма Науэнберга-Пайэрлса.

В настоящее время расчеты Анисовича и Шехтера, а также Гебеля^{x/} показывают, что механизм Пайэрлса в том виде, как он был использован Науэнбергом и Пайсом, может дать существенный вклад только достаточно близко к порогу. Далее было показано, что в результате суммирования диаграмм типа изображенной на рис. 30 возникает выражение, не имеющее резонанснообразной структуры. Вследствие этого к отождествлению наблюдающихся аномалий в сечениях с максимумами, обуславливаемыми механизмом Пайэрлса, следует относиться с большой осторожностью.

E - мезон ($\bar{K}K\pi$ -резонанс 1410 Мэв)

В работе /39/ представлены новые данные о $\bar{K}K\pi$ -резонансе. С целью изучения этой системы исследовалась реакция аннигиляции остановившихся антипротонов $p\bar{p} \rightarrow K_1^0 K_1^+ \pi^+ \pi^+ \pi^-$. Было обработано 316 событий этой реакции, показано, что:

- а) наблюдается пик в распределении масс $K_1^0 K_1^+ \pi^+ \pi^-$ -системы при $M = 1410$ Мэв;
- б) в области этого пика имеет место сильное образование K_{888}^* -мезона;
- в) распределение масс $\bar{K}K$ -системы концентрируется в области малых значений масс.

Была сделана попытка объяснить все эти данные в предположении, что имеет место только K_{888}^* -резонанс. В этом предположении рассчитывался спектр масс $K_1^0 K_1^+ \pi^+ \pi^-$ -системы, причем учитывалось резонансное $K-\pi$ взаимодействие со всеми π -мезонами начальной системы. Результаты расчета представлены в виде кривой α на рис. 31.

Отсюда авторы делают следующие выводы:

-
- x/ Gobel . Частное сообщение на конференции.
 xx/ более подробно это будет рассмотрено в окончательном варианте доклада.

а) невозможно объяснить экспериментальные данные в предположении о том, что существует только K_{888}^* -мезоны,

б) существует резонанс в $K_1^+ K_1^- \pi^+ \pi^-$ -системе с $M = 1410$ (E -мезон).

Поиски E -резонанса в других возможных $K\bar{K}3\pi$ -каналах показали, что он имеет место только еще в канале $K_1^0 K_1^+ \pi^- \pi^0 \pi^0$. Таким образом, по-видимому, E -мезон может быть только нейтральным и имеет изотопический спин $I = 0$.

На рис. 32 представлен спектр масс $K_1^0 K_1^+ \pi^- \pi^0 \pi^0$ -системы (с добавлением случаев $K_1^0 K_1^+ \pi^- \pi^0$ от $K_1^0 K_1^+ \pi^- \pi^0 \pi^0$ - состояний - см. пунктирную линию), из которого вычтен спектр масс $K\bar{K}\pi$ -системы с $Q = 2$ (для того, чтобы убрать фон от нерезонансных $K\bar{K}\pi$ -комбинаций с $Q = 0$).

Полученный спектр хорошо описывается кривой Брейта-Вигнера с $M = 1415$ Мэв и $\Gamma = 70$ Мэв (ошибки в этих величинах ± 15 Мэв). Таким образом, при каждом случае аннигиляции $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^+ \pi^- \pi^0 \pi^0$ одна из двух возможных нейтральных $K\bar{K}\pi$ -комбинаций образуется в резонансном E -состоянии.

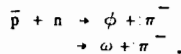
Авторы приводят следующие значения квантовых чисел E -мезона $J^{PG} = 1^{--}$, однако эти данные не являются окончательными, так как статистика мала.

В работе /18/ исследовались спектры масс $K\bar{K}\pi$ -системы, образованной в реакции $\pi^- p \rightarrow K\bar{K}\pi N$. Массовый спектр нейтральных комбинаций ($K^0 K^- \pi^+, K^+ \bar{K}^0 \pi^-$) и заряженных комбинаций показан на рис. 33.

Авторы работы /18/ также делают вывод о существовании резонанса в нейтральных $K\bar{K}\pi$ -системах с $M = 1430$ Мэв и $\Gamma = 60$ Мэв.

ϕ - мезон

В работе /45/ исследовалась реакция аннигиляции остановившихся антипротонов на нейтронах дейтона по каналам:



Получено, что

$$\frac{\bar{p}n \rightarrow \phi \pi^-}{\bar{p}n \rightarrow \text{все каналы}} = (5,8 \pm 1,8) \cdot 10^{-4}$$

и

$$\frac{\bar{p}n \rightarrow \omega \pi^-}{\bar{p}n \rightarrow \text{все каналы}} < (5,8 \pm 1,4) \cdot 10^{-3},$$

откуда

$$\frac{\bar{p}n + \phi\pi^-}{\bar{p}n + \omega\pi} \geq 0,1.$$

Этот результат не согласуется с найденным ранее значением^{х/}

$$\frac{\pi^-\bar{p} + \phi\pi^-\bar{p}}{\pi^-\bar{p} + \pi^-\omega\bar{p}} < 0,012$$

и согласуется с данными, полученными в $K^-\bar{p}$ взаимодействии при 2,3 Гэв/с,

$$\frac{K^-\bar{p} + \Lambda\phi}{K^-\bar{p} + \Lambda\omega} = 0,30 \pm 0,10$$

В работе^{/35/} при исследовании аннигиляции антипротонов с импульсом 3,69 Гэв/с найдено отношение

$$\frac{\bar{p} + p + 2\pi^+ + 2\pi^- + \phi}{\bar{p} + p + 2\pi^+ + 2\pi^- + \omega} < 0,03.$$

Отношение вероятностей распада $\phi \rightarrow \pi\rho$ и $\phi \rightarrow K\bar{K}$ измерялось в работе^{/46/}, где получено значение

$$\frac{\phi \rightarrow \pi\rho}{\phi \rightarrow K\bar{K}} = 0,35 \pm 0,15.$$

В работе^{/41/} производились поиски распадов ω и ϕ на e^+e^- и $\mu^+\mu^-$ пары, которые привели к оценкам, представленным в таблице 5.

Барионные резонансы

В этом разделе мы рассмотрим только незначительную часть экспериментального материала по барионным резонансам, оставляя более полное освещение представленных работ до окончательной редакции доклада.

В работе^{/21/} исследовались резонансные структуры в реакции $\pi^+p \rightarrow \pi^+\pi^-\bar{p}\pi^+$ в каналах

$$\pi^+p \rightarrow N_{33}^{*++} + \rho^0, \quad (a)$$

$$\rightarrow p + A^+, \quad (б)$$

$$\rightarrow N^{*+} + \pi^+, \quad (в)$$

$$\rightarrow N_{3/2}^* + \pi^-. \quad (г)$$

При исследовании канала (в) при переданных импульсах $\Lambda^2 \leq 15\mu^2$ наблюдался выброс при значении массы $p\pi^+\pi^-$ -системы при $M(p\pi^+\pi^-) = 1480 \pm 10$ Мэв с шириной $\Gamma = 120$ Мэв (рис. 34). Из рассмотрения распределений эффективных масс $M(p\pi^+)$ и $M(p\pi^-)$, а также графика Чу-Лоу следует, что выброс при $M(p\pi^+\pi^-)$ может быть обусловлен рождением и последующим распадом изобары $N^*(1510)$ (рис. 34,35).

^{х/} Lee et al., Phys. Rev. Lett., 11, 508, 1963.

В канале реакции (г) наблюдается существенная вытянутость вперед углового распределения π^- -мезонов в с.д.и. с малым переданным импульсом системе $p\pi^+\pi^+$. Из рассмотрения графика Чу-Лоу следует, что преобладание событий с малым $\Lambda^2(p\pi^+\pi^+)$ связано с выбросом в распределении масс системы $p\pi^+\pi^+$ (изотопический спин такой системы равен $I = 5/2$) при значении $M(p\pi^+\pi^+) = 1560 \pm 20$ Мэв и $\Gamma = 220 \pm 20$ Мэв (рис. 36 и 37).

График Далица в координатах $M^2(p\pi^+) - M^2(p\pi^+)$ (рис. 38) показывает, что полосы N^{*++} (1238) сильно перекрываются, причем в области перекрытия возникает существенно конструктивная интерференция, особенно сильно выраженная при $\Lambda^2 \approx 15\mu^2$.

Существование выброса в массовом распределении $p\pi^+\pi^+$ - системы при $M(p\pi^+\pi^+) = 1560$ Мэв может быть интерпретировано как рождение $N_{3/2}^{*++}$ изобары с последующим ее каскадным распадом на $N_{3/2}^{*++} + \pi^+$. Такой вывод требует некоторой осторожности, что отмечается авторами. Некоторые из черт, связанных с выбросом в $p\pi^+\pi^+$ -системе, могут быть качественно воспроизведены упрощенным вариантом матричного элемента (пренебрегая спиновыми зависимостями), соответствующего диаграмме рис. 39а (рождение ρ^0 -мезона и изобары N^{*++} (1238) с учетом интерференционного члена, обусловленного симметризацией по двум π^+ -мезонам).

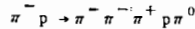
Близкие по характеру распределения масс системы $p\pi^+\pi^+$ получены в работе /33/ при исследовании реакции $\pi^+p \rightarrow \pi^+p\pi^+\pi^-$ при 4 Гэв/с. На рис. 40 представлено распределение $M(p\pi^+\pi^+)$. Полученные в работе /21/ результаты по вероятному рождению изобары $N_{3/2}^{*++}$ дают возможность объяснить наблюдавшийся резонанс в $\pi^+\pi^-$ -системе при $M_{\pi\pi} = 390$ Мэв. Образование в канале (с) $N^{*++}(p\pi^+\pi^-)$ изобары и заметное образование изобар $N^{*0}(p\pi^-)$ и $N^{*+}(p\pi^+)$ приводит к очень жестким кинематическим ограничениям. Действительно, значения масс $M_{123}(p\pi^+\pi^-)$, $M_{12}(p\pi^+)$, $M_{23}(p\pi^-)$ и массы дипиона $M_{13}(\pi^+\pi^-)$ связаны соотношением

$$M_{13}^2 = M_{123}^2 - M_{12}^2 - M_{23}^2 + m_1^2 + m_2^2 + m_3^2.$$

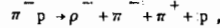
Это соотношение определяет кинематические границы графика Далица. Используя Брайт-Вигнеровское распределение для M_{123} (максимум при $M(p\pi^+\pi^-) = 1480$ Мэв) и для $N_{3/2}^{*++}$ и $N_{3/2}^{*0}$ изобар можно найти распределение для массы дипиона $M(\pi^+\pi^-)$. Результат таких расчетов приведен на рис. 34, из которого следует очень хорошее согласие расчетной кривой с экспериментальной гистограммой и приводит к обнаружению выброса при массе дипиона 390 Мэв. Этот выброс можно сопоставить с максимумом при $M_{\pi^+\pi^-} = 390$ Мэв, обнаруженным Саммосом. Таким образом, если $N_{1/2}$ (1510) рассматривать как истинный резонанс, то максимум при 390 Мэв должен рассматриваться как кинематическое следствие.

Аналогичные расчеты, проведенные для области масс $1420 \leq M(\rho\pi^+\pi^+) \leq 1700$ Мэв, и их сравнение с экспериментальной кривой приведены на рис. 37. Здесь наблюдается расплывчатый максимум вблизи 500 Мэв.

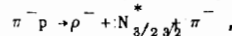
Дальнейшее исследование каскадных распадов изобар проводилось в работе /57/ при исследовании реакции



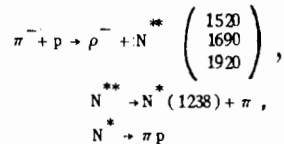
при 3,7 Гэв/с. Из событий, отвечающих этой реакции, отбирался канал



в котором наблюдается сильное образование изобары $N_{3/2}^*$. Распределение эффективных масс системы $\pi^- N_{3/2}^*$, образуемой в реакции



обнаруживает три отчетливых максимума при $M(N_{3/2}^* \rightarrow \pi^- \pi^-) = 1520, 1690$ и 1920 Мэв (рис. 41), наличие которых интерпретируется как свидетельство в пользу реакции



Эта гипотеза подтверждается тем, что экспериментальные данные совместимы с вычисленным соотношением для $I = \frac{1}{2}$ резонансов (1520 и 1690 Мэв)

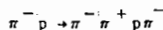
$$\frac{\sigma(N^{**} \rightarrow \pi^- N_{3/2}^* \rightarrow \pi^- \pi^+ p)}{\sigma(N^{**} \rightarrow \pi^+ N_{3/2}^* \rightarrow \pi^+ \pi^- p)} = \frac{6}{1}.$$

Для резонанса 1920, изотопический спин которого равен $3/2$, аналогичное соотношение приводит к значению

$$\frac{\sigma(N^{**} \rightarrow \pi^- N_{3/2}^* \rightarrow \pi^+ \pi^- p)}{\sigma(N^{**} \rightarrow \pi^+ N_{3/2}^* \rightarrow \pi^+ \pi^- p)} = \frac{3}{2}.$$

Анализ графика Далица приводит авторов к выводу о близком согласии наблюдаемого отношения с вычисленным.

В работе /22/ проводилось исследование реакции



при импульсе 3,7 Гэв/с; исследовались массовые распределения для $(\pi^+ \pi^-)$, $(p \pi^+)$ и $(p \pi^-)$, в которых наблюдается рождение ρ^0 -мезона и N^{*++} . Образование N^{*0} выступает более ярко, если мы ограничиваемся рассмотрением события с образованием ρ^- -мезона, как это видно из рис. 42. Наблюдаемые выбросы интерпретируются как $N_{3/2}^* (1238)$ -и $N_{1/2}^* (1510)$ -и $N_{1/2}^* (1688)$ -изобары.

Из рис. 43 следует, что полосы $N_{3/2}^{*++}$ изобары и ρ -мезона заметно перегибаются, что существенно сказывается на измеряемом угловом распределении распада ρ -мезона. Угловое распределение в области ρ -мезона может быть представлено как

$$I(\alpha) = A + B \cos \alpha + C \cos^2 \alpha,$$

причем $\frac{B}{A} = 1,5 \pm 0,4$, и $\frac{C}{A} = 3,7 \pm 0,7$.

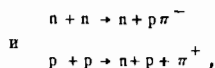
Угловое распределение для событий без изобары оказывается существенно более симметричным (рис. 44), что дает возможность объяснить влиянием рождения изобары наблюдаемую асимметрию в распаде ρ -мезона без привлечения интерференции с нерезонансным фоном.

В работе ^{/52/} при исследовании полных $\pi\rho$ -сечений в области 2,5 - 5,5 Гэв/с обнаруживаются два новых резонанса. Эти исследования проводились с чрезвычайно высокой статистической точностью (0,05 % для $\pi^- \rho^-$ и 0,08% для $\pi^+ \rho^-$ -соударений).

Предварительные характеристики этих новых резонансов приведены в таблице.

Изотопический спин	полная энергия, с.п.и., Гэв	полная ширина, с.п.и., Гэв	сечение, 10^{-27} см ²	$4\pi\lambda^2$, 10^{-27} см ²
1/2	2,645 \pm 0,010	0,23	0,85	3,69
3/2	2,825 \pm 0,015	0,26	0,40	3,11

Измерение разности масс N^{*-} и N^{*++} изобар проведено в работе ^{/24/}. Исследовались реакции



которые в рассматриваемой области энергий происходят в основном с образованием N^{*-} и N^{*++} изобар.

Полученное авторами значение разности масс

$$\Delta m(N^*) = (-0,8 \pm 5) \text{ Мэв}$$

находится в согласии с результатами Берклиевской группы, которая получила

$$\Delta m(Y^*) = m(Y^{*-}) - m(Y^{*+}) = (4,4 \pm 2,2) \text{ Мэв}$$

(В рамках SU_3 -симметрии разности масс различных изоспиновых мультиплетов оказываются связанными, так что

$$m(N^{*-}) - m(N^{*++}) = 3[2m(Y^{*-}) - m(Y^{*+})].$$

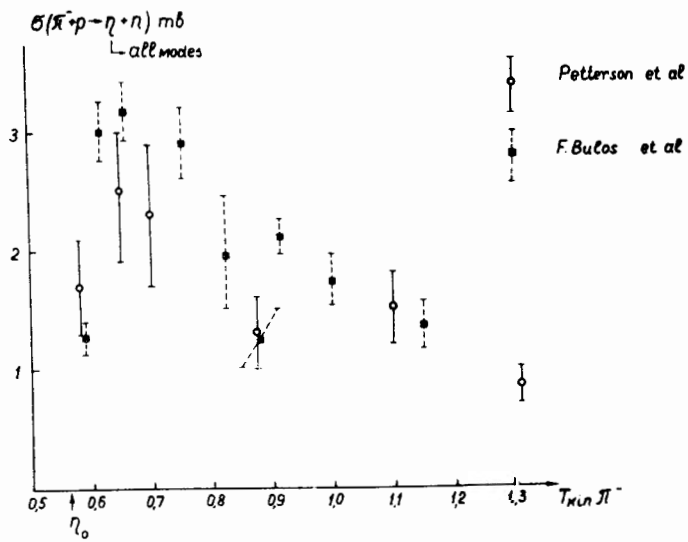
Докладчик выражает свою глубокую благодарность научным секретарям секции К. Маришу, Л.Б. Ландсбергу и В.М. Шехтеру, без самоотверженной помощи которых этот краткий вариант доклада не мог бы быть подготовлен.

Л и т е р а т у р а

1. Z.Vincent Peterson, J.Robert Cence et al. Preprint.
2. F.Bulos, R.E.Lanou et al. Preprint.
3. A.Muller, E.Pauli et al. Preprint.
4. W.D.Walker, E.West et al. Preprint.
5. L.W.Jones, D.Harling et al. Preprint.
6. J.H.Christenson, A.R.Clark et al. Preprint.
7. D.Keefe, L.T.Kerth et al.. Preprint.
8. M.Aderholz et al.. Preprint.
9. D.D.Carmony, D.N.Hoa et al. Preprint.
10. N.Geldand, G.Lutjens et al. Preprint.
11. F.Bruyant, M.Goldberg et al. Preprint.
12. U.Ekruse, G.Ascoli et al. Preprint.
13. A.Forino, R.Gessaroli et al. Preprint.
14. L.Laberriquer-Frolov, N'Guyen Huu Khan, et al. Preprint.
15. M.Abolins, D.D.Carmony, et al. Preprint.
16. J.E.Allard, D.Drijard, et al. Preprint.
17. J.Bartsch, L.Bondar, et al. Preprint.
18. Suh Urk Chung, Orin I,Dahl, et al. Preprint.
19. A.Bettini, M.Cresti, et al. Preprint.
20. M.Deutschman, R.Krichel, et al. Preprint.
21. Gerson Goldhaber, Sulamith Goldhaber, et al. Preprint.
22. Sulamith Goldhaber, Gerson Goldhaber, et al. Preprint.
23. C.M.Ankerbrandt, A.R.Clyde, et al. Preprint.
24. George Gidal, Anne Kernan, et al. Preprint.
25. M.Aderholz, J.Bartsch, et al. Preprint.
26. В.В. Бармин, А.Г. Долголенко и др. Препринт.
27. K.Bockman, B.Nellen, et al Preprint.
28. В.А. Беляков, В.И. Векслер и др. Препринт.
29. В.А. Беляков, Н.М. Вирясов и др. Препринт.
30. И.А. Ветлицкий, В.М. Гужавин и др. Препринт.
31. И.М. Граменицкий, Т. Канарек и др. Препринт.
32. В.А. Беляков, Е.Н. Кладничкая и др. Препринт.
33. J.Bartsch, W.Brauneck, et al. Preprint.
34. F.E.James, H.L.Kraybill, et al. Preprint.
35. C.Baltay, J.Lach, et al. Preprint.

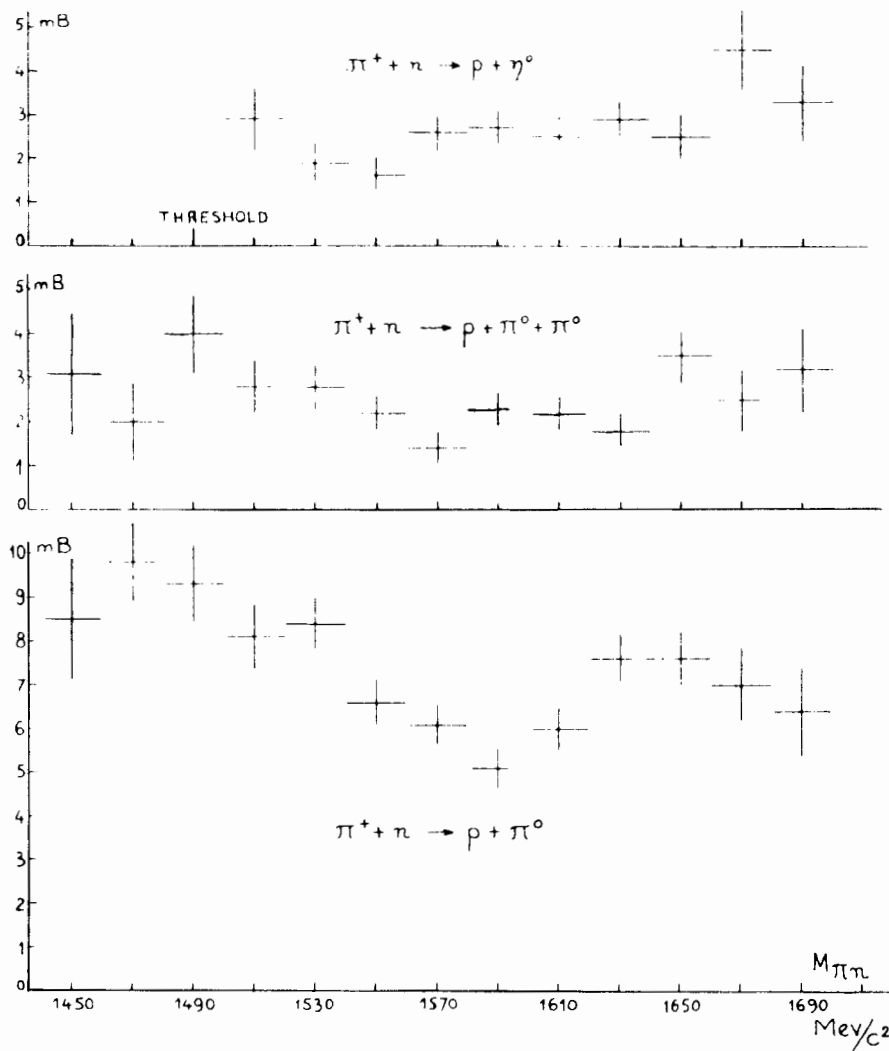
36. F.E.James and H.L.Kraybill. Preprint.
37. G.R.Kalbfleisch, Orin I., Dahl, et al. Preprint.
38. P.M.Dauber, W.L.Slater, et al. Preprint.
39. R.Armenteros, D.N.Edwards et al. Preprint.
40. B.R.French, J.B.Kinson, et al. Preprint.
41. Angela Barbaro-Gallieri and Robert D.Tripp. Preprint.
42. М.С. Айнутдинов, С.С. Зомбовски и др. Препринт.
43. T.Ferber, A.Firestone, et al. Preprint.
44. Charles Zemach. Preprint.
45. V.E.Barnes, K.W.Lai, et al. Preprint.
46. Gerald A. Smith, S.James, Lindsay, et al. Preprint.
47. R.Armenteros, D.N.Edwards, et al. Preprint.
48. M.Deutschmann, D.Kropp, et al. Preprint.
49. Maria A. Abolins, D.Duane Carmony, et al. Preprint.
50. В.В. Бармян, А.Г. Долголенко и др. Препринт.
51. M.Deutschmann, H.Weber, et al. Preprint.
52. A.Citron, W.Galbraith, et al. Preprint.
53. Э.Г. Бубелев, Препринт.
54. Э.Г. Бубелев и В.А. Беляков, Препринт.
55. A.Daudin, A.A.Jabicol, et al. Preprint.
56. N.Armenise, B.Ghidini, et al. Preprint.
57. W.D.Moebis, B.P.Roe, et al. Preprint.
58. J.Alitti, J.P.Baton, et al. Preprint.
59. T.C.Bacon, H.W.K.Hopkins, et al. Preprint.
60. M.Aderholz, J.Bartsch, et al. Preprint.
61. C.M.Ankerbrandt, A.R.Clyde, et al. Preprint.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 ноября 1964 г.

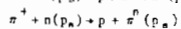
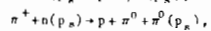
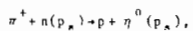


Р и с. 1. Зависимость сечения реакции $\pi^- p \rightarrow \eta^0 n$ от энергии.

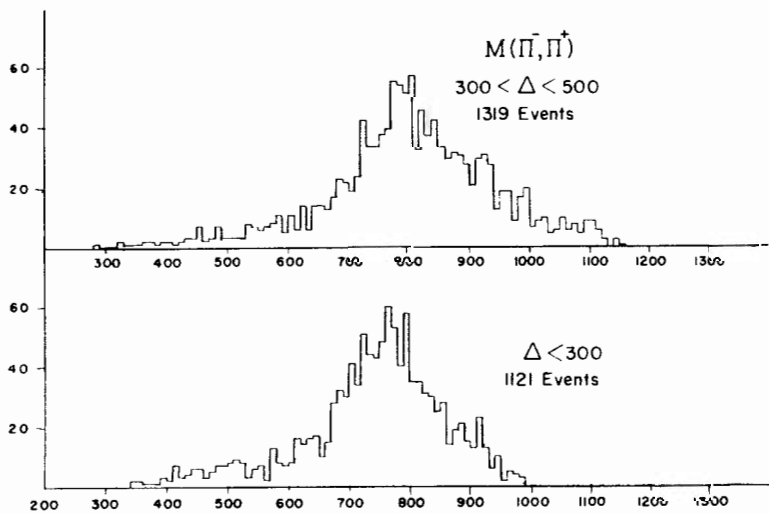
CROSS SECTIONS



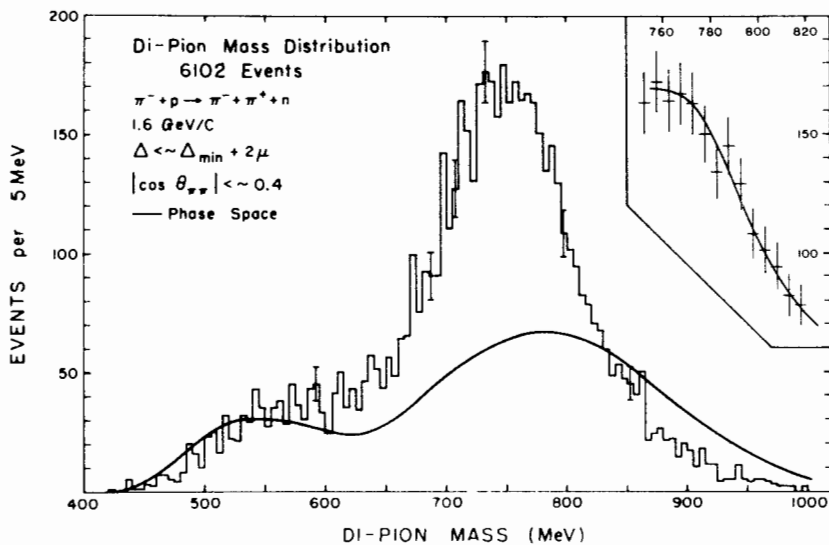
Р и с. 2. Сочленя реакций



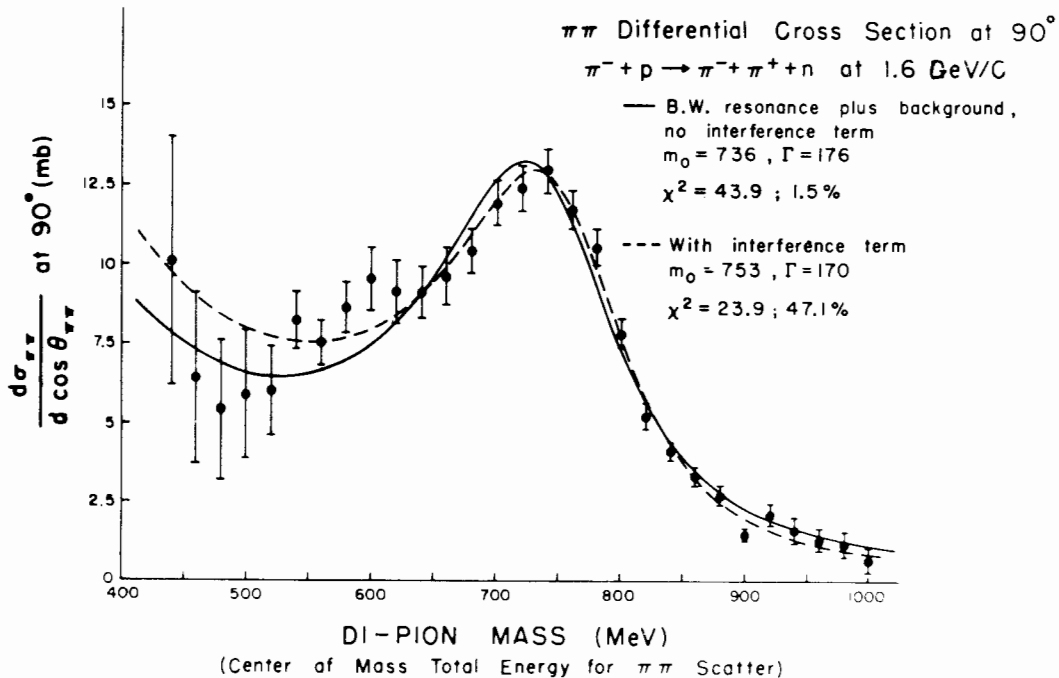
в зависимости от энергии в с.п.и.



Р и с. 3. Распределение эффективных масс $M(\pi^+ \pi^-)$ для событий с малой передачей 4-импульса нуклону.

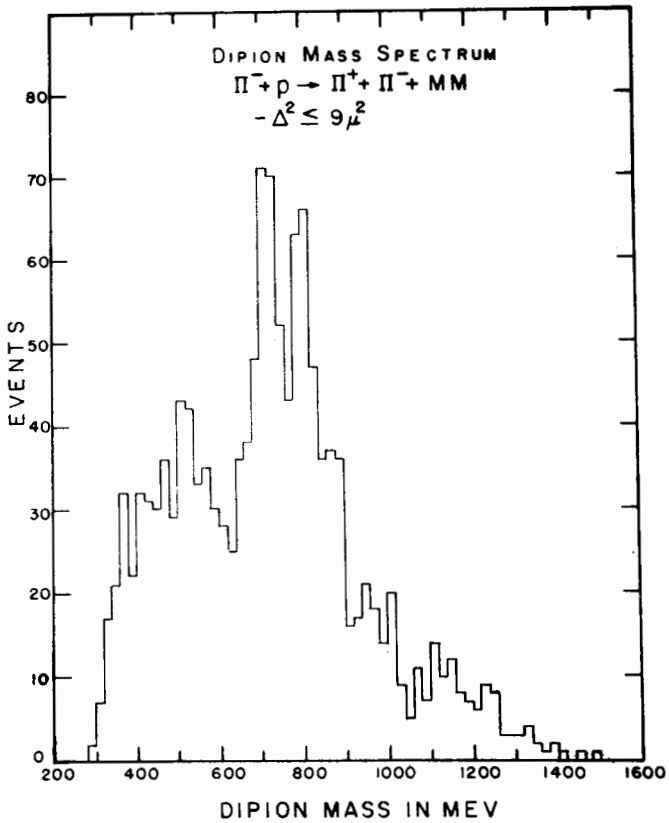


Р и с. 4. Распределение масс дииона $\pi^+ \pi^-$.

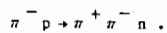


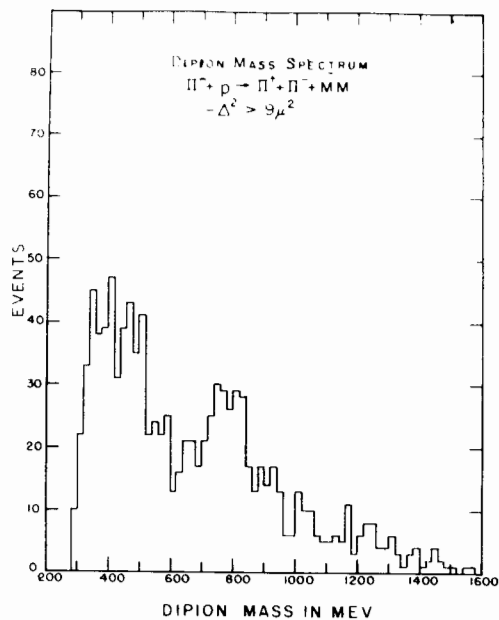
Р и с. 5. Дифференциальное сечение рассеяния $\pi^+ \pi^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$ под углом 90° , вычисленное по формуле Чу-Лоу из реакции

$$\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ p \text{ при } 1,6 \text{ ГэВ/с.}$$

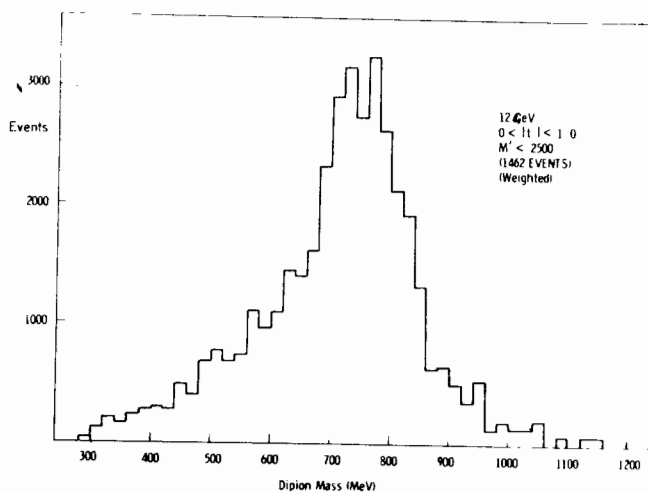


Р и с. 6. Спектр масс дипионов в реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- + M.M.$ с $-\Delta^2 \leq 9\mu^2$.
 Всего 1381 событие, из них 90% соответствует реакции

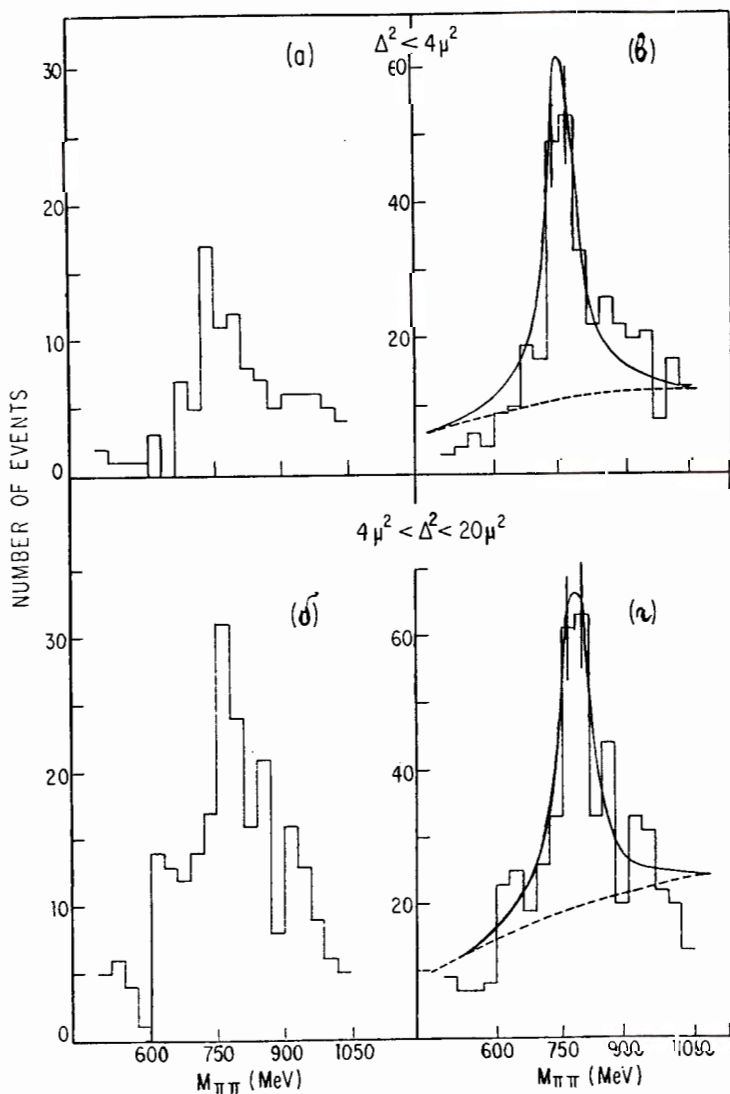




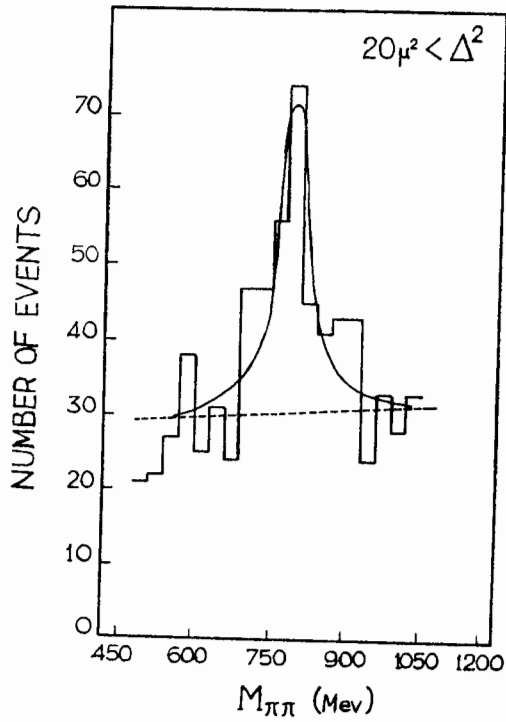
Р и с. 7. Спектр масс дипионов в реакции $\pi^- + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \text{М.М.}$ с $-\Delta^2 > 9\mu^2$, соответствующий главным образом событиям $\pi^- + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \nu + \text{нейтральные}$.



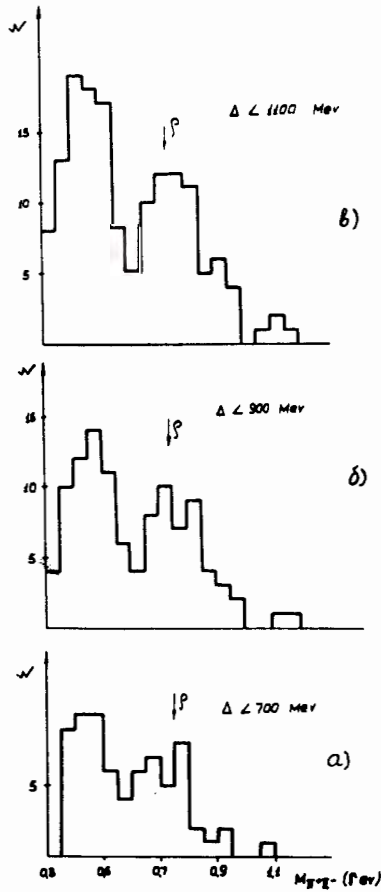
Р и с. 8. Спектр масс дипиона с поправкой на азимутальные углы образования и распада дипионов. Предполагается, что распределение углов Треймана-Янга изотропно и что все события идут от центра мишени.



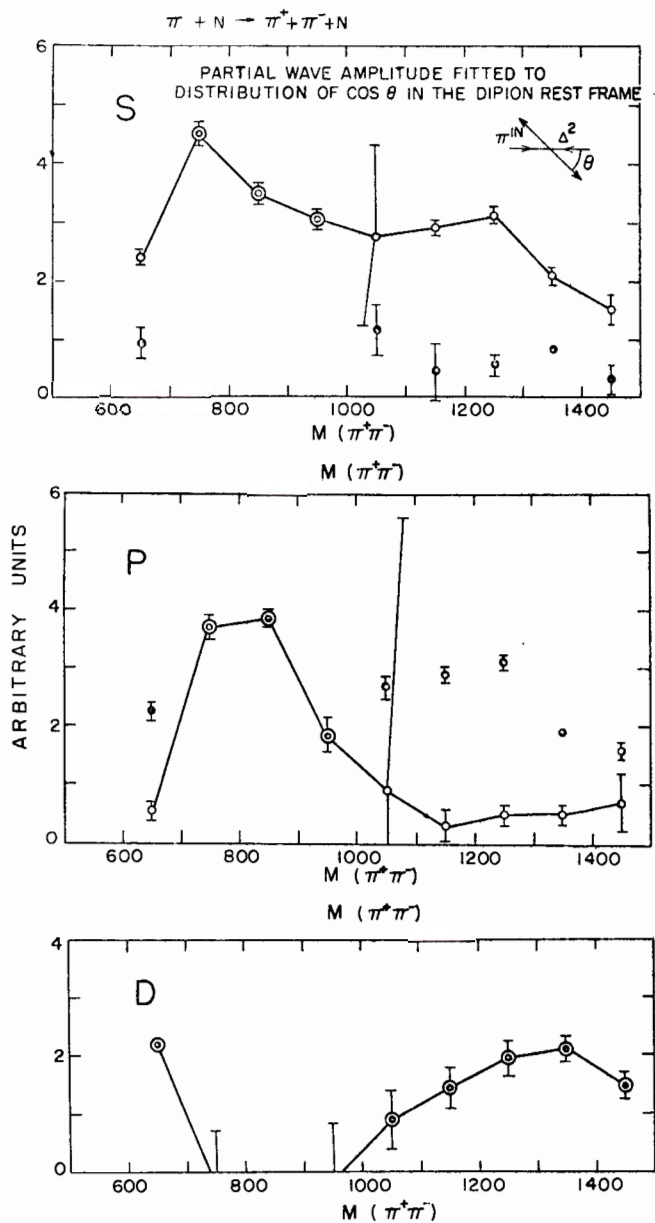
Р и с. 9. Распределение эффективных масс $\pi-\pi$ -пар в реакции $\pi N \rightarrow \pi\pi N$;
 а) с $\Delta^2 < 4\mu^2$ (данные работы /9/),
 б) с $4\mu^2 < \Delta^2 < 20\mu^2$ (данные работы /9/),
 в) с $\Delta^2 < 4\mu^2$ (данные работы /9/ и Мичиганской группы),
 г) $4\mu^2 < \Delta^2 < 20\mu^2$ (данные работы /9/ и Мичиганской группы).



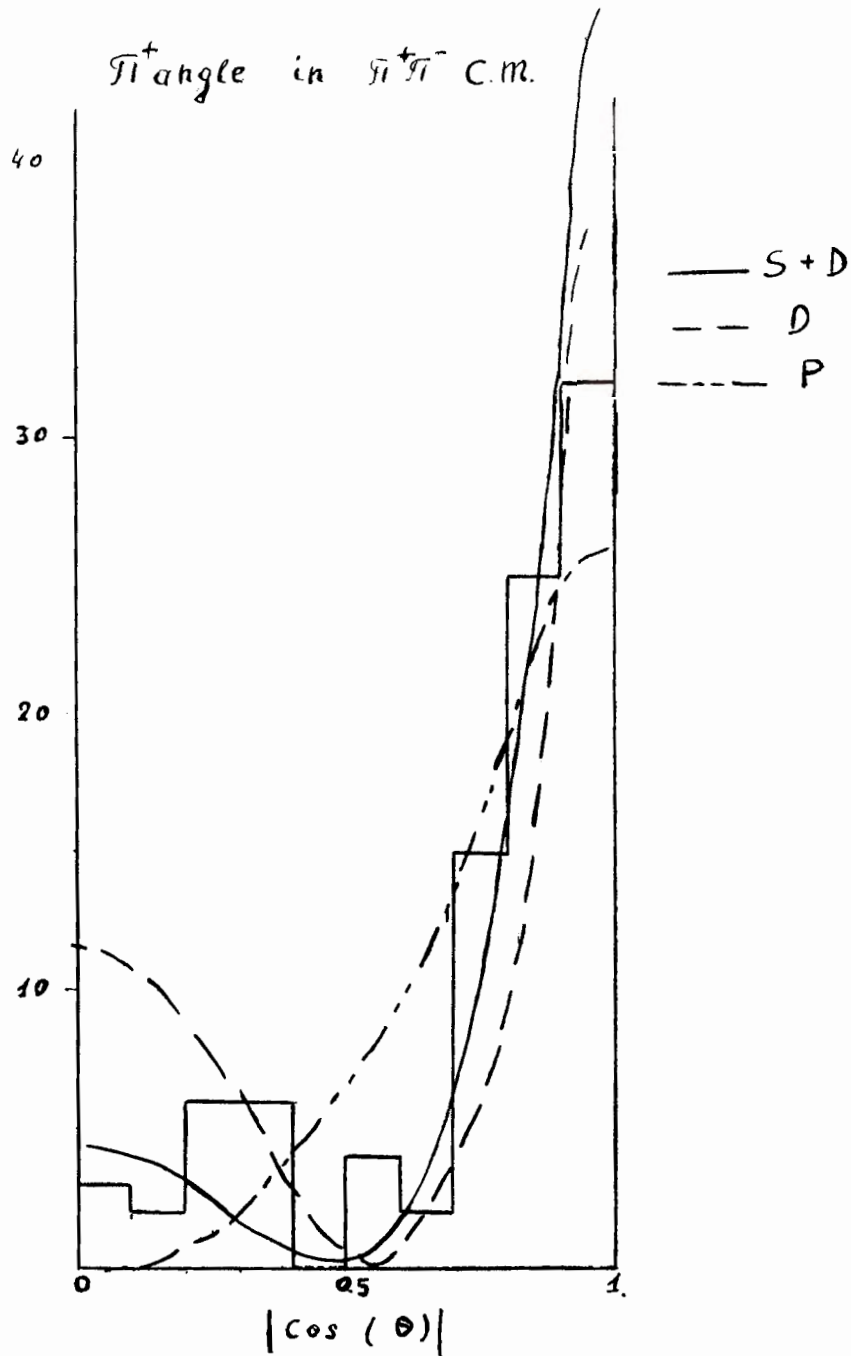
Р и с. 10. Распределение эффективных масс $\pi\pi$ - пар в реакции $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ с $\Delta^2 > 20\mu^2$ (данные работы [9] и Мичиганской группы).



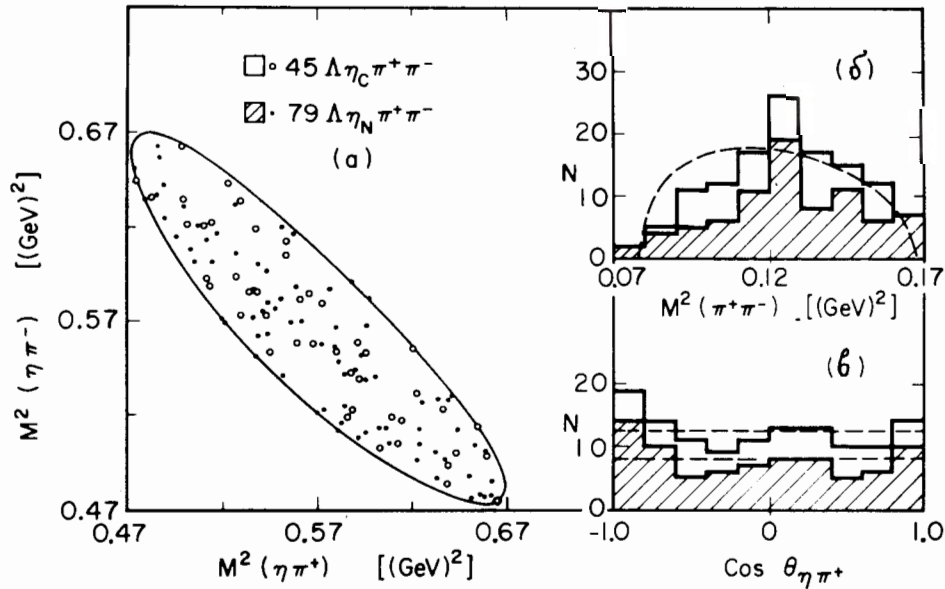
Р и с. 11. Спектры масс $M_{\pi^+\pi^-}$ случаев с Λ -гиперонами ($n_{\Lambda} = 4$) для разных передаваемых импульсов от бариона к гиперону;
 а) $\Delta < 700$ Мэв, б) $\Delta < 900$ Мэв, в) $\Delta < 1100$ Мэв.



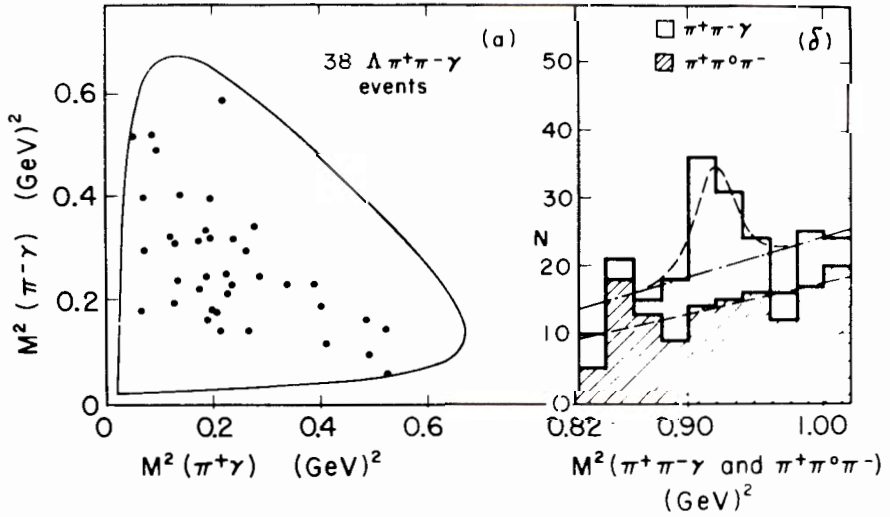
Р и с. 12. Энергетическая зависимость S-, p- и D-амплитуд.



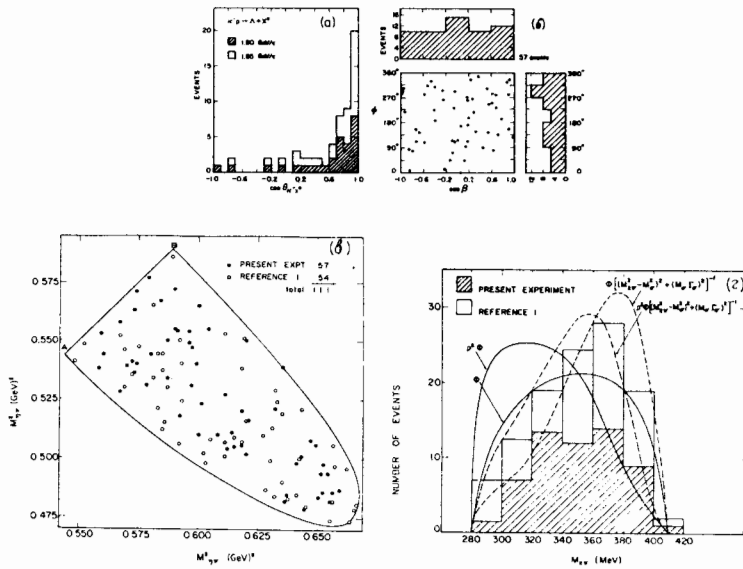
Р и с. 13. Угловое распределение π^+ -мезонов в с.ц.и. ρ^0 -мезона.



Р и с. 14. а) График Далица для событий $\pi^- \pi^+ \eta$, имеющих $0,90 \leq M^2(\pi^+ \pi^- \eta) \leq 0,94$ (Гэв) 2 , $\Delta_{\Lambda, \Lambda} \leq 0,5$ (Гэв) 2 , где M^2 нормировано на графике к $M^2 = 0,92$ (Гэв) 2 . Здесь η_c означает $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ или $\pi^+ \pi^- \gamma$ или η_N означает $\eta \rightarrow \gamma$ — все нейтральные. б) Проекция графика Далица на ось $M^2(\pi^+ \pi^-)$. Плавная кривая соответствует фазовому объему, нормированному на полное число событий. в) Распределение, по углу $\theta_{\eta \pi^+}$ между η и π^+ в системе покоя дилиона для тех же событий. Пунктирные линии соответствуют изотропному распределению.

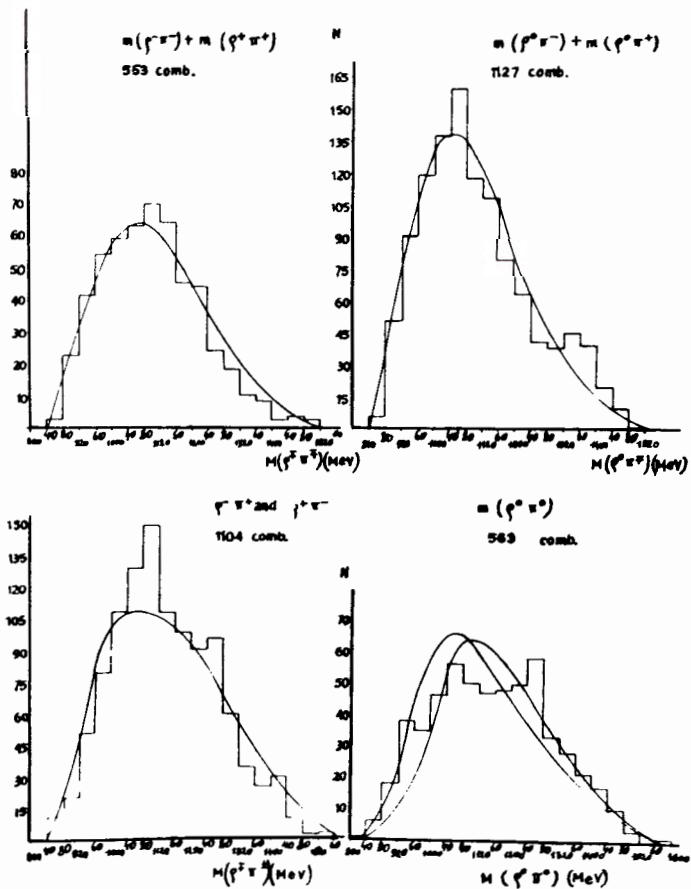


Р и с. 15. (а) График Далица для событий $\pi^+\pi^-\gamma$, имеющих $0,90 < M^2(\pi^+\pi^-\gamma) \leq 0,94$ (Гэв) 2 и $M_{\rho,\Lambda}^2 \leq 0,5$ (Гэв) 2 , где M^2 нормировано на графике к $0,92$ (Гэв) 2 . (б) Распределения квадратов эффективных масс для $\pi^+\pi^-\pi^0$ и $\pi^+\pi^-\gamma$. Две штрих-пунктирные линии соответствуют фону, а пунктирная линия соответствует функции разрешения для $M(\pi^+\pi^-\gamma)$.

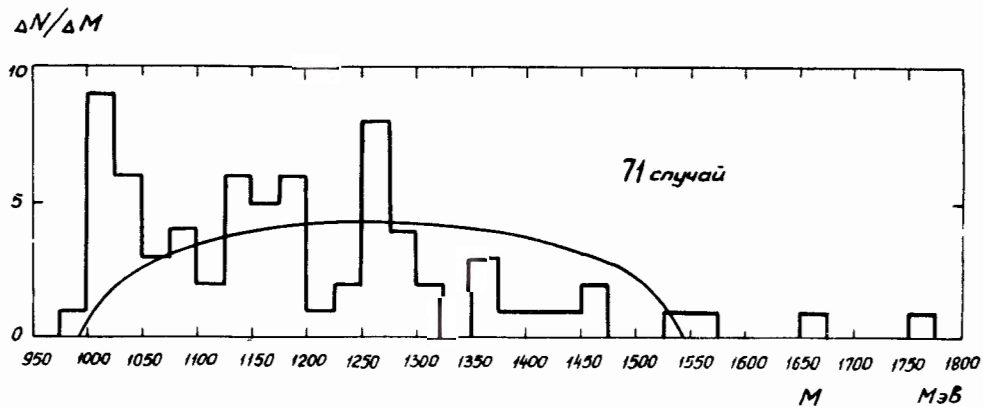


Р и с. 16

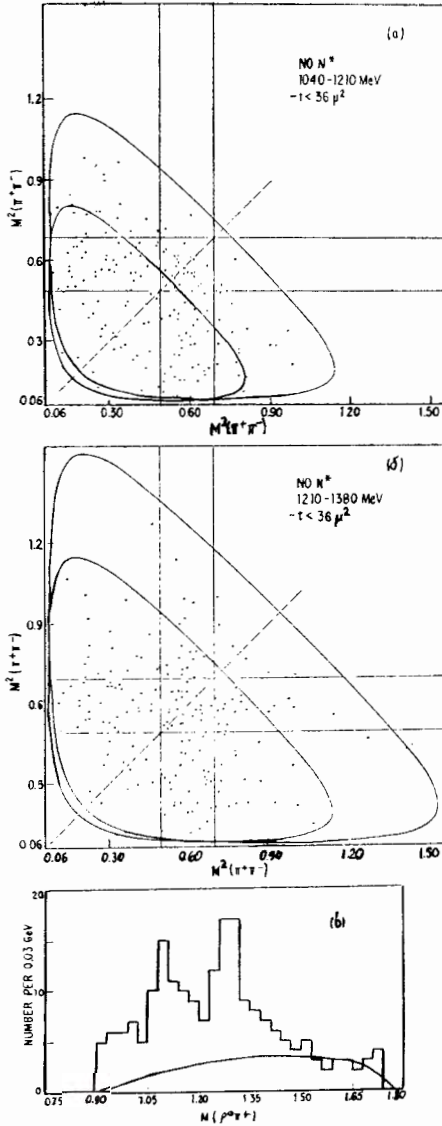
- а) Угловое распределение образования $X^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta$,
 б) Распределение направлений нормалей к плоскости распада,
 в) График Далица-Фабри распадов $X^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta_0$ и $X^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta$ для событий, интерпретируемых как двухступенчатый процесс: $K^+ p \rightarrow \Lambda X^0$, $X^0 \rightarrow 2\pi\eta$. Зарядовая симметрия позволяет свернуть график по линии АВ. г) Гистограмма эффективных масс диллона в распаде $X^0 \rightarrow 2\pi\eta$; плавные линии соответствуют фазовому объему ϕ для 0^- -частицы, $\rho^0 \phi$ для 1^+ -частицы. Пунктирные кривые построены с учетом влияния σ -мезона.



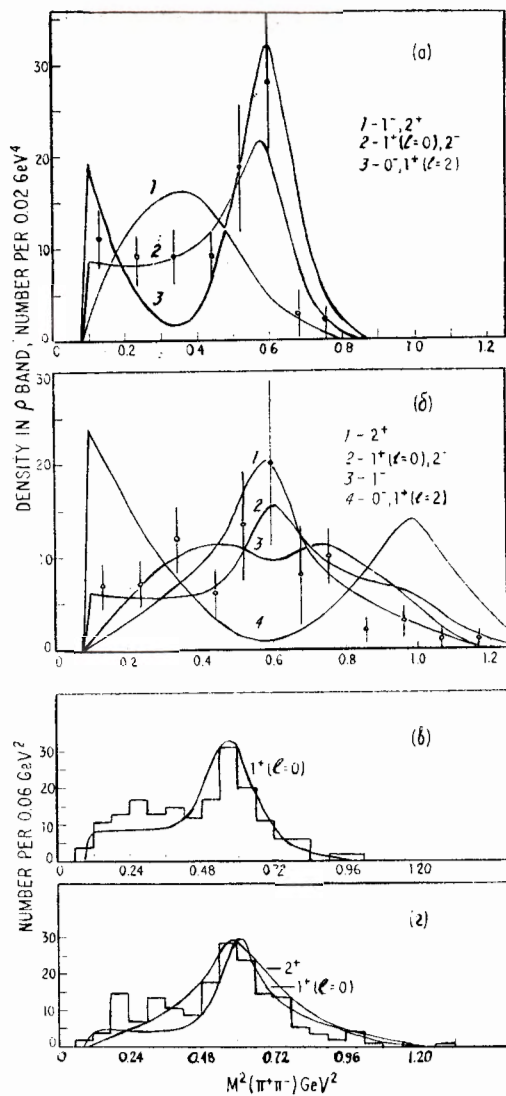
Р и с. 17. Распределение масс ρ п -пар с зарядом $\pm 2, \pm 1, 0$ из реакции $\bar{p} + p \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$.



Р и с. 18. Распределение эффективных масс $K^0 \bar{K}^0$ -пар в звездах без π^0 -мезонов. Сплошная кривая - статистическое распределение по эффективным массам для реакции $\pi p \rightarrow K^0 \bar{K}^0 p$.



Р и с. 19. а) График Далица для трех пионов с $-t(\rho\rho) < 36 \mu^2$ и $1040 < M(\pi^+\pi^+\pi^-) < 1210$ Мэв (полоса A_1 -мезона), изобара $N_{3,3}$ (1120 - 1310) Мэв исключена.
 б) График Далица для трех пионов с $-t(\rho\rho) < 36 \mu^2$ и $1210 < M(\pi^+\pi^+\pi^-) < 1380$ Мэв (полоса A_2 -мезона), изобара $N_{3,3}^*$ (1120 - 1310) Мэв исключена.
 в) Распределение эффективных масс $\pi\rho(\pi^+\pi^-)$ - события с $-t(\rho\rho) < 36 \mu^2$, случаи рождения изобары N_{33} (1120 - 1310) Мэв исключены.



Р и с. 20.

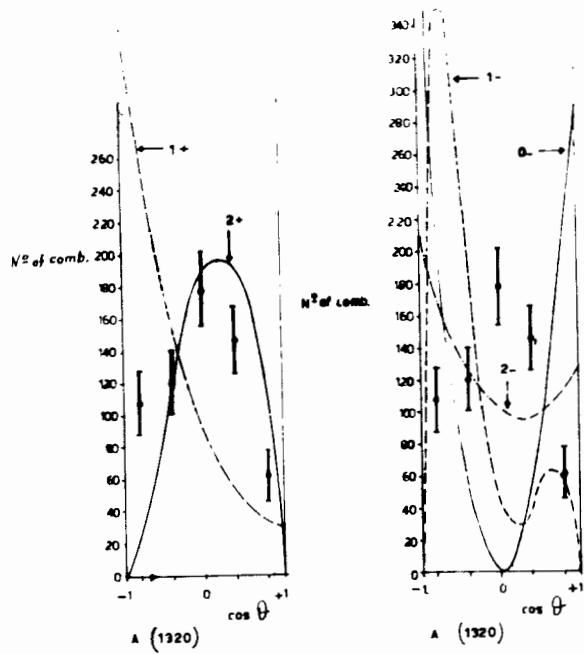
а) Распределение плотности заселенности на графике Далица в полосе ρ -мезона для области масс A_1 -мезона (из графика Далица рис. 19, а)

б) Распределение плотности заселенности на графике Далица в полосе ρ -мезона для области масс A_2 -мезона (из графика Далица рис. 19, б).

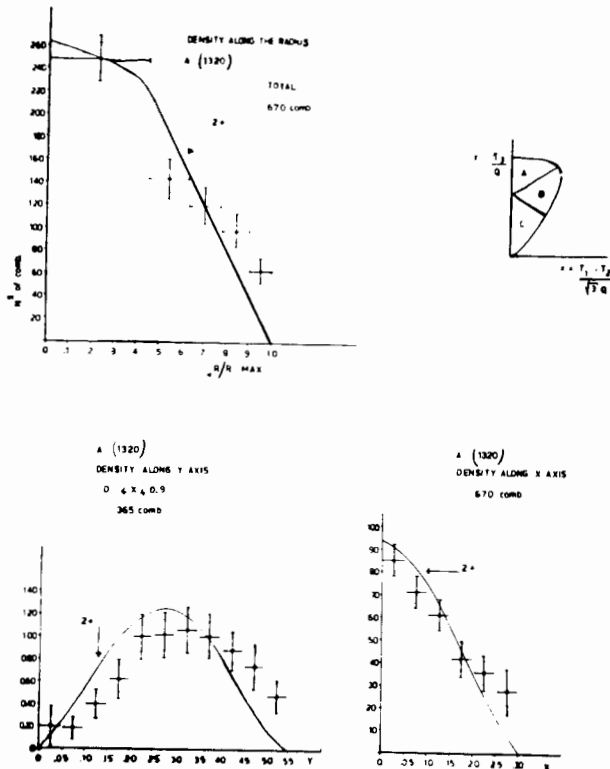
Сплошные кривые на рис. а) и б) соответствуют теоретическим распределениям для различных квантовых чисел $A \rightarrow p\pi$ без учета нерезонансного фона.

в) Проекция графика Далица для области масс A_1 -мезона (из рис. 19, а).

г) Проекция графика Далица для области масс A_2 -мезона (из рис. 19, б).

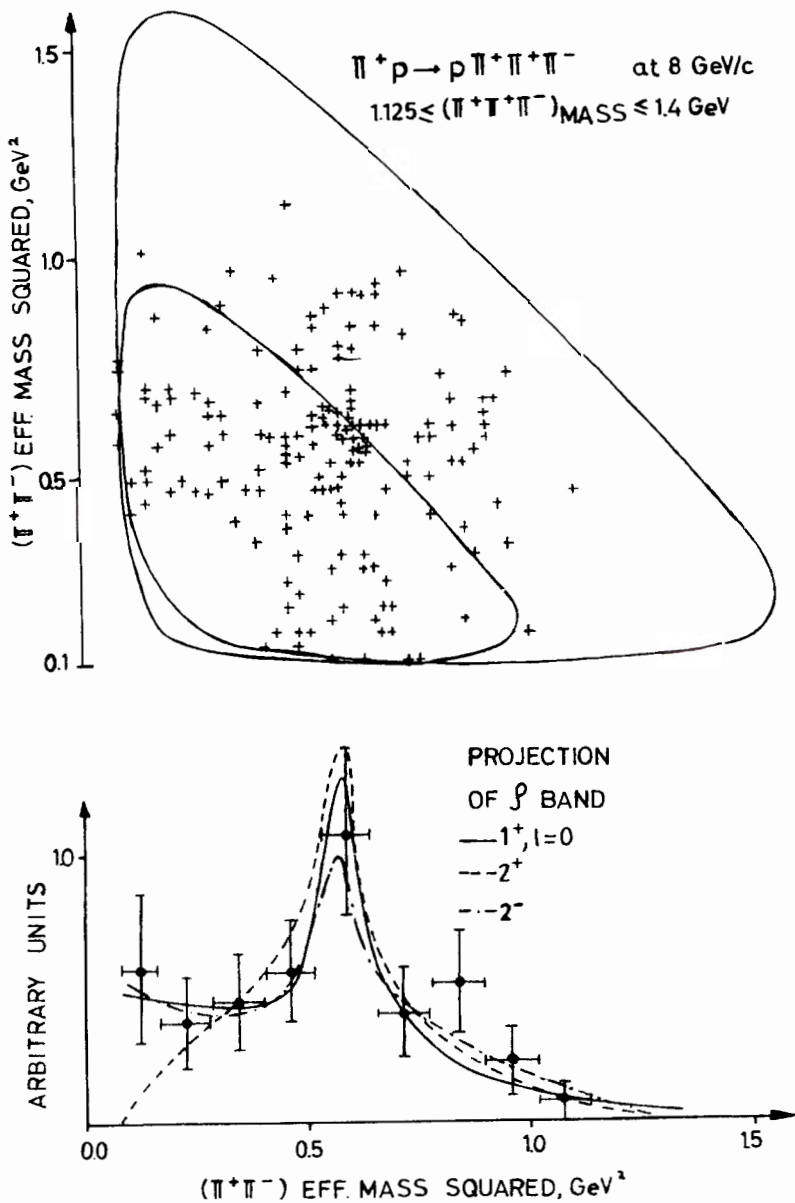


Р и с. 21. Распределение по косинусу углов распада ρ^0 в системе покоя ρ^0 от распада Λ_2 . За Λ_2 принимались все $\rho\pi$ -пары с $1220 \leq m_{\rho\pi} \leq 1420$ Мэв/с, а за ρ^0 — все нейтральные дипионы с $650 < m_{\pi\pi} < 850$ Мэв/с (реакция $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$). Ошибки — статистические.

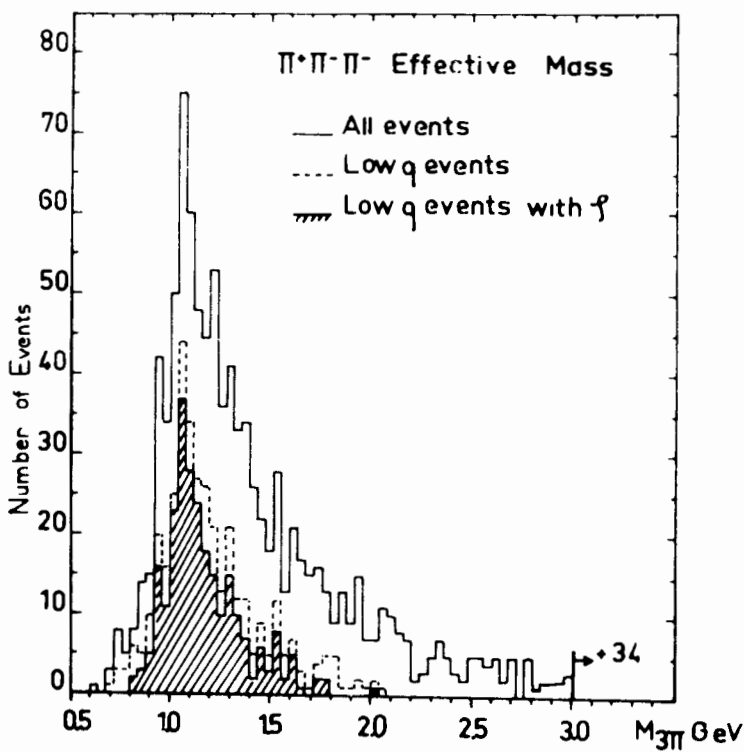


Р и с. 22.

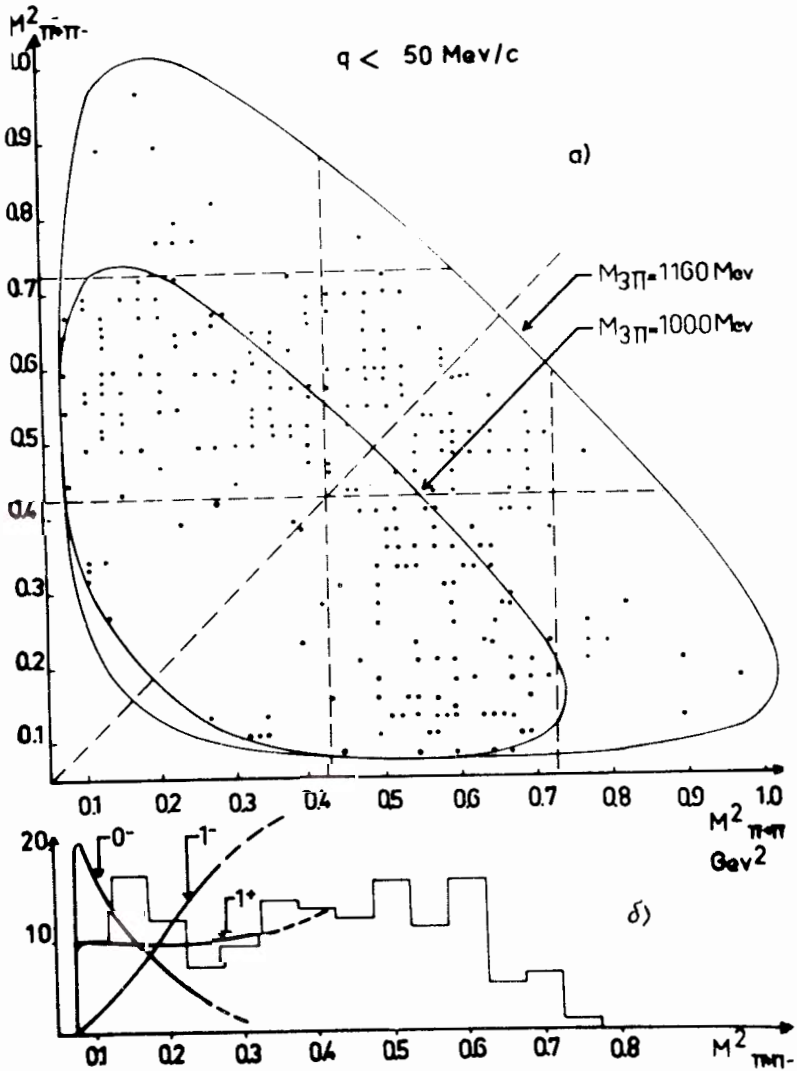
Плотность точек на графике Далица вдоль радиуса и осей X и Y для всех $\pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^-$ в полосе A_2 . T_3 - кинетическая энергия нетождественного мезона (реакция $pp \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$).



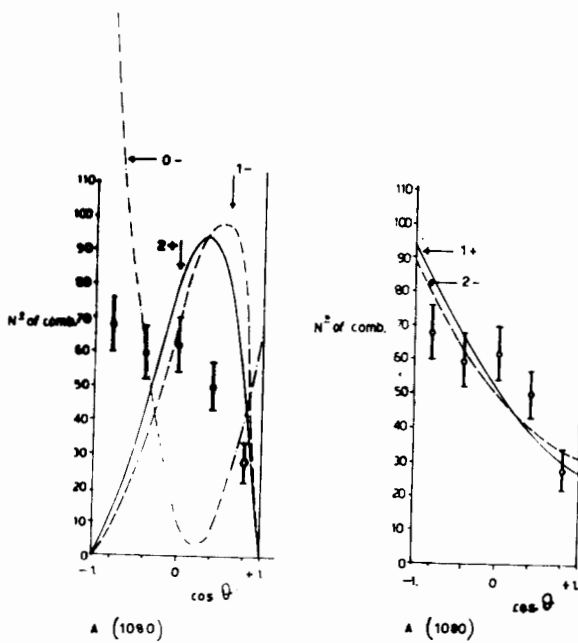
Р и с. 28. Вверху: График Далица для распада $\pi^+ \pi^-$ -комбинаций от реакции $\pi^+ p \rightarrow p \pi^+ \pi^+ \pi^-$ после исключения всех событий с массой $\pi^+ p$ в полосе N^* . Каждый случай нанесен дважды. Внизу: проекция событий из ρ - полосы на оси; кривые соответствуют спин-четности $1^+, 2^+$ и 2^- .



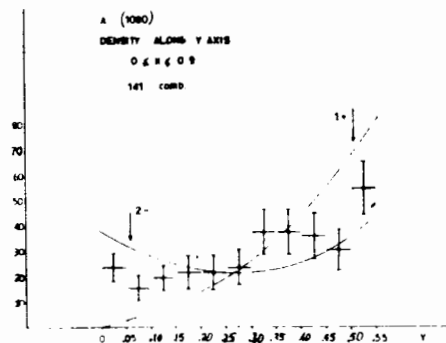
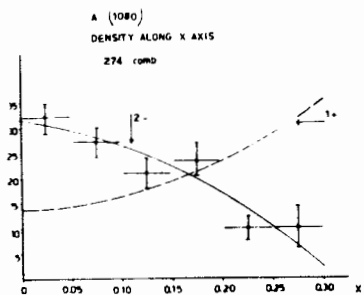
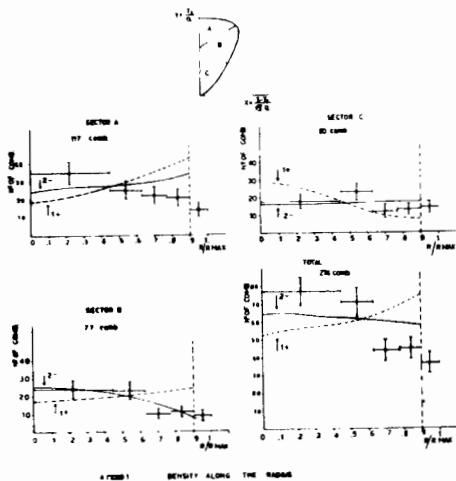
Р и с. 24. Распределение эффективных масс $\pi^+\pi^-\pi^-$ (i) всех событий; (ii) событий с $q < 150$ Мэв/с; (iii) событий с $q < 150$ Мэв/с и $650 < M_{\pi^+\pi^-} < 850$ Мэв. Экспериментальное разрешение около 3% .



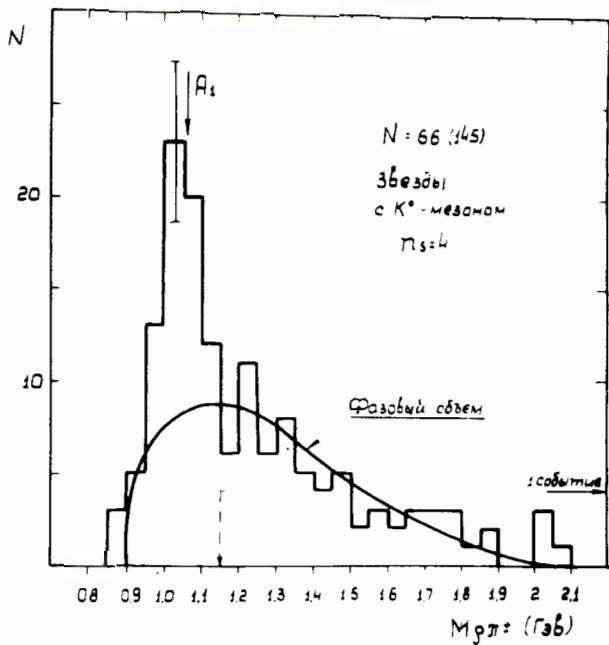
Р и с. 25. а) График Далица для событий с малыми передачами импульса, имеющих $1000 \leq M_{3\pi} \leq 1160$. Каждый случай изображен двумя точками, расположенными симметрично по отношению к диагонали. Показаны границы ρ -полосы $M_{3\pi} = 1000$ и 1160 Мэв. б) Проекция на горизонталь ρ -полосы. Показаны теоретические предсказания (нормированные к данным с $M_{\pi^+\pi^-}^2 \approx 0,3 \text{ GeV}^2$) различных спинов и четностей J^P для $A_1 \rightarrow \rho\pi$ вне области интерференции. Предсказания для 2^\pm аналогичны предсказаниям для 1^\pm .



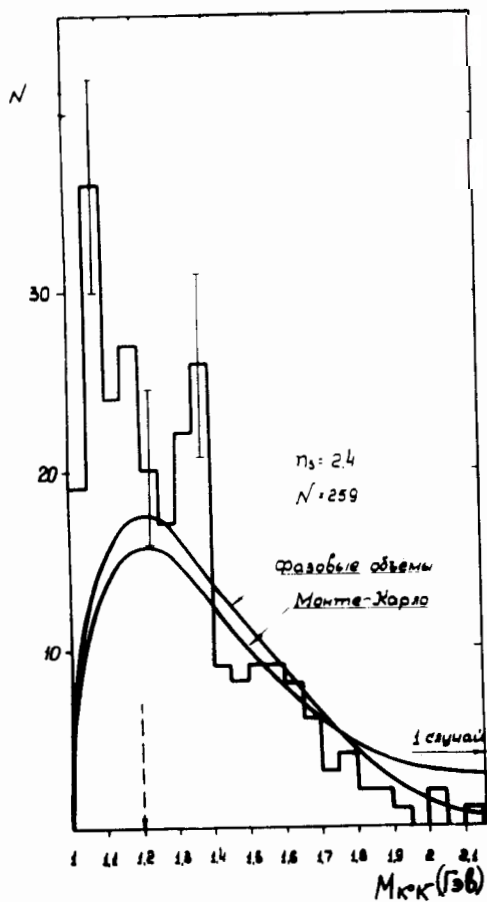
Р и с. 26. Распределение по косинусу углов распада ρ в системе покоя ρ^0 от распада A_1 . За A_1 принимались все пары с $980 \leq m < 1180$ Мэв/с, а за ρ^0 - все нейтральные диплоны с $650 \leq m_{\pi^+\pi^-} < 850$ Мэв/с (реакция $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$). Ошибки статистические.



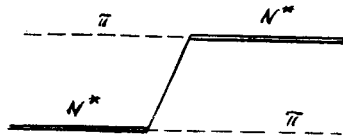
Р и с. 27. Плотности точек на графике Далипа вдоль радиуса и осей X и Y для всех $\pi^+\pi^+\pi^+$ в полосе $A_{11} + T_3$ -кинетическая энергия нетождественного пиона (реакция $pp \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^+$).



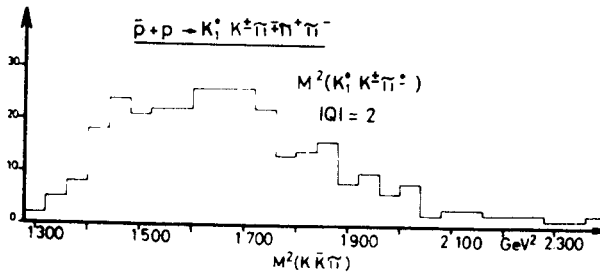
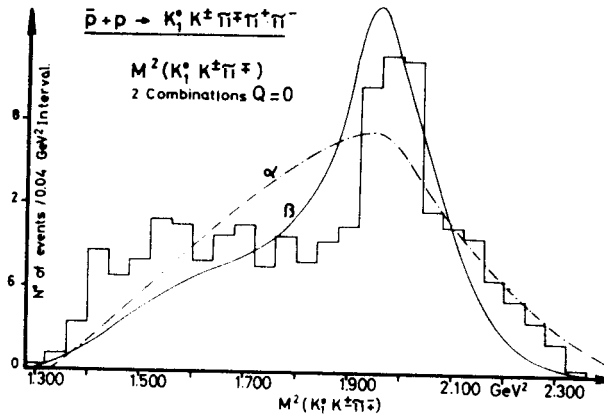
Р и с. 28. Распределение эффективных масс 3π -системы. Кривая представляет результат, полученный на основании статистической теории.



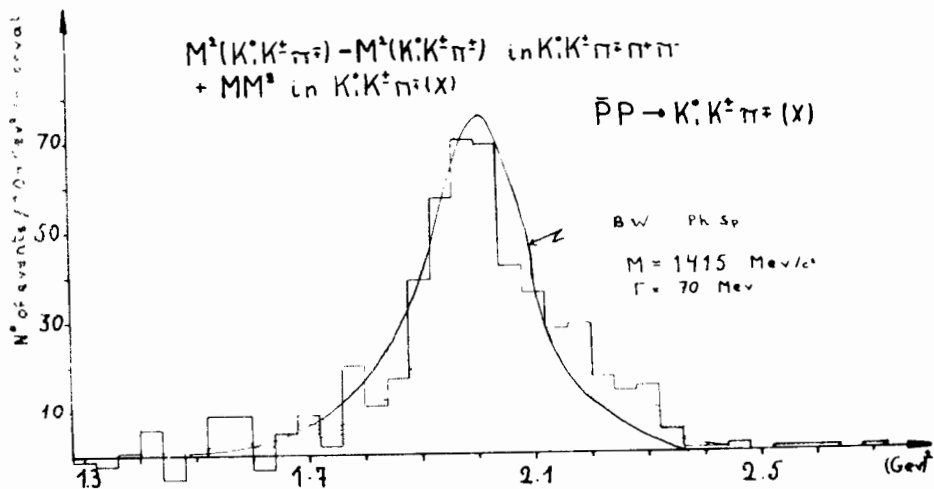
Р и с. 20. Распределение эффективных масс $M_{K^0 K}$ - для $n_s = 2$ и 4. В качестве фоновых кривых используются распределения, полученные по методу Монте-Карло (кривая I) и по статистической теории (кривая II). Фоновые кривые нормированы на случай с $M_{K^0 K} \rightarrow 1,2$ ГэВ.



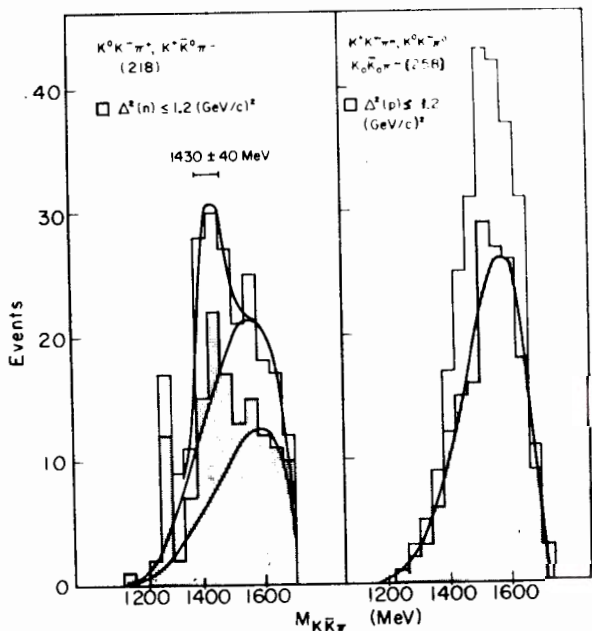
Р и с. 30. Д и а г р а м м а.



Р и с. 31. Распределение квадратов эффективных масс $M^2(K_1^0 K^\pm \pi^\mp)$ от реакции $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K^\pm \pi^\mp \pi^+ \pi^-$ с $|Q|=0$ и $|Q|=2$.

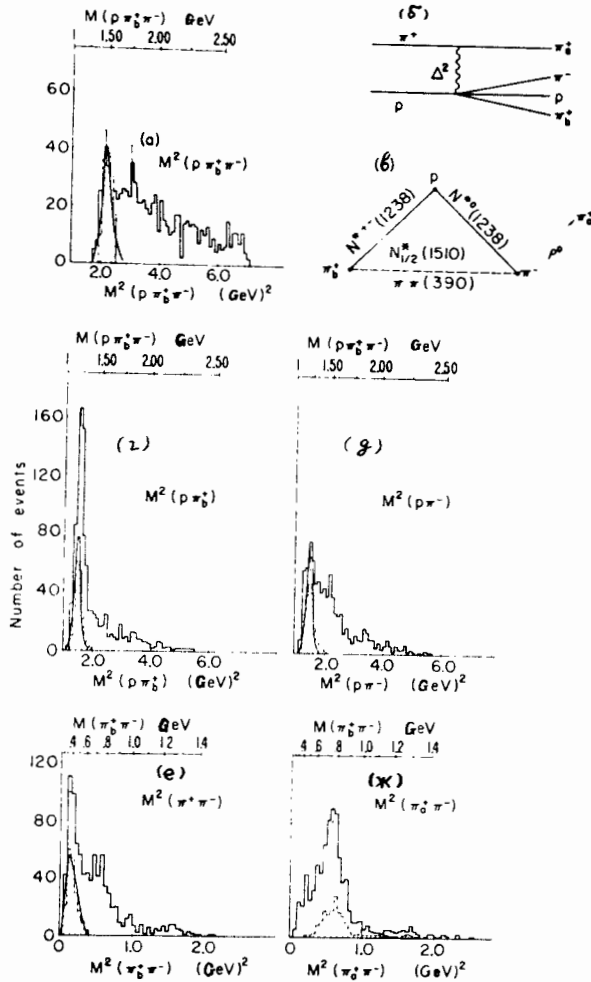


Р и с. 32. Распределение эффективных масс $\bar{K}K\pi$ для разности комбинаций с $Q=0$ и $|Q|=2$.

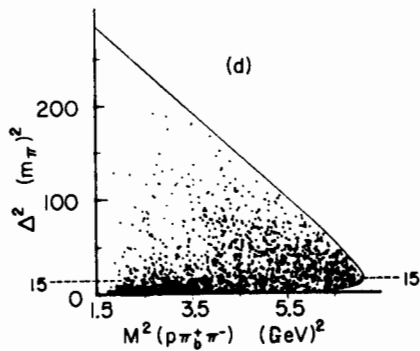


Р и с. 33. Распределение эффективных масс $\bar{K}K\pi$ - комбинаций от реакции $\pi^-p \rightarrow \bar{K}K\pi N$ при 3,2 Гэв/с.

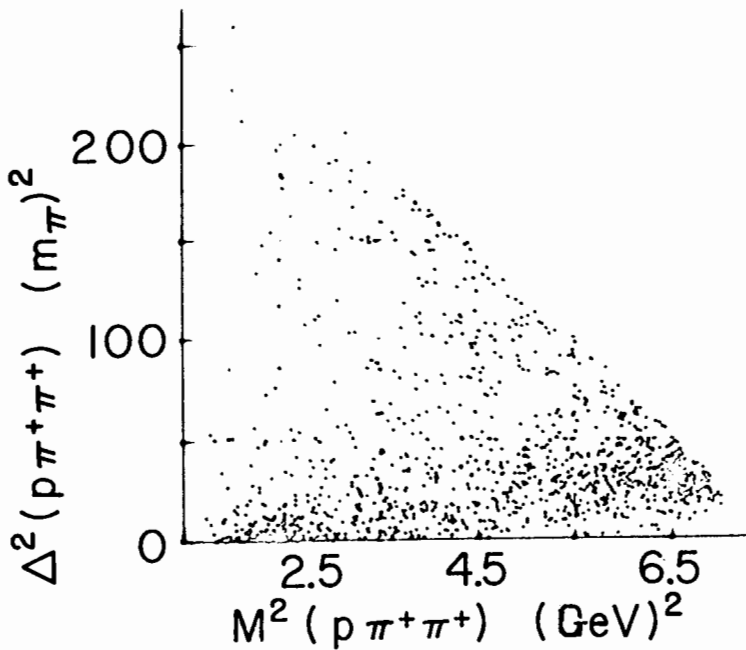
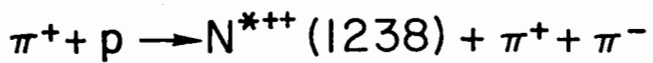
$\theta_{\pi_0} < \theta_{\pi_1}$
 $\Delta^2 < 15 m_{\pi}^2$
 $\square 1.4 \leq M(p\pi_0^+\pi^-) \leq 1.6 \text{ GeV}$



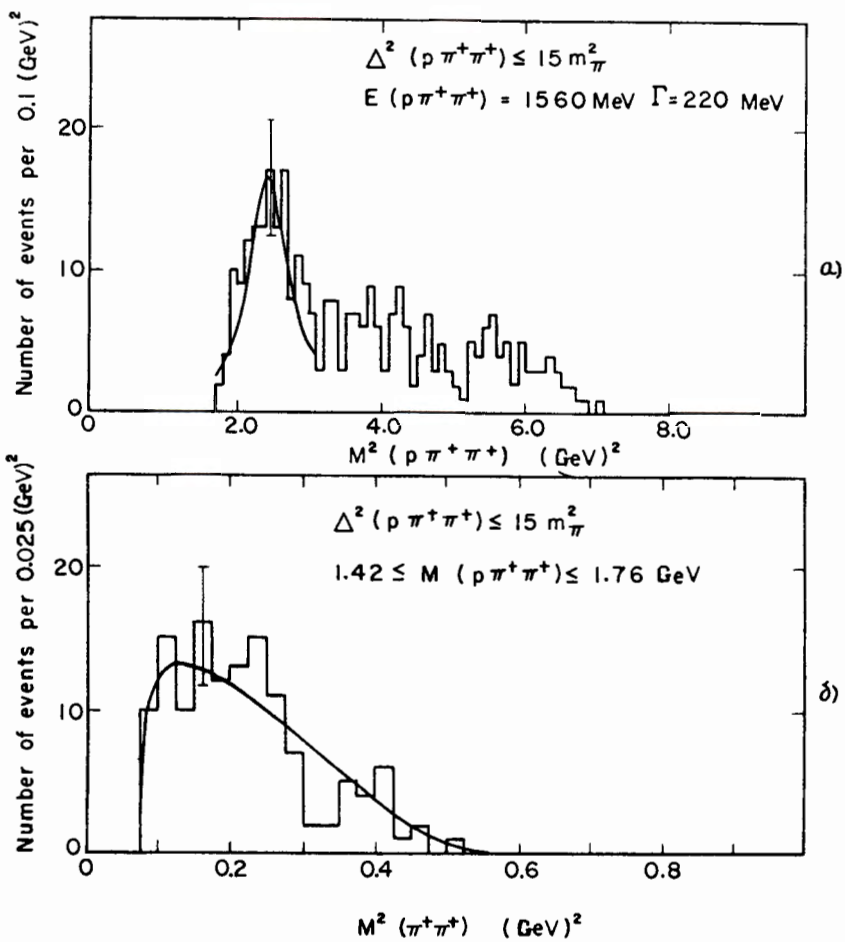
Р и с. 34. События с $\Delta^2(p\pi^+\pi^-) \leq 15 m_{\pi}^2$, имеющие пик при массе 1480 Мэв, и распределение масс двух частиц, связанных с этим пиком.



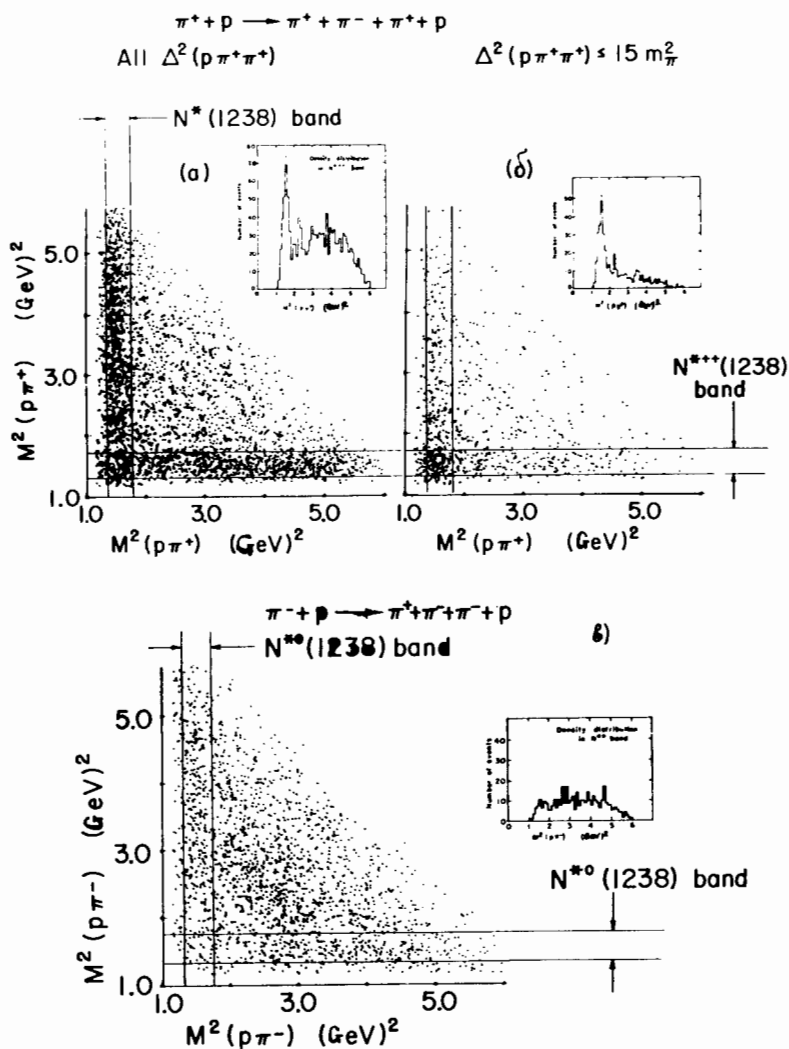
Р и с. 35. График Чу-Лоу для системы $p\pi_0\pi^-$.



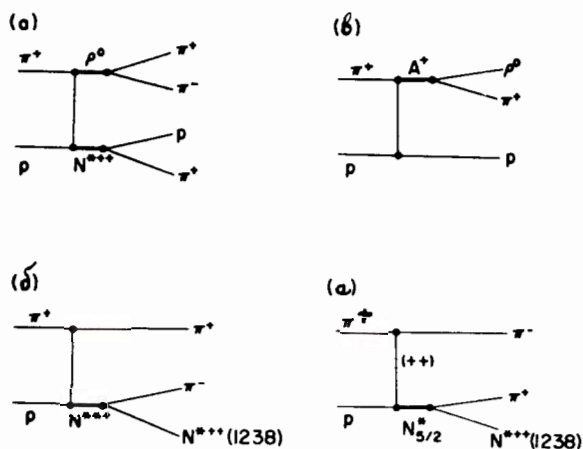
Р и с. 36. График Чу-Лоу для $p\pi^+\pi^+$ -системы



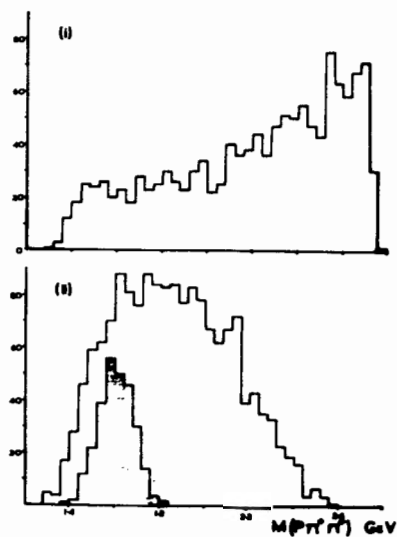
Р и с. 37. а) Распределение масс $p \pi^+ \pi^+$ для $\Delta^2 (p \pi^+ \pi^+) \leq 15 m_\pi^2$.
 б) распределение $M^2 (\pi^+ \pi^-)$ при $\Delta^2 (p \pi^+ \pi^+) < 15 m_\pi^2$ и $1,42 \leq M (p \pi^+ \pi^+) \leq 1,76$ Мэв.



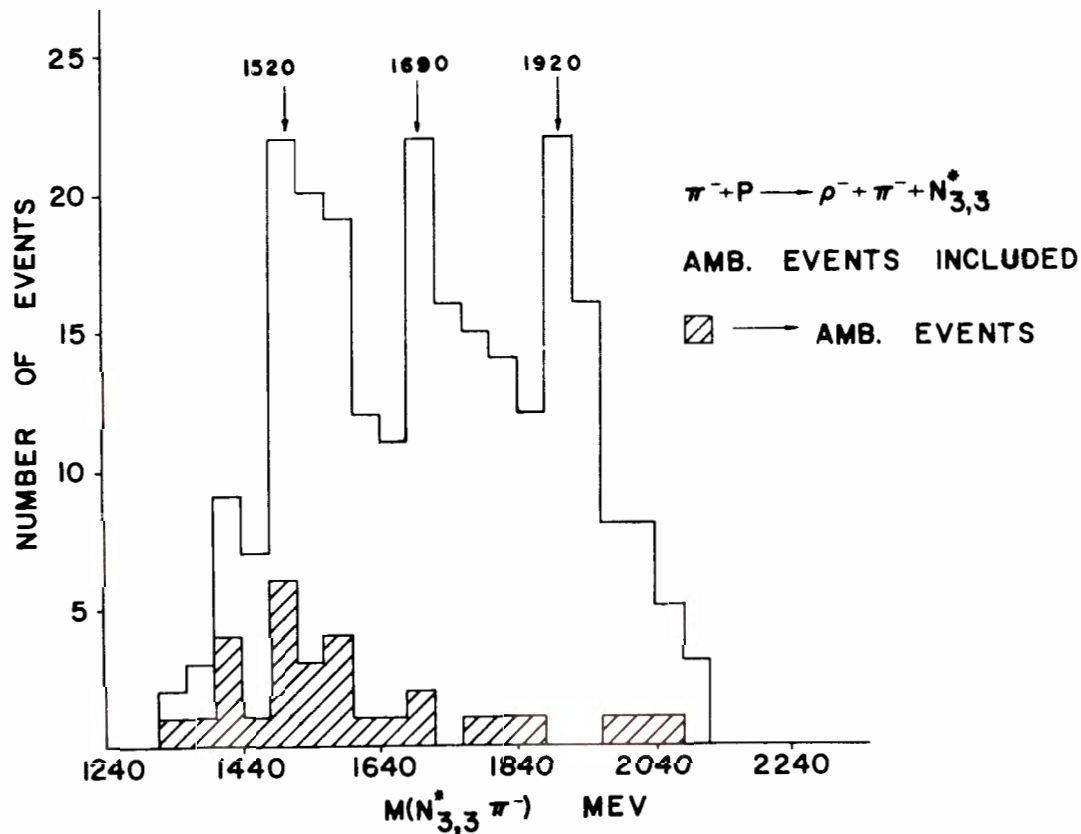
Р и с. 38. а) График Далица в переменных $M^2(p\pi^+) - M^2(p\pi^+)$; в) то же в переменных $M^2(p\pi^-) - M^2(p\pi^-)$.



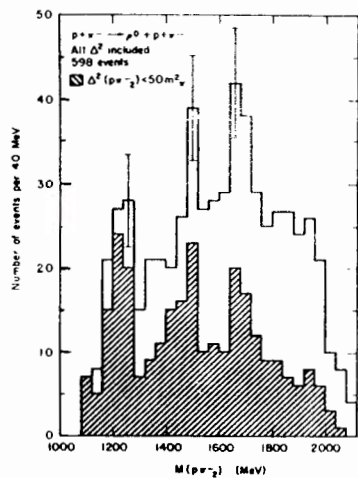
Р и с. 39. Фейнмановская диаграмма для реакции $\pi^+ \rho \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ p$.



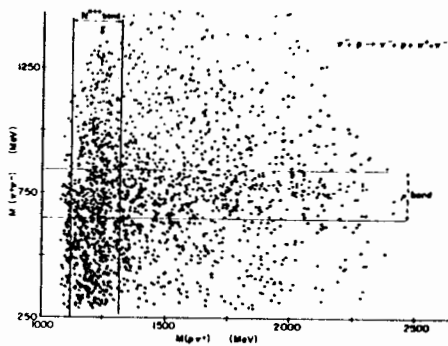
Р и с. 40. Распределение $M(\pi^+ \pi^- p)$ для (i) $\pi^+ \rho \rightarrow \pi^+ p \pi^+ \pi^-$ и (ii) $\pi^+ \rho \rightarrow \pi^+ p \pi^+ \pi^- \pi^0$, где по крайней мере одна из комбинаций масс $\pi^+ p$ лежит в области изобары $N(1238)$.



Р и с. 41. Распределение масс системы $\pi^- N_{3,3}^*$ из реакции $\pi^- p \rightarrow \rho^- + \pi^- + N_{3,3}^*$.



Р и с. 42. Распределение масс системы $\rho\pi^-$, образованной в реакции $\pi^- p \rightarrow \rho^0 + p\pi^-$.



Р и с. 43. Перекрывание полосы ρ и изобары $N_{3/2}^{+++}$.

Т а б л и ц а 1
Нейтральные распады ρ^0 - мезона

Ссылка	Р е а к ц и я	И м п у л ь с	R
/11/	$\pi^+ d \rightarrow pp + \text{нейтр}$	6,0 Гэв/с	$0,56 \pm 0,10$
/10/	$\pi^+ d \rightarrow pp + \text{нейтр}$	3,2 Гэв/с	$0,61 \pm 0,15$
/12/	$\pi^+ d \rightarrow pp + \text{нейтр}$	2,5 Гэв/с	$0,96 \pm 0,30$
/26/	$\pi^- p \rightarrow p + 4\gamma$	2,8 Гэв/с	$0,31 \pm 0,14$

Т а б л и ц а 2

Простейшие матричные элементы для распада на систему $\pi^+ \pi^- \eta$.
Здесь $\vec{p} = \vec{p}_{\pi^+} - \vec{p}_{\pi^-}$, $\vec{\beta} = -(\vec{p}_{\pi^+} + \vec{p}_{\pi^-}) = \vec{p}_{\eta}$, $\vec{q} = \vec{p} \times \vec{\beta}$,
 I - единичная матрица, θ - угол между π^+ и η в системе покоя дилциона.

C	J ^P	ℓ	L	Матричный элемент	Угловая зависимость
+1	0^-	0	0	$\frac{1}{P}$	1
	1^+	0	1	1	1
	1^-	2	2	$\vec{p} \cdot \vec{P} \vec{q}$	$\sin^2 \theta \cdot \cos^2 \theta$
	2^+	2	1	$\vec{P} \vec{q} + \vec{q} \vec{P}$	$\sin^2 \theta$
	2^-	0	2	$\vec{P} \vec{P} - I P^2/3$	1
-1	2^-	2	0	$\vec{p} \vec{p} - I p^2/3$	1
	0^-	1	1	$\vec{p} \cdot \vec{\beta}$	$\cos^2 \theta$
	1^+	1	0	\vec{p}	1
	1^-	1	1	\vec{q}	$\sin^2 \theta$
	2^+	1	2	$\vec{P} \vec{q} + \vec{q} \vec{P}$	$\sin^2 \theta$
2^-	1	1	$\vec{p} \vec{p} + \vec{\beta} \vec{p} - (2/3) \vec{\beta} \cdot \vec{P}$	$1 + (1/3) \cos^2 \theta$	

Т а б л и ц а 3

Простейшие матричные элементы для распада на систему $\pi^+ \pi^- \gamma$ посредством электрического (E.D) и магнитного (M.D) дипольных переходов.
Здесь $\vec{p} = \vec{p}_{\pi^+} - \vec{p}_{\pi^-}$, $\vec{K}_E = \vec{a} \times \vec{p}_{\gamma}$, $\vec{K}_M = (\vec{a} \times \vec{p}_{\gamma}) \times \vec{p}_{\gamma}$, $\vec{q}_E = \vec{p} \times \vec{K}_E$ и $\vec{q}_M = \vec{p} \times \vec{K}_M$,
 \vec{a} - единичный псевдовектор вдоль направления магнитного поля фотона, θ - угол между π^+ и γ в системе покоя дилциона.

C	J ^P	ℓ	Тип	Матричный элемент	Угловая зависимость
+ 1	0^-	1	M.D	$\vec{p} \cdot \vec{K}_M$	$\sin^2 \theta$
	1^+	1	E.D	\vec{q}_E	$1 + \cos^2 \theta$
	1^-	1	M.D	\vec{q}_M	$1 + \cos^2 \theta$
	2^+	1	E.D	$\vec{p} \cdot \vec{K}_E + \vec{K}_E \vec{p} - (2/3) I p^2 K_E$	$6 + \sin^2 \theta$
	2^-	1	M.D	$\vec{p} \vec{K}_M + \vec{K}_M \vec{p} - (2/3) I p^2 \vec{K}_M$	$6 + \sin^2 \theta$
- 1	0^-			(дипольный переход запрещен)	
	1^+	0	M.D	K_M	1
	1^-	0	E.D	K_E	1
	2^+	2	M.D	$\vec{p} \vec{q}_M + \vec{q}_M \vec{p}$	$1 + \cos^2 \theta$
	2^-	2	E.D	$\vec{p} \vec{q}_E + \vec{q}_E \vec{p}$	$1 + \cos^2 \theta$

Т а б л и ц а 4

Массы и ширины A_1 - и A_2 - резонансов (МэВ)

Ссылка	A_1		A_2	
	M_{A_1}	Γ_{A_1}	M_{A_2}	Γ_{A_2}
x/	1080	80	1320	100
/18/	1080 ± 10	100	1310	80
/50/			1280 ± 20	80
/28/	1050	100		
/21/			1335 ± 10	90 ± 10
/20/	1030 ± 20		1280 ± 20	
/14/	1100		1300	
/19/	1080	100	1320	200
/15/	1090	90	1300	90
/16/	1080	150	1300 (?)	

x/ Англо-немецкое сотрудничество. Phys Lett., 11, 220, 1963,

Т а б л и ц а 5

Соотношения ветвей распада ω - и ϕ - мезонов на лептонные пары

$\mu^+ \mu^-$	$e^+ e^-$	Полное ^(а) число	2/3x	полное ^(в) число	Соотношения ветвей	
ω 2?	0	540		360	$\frac{\omega \rightarrow \mu^+ \mu^-}{\omega \rightarrow \text{все}} < 0,005$	$\frac{\omega \rightarrow e^+ e^-}{\omega \rightarrow \text{все}} < 0,003$
ϕ 0	0	111		74	$\frac{\phi \rightarrow \mu^+ \mu^-}{\phi \rightarrow K\bar{K}} < 0,013$	$\frac{\phi \rightarrow e^+ e^-}{\phi \rightarrow K\bar{K}} < 0,013$

(а) Полное число ω и ϕ найдено на той же длине следа K-мезонов, с поправкой на нейтральные распады.(в) Множитель 2/3 учитывает тот факт, что рассматриваются только события, для которых $S.L_{2\mu}$ (или $S.L_{2e}$) $> 2CL_{2\pi}^{(c)}$.(с) $S.L$ - означает границу достоверности.