

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.12

РЕЗОНАНСНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ
(Бозонные резонансы)**В. Г. Гришин**

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	71
I. ϕ -мезон	73
II. f -мезон	82
III. Исследование $\pi\pi$ -взаимодействия при малых энергиях (ABC-аномалия)	84
IV. Поиски новых резонансных $\pi\pi$ -систем	86
V. ω -мезон	87
VI. η -мезон	97
VII. Многопиконные резонансные системы	105
VIII. Резонансные системы K -мезонов	106
IX. K^* -мезон	110
X. κ -мезон ($K^*(725)$)	115
Заключение	115
Приложение. Новые данные	116
Цитированная литература	117

ВВЕДЕНИЕ

Интенсивное накопление экспериментальных данных о взаимодействиях элементарных частиц, обусловленное созданием гигантских ускорителей и больших пузырьковых камер, привело к открытию новой группы частиц — резонансов.

Характерной особенностью резонансов является их малое время жизни ($\tau \sim 10^{-22} \div 10^{-23}$ сек). С точки зрения экспериментальных возможностей современных методов исследования генерация и распад новых частиц происходят практически в одной точке. В связи с этим обстоятельством их существование было обнаружено только с помощью косвенных методов, при изучении резонансных свойств продуктов их распада. Отсюда и происходит название этих частиц — **р е з о н а н с ы**.

В настоящее время число открытых резонансов уже значительно превышает число так называемых элементарных частиц. В связи с этим возникает целый ряд принципиальных вопросов о природе всех частиц. Например, становится почти очевидным, что считать все частицы элементарными не более разумно, чем считать элементарными атомные ядра.

В последние годы изучение резонансов стало одной из основных задач физики высоких энергий. Этому вопросу посвящено большое количество экспериментальных и теоретических работ.

Бозонные резонансы *)

Обозначение	Странность	$I (J^{PG})^{**})$	$CP^{***})$	Масса, $M_{\text{эв}}$	Ширина ($M_{\text{эв}}$) или τ (сек)	Основные схемы распада	Относительная вероятность распада, %
π	0	$1 (0^{--})$	(—)	π^0 —135 $\pi^\pm$ —140	π^0 — $1 \cdot 10^{-16}$ сек $\pi^\pm$ — $2,5 \cdot 10^{-8}$ сек	$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$	100 100
K	+1	$\frac{1}{2} (0^-)$		K^0 —498 $K^\pm$ —494	K_1^0 — 10^{-10} сек K_2^0 — $6 \cdot 10^{-8}$ сек $K^\pm$ — $1,22 \cdot 10^{-8}$ сек	$K_1 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ $K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$	66 64
η	0	$0 (0^{++})$	(—)	548 ± 1	≤ 7	$\pi^+ \pi^- \pi^0$ $\pi^0 \pi^0 \pi^0$ $\pi^+ \pi^- \gamma$ $\gamma \gamma$	30 ± 8 22 ± 9 8 ± 2 40 ± 17
ϱ	0	$1 (1^{--})$	(+)	750 ± 5	100 ± 10	$\pi^+ \pi^-$	100
ω	0	$0 (1^{--})$	(+)	784 ± 1	$9,5 \pm 2,1$	$\pi^+ \pi^- \pi^0$ $\pi^0 \gamma$ $\pi^+ \pi^-$	85 10 ± 3 $\leq 0,8$
φ	0	$0 (1^{--})$	(+)	$1018,6 \pm 0,5$	$3,1 \pm 1,0$	$K_1 K_2$ $\varrho \pi$	90 ≤ 10
K^*	+1	$1/2 (1^-)$		890 ± 1	51 ± 2	$K \pi$	100
f	0	$0 (\geq 2^{++})$	(+)	1250 ± 25	150 ± 50	$\pi \pi$	100
η ($\eta 2\pi$) A_1 A_2	1 0 0 0	$1/2 (?)$ $0 (0^{++})$ $\geq 1 (?)$ $1 (2^{++})$	(—) (?) (+)	725 ± 3 $957,5 \pm 1,5$ 1080 ± 10 1310 ± 15	≤ 12 ≤ 4 100 90	$K \pi$ $\eta 2\pi$ $\pi^+ \pi^- \gamma$ $\varrho \pi$ $\varrho \pi$ $K \bar{K}$ $\pi \eta$	100 80 20 100 60 20 20
B	0	$1 (?)$	(?)	1215 ± 18	122 ± 17	$\omega \pi$	100

*) В этой таблице для сравнения приведены свойства π - и K -мезонов.
 **) $I (J^{PG})$ —изотопический спин, спин, четность и G -четность резонанса
 ***) CP —комбинированная четность.

В настоящем обзоре будут подробно обсуждены квантовые числа и свойства бозонных резонансов *).

Вопрос о сильных и резонансных взаимодействиях бозонов начал интенсивно обсуждаться после открытия максимума в кривой π^-P -сечения при кинетической энергии π -мезонов $T \approx 900 \text{ Мэв}$ ¹⁴⁻¹⁶. В 1955 г. было высказано предположение о том, что этот максимум обусловлен резонансом в $\pi\pi$ -системе, а не в πN -системе, так как в последнем случае спин резонанса был бы очень большим ($J \geq \frac{11}{2}$), что маловероятно^{15, 16}.

В предложенной модели $\pi\pi$ -резонанс имел массу $M \approx 430 \text{ Мэв}$ и ширину $\Gamma \approx 100 \text{ Мэв}$. Как показали дальнейшие исследования πN -взаимодействия, эта модель в действительности не имеет места. Однако эти предложения стимулировали развитие экспериментов по изучению $\pi\pi$ -взаимодействия, которые привели к открытию целого ряда резонансных систем π -мезонов.

В 1960 г. были сообщены первые экспериментальные результаты по исследованию $K\pi$ -взаимодействия, в которых было обнаружено существование K^* -мезона. В 1962—1963 гг. началось изучение свойств $K\bar{K}$ -пар и многопionных систем. Наиболее достоверные резонансы и их основные свойства приведены в табл. I. Несомненно, что в настоящее время ее нельзя считать законченной.

I. ρ -МЕЗОН

§ 1. М а с с а и ш и р и н а

Экспериментальные данные о существовании и свойствах ρ -мезона получены главным образом при изучении одиночного рождения π -мезонов в реакциях

$$\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + n, \quad (1)$$

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^+ + n, \quad (2)$$

$$\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + p, \quad (3)$$

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^0 + p \quad (4)$$

и при исследовании процессов аннигиляции антипротонов. Существование ρ -мезона было также обнаружено в процессах фоторождения пионов и в протон-протонных столкновениях¹⁷.

Особенно много работ посвящено изучению реакций (1) — (4) при $E_\pi \sim 1 \text{ Гэв}$. Уже в первых работах¹⁸⁻²⁰, выполненных с помощью водородных пузырьковых камер, отмечалось, что имеется указание на существование резонансного $\pi\pi$ -взаимодействия с $M \sim 600 \text{ Мэв}$. Однако статистика в этих работах была невелика (около 100 событий типа (4)), поэтому нельзя было сделать определенных заключений о резонансе в $\pi\pi$ -системе. Дальнейшее увеличение статистики до нескольких тысяч событий типа (1) — (4) позволило определить массу и ширину ρ -мезона.

Например, в работе²¹ исследовалось рождение мезонов в π^+p -соударениях при $T = 910, 1090$ и 1260 Мэв . На рис. 1 приведены полученные распределения по эффективным массам систем $\pi^+\pi^0$ - и $\pi^+\pi^+$ -мезонов. Здесь же приведены и ожидаемые распределения, вычисленные исходя из статистических соображений.

*) По этому вопросу см. также работы обзорного характера¹⁻¹³.

Мы сделаем небольшое отступление, чтобы кратко пояснить, что представляют собой эти распределения по эффективным массам, а также в каких предположениях получены теоретические кривые, так как аналогичные графики широко используются при изучении резонансов.

Эффективная масса ν -частиц определяется выражением

$$M_\nu = [(\sum_{i=1}^{\nu} E_i)^2 - (\sum_{i=1}^{\nu} \mathbf{p}_i)^2]^{1/2}, \quad (5)$$

где E_i и $\mathbf{p}_i$ — полная энергия и импульс соответствующей частицы, $c = 1$ *). Если эти частицы являются продуктами распада другой нестабильной частицы-резонанса, то из общих положений квантовой механики

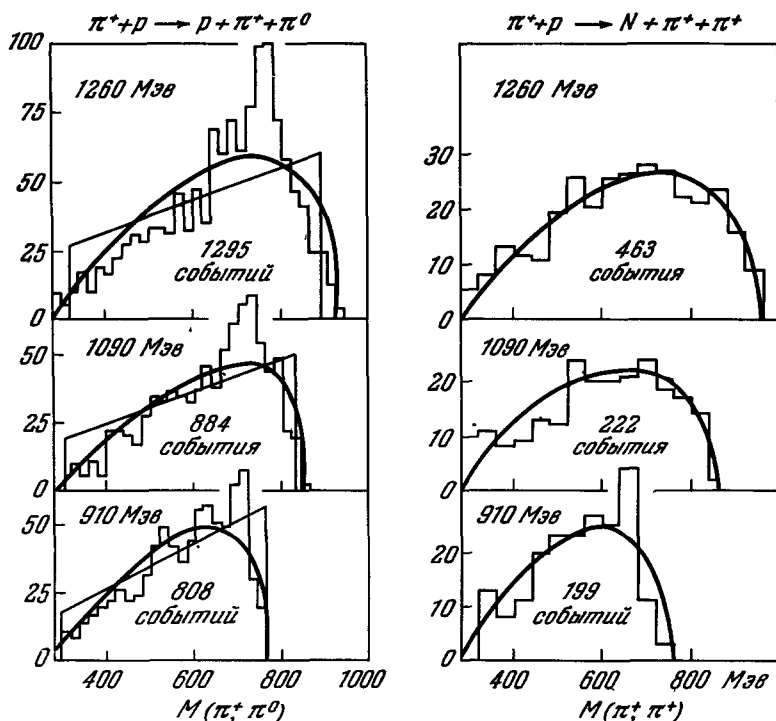


Рис. 1. Распределения по эффективным массам $\pi^+\pi^0$ - и $\pi^+\pi^+$ -систем, полученные при исследовании реакций (1) и (3).

можно показать, что распределение по эффективным массам ν -частиц будет иметь вид ^{22, 23}

$$W(M_\nu) \sim \frac{1}{(M_\nu - M_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}, \quad (6)$$

где M_0 — масса нестабильной частицы и Γ связано с ее временем жизни τ соотношением неопределенности энергия — время

$$\Gamma\tau = 1. \quad (7)$$

Итак, изучая распределения $W(M_\nu)$, можно найти максимум типа (6), ширина и положение которого характеризуют массу и время жизни искомого резонанса.

*) Выражение (5) является релятивистским скаляром, и поэтому M_ν можно вычислять по имеющимся значениям E_i и $\mathbf{p}_i$ в любой системе координат. В дальнейшем во всех формулах полагается $\hbar = c = 1$.

Вернемся к рассматриваемым процессам (1) и (3). В этом случае если, например, процесс (3) идет только по схеме

$$\pi^+ + p \rightarrow \varrho^+ + p \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + p, \quad (8)$$

т. е. через образование ϱ -мезона, то распределение $W(M(\pi^+\pi^0))$ будет иметь вид (6). Однако обычно наряду с реакцией (8) идет и реакция (3) без образования резонанса. Тогда резонансные пики будут наблюдаться на некотором фоне от процесса (3). Очень часто делается предложение, что распределение $W(M(\pi\pi))$ для реакции типа (1)–(4) определяется только объемом фазового пространства состояний, допустимых при данном значении эффективной массы M_0 $\pi\pi N$ -системы *). Тогда

$$\begin{aligned} \frac{dW(M_0, M(\pi\pi))}{dM(\pi\pi)} = \\ = \int \frac{d^3\mathbf{p}_{\pi_1}}{2E_{\pi_1}} \frac{d^3\mathbf{p}_{\pi_2}}{2E_{\pi_2}} \frac{d^3\mathbf{p}_N}{2E_N} \delta\left(\sum_{i=3}^3 \mathbf{p}_i - \mathbf{P}\right) \delta\left(\left[\left(\sum_{i=1}^2 E_i\right)^2 - \left(\sum_{i=1}^2 \mathbf{p}_i\right)^2\right]^{1/2} - M(\pi\pi)\right). \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь предполагается, что матричный элемент πN -взаимодействия не зависит от энергий и импульсов образующихся частиц и является константой. В дальнейшем распределение (9) будем называть статистическим фоном резонансных состояний ²⁴. На рис. 1 приведены кривые, характеризующие статистический фон от реакций (1) и (3), и кривые, имеющие форму трапеций, — от реакций

$$\pi + N \rightarrow N_{33}^* + \pi \rightarrow \pi + \pi + N, \quad (10)$$

где N_{33}^* — изобара с $M = 1230$ Мэв и изотопическим спином $I = 3/2$.

Как видно из рисунка, имеется четкий пик над статистическим фоном, особенно при $T = 1260$ Мэв, с $M \approx 750$ Мэв и $\Gamma \approx 100$ Мэв в распределении по эффективным массам $\pi^+\pi^0$ -систем (ϱ^+ -мезон). Отсутствие соответствующего пика в $\pi^+\pi^+$ -системах, имеющих $I = 2$, позволяет сделать вывод о том, что $I(\varrho) = 1$, так как $I(\pi^+\pi^0)$ может принимать только два значения — 1 и 2.

Аналогичные выводы о ϱ -мезоне были получены и в других работах при изучении πN -взаимодействия в интервале энергий π -мезонов от 1 до 17 Гэв ²⁵⁻⁴³. Сечение рождения ϱ -мезонов составляет величину $\sim 3,5$ мб в реакциях (3) и

$$\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p + \pi^+ + \pi^- \quad (11)$$

при $E_{\pi^+} \approx 2$ Гэв и падает до нескольких десятых миллибарна при $E_{\pi} \approx \approx 10$ Гэв ³⁹⁻⁴¹. Интересно отметить, что в интервале энергий $E_{\pi} \approx \approx 2 \div 4$ Гэв реакция (11) в основном идет по схеме

$$\pi^+ + p \rightarrow N_{33}^{*++} + \varrho^0 \rightarrow \pi^+ + p + \pi^+ + \pi^- \quad (12)$$

с сечением около 1 мб ^{40, 41}.

Свойства и характеристики ϱ -мезонов изучались также в аннигиляционных процессах ⁴⁴⁻⁴⁸. При исследовании реакций

$$p + \bar{p} \rightarrow 2\pi^+ + 2\pi^- + n\pi^0 \quad (n=1, 2, \dots) \quad (13)$$

с помощью 72-дюймовой водородной пузырьковой камеры было отмечено, что имеется указание о двойной структуре пика ϱ^0 -мезона ($\pi^+\pi^-$ -система) ⁴⁴.

*) В некоторых случаях вопросы интерференции фона и резонансного канала реакции могут быть существенны (см., например, гл. I, § 3).

§ 2. Распадные свойства

В настоящее время, кроме распадов $\varrho \rightarrow 2\pi$, не наблюдается никаких других возможных распадов ϱ -мезона. Имеются лишь грубые оценки вероятностей этих распадов.

Так, например, для вероятности процесса

$$\varrho \rightarrow 4\pi \quad (14)$$

было получено^{45, 46, 49}, что ее верхняя граница составляет несколько процентов от основного распада ϱ -мезона.

Было также установлено, что распад

$$\varrho \rightarrow \eta + \pi \quad (15)$$

если и происходит, то с вероятностью меньше $6 \cdot 10^{-3}$ от вероятности основного распада^{45, 50}.

Имеются некоторые экспериментальные данные и о распадах

$$\varrho \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma \quad (16)$$

и

$$\varrho^0 \rightarrow \text{нейтральные частицы}. \quad (17)$$

В последнем случае^{51, 52}

$$R_1 = \frac{W(\varrho \rightarrow \text{нейтральные частицы})}{W(\varrho \rightarrow \pi^+ \pi^-)} \leq (6 \pm 40)\%. \quad (17')$$

Таким образом, можно констатировать, что экспериментальное исследование новых схем распада ϱ -мезона только начинается.

Между тем имеется ряд теоретических моделей, которые позволяют оценить вероятности некоторых схем распадов ϱ -мезонов⁵³⁻⁵⁸. Например, было получено⁵⁴⁻⁵⁷

$$R_2 = \frac{W(\varrho^0 \rightarrow \pi^0 \gamma)}{W(\varrho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)} \sim 1\%, \quad (18)$$

$$R_3 = \frac{W(\varrho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma)}{W(\varrho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)} \sim 1\%, \quad (19)$$

$$R_4 = \frac{W(\varrho \rightarrow \pi e^+ e^-)}{W(\varrho \rightarrow \pi \gamma)} \approx 0,8\% \quad (20)$$

и т. д. Изучение процессов (14), (16) — (18) и др. может существенно помочь при определении квантовых чисел и свойств ϱ -мезона.

§ 3. К в а н т о в ы е ч и с л а

В первом параграфе этого раздела было показано, что $I(\varrho) = 1$. Отсюда, если наблюдаемый распад $\varrho \rightarrow 2\pi$ обусловлен сильным взаимодействием (о чем свидетельствует большая ширина резонанса), то в силу изотопической инвариантности спин ϱ -мезона должен быть равен целому нечетному числу, т. е. его четность отрицательна *). G -четность ϱ -мезона

*) Полная волновая функция системы двух мезонов должна быть симметричной относительно одновременной перестановки изотопических и пространственных переменных в силу тождественности частиц (бозоны). Изотопическая часть волновой функции двух π -мезонов с $I = 1$ антисимметрична относительно перестановки изотопических переменных. Поэтому и пространственная часть должна быть также антисимметрична относительно перестановок пространственных переменных, т. е. четность системы отрицательна:

$$P = (-1)^J = -1.$$

положительна, так как он распадается по сильному взаимодействию на два π -мезона (см. табл. I) *). Однако необходимо помнить, что заключение об изотопическом спине ϱ -мезона, на основании которого и были определены почти все его квантовые числа, носит качественный характер (см. § 1).

Поэтому особенно важны и другие имеющиеся данные о квантовых числах ϱ -мезона. В этом параграфе будет рассмотрен анализ угловых распределений продуктов распада ϱ -мезона, в следующем — данные о сечении $\pi\pi$ -взаимодействия, которые в основном подтверждают сделанные выше выводы.

На рис. 2 приведено угловое распределение π^- -мезонов, образованных при распадах ϱ^- -мезонов. Распределение дано в системе покоя ϱ -мезонов относительно направления падающего пучка. Эти данные были получены при исследовании реакции (4) с помощью 50-см водородной пузырьковой камеры, облученной в пучке π^- -мезонов с импульсом $1,6 \text{ Гэв/с}$ ⁴⁹. Были отобраны только те случаи рождения π -мезонов, в которых они вылетают в направлении, близком к направлению падающего пучка π^- -мезонов. Как видно из рис. 2, в распределении распадающих π^- -мезонов доминирующим является член $\sim \cos^2 \varphi$. Этот факт свидетельствует о том, что

$$J(\varrho) \geq 1.$$

Более подробный анализ показывает, что в этом распределении имеется также и S -волна (изотропная часть распределения), которая свидетельствует о наличии $\pi\pi$ -взаимодействия с $I = 2$ и $J = 0$.

Это обстоятельство сильно усложняет изучение резонансного $\pi\pi$ -взаимодействия, так как возникают вопросы, связанные с интерференцией взаимодействий π -мезонов в состояниях с $I = 1$ и $I = 2$, выделением взаимодействия с $I = 1$ в чистом виде и т. п.

Подробное рассмотрение этого вопроса в работе ⁶¹ показало, что имеющиеся экспериментальные данные по процессам (1) — (4) допускают в некоторых предположениях большой вклад $\pi\pi$ -взаимодействия с $I = 2$ в области ϱ -мезона. Еще более сложная ситуация имеет место в случае ϱ^0 -мезонов.

При исследовании периферических взаимодействий π^- -мезонов с импульсом 3 Гэв/с с протонами в реакциях (2) было обнаружено, что в распределении типа показанного на рис. 2 имеется значительная асимметрия «вперед — назад» ^{72, 62}. Интерпретация этого распределения в терминах $\pi\pi$ -рассеяния показала, что имеется сильное или даже резонансное взаимодействие π -мезонов с $I = 0$ и $J = 0$. Таким образом, в области ϱ^0 -мезона можно ожидать еще наличие другого резонанса с $I = 0$. В связи с этим представляется интересным изучение процессов, в котором π -мезоны рождаются в синглетном изотопическом состоянии. В качестве

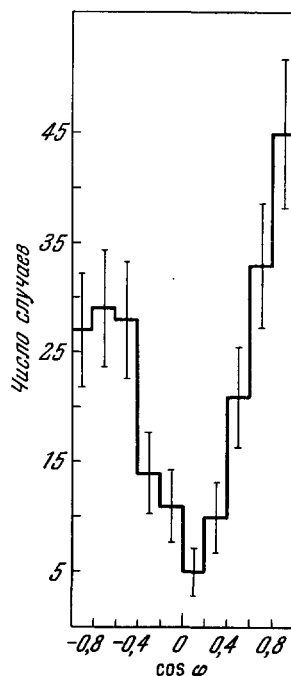


Рис. 2. Угловое распределение π^- -мезонов, образованных при распаде ϱ^- -мезонов.

*) G -четность π -мезона отрицательна, G -четность системы π -мезонов равна произведению G -четностей всех π -мезонов, входящих в эту систему ^{59, 60}.

примера можно привести реакцию



Таким образом, исходя из этих данных, заключение о $J(\rho) = 1$ нельзя считать окончательным, хотя оно и является наиболее вероятным.

§ 4. Сечение $\pi\pi$ -взаимодействия и ρ -мезон

Существование резонанса, распадающегося на два π -мезона (ρ -мезон), должно привести к появлению максимума в энергетическом ходе сечения $\pi\pi$ -взаимодействия. Исследование этого максимума позволило бы сделать более определенные заключения о квантовых числах ρ -мезона. В настоящее время нет встречных пучков π -мезонов, поэтому возможны лишь косвенные заключения о $\pi\pi$ -взаимодействии.

Большая часть известных данных о $\pi\pi$ -взаимодействии была получена из опытов по одиночному рождению пионов в πN -соударениях с помощью метода, предложенного Чу и Лоу⁶³. Они обратили внимание

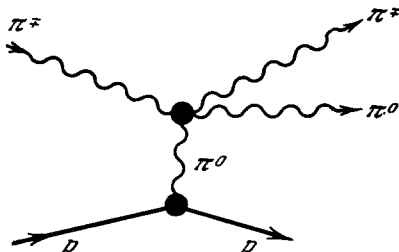


Рис. 3.

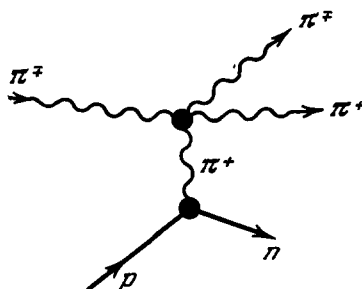


Рис. 4.

на то, что одномезонные диаграммы (рис. 3 и 4) при квадрате импульса переданного нуклону, $\Delta^2 = -m_\pi^2$ имеют полюс. В этом случае сечение $\pi\pi$ -рассеяния определяется выражением

$$\sigma_{\pi\pi}(\omega) = -4\pi f^{-2} F(\omega^2, -m_\pi^2) p [\omega^2(\omega^2 - 4m_\pi^2)]^{1/2}, \quad (22)$$

где f — константа πN -взаимодействия ($f^2 \approx 0,08$), p — импульс падающего π -мезона в л. с. к., ω — полная энергия вторичных $\frac{1}{2}$ мезонов в их с. ц. и. и значение величины

$$F(\omega^2, \Delta^2) = \frac{d^2\sigma(\pi N \rightarrow \pi\pi N)}{d\Delta^2 d\omega^2} (\Delta^2 + m_\pi^2)^2 \quad (23)$$

взято при $\Delta^2 = -m_\pi^2$. Вклад от процессов, описываемых другими диаграммами, в этом случае можно не рассматривать, так как эти диаграммы не имеют полюсов. Однако все эти утверждения справедливы для нефизической области переданных импульсов, поэтому сечение $\sigma_{\pi\pi}(\omega)$ можно получить только с помощью экстраполяции экспериментальных значений

$$\frac{d^2\sigma(\pi N \rightarrow \pi\pi N)}{d\Delta^2 d\omega^2}$$

в области $\Delta^2 \geq 0$ к точке $\Delta^2 = -m_\pi^2$. Эта экстраполяция окажется наиболее надежной, если будут использованы данные в области $\Delta^2 \leq m_\pi^2$, т. е. наиболее близкие к полюсу. Однако отбор πN -взаимодействий в области $\Delta^2 \leq m_\pi^2$ соответствует измерению процессов с сечением порядка нескольких десятков микробарн на фоне существенно более вероятных процессов, что в настоящее время является сложной экспериментальной задачей. Поэтому в тех случаях, когда статистическая точность анализируемого материала оказывается недостаточной для разбиения его по двум

параметрам, ω^2 и Δ^2 , применяется несколько иной метод обработки экспериментальных данных. В этом методе предполагается, что все случаи реакций (1) — (4) при $\Delta^2 \ll (nm_\pi)^2$, где $n = 1, 2, 3 \dots$, описываются одномезонными диаграммами (см. рис. 3 и 4) и сечение взаимодействия виртуального π -мезона с первичным пионом зависит только от ω (в общем случае $\sigma = f(\omega^2, \Delta^2)$ *). Тогда мы имеем

$$\frac{d^2\sigma(\pi N \rightarrow \pi\pi N)}{d\Delta^2 d\omega^2} (\Delta^2 + m_\pi^2)^2 = \frac{f^2 \Delta^2}{4\pi p^2 m_\pi^2} \sqrt{\omega^2(\omega^2 - 4m_\pi^2)} \sigma_{\pi\pi}(\omega). \quad (24)$$

После интегрирования выражения (24) по Δ^2 можно сравнивать с опытом теоретически рассчитанное сечение $d\sigma/d\omega^2$. Это обстоятельство позволяет использовать менее точные данные о процессах (1) — (4), чем в случае экстраполяционной процедуры. Этот метод получил название «метод сравнения в физической области» (physical-region-plot-method).

Рассмотренные выше два метода дают, по существу, один и тот же результат, если в физической области переданных импульсов реакции (1) — (4) описываются в основном одномезонными диаграммами. В противном случае трудно сказать, какой метод дает результат более близкий к действительности. Для этого заключения необходимы дополнительные исследования.

Перейдем к анализу имеющихся экспериментальных данных **). В наиболее изученной области энергий первичных π -мезонов ($E \approx 1$ Гэв) имеются данные, которые показывают, что вклад процессов (1) — (4), описываемых диаграммами рис. 3 и 4, не является доминирующим.

Так, например, сравнение экспериментальных и теоретических расщеплений вторичных π -мезонов по углу между ними в πN -системе при $E_\pi \approx 1$ Гэв показало, что вклад в сечение реакции (2) от процесса, описываемого диаграммой рис. 4, не превышает 30%. Теоретические расчеты были проведены по формуле (24), а также по статистической теории с учетом рождения N_{33}^* -изобары ⁶⁵.

В 1962 г. Трейман и Янг предложили общие критерии, которым должны удовлетворять процессы, описываемые диаграммами рис. 3 и 4 ⁶⁶. Суть их предложения заключается в следующем. Структура одномезонных диаграмм рис. 3 и 4 приводит к отсутствию корреляций (кроме кинематических) между частицами в нуклонных и пионных узлах. Это связано с тем обстоятельством, что виртуальная частица (π -мезон) имеет спин, равный нулю. В этом случае, например, дифференциальные сечения реакции (1) — (4) не должны зависеть от взаимной ориентации векторов $[K_1 K_2]$ и $[p_1 p_2]$. Здесь K_1 и K_2 — импульсы вторичных мезонов, p_1 и p_2 — импульсы нуклонов в πN -системе ***). Кроме того, в силу изотопической инвариантности все характеристики реакций (3) и (4), описываемых одномезонными диаграммами, должны быть одинаковы ⁶⁷.

Подробная проверка применимости одномезонного приближения при $T = 1,25$ Гэв была проведена в работе ⁶⁸. Найденные события типа (2)

*) В работе ⁶⁴ предложен способ вычисления сечения процессов, описываемых одномезонными диаграммами (см. рис. 3 и 4) в физической области переданных импульсов, без предположений о том, что сечение взаимодействия виртуального π -мезона с падающим пионом зависит только от ω . В этом способе используются данные о пионных форм-факторах нуклона, полученные из анализа одиночного рождения мезонов в нуклон-нуклонных столкновениях.

**) Подробная сводка данных о сечении упругого $\pi\pi$ -взаимодействия имеется в работе ¹³.

***)) Следует подчеркнуть, что выполнение критерия Треймана — Янга является необходимым условием для возможности описания процессов одномезонными диаграммами, но не является достаточным.

с $\Delta^2 \leq 16 m_\pi^2$ были разбиты на две группы по углу α (α — угол между направлениями $[K, K_2]$ и $[p, p_2]$). Коэффициенты асимметрии «вперед — назад» в распределении π^- -мезонов в системе покоя вторичных мезонов оказались равными $0,40 \pm 0,09$ для случаев с $\alpha \leq 90^\circ$ и $0,08 \pm 0,09$ для $\alpha > 90^\circ$ *). Таким образом, имеется сильная зависимость коэффициента асимметрии от угла α , т. е. отобранный экспериментальный материал не удовлетворяет критерию Трэймана — Янга.

К аналогичному выводу приводят и результаты исследования реакций (3) и (4) при импульсе падающих π -мезонов $1,25 \text{ Гэв}/c^{69}$. Оказалось, что отношение сечений этих процессов для $\Delta^2 \leq 9 m_\pi^2$ равно

К аналогичному выводу приводят и результаты исследования реакций (3) и (4) при импульсе падающих π -мезонов $1,25 \text{ Гэв}/c^{69}$. Оказалось, что отношение сечений этих процессов для $\Delta^2 \leq 9 m_\pi^2$ равно

$$\frac{\sigma(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p \pi^0)}{\sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^- p \pi^0)} = 4,6 \pm 0,3. \quad (25)$$

Как отмечалось выше, в случае доминирующего вклада процессов, описываемых одномезонными диаграммами, отношение (25) должно быть близко к единице.

Итак, анализ экспериментальных данных показывает, что при энергии падающих мезонов около 1 Гэв реакции (1) — (4) нельзя описать только

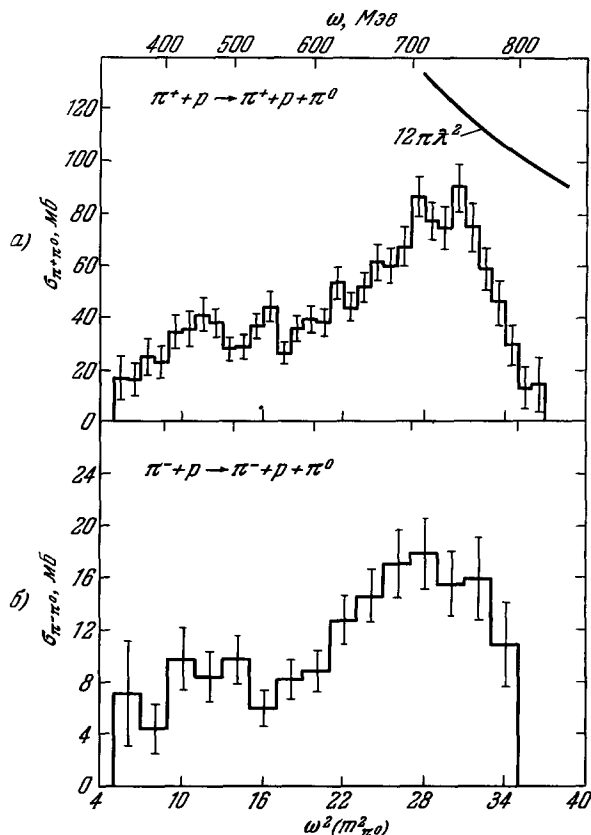


Рис. 5. Полные сечения $\pi\pi$ -рассеяния ($\omega^2 (\pi_\pi^0)$ — квадрат полной энергии π -мезонов в единицах $m_{\pi^0}^2$).

одномезонными диаграммами и необходимо учитывать вклад других возможных диаграмм. В качестве иллюстрации приведем данные о сечении реакций

$$\pi^+ + \pi^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^0, \quad (26)$$

$$\pi^- + \pi^0 \rightarrow \pi^- + \pi^0, \quad (27)$$

полученные в работе ⁶⁹ «методом сравнения в физической области» (рис. 5). Как видно из рисунка, имеется широкий максимум в кривой сечения реакции (26) с $M_{\text{рез}} = 725 \pm 25 \text{ Мэв}$, который можно отождествить с ρ^+ -мезоном. С другой стороны, в кривой $\pi^-\pi^0$ -сечения нет никаких указаний о существовании ρ^0 -мезона. Экстраполяционная процедура, примененная к этим же экспериментальным данным, дает одинаковые результаты для сечений реакций (26) и (27) в области энергий, соответствующих ρ -мезону, и разные — вне этой области. Авторы считают, что имеется доминирующе

*) Коэффициенты асимметрии равны отношению разницы в числе π^- -мезонов, летящих в переднюю и заднюю полусферы, к полному числу π^- -мезонов.

щий вклад от процесса, описываемого одномезонной диаграммой, только в реакции (3). В случае же реакции (4) существенную роль играют процессы, описываемые другими диаграммами, например, диаграммой, в которой учитывается взаимодействие в конечном состоянии (рис. 6). Поэтому результаты, полученные в этой работе из анализа событий типа (3), могут рассматриваться как подтверждение существования ρ^+ -мезона. С увеличением энергии первичных π -мезонов ситуация несколько проясняется. Например, с помощью методики сцинтилляционных счетчиков изучались реакции (1) и (2) с $\Delta^2 \leq 5m_\pi^2$ при $pc = 1,75 \text{ Гэв}$ ⁷⁰. В этом случае применение «метода сравнения в физической области» позволило обнаружить ρ^0 -мезон с $M \approx 750 \text{ Мэв}$ и $\Gamma = 190 \text{ Мэв}$.

С другой стороны, в работах ^{49, 71}, в которых изучались реакции (2) и (4) при $pc = 1,59 \text{ Гэв}$, были получены результаты, свидетельствующие о доминирующем вкладе процессов, описываемых диаграммами рис. 3 и 4, для

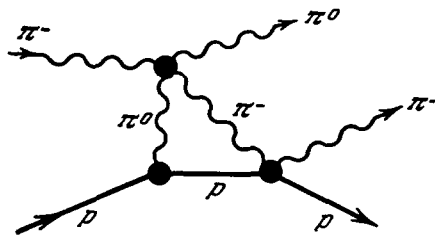
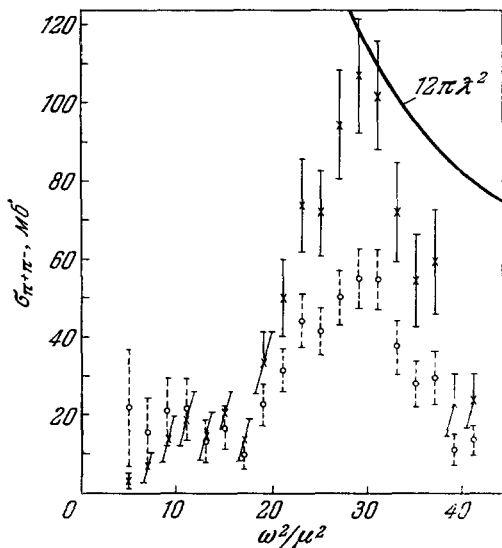


Рис. 6.

Рис. 7. Сечение $\pi^+\pi^-$ -рассеяния.

ω/μ — полная энергия дипиона в единицах m_π . Теоретическая кривая представляет сечение резонансного $\pi\pi$ -рассеяния с $J = 1$. $\circ$ — формула Чу и Лоу; $\times$ — формула Селлери.

$$\Delta^2 \leq 8m_\pi^2. \quad (28)$$

В этих работах имеется четкое указание на существование ρ^0 - и ρ^+ -мезонов, полученное с помощью «метода сравнения в физической области» с учетом нуклонного форм-фактора ⁶⁴ (рис. 7).

Максимальная величина сечения $\pi^+\pi^-$ -рассеяния в этом случае равна

$$\sigma_{\max}(\pi^+\pi^- \rightarrow \pi^+\pi^-) = (108 \pm 16) \text{ мб}. \quad (29)$$

Как известно, максимальное сечение резонансного рассеяния π -мезонов определяется выражением

$$\sigma_{\max} \leq 4\pi(2J+1)\lambda^2 \quad (30)$$

и для случая $J(\rho) = 1$

$$\sigma_{\max} \leq 12\pi\lambda^2 = 120 \text{ мб} \quad (31)$$

(здесь λ — дебройлевская длина волны π -мезона). Таким образом, хорошее согласие между значениями сечения (29) и (31) свидетельствует в пользу $J(\rho) = 1$ *). Если не учитывать форм-фактор нуклона, то получим

$$\sigma_{\max}(\pi^+\pi^- \rightarrow \pi^+\pi^-) = (56 \pm 8) \text{ мб} \quad (32)$$

(см. рис. 7), что не согласуется с ожидаемой величиной (31).

*) Здесь следует отметить, что $\sigma_{\max} \approx 120 \text{ мб}$ для $\pi^+\pi^-$ -рассеяния в области энергий, соответствующих ρ -мезону. Это связано с тем обстоятельством, что неупругие каналы распада ρ -мезона ($\rho \rightarrow 4\pi$, $\rho \rightarrow \eta\pi$ и т. д.) составляют малую долю от распада $\rho \rightarrow 2\pi$ (см. § 2 этого раздела), а поэтому фаза $\pi\pi$ -рассеяния, в основном, действительна и неравенство (31) можно приближенно считать равенством.

Исследование одиночного рождения π -мезонов в π^-p -соударениях при $pc \approx 3$ Гэв показало, что события с $\Delta^2 \lesssim 10 m^2$ удовлетворяют критерию Трэймана — Янга ^{62, 72}. Результаты анализа этих событий приведены в § 3 этой главы. Они в основном подтверждают существование ϱ -мезона.

Итак, данные о сечении $\pi\pi$ -рассеяния, полученные с помощью метода Чу и Лоу, являются некоторым дополнительным аргументом в пользу существования ϱ -мезона с $I = J = 1$.

Подводя итоги обсуждению вопроса о квантовых числах ϱ -мезона, следует подчеркнуть, что для окончательного его решения необходимы

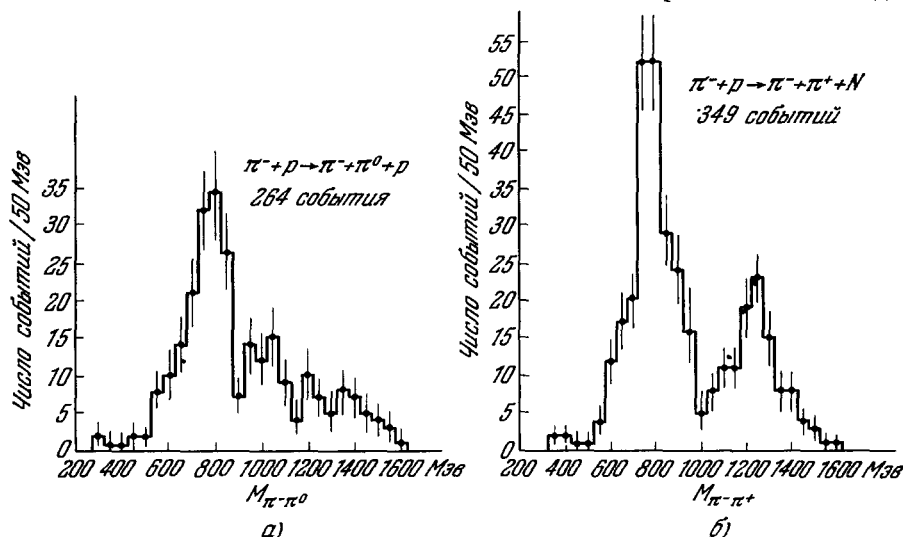


Рис. 8. Распределение по эффективным массам $\pi^-\pi^0$ - и $\pi^-\pi^+$ -систем.

новые эксперименты по изучению рождения и распадов ϱ -мезонов (см. гл. IV). В частности, обнаружение распада типа

$$\varrho^0 \rightarrow \pi^0 + \gamma \quad (18')$$

свидетельствовало бы о $J(\varrho) \neq 0$.

II. f -МЕЗОН

Резонанс в $\pi\pi$ -взаимодействии с $M = 1250$ Мэв и $I = 0$ был обнаружен почти одновременно двумя различными группами при исследовании взаимодействия π^- -мезонов с протонами (f -мезон) ^{73, 74}. Большой интерес к этому резонансу и его усиленные поиски вызваны тем обстоятельством, что развитое в последнее время новое направление в теории описания процессов взаимодействия частиц при высоких энергиях (так называемая реджистика) предсказывает существование частицы с $J = 2$, $I = 0$ и массой в интервале 1,0—1,4 Гэв ⁷⁵. Как будет видно из дальнейшего, f -мезон по своим характеристикам близок к этой гипотетической частице. Подробнее этот вопрос обсуждается в работе ⁷⁶.

Исследование процессов (2) и (4) при $pc = 3$ Гэв, проведенное с помощью 20-дюймовой водородной пузырьковой камеры, показало наличие двух пиков в распределении по эффективным массам $\pi^+\pi^-$ -систем, соответствующих ϱ^0 - и f -мезонам (рис. 8) ⁷³. Отсутствие пика в $M(\pi^-\pi^0)$ -распределении при $M \approx 1250$ Мэв дает основание полагать, что $I(f) = 0$ (см. также работу ⁷⁷). Анализ распределения по $M(\pi^+\pi^-)$ показывает,

что $M(f) = (1250 \pm 25) \text{ Мэв}$ и $\Gamma(f) = 100 \pm 50 \text{ Мэв}$; сечение рождения f -мезона в реакции (2) составляет величину около 1 мб при $pc = 3 \text{ Гэв}$. Поиски возможных распадов

$$f \rightarrow 4\pi \quad (33)$$

дали отрицательные результаты для вероятностей, сравнимых с вероятностью основного распада

$$f \rightarrow 2\pi. \quad (34)$$

Дальнейшее изучение реакции (2) и (4) на этой же экспериментальной установке позволило показать, что $J(f) \neq 0$, так как угловое распределение π -мезонов в процессе (34) имеет ярко выраженный анизотропный характер (см. гл. I, § 3) ⁶². Отсюда можно сделать вывод о том, что $J(f) \geq 2$. Действительно, так как изоспин f -мезона равен нулю, в силу изотопической инвариантности $J(f)$ может быть равен только четному числу (см. гл. I, § 3).

Результаты работы по изучению f -мезона, выполненной с помощью 300-литровой пузырьковой камеры, наполненной смесью фреона (CF_3Br) и пропана (C_3H_8), совпадают с приведенными выше ⁷⁴. Камера была помещена в магнитном поле $17,1 \text{ кгс}$ и облучалась π^- -мезонами с импульсом $6,1 \text{ Гэв/с}$. Отбирались события типа (2). Разработанная методика измерения и обсчета случаев позволяла это сделать с хорошей точностью. В отобранном экспериментальном материале примесь других событий не превышает 15% и не существенна при изучении свойств f -мезона. Было получено, что $M(f) = 1260 \pm 35 \text{ Мэв}$ и $\Gamma(f) \leq 200 \text{ Мэв}$. Анализ угловых распределений π -мезонов показал, что с вероятностью 500:1 спин f -мезона не равен нулю.

Изучение периферических взаимодействий π^- -мезонов с протонами ($\Delta^2 \leq 15 m_\pi^2$) при $pc = 4 \text{ Гэв}$ также подтвердило существование f -мезона ⁷⁸ (см. также работы ^{72, 32, 78}). Сечение реакции

$$\pi^- + p \rightarrow n + f \rightarrow n + \pi^+ + \pi^- \quad (35)$$

оказалось равным $0,42 \pm 0,06 \text{ мб}$, а отношение вероятностей распадов

$$\frac{W(f \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-)}{W(f \rightarrow \pi^+\pi^-)} \leq 0,08 \pm 0,06. \quad (36)$$

Угловое распределение π^- -мезонов, образованных в реакции (35), в системе покоя f -мезона приведено на рис. 9. Здесь же нанесены теоретические кривые для случая $J = 2$ и 4. Сравнение с экспериментальными данными показывает, что значение $J = 2$ является более предпочтительным, чем $J = 4$.

Анализ полученных с помощью метода Чу — Лоу с учетом нуклонного форм-фактора данных (см. гл. I, § 4) позволил определить сечение

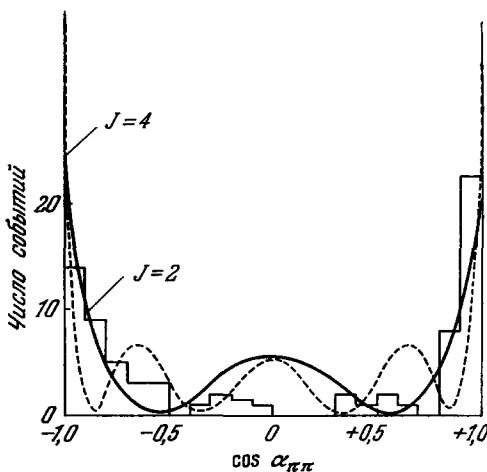


Рис. 9. Угловое распределение π^- -мезонов, образованных при распаде f^0 -мезона. Теоретические кривые вычислены для $J = 2$ и $J = 4$.

$\pi^+\pi^-$ -рассеяния в области f - и ρ -мезонов (рис. 10). На этом же рисунке нанесены теоретические кривые для $J = 0, 2$ и 4 с учетом другого возможного канала распада

$$f^0 \rightarrow 2\pi^0. \quad (37)$$

Как видно из рис. 10, с экспериментом лучше согласуется значение $J(f) = 2$. Итак, совокупность имеющихся опытных данных показывает, что $J(f) \geq 2$ и наиболее предпочтительным является значение $J(f) = 2$.

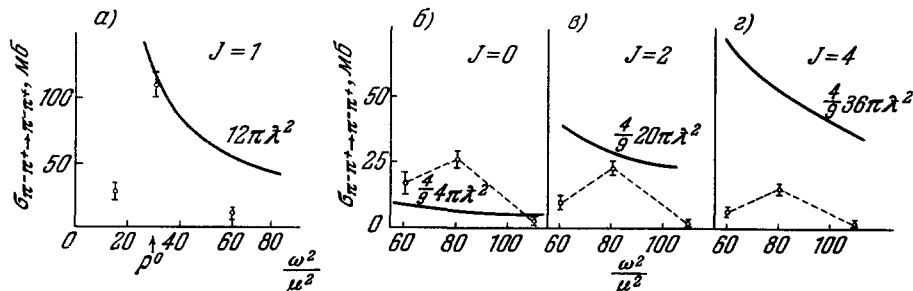


Рис. 10. Сечение $\pi\pi$ -рассеяния, полученные из анализа реакций $\pi^-p \rightarrow \pi^+\pi^-n$: а) в области ρ -резонанса; б) в области f -резонанса для $J = 0$; в) в области f -резонанса для $J = 2$; г) в области f -резонанса для $J = 4$. ω/μ — полная энергия дипиона в единицах m_π .

Однако необходимо дальнейшее увеличение статистики случаев с рождением f -мезона, чтобы сделать более определенные заключения о его спине. G -четность f -мезона положительна, так как он распадается на два π -мезона по сильному взаимодействию. Пространственная четность также положительна и определяется тем фактом, что $I(f) = 0$ (см. гл. I, § 3).

В заключение отметим, что поиски f -мезона в реакции

$$\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p + f \rightarrow \pi^+ + p + \pi^+ + \pi^- \quad (38)$$

при $pc \approx 3,5$ Гэв дали отрицательный результат ⁴¹. Сечение рождения f -мезона оказалось меньше 0,1 мб, в то время как сечение рождения ρ^0 -мезона в аналогичном процессе (11) при той же энергии падающих π -мезонов составляет 1,5 мб. Такая разница в сечениях рождения f - и ρ^0 -мезонов может быть объяснена, например, в том случае, если процессы (11) и (38) могут быть описаны ⁷⁹ соответствующими одномезонными диаграммами и

$$\Gamma(\rho^0) = 2,5 \Gamma(f).$$

Некоторые вопросы, связанные с совместным рождением f -мезонов и нуклонных изобар, обсуждаются в работе ⁸⁰.

III. ИССЛЕДОВАНИЕ $\pi\pi$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРИ МАЛЫХ ЭНЕРГИЯХ (АВС-АНОМАЛИЯ)

Изучение образования π -мезонов в протон-дейтронных столкновениях

$$p + d \rightarrow \text{He}_2^3 + \pi^+ + \pi^- \quad (39)$$

показало, что имеется узкий пик в импульсном спектре ядер отдачи (рис. 11) ⁸¹. Сначала эта аномалия интерпретировалась как доказательство существования нового резонанса с $M = 310$ Мэв и $\Gamma = 10 \pm 6$ Мэв. По имени авторов работы ⁸¹ он получил название АВС-резонанса. Позднее

сообщалось о наблюдении его в процессах аннигиляции, в πN -столкновениях и в реакциях фоторождения мезонов^{44, 82, 83}.

Вопрос о существовании и свойствах АВС-мезона обсуждался также и в теоретических работах, особенно в связи с полюсами Редже⁸⁴⁻⁸⁹. Было отмечено, что экспериментальные данные по распадам K -мезонов противоречат предположению о существовании АВС-резонанса^{86, 88}.

Анализ наблюдаемой аномалии в pd -соударениях, приведенный в работах^{90, 91}, показал, что она не имеет резонансного характера и может быть объяснена взаимодействием π -мезонов в конечном состоянии с $I(\pi\pi) = 0$. Более детальное экспериментальное исследование этой проблемы подтверждает этот вывод. Так, в работах⁹²⁻⁹⁹, где исследовалось $\pi\pi$ -взаимодействие при малых энергиях, АВС-мезон не был обнаружен. Для иллюстрации приведем результаты исследования реакции (2), выполненного с помощью 72-дюймовой водородной пузырьковой камеры

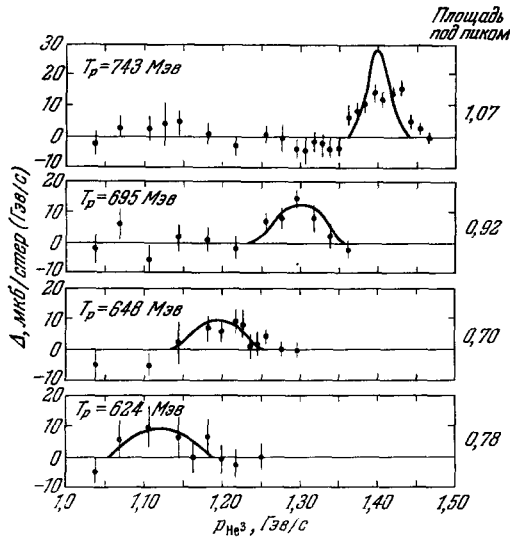


Рис. 11. Импульсный спектр ядер Ne^3 , образованных в реакции (39), полученный после вычитания статистического фона (см. ⁸¹).

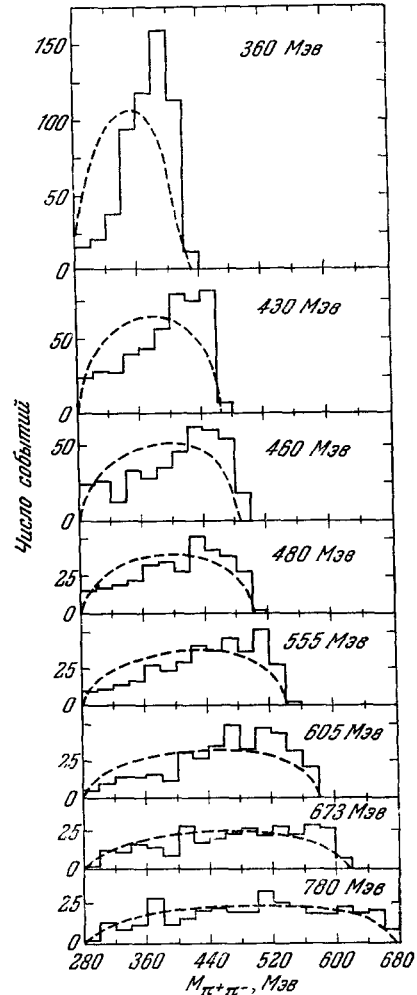


Рис. 12. Распределения по эффективным массам $\pi^+\pi^-$ -систем, образованных в реакции (2).

при кинетических энергиях падающих π -мезонов 360—780 Мэв⁹⁹. Полученные распределения для $M(\pi^+\pi^-)$ приведены на рис. 12. Из этого рисунка видно, что хотя и имеется некоторое превышение над фазовой кривой для высоких значений эффективной массы $\pi^+\pi^-$ -системы при $T = 360 \div 605$ Мэв, но оснований для заключения о существовании резонансов с массами в интервале от 280 до 680 Мэв нет.

Более детальное исследование взаимодействия протонов с дейтронами, выполненное группой, открывшей обсуждаемую аномалию, показало, что

нерезонансное взаимодействие π -мезонов в конечном состоянии с $I = 0$ и длиной рассеяния $(2 \pm 1)/m_\pi$ удовлетворительно объясняет экспериментальные данные¹⁰⁰⁻¹⁰³.

Аналогичное объяснение АВС-аномалии было предложено в работе¹⁰⁴. В этом случае было замечено, что если реакция (39) протекает по схеме

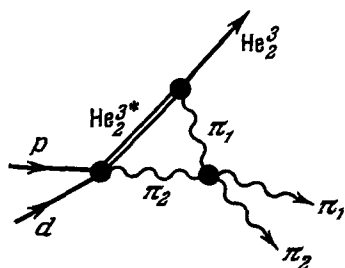
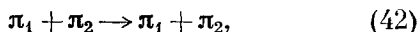
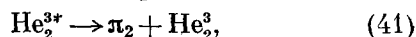
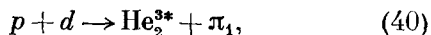


Рис. 13.

которая описывается треугольной диаграммой (рис. 13), то в распределении по $M(\pi_1\pi_2)$ будет появляться пик с $M \approx 310 \text{ Мэв}$ при кинетической энергии протонов 740 Мэв (здесь He_2^{3*} — ядро гелия, в котором один из нуклонов заменен изобарой). Появление пика в распределении по $M(\pi_1\pi_2)$ связано с наличием логарифмической особенности в диаграмме рис. 13. Вычисления показывают, что при длине $\pi\pi$ -рассеяния $\sim 1/m_\pi$ АВС-аномалия хорошо описывается треугольной диаграммой.

Таким образом, сейчас нет убедительных доказательств в пользу существования АВС-резонанса.

IV. ПОИСКИ НОВЫХ РЕЗОНАНСНЫХ $\pi\pi$ -СИСТЕМ

В настоящее время имеется еще около двадцати наблюдаемых пиков в распределениях по эффективным массам двух π -мезонов (табл. II). Однако эти пики имеются, как правило, только в одной или двух работах и статистически плохо обеспечены. Поэтому даже сам факт существования

Таблица II

$M, \text{ Мэв } ^*)$	$\Gamma, \text{ Мэв}$	I	Литература	$M, \text{ Мэв } ^*)$	$\Gamma, \text{ Мэв}$	I	Литература
310—320	10	0	81, 83, 44	650	1 или 2	109	
330		0	82	760	0	82, 106	
330		1	82	760	2	82, 106	
330		2	82	880	—	38	
400	50		36, 112	920	150	115	
520	70	0 или 1	36	990	0	82	
570		1	105	990	1	82	
580		0	82	990	2	82, 106	
580		2	82, 106	1200	1	106	
600		1	112, 113	1200	2	106	
600	75	2	114, 112	1400		27	

*) В таблице приведены приближенные значения масс резонансов.

аномалии не является достоверным (не говоря уже о ее резонансном характере). Более того, в аналогичных работах других групп, выполненных с хорошей точностью, эти пики отсутствуют (см. для примера работу⁹⁹).

Особенный интерес вызывают указания о возможном существовании резонансов с $I = 0$ и 2 в области ρ^0 -мезона (см. табл. II). Результаты

изучения углового распределения π -мезонов, образованных при распаде ϱ^0 -мезона, также указывают на существование резонанса с $M = M(\varrho^0)$ и $I = 0$ (см. гл. I, § 3). Поэтому представляется очень интересным исследование $\pi\pi$ -взаимодействия в области ϱ -пика в состояниях с определенными значениями изотопического спина, например, в реакциях (1), (21) и

$$p + p \rightarrow d + \pi^0 + \pi^+. \quad (43)$$

Совместное изучение подобных процессов позволит ответить на вопросы о свойствах ϱ -мезона и о других резонансах в этой области эффективных масс двух π -мезонов (см. также ¹⁰⁸⁻¹¹¹).

V. ω -МЕЗОН

§ 1. М а с с а и ш и р и н а

В 1957 г. в связи с анализом экспериментальных данных по рассеянию электронов на протонах было высказано предположение о существовании тяжелого нейтрального мезона с $I = 0$ и $J^P = 1^-(\omega$ -мезон) ¹¹⁶.

Экспериментально ω -мезон впервые был обнаружен в 1961 г. при исследовании процессов аннигиляции

$$p + \bar{p} \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^- + \pi^- + \pi^0 \quad (44)$$

с помощью 72-дюймовой водородной пузырьковой камеры при $pc = 1,61$ Гэв ^{117, 118}. Был найден узкий пик в распределении по эффективным массам $\pi^+\pi^-\pi^0$ -системы с $M(\omega) = 787$ Мэв и $\Gamma \leq \Gamma_{\text{раз}} = 24$ Мэв ($\Gamma_{\text{раз}}$ — экспериментальное разрешение прибора). Отсутствие соответствующего пика в распределениях по $M(\pi^\pm\pi^\pm\pi^0)$ и $M(\pi^\pm\pi^\pm\pi^\mp)$ дает основания считать, что $I(\omega) = 0$.

К настоящему моменту ω -мезон наблюдался во многих реакциях, например ^{119-133, 40, 41, 71}

$$p + \bar{p} \rightarrow 3\pi^+ + 3\pi^- + \pi^0, \quad (45)$$

$$\pi^+ + d \rightarrow p + p + \omega, \quad (46)$$

$$\pi^\pm + p \rightarrow \pi^\pm + p + \omega, \quad (47)$$

$$K^- + p \rightarrow \Lambda + \omega, \quad (48)$$

$$p + p \rightarrow p + p + \omega, \quad (49)$$

$$p + \bar{p} \rightarrow K + \bar{K} + \omega \quad (50)$$

и т. д.

На рис. 14 показан характерный пик, соответствующий ω -мезону, полученный в реакции (46); здесь же виден небольшой пик с $M \sim 550$ Мэв (η -мезон).

Ширина ω -мезона была определена с помощью 30-дюймовой водородной пузырьковой камеры при исследовании аннигиляции остановившихся

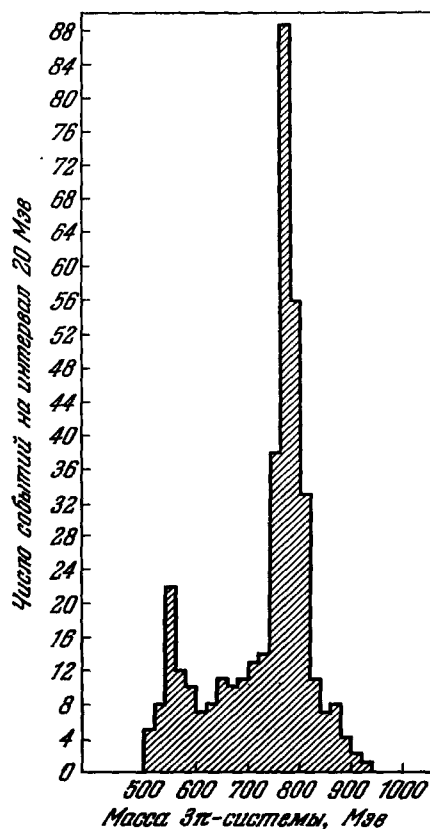
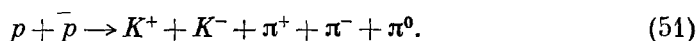


Рис. 14. Спектр эффективных масс $\pi^+\pi^-\pi^0$ -систем, образованных в реакции (46).

антипротонов в реакции ¹³⁴



В этом опыте удалось получить $\Gamma_{\text{раз}} \approx 2 \text{ Мэв}$, что на порядок лучше, чем в других экспериментах. Такое значительное улучшение разрешающей способности установки было достигнуто специальным отбором событий типа (51). А именно, изучались только те события, в которых оба K -мезона останавливались в камере. Это обстоятельство позволило измерить энергии и импульсы K -мезонов по пробегу в водороде значительно точнее, чем по кривизне их следа в магнитном поле, как это делалось в других экспериментах.

Реакция (51) оказалась очень удобной с этой точки зрения, так как она с большой вероятностью идет по каналу (50), а в этом случае полная

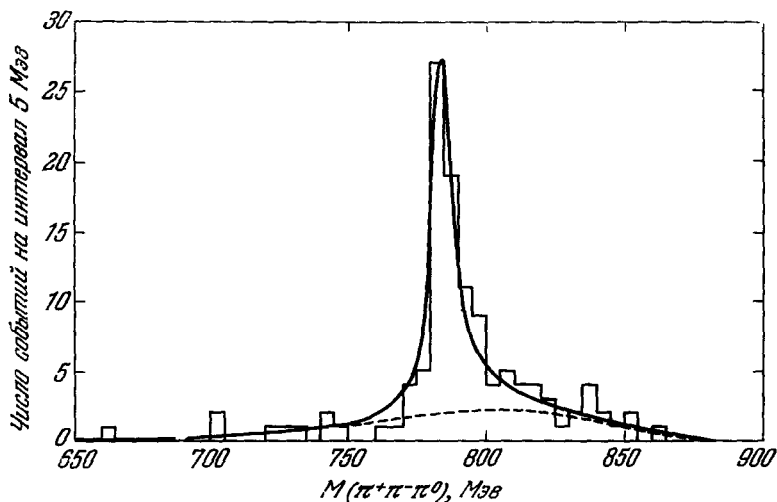


Рис. 15. Спектр эффективных масс $\pi^+\pi^-\pi^0$ -систем, образованных в реакции (51).

кинетическая энергия образованных частиц составляет всего лишь около 100 Мэв и K -мезоны в основном останавливаются в камере. Соотношение пробег — энергия было проверено в этом же опыте для протонов и пионов известных энергий.

Измеряя угол между K -мезонами, можно определить $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ по формуле

$$M(\pi^+\pi^-\pi^0) = [(M - E_- - E_+)^2 + (\mathbf{p}_+ + \mathbf{p}_-)^2]^{1/2}, \quad (52)$$

где $M = M(p) + M(\bar{p})$ и индексы при E и $\mathbf{p}$ обозначают знаки зарядов K -мезонов (см. формулу (5)) *).

Всего было найдено 119 событий (51), когда оба K -мезона останавливались в камере. Величина ошибки в определении $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ по формуле (52) для этих событий лежит в интервале от 0,6 до 1,2 Мэв.

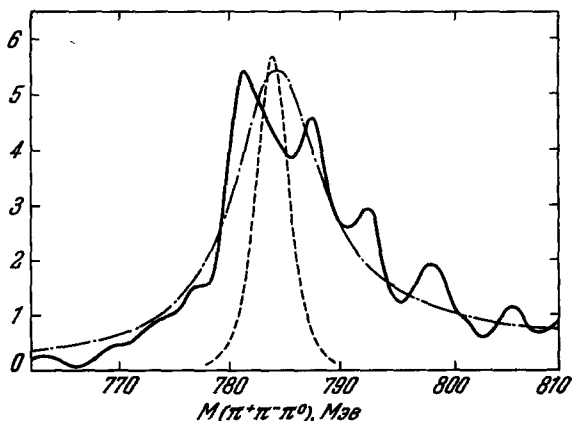
На рис. 15 приведено распределение найденных случаев по $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$. Сплошная кривая, дающая наилучшее согласие с экспериментом, вычислялась по формуле типа (6) с учетом эффективности регистрации K -мезо-

*) Эффективная масса группы частиц, вычисленная по характеристикам других частиц, участвующих в реакции (в нашем случае p^- , $\bar{p}^-$, K^+ и K^- -частицы), обычно называется «недостающей массой».

нов в камере; пунктирная кривая дает соответствующий статистический фон в реакции (51).

На рис. 16 дана идеограмма этого распределения. Из анализа этих данных было получено: $M(\omega) = 784,0 \pm 0,9 \text{ Мэв}$ и $\Gamma = 9,5 \pm 2,1 \text{ Мэв}$, что соответствует $\tau(\omega) = (0,69 \pm 0,15) \cdot 10^{-22} \text{ сек.}$ Интересные предложения об измерении $\Gamma(\omega)$ другими способами рассмотрены в работах 135-140.

Сечение рождения ω -мезона в πN - и KN -взаимодействиях составляет величину $\sim 1 \div 2 \text{ мб}$ при $E = 2 \div 4 \text{ Гэв}$ и не превышает нескольких десятых миллибарна в процессах аннигиляции при $E(p) = 1 \div 3 \text{ Гэв}$.



§ 2. Д и а г р а м м ы Д а л и т ц а

Рис. 16. Идеограмма случаев, представленных на рис. 15.

— Эксперимент; — — — кривая наилучшего согласия; — · — разрешение.

Прежде чем перейти к обсуждению квантовых чисел ω -мезона, мы остановимся на одном общем способе анализа трехчастичных состояний. Этот способ был предложен Далитцем в 1953 г. применительно к распаду

$$K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} + \pi^{\pm} + \pi^{\mp} \quad (53)$$

и широко употребляется в настоящее время 141-144.

Суть его заключается в следующем. Общее выражение для вероятности распада какой-либо частицы с массой M_0 на три другие частицы имеет вид 145

$$W(M_0 \rightarrow m_1, m_2, m_3) = \frac{1}{(2\pi)^5} \int \frac{|M|^2}{2M_0} \delta(\Sigma p_i) \delta(M_0 - \Sigma E_i) \frac{d^3p_1 d^3p_2 d^3p_3}{2E_1 2E_2 2E_3}. \quad (54)$$

Здесь $|M|^2$ — квадрат модуля матричного элемента. Если распадающаяся частица не имеет спина или неполяризована, то матричный элемент зависит только от двух переменных. Действительно, из девяти возможных переменных, p_{1i}, p_{2i}, p_{3i} ($i = 1, 2, 3$), закон сохранения энергии-импульса делает независимыми только пять. Далее, если частица M_0 неполяризована, т. е. в ее системе покоя нет выделенных направлений в пространстве, то вероятность распада не зависит от ориентации плоскости распада *). Таким образом, из пяти переменных остается только две, от которых зависит матричный элемент.

Если за эти переменные выбрать полные энергии двух частиц E_1 и E_2 в системе центра инерции трех частиц, то соответствующие преобразования приводят формулу (54) к виду

$$W(M_0 \rightarrow m_1 m_2 m_3) = \frac{\pi^2}{2M_0 (2\pi)^5} \iint |M(E_1, E_2)|^2 dE_1 dE_2. \quad (55)$$

*) В том случае, если имеется начальная поляризация частиц, в выражении (55) необходимо заменить $|M(E_1 E_2)|^2$ на $|\overline{M}(E_1 E_2)|^2$, где горизонтальная черта означает усреднение по начальной поляризации.

Из этого выражения видно, что если имеющийся экспериментальный материал по распаду $M_0 \rightarrow m_1, m_2, m_3$ нанести на диаграмму, в которой за переменные выбраны E_1 и E_2 , то плотность точек на этой диаграмме будет пропорциональна квадрату модуля матричного элемента. Таким образом, с помощью такой диаграммы мы сразу имеем наглядное представление о поведении матричного элемента, что значительно упрощает определение квантовых чисел распадающейся частицы.

Очевидно, что это свойство диаграммы Далинца остается неизменным, если вместо переменных E_1 и E_2 взять переменные T_1 и T_2 или $T_1, T_2 - T_3$ *). Иногда диаграммы Далинца строят также в переменных $M_{1,2}^2$ и $M_{2,3}^2$ (квадраты эффективных масс двух частиц). Покажем, что и в этом случае плотность точек будет пропорциональна квадрату модуля матричного элемента. По определению, имеем

$$M_{1,2}^2 = (E_1 + E_2)^2 - (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2. \quad (5')$$

Законы сохранения дают следующие равенства в системе покоя частицы M_0 :

$$E_1 + E_2 = M_0 - E_3, \quad (56)$$

$$|\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2| = p_3. \quad (57)$$

Отсюда

$$M_{1,2}^2 = (M_0 - E_3)^2 - p_3^2 \quad (58)$$

и

$$dM_{1,2}^2 = -2(M_0 - E_3)dE_3 - 2E_3dE_3 = -2M_0dE_3, \quad (59)$$

т. е. $dM_{1,2}^2$ линейно зависит от dE_3 . Поэтому

$$dM_{1,2}^2 dM_{2,3}^2 \sim dE_3 dE_1. \quad (60)$$

Употребление переменных M_{ik}^2 имеет некоторые преимущества, так как они релятивистски инвариантны и поэтому диаграмма Далинца не зависит от системы координат, в которой взяты экспериментальные данные. Практическое применение этих диаграмм будет показано ниже при обсуждении квантовых чисел ω - и η -мезонов.

§ 3. К в а н т о в ы е ч и с л а ω -м е з о н а

Квантовые числа ω -мезона были определены при изучении распадов

$$\omega \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0. \quad (61)$$

Предположим, что этот процесс вызван сильным взаимодействием; тогда $G(\omega) = -1$ **) ^{59, 60}. Если ограничиться значением спина $J \leq 1$, то

*) Действительно, $E = T + m$ и $dE_1 dE_2 = dT_1 dT_2$.

**) В случае бозонных систем со странностью, равной нулю, очень удобно пользоваться квантовым числом G , так как G -четность системы равна произведению G -четностей частиц, ее составляющих. Операция $\hat{G}$ определяется как произведение двух известных операций: зарядового сопряжения и поворота в изотопическом пространстве вокруг оси I_2 на 180° , т. е.

$$\hat{G} = \hat{C} e^{i\pi \hat{I}_2}. \quad (62)$$

Отсюда ясно, что четность системы остается неизменной в случае сильных взаимодействий и может меняться в случае электромагнитных. Для нейтральных систем имеет место равенство

$$G = C(-1)^I. \quad (63)$$

Здесь C — зарядовая четность системы.

имеются четыре возможные комбинации для спина и пространственной четности ω -мезона: 0^+ , 0^- , 1^+ и 1^- . Квантовые числа 0^+ запрещены законом сохранения четности.

Этот запрет легко увидеть, если рассматривать продукты распада $\omega \rightarrow 3\pi$ в терминах одиночного π -мезона и дипиона (например, π^0 -мезона и $\pi^+\pi^-$ -дипиона). Обозначим через L орбитальный момент π -мезонов дипиона в их с. ц. и., а через l — момент третьего π -мезона относительно дипиона в с. ц. и. ω -мезона. Если спин ω -мезона равен нулю (речь идет о возможной комбинации 0^+), необходимо, чтобы $l = L$, т. е. пространственная четность 3π -системы *)

$$P = (-1)^{l+L+3} = (-1)^{2L+3} \quad (64)$$

будет отрицательна ($P = -1$). Таким образом, комбинация 0^+ и $l = 0$ для ω -мезона невозможна.

Для оставшихся трех комбинаций квантовых чисел можно написать матричные элементы распада (61) для минимальных значений L и l (так называемые простейшие матричные элементы). Они приведены в табл. III¹¹⁸.

На рис. 17 приведена зависимость простейших матричных элементов в произвольных единицах от переменных Далинца

$$x = \frac{T_- - T_+}{\sqrt{3}Q} \quad \text{и} \quad y = \frac{T_0}{Q} \quad (Q = T_+ + T_- + T_0).$$

На рис. 18 на диаграмме Далинца нанесены экспериментальные данные по распаду $\omega \rightarrow 3\pi$, полученные в работе¹³¹. Визуальное сравнение теоретических распределений и экспериментального (рис. 18) показывает, что наборы 1^+ и 0^- противоречат опыту, так как они дают плотность точек, равную нулю в центре диаграммы и возрастающую к ее границе. Набор 1^- дает максимальную плотность точек в центре диаграммы, которая спадает к нулю на границе, что согласуется с экспериментальными данными.

На рис. 19 приведены теоретические и экспериментальная зависимости плотности точек от расстояния до центра диаграммы, которые подтверждают этот вывод¹¹⁸.

Интересно отметить, что хотя анализ для $J > 1$ не приводился, простейшие матричные элементы для квантовых чисел 2^+ и 2^- дают плотность точек, равную нулю в центре диаграммы.

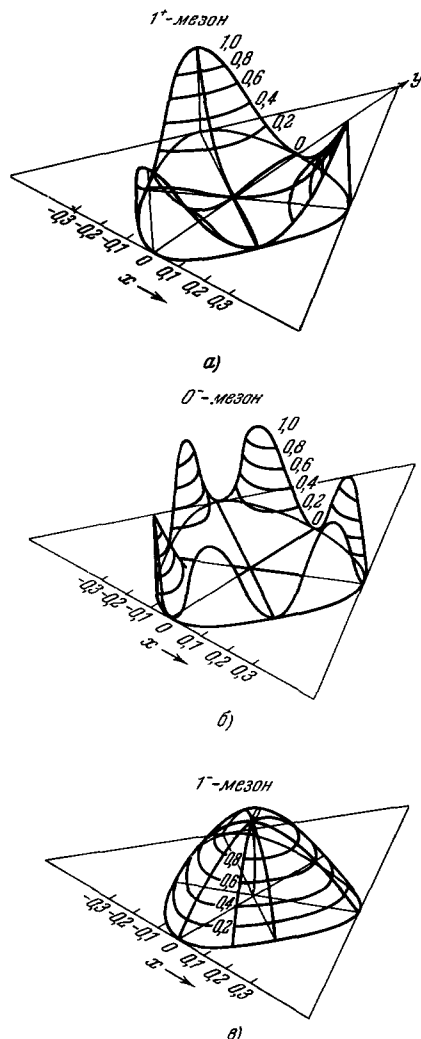


Рис. 17. Простейшие матричные элементы для 1^+ -, 0^- - и 1^- -мезонов.

$$x = \frac{T_- - T_+}{\sqrt{3}Q} \quad \text{и} \quad y = \frac{T_0}{Q}.$$

*) Тройка в показателе степени появляется из-за учета внутренней четности π -мезонов, которая отрицательна.

Итак, анализ экспериментальных данных, проведенный с помощью простейших матричных элементов в предположении, что $G(\omega) = -1$ и

Таблица III

Простейшие матричные элементы распада $\omega \rightarrow 3\pi$

J^P	l	L	Простейшие матричные элементы *)	Матричный элемент равен нулю
1^-	1	1	$(p_0 \times p_+) + (p_+ \times p_-) + (p_- \times p_0)$	На границе диаграммы Далитца
0^-	1 и 3	1 и 3	$(E_- - E_0)(E_0 - E_+)(E_+ - E_-)$	На прямых линиях когда $E_- = E_0$, $E_0 = E_+$, $E_+ = E_-$
1^+	0 и 2	1	$E_- (p_0 - p_+) + E_0 (p_+ - p_-) + E_+ (p_- - p_0)$	Когда $p_0 = p_+$, $p_+ = p_-$, $p_- = p_0$

*) Здесь индексы при E и p обозначают знаки зарядов π -мезонов.

$I \leq 1$, показывает, что ω -мезон является векторной частицей с отрицательной четностью ($J^{PG} = 1^-$). Однако в этом случае нет уверенности, что в матричном элементе общего вида сохраняются те свойства простейшего матричного элемента, которые были использованы для определения спина и четности резонансного состояния.

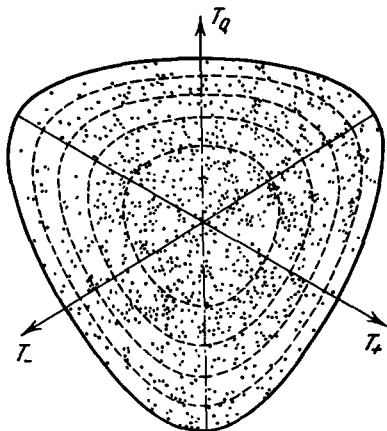


Рис. 18. Диаграмма Далитца для распадов $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ (1100 событий). T_0 , T_- , T_+ — кинетические энергии π -мезонов.

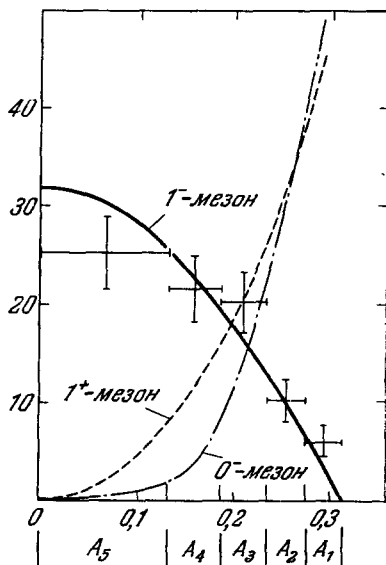


Рис. 19. Теоретические и экспериментальная зависимости плотности точек от расстояния до центра диаграммы Далитца 118.

Рассмотрение самых общих, не зависящих от динамики процесса свойств матричных элементов общего вида показало, что обращение их в нуль при определенных значениях импульсов совпадает в случае трех-

пионных систем с запретами, следующими из вида простейших матричных элементов (см. табл. III) *)¹⁴⁶. Таким образом, отсутствие экспериментальных точек на границах диаграммы Далитта и наличие их в остальной части диаграммы для распада $\omega \rightarrow 3\pi$ является сильным аргументом в пользу $J^P(\omega) = 1^-$, без ограничения этого утверждения частным видом матричного элемента. Поиски запрещенных конфигураций импульсов частиц имеют еще и то преимущество, что в этом случае вопрос об интерференции резонансных процессов с фоном решается очень просто. Действительно, так как в этих областях матричный элемент резонансного взаимодействия равен нулю, никакой интерференции не будет.

Приведенный выше анализ распада (61) был сделан в предположении, что этот распад идет по сильному взаимодействию ($G(\omega) = +1$). В связи с небольшой шириной резонанса $\Gamma \approx 9 \text{ Мэв}$ было высказано предположение о том, что распад $\omega \rightarrow 3\pi$ является электромагнитным процессом, т. е. $G(\omega) = -1$ ¹⁴⁸. Однако последующие исследования исключили этот вариант. Так, изучение распада⁴⁵

$$\omega \rightarrow 4\pi, \quad (65)$$

который должен идти в случае $G(\omega) = +1$ по сильному взаимодействию и с большей вероятностью, чем распад (61), показало, что

$$\frac{W(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0)}{W(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)} \leq 12\% \quad (66)$$

и

$$\frac{W(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-)}{W(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)} \leq 5\%. \quad (67)$$

С другой стороны, в случае $G(\omega) = -1$ отношение

$$\frac{W(\omega \rightarrow \text{нейтральные частицы})}{W(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)} \sim \alpha \quad (68)$$

($\alpha = 1/137$ — постоянная тонкой структуры).

Действительно, распад

$$\omega \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0 \quad (69)$$

запрещен по сильному и электромагнитному взаимодействиям, так как зарядовая четность ω -мезона отрицательна, а трех π^0 -мезонов — положительна **). Поэтому процесс (69) может идти только за счет слабого взаимодействия. Вероятность этого распада значительно меньше электромагнитных процессов первого порядка

$$\omega \rightarrow \pi^0 + \gamma, \quad (70)$$

$$\omega \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \gamma, \quad (71)$$

которые и определяют порядок величины отношения (68)^{130, 131, 125}.

Для всех комбинаций квантовых чисел с $G(\omega) = +1$ вероятность распадов ω на нейтральные частицы должна быть больше или сравнима с вероятностью распада (61), так как этот процесс является электромагнитным процессом второго порядка. Экспериментальное изучение соотношения (68) показало, что

$$\frac{W(\omega \rightarrow \text{нейтральные частицы})}{W(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)} = 0,10 \pm 0,03. \quad (72)$$

Оценки величины этого отношения, сделанные другими группами, согласуются с (72)^{131, 125, 130}. Таким образом, малая вероятность радиационных

*) Ряд общих свойств многопионных систем рассмотрен в работах¹⁴⁷⁻¹⁵².

**) Если бозоны имеют $I = 0$, то $G = C(-1)^I = C$, т. е. $C(\omega) = -1$. C -четность π^0 -мезона положительна.

распадов ω -мезона также подтверждает правильность предположения $G(\omega) = -1$.

Наконец, наблюдение распада (70) является прямым доказательством того, что $G(\omega) = C(\omega) = -1$, и спин его не может быть равен нулю *) ¹⁵³.

Т а б л и ц а IV

Данные о возможных квантовых числах ω -мезона ($I(\omega)=0$)

Возможные значения $J^{PG}(J \leq 1)$	Исключены следующими аргументами
0^{--}	Диаграмма Далитца; распад $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$
0^{+-}	Сохранение четности; распад $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$
1^{--}	
1^{+-}	Диаграмма Далитца
0^{-+}	Диаграмма Далитца; малая величина отношения $\omega \rightarrow$ нейтральные частицы / $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$; распад $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$
0^{++}	Сохранение четности; распад $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$
1^{-+}	Малая величина отношения $\frac{\omega \rightarrow 4\pi}{\omega \rightarrow 3\pi}$; распад $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$
1^{++}	Диаграмма Далитца; малая величина отношений $\frac{\omega \rightarrow 4\pi}{\omega \rightarrow 3\pi}$ и $\frac{\omega \rightarrow \text{нейтральные частицы}}{\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0}$; распад $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$

*) Более подробное обоснование этой таблицы можно найти в работах 45, 148.

В заключение этого параграфа приведем табл. IV, в которой суммируются аргументы, исключающие различные наборы квантовых чисел, кроме $J^{PG}(\omega) = 1^{--}$.

§ 4. Э л е к т р о м а г н и т н ы е р а с п а д ы ω -ч а с т и ц

Как было показано в предыдущем параграфе, распад ω -мезона ($J^{PG} = 1^{--}$) на нейтральные частицы является электромагнитным процессом. В настоящее время началось изучение этих распадов с помощью пузырьковых камер, наполненных тяжелыми жидкостями (ксенон, фреон, пропан, смесь пропана с фреоном и т. д.).

С помощью 17-литровой пузырьковой камеры, наполненной смесью пропана (C_3H_8) и ксенона, исследовался распад (70) в реакции ¹⁵³

$$\pi^- + p \rightarrow n + \omega \rightarrow n + \pi^0 + \gamma. \quad (72')$$

Опыты проводились при импульсах π^- -мезонов 1,25, 1,55 и 2,8 Гэв/с. Измерялись случаи, когда три и более e^+e^- -пар, образованных γ -квантами в камере, были направлены в точку остановки π^- -мезона, при условии, что остановка мезона не сопровождается какими-либо следами ядерного взаимодействия (безлучевые звезды). Фон в основном происходит из-за множественного рождения π^0 -мезонов. Для выделения случаев распада

*) C -четность γ -кванта отрицательна.

$\omega \rightarrow \pi^0 \gamma \rightarrow 3\gamma$ использовался кинематический метод, так как энергия конверсионных пар не измерялась и поэтому нельзя было найти распределение по $M(\gamma\gamma\gamma)$. Суть этого метода заключается в следующем. В случае распада $\omega \rightarrow 3\gamma$ через направления трех γ -квантов можно провести круговой конус. Раствор этого конуса имеет минимальный угол ($\beta_{\min}$), зависящий от массы ω -мезона и от его энергии в (пр)-системе:

$$\sin \frac{\beta_{\min}}{2} = \frac{M(\omega)}{E}. \quad (73)$$

На рис. 20 представлены распределения по углу β для событий, соответствующих реакции

$$\pi^- + p \rightarrow n + 3\gamma, \quad (74)$$

после вычитания фона. Стрелками указаны значения углов раствора ($\beta_{\min}$) конуса распада для ω -мезона с $M = 782$ Мэв. Как видно из рис. 20, большинство событий находится в интервале углов, больших $\beta_{\min}$, что и должно быть для распада (70). Небольшое количество случаев с $\beta < \beta_{\min}$ может быть объяснено статистическими флуктуациями, фоном от реакции

$$\pi^- + p \rightarrow K^0 + \Sigma^0 + \pi^0 \quad (75)$$

или неучтенными систематическими ошибками. Несомненно, что увеличение статистики событий (74) и изучение распадов (70) другими методами необходимо для окончательного заключения о его существовании.

Сравнение вероятностей распадов (70) и распадов

$$\omega \rightarrow \text{нейтральные частицы} \quad (76)$$

показывает, что распад (70) является основным среди нейтральных типов распада.

В этой же работе была оценена величина отношения

$$\frac{W(\omega \rightarrow 2\pi^0 \gamma)}{W(\omega \rightarrow \pi^0 \gamma)} \lesssim 0,1. \quad (77)$$

Этот результат находится в согласии с теоретической оценкой, которая была получена в предположении, что радиационные распады ω -мезона (71) идут по схеме

$$\omega \rightarrow \varrho^0 + \pi^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \gamma. \quad (78)$$

Изучение распределения по эффективным массам $\pi^+ \pi^- \gamma$ -систем⁵¹, образованных в πN -взаимодействиях при $E \sim 7$ Гэв, показало, что имеется пик при $M \sim 760$ Мэв, который может быть связан с распадом

$$\omega \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma. \quad (79)$$

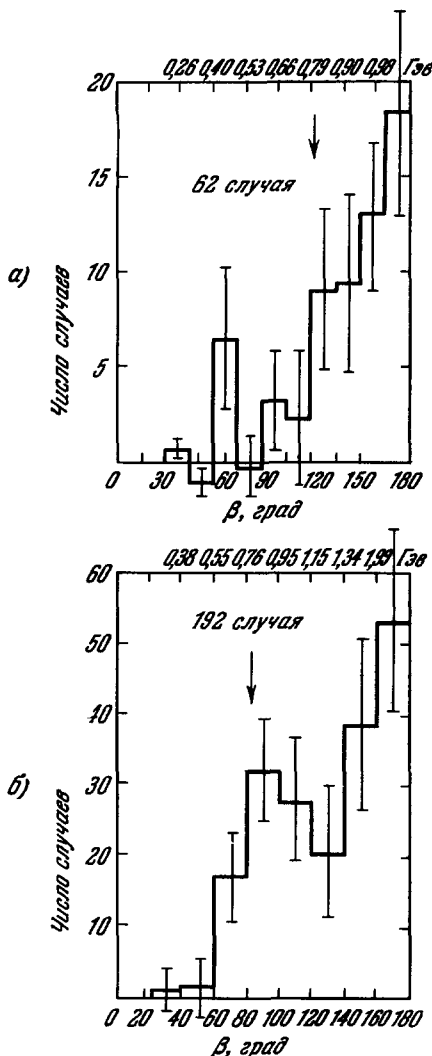


Рис. 20. Распределение случаев, соответствующих реакции $\pi^- p \rightarrow n + 3\gamma$, по углу β .

а) $pc = 1,55$ Гэв; б) $pc = 2,8$ Гэв.

В работах ^{124, 155} была получена оценка величины отношения

$$\frac{W(\omega \rightarrow e^+e^-)}{W(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)} \leq 0,01, \quad (80)$$

которая согласуется с соответствующими теоретическими вычислениями ¹⁵⁶⁻¹⁵⁸.

Итак, исследование электромагнитных распадов ω -мезона только началось. Имеется ряд теоретических моделей, которые предсказывают вероятности этих распадов ^{154, 156-160}. Сопоставление их с экспериментальными результатами дает возможность определить «силу» взаимодействия ω -мезона с ρ -мезоном и другими частицами (см., например, ¹⁵⁴).

§ 5. ρ — ω — переходы

Квантовые числа ρ - и ω -мезонов одинаковы, за исключением изотопического спина, поэтому за счет электромагнитных взаимодействий в каждом из них будет примесь состояния с другим изотопическим спином. Волновые функции этих смешанных состояний можно написать в виде ¹⁶¹

$$\tilde{\rho}^0 = \rho^0 + \frac{\delta}{\Delta m} \omega \quad (81)$$

и

$$\tilde{\omega} = \omega - \frac{\delta}{\Delta m} \rho^0. \quad (82)$$

Здесь δ — матричный элемент электромагнитного перехода $\omega \rightleftharpoons \rho$, $\text{Re}(\Delta m) \approx 35 \text{ Мэв}$ (разница масс ρ - и ω -мезонов), $\text{Im}(\Delta m) = \Gamma(\rho) - \Gamma(\omega) = 100 \text{ Мэв}$, ρ , ω — волновые функции состояний с определенным изотопическим спином ($I(\rho) = 1$ и $I(\omega) = 0$).

Как видно из формул (81) и (82), примесь состояния с другим изотопическим спином, обусловленная электромагнитным взаимодействием ($\delta \sim 5 \text{ Мэв}$), будет значительна, если разница масс мезонов мала.

Конкретные вычисления показывают, что в случае ω - и ρ -мезонов распад

$$\omega \rightarrow \rho^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- \quad (83)$$

будет составлять несколько процентов от основного распада (61) ^{160, 162-164}. Процесс

$$\rho^0 \rightarrow \omega \rightarrow 3\pi \quad (84)$$

будет незначителен из-за малого времени жизни ρ^0 -мезона.

Распад $\omega \rightarrow 2\pi$ был обнаружен при исследовании π^-p - и K^-p -взаимодействий ^{124, 165, 166}. В работе ¹²⁴ была определена величина отношения

$$\frac{W(\omega \rightarrow 2\pi)}{W(\omega \rightarrow 3\pi)} = 0,045 \pm 0,016 = 4,5 \pm 1,6\%. \quad (85)$$

Изучалась реакция (2) при импульсе $1,7 \text{ Гэв/с}$ в водородной пузырьковой камере. Было зарегистрировано около 2137 событий с $M(\pi^+\pi^-)$ в области ρ -пика. На рис. 21, а показано распределение эффективных масс. Распределение имеет широкий пик в области $650-850 \text{ Мэв}$, который асимметричен относительно значения $M(\pi^+\pi^-) \approx M(\rho^0) = 750 \text{ Мэв}$ (393 события между 750 и 800 Мэв и 298 событий между 750 и 700 Мэв). Если предположить, что ρ^0 -мезон имеет ту же массу и симметричную форму пика, как и ρ -мезоны, асимметрия может быть вызвана концентрацией событий в районе ω -пика (780 Мэв) за счет распадов

$\omega \rightarrow 2\pi$. Для более отчетливого выделения ω -пика было построено распределение для событий, имеющих значение Δ^2 в интервале $0,25 - 0,70$ $(\text{Гэв}/c)^2$ (рис. 21, б). В этом случае наблюдается резкий пик, соответствующий ω -мезону. Авторы объясняют этот факт тем обстоятельством, что в событиях с малой передачей импульса преобладают процессы, описываемые одномезонными диаграммами, в которых образование ω -мезона запрещено по G -четности, и интенсивно рождаются ρ -мезоны (см. гл. I, § 4). При больших передачах импульса $(0,25 \div 0,70$ $(\text{Гэв}/c)^2)$ эти процессы несут существенны и поэтому распад $\omega \rightarrow 2\pi$ наблюдается более отчетливо. Величина отношения (85) составляет $\sim 0,05$. Более тщательный анализ всех данных по распаду $\omega \rightarrow 2\pi$ показал, что величина соотношения (85) не превышает $0,8\%$ ¹⁶⁶.

Несомненно, необходимы новые эксперименты для более точного определения вероятности распада $\omega \rightarrow 2\pi$.

VI. η -МЕЗОН

Исследование резонансных взаимодействий элементарных частиц привело к открытию η -мезонов, которые по своим свойствам должны быть отнесены к элементарным частицам, а не к резонансам *). Действительно, время жизни η -мезонов на несколько порядков больше, чем время жизни резонансов ($\tau(\eta) \sim 10^{-17} \div 10^{-18}$ сек); рождаются они в процессах сильного взаимодействия, а распадаются по электромагнитному взаимодействию, как и π^0 -мезоны. Однако обычно η -мезоны рассматривают в группе резонансов из-за общности методов их обнаружения.

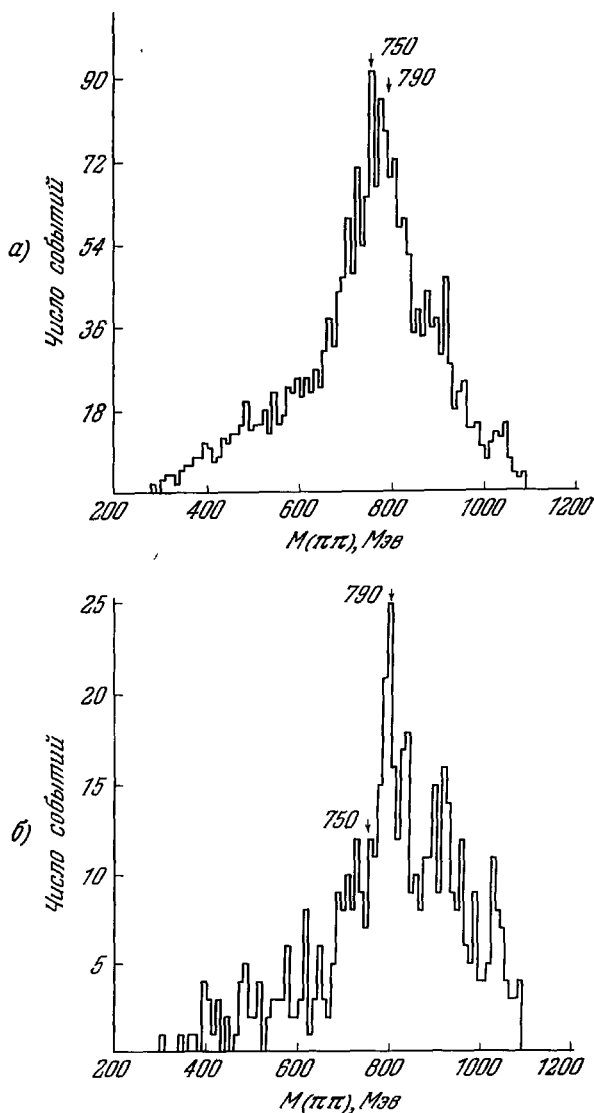


Рис. 21. а) Распределение по эффективным массам $\pi^+\pi^-$ -систем, образованных в реакции (2); б) распределение по эффективным массам $\pi^+\pi^-$ -систем, образованных в реакции (2).
 $0,25$ $(\text{Гэв}/c)^2 \leq \Delta^2 \leq 0,70$ $(\text{Гэв}/c)^2$.

*) Свойства η -мезона подробно рассмотрены в обзоре ¹⁶⁷.

§ 1. К в а н т о в ы е ч и с л а

Образование η -мезонов наблюдалось во многих реакциях, например 40, 41, 121, 122, 124, 125, 131, 168–174

$$\pi^+ + d \rightarrow p + p + \eta, \quad (86)$$

$$K^- + p \rightarrow \Lambda + \eta, \quad (87)$$

$$p + p \rightarrow p + p + \eta, \quad (88)$$

$$\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p + \eta, \quad (89)$$

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p + \eta \quad (90)$$

с последующим распадом

$$\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0. \quad (91)$$

Надежно установлено также отсутствие заряженных аналогов η^0 -мезона, т. е. η^+ и η^- , распадающихся по схеме

$$\eta^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^+ + \pi^-. \quad (92)$$

Отсюда следует, что изотопический спин $I(\eta) = 0$. Масса η -мезона равна 548 ± 1 Мэв, ширина соответствующего резонанса не превосходит 7 Мэв и может быть целиком отнесена за счет ошибок измерений.

Сечение рождения η -мезона в πN -столкновениях около 1 мб при $E_\pi = (1 \div 3)$ Бэв и падает до нескольких десятков миллибарн при более высоких энергиях.

В процессах типа (86) — (90) в спектре эффективных масс нейтральных частиц (спектр «недостающих масс») имеется резкий пик при массе η -мезона (см., например, рис. 22). Отсюда было получено¹⁷⁵, что

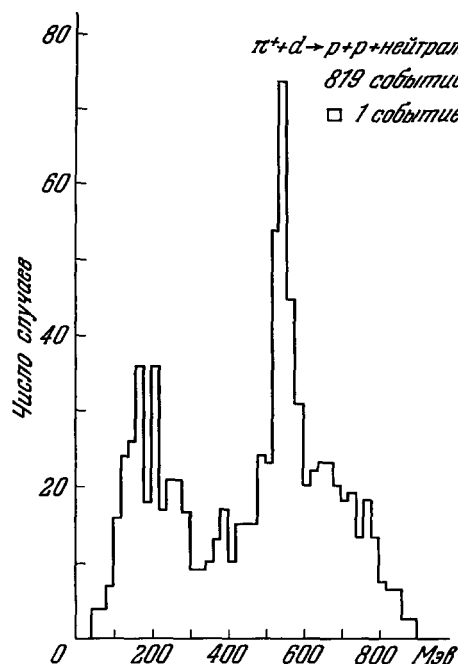
$$\frac{W(\eta \rightarrow \text{нейтральные частицы})}{W(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 + \eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma)} = 2,7 \pm 0,6. \quad (93)$$

Поскольку η -мезоны рождаются в сильных взаимодействиях, естественно сначала предположить, что распад (91) также происходит за счет сильного взаимодействия. Тогда G - и C -четности η -мезона отрицательны (см. ω -мезон) и распады на четное число

Рис. 22. Распределение по эффективным массам нейтральных частиц, образованных в реакции $\pi^+ d \rightarrow p p + \text{нейтральные частицы}$.

π -мезонов запрещены. Распад на пять мезонов невозможен энергетически ($5m_\pi > m_\eta$), и единственно возможным остается распад $\eta \rightarrow 3\pi$. Последний вывод относится и к нейтральным распадам, и это губит всю схему, поскольку распад

$$\eta \rightarrow 3\pi^0 \quad (94)$$



невозможен по сильному и электромагнитному взаимодействиям из-за закона сохранения C -четности (см. гл. V, § 3). Эксперимент показывает обратное. Необходимо, следовательно, сделать вывод о том, что за распады типа

$$\eta \rightarrow \text{нейтральные частицы} \quad (95)$$

ответственны не сильные, а электромагнитные взаимодействия.

Дальнейший существенный шаг в решении вопроса о квантовых числах η -мезона связан с анализом соответствующей диаграммы Далицта.

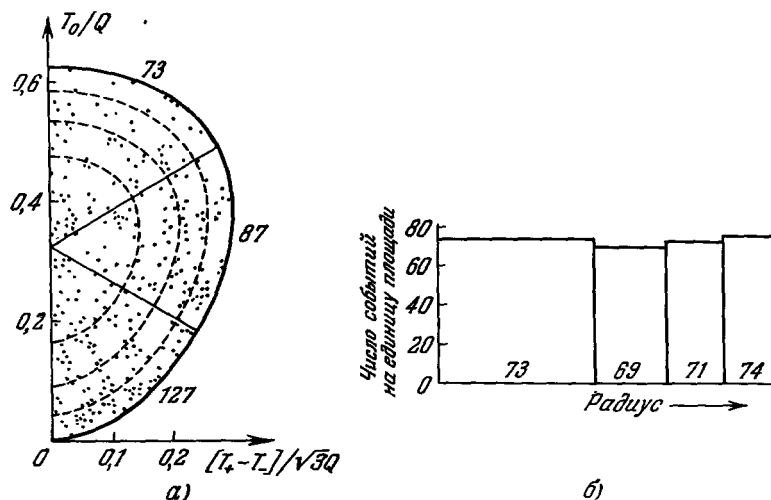


Рис. 23. а) Диаграмма Далицта для распадов $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$; б) радиальная плотность фазовых точек для распадов $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.

Если считать, что распад (91) вызван сильными взаимодействиями ($G(\eta) = C(\eta) = -1$), для $J(\eta) \leq 2$ могут быть следующие возможные наборы квантовых чисел: 0^+ , 0^- , 1^+ , 1^- , 2^+ и 2^- . Набор 0^+ запрещен из-за закона сохранения четности (см. гл. V, § 3). Для каждого из остальных наборов существуют такие области на диаграмме Далицта, в которых плотность фазовых точек равна нулю¹⁴⁶. На рис. 23 показано экспериментальное распределение¹³¹. Видно, что фазовые точки распределены вполне равномерно, т. е. предположение $G(\eta) = -1$ не согласуется с опытом и его следует заменить на $G(\eta) = +1$. Это означает, что все распады η -мезонов являются электромагнитными.

В частности, распад (91) связан с электромагнитным процессом второго порядка, в котором имеет место виртуальное испускание и поглощение γ -кванта¹⁴⁸. В этом случае G -четность меняет знак, а изотопический спин изменяется на единицу, т. е. $I(3\pi) = 1$. Докажем это утверждение. При излучении γ -кванта изотопический спин либо не изменяется, либо изменяется на единицу; то же относится к поглощению. Поэтому в результате электромагнитного процесса второго порядка, связанного с излучением и поглощением виртуального γ -кванта, возможно изменение изотопического спина на 0, 1 и 2. С другой стороны, соотношение

$$G = (-1)^I C \quad (63')$$

связывает между собой изменения G -четности и изотопического спина, поскольку зарядовая четность в электромагнитных процессах сохраняется. Так как после распадов (91) и (94) G -четность изменяется, изотопический спин также изменяется, причем только на единицу. Начальный

изоспин $I(\eta) = 0$, а поэтому конечный $I(3\pi) = 1$. Более подробно этот вопрос рассмотрен в работе ¹⁷⁶.

Вернемся теперь к диаграммам Далитца. Для случая $I(3\pi) = 1$ они уже имеют другой вид, причем для наборов 1^+ и 1^- по-прежнему имеются области с нулевой плотностью точек, а для набора 0^- таких областей нет. (Здесь мы ограничились случаем $J(\eta) \leq 1$ ¹⁴⁸.)

В итоге кажется разумным считать, что $J^{PG} = 0^-$. Здесь уместна некоторая осторожность, поскольку статистика пока еще не очень велика и возможна неоднозначность в вычитании фона. Следует также подчеркнуть, что в случае сильных взаимодействий анализ не проведен для $J \geq 3$, а для электромагнитных — даже при $J = 2$.

Подтверждением правильности выбора квантовых чисел η -мезона (0^-) явились результаты экспериментов по наблюдению радиационных распадов.

Первые опыты по обнаружению возможных распадов

$$\eta \rightarrow \gamma + \gamma \quad (J \neq 1, C = +1), \quad (95')$$

$$\eta \rightarrow \pi^0 + \gamma \quad (J \neq 0, C = -1), \quad (96)$$

выполненные с помощью пузырьковой камеры, регистрирующей γ -кванты по электрон-позитронным парам конверсии, обнаруживали радиационный распад η -мезона ¹⁷⁷. Однако на основании полученных результатов нельзя было сделать выбор между реакциями (95) и (96) ¹⁷⁸. Аналогичные результаты были получены и при исследовании фоторождения η -мезонов ¹⁷⁷⁻¹⁸²

$$\gamma + p \rightarrow p + \eta. \quad (97)$$

В работе ¹⁸³ исследовалась реакция

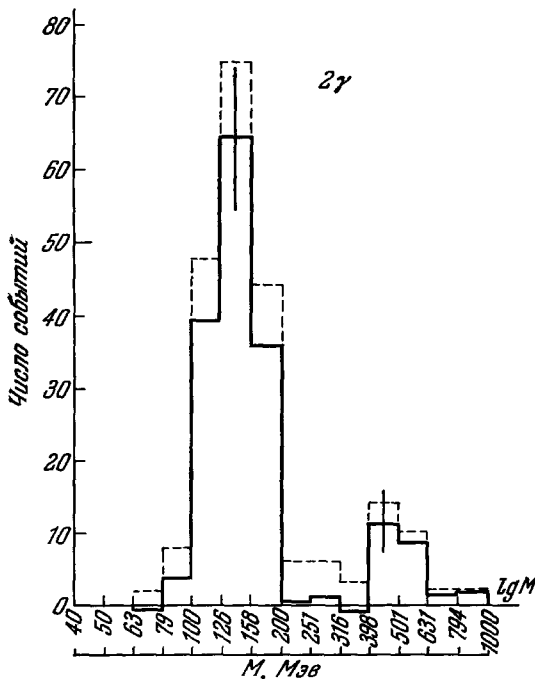
$$\pi^- + p \rightarrow n + \eta \quad (98)$$

при $pc = 1,15$ Гэв с помощью пузырьковой камеры, наполненной смесью C_3H_8 и CF_3Br (радиационная длина 22 см). Камера находилась в магнитном поле $H = 17\,500$ гс, позволяющем измерять энергию e^+e^- -пар по магнитному отклонению, несмотря на большую роль многократного кулоновского рассеяния. Точность измерений энергии была невелика и составляла 30%. Авторы отбирали снимки с двумя e^+e^- -парами и, предполагая, что оба γ -кванта образовались при распаде одной

Рис. 24. Распределение по эффективным массам $M(\gamma\gamma)$, полученное при изучении реакции (98).

частицы, вычисляли ее массу. На рис. 24 приведено распределение эффективных масс $M(\gamma\gamma)$. Первый пик соответствует π^0 -мезону (среднее значение массы $138,5 \pm 3,7$ Мэв), второй — η -мезону (среднее значение массы 573 ± 26 Мэв). После вычитания фона, связанного с реакцией

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + n, \quad (99)$$



в области второго максимума остается 21 ± 6 случаев (фон составляет семь случаев). Распад (95) был также наблюден в работах ^{175, 184}.

Итак, совокупность данных указывает, по-видимому, на существование распада (95). Отсюда прежде всего следует, что спин η -мезона не может быть равен единице (ситуация полностью аналогична случаю распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$). Обычно считают, что $J(\eta) = 0$, хотя, как отмечалось выше, для такого выбора сейчас нет еще достаточно убедительных оснований *). В этой связи представляет интерес работа ¹⁸⁵, в которой предложено исследовать реакцию (86) вблизи ее энергетического порога. Можно показать, что в этом случае она запрещена для псевдоскалярного η -мезона и разрешена при любом значении его спина, отличном от нуля. Экспериментально этот вопрос еще не исследован. Другая возможность определения $J(\eta)$ заключается в применении стандартных методов, связанных с угловыми распределениями η -мезонов и распадных π -мезонов.

Существование распада (95) показывает, что $G(\eta) = C(\eta) = +1$, так как γ -квант имеет отрицательную C -четность. Распад

$$\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- \quad (100)$$

разрешен по спину, G -четности и зарядовой четности. В этих условиях его отсутствие может означать только то, что пространственная четность η -мезона отрицательна ($P(2\pi) = +1$, если $I(2\pi) = 0$).

Некоторые другие возможности определения квантовых чисел обсуждаются в работах ^{186, 187}.

Итак, совокупность имеющихся данных показывает, что наиболее вероятный набор квантовых чисел η -мезона 0^- и $I(\eta) = 0$ **). В заключение приведем табл. V, в которой суммируются аргументы о возможных наборах квантовых чисел η -мезона.

Таблица V

Данные о возможных квантовых числах η -мезона ($I(\eta) = 0$)

Возможные значения $J^{PG} (J \leq 1)$	Исключены следующими аргументами
0^{--}	Диаграмма Далитца, распады $\eta \rightarrow \gamma\gamma$, $\eta \rightarrow 3\pi^0$
0^{+-}	Сохранение четности, распады $\eta \rightarrow \gamma\gamma$, $\eta \rightarrow 3\pi^0$
1^{--}	Диаграмма Далитца, распады $\eta \rightarrow \gamma\gamma$, $\eta \rightarrow 3\pi^0$
1^{+-}	Диаграмма Далитца, распады $\eta \rightarrow \gamma\gamma$, $\eta \rightarrow 3\pi^0$
0^{++}	Сохранение четности, отсутствие распада $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-$
0^{-+}	
1^{-+}	Диаграмма Далитца, распад $\eta \rightarrow \gamma\gamma$
1^{++}	Диаграмма Далитца, распад $\eta \rightarrow \gamma\gamma$

§ 2. Распадные свойства η -мезона

Псевдоскалярный η -мезон с $I = 0$ может распадаться только за счет электромагнитных или слабых взаимодействий (гл. VI, § 1). В частности, возможными схемами распада первого и второго порядков по электромаг-

*) В работе ¹⁷² показано, что угловое распределение π^0 -мезонов в системе η -мезона изотропно, что согласуется с предположением $J(\eta) = 0$.

**) Интересно отметить, что задолго до открытия η -мезона свойства частицы с такими же квантовыми числами были рассмотрены в работах ^{188, 189}. Здесь же был предложен использованный впоследствии метод ее обнаружения, основанный на определении величины так называемой «недостающей массы».

нитному взаимодействию являются

$$\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma, \quad (101)$$

$$\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 + \gamma, \quad (102)$$

$$\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0, \quad (91')$$

$$\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0, \quad (94')$$

$$\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma + \gamma, \quad (103)$$

$$\eta \rightarrow \pi^0 + \gamma + \gamma, \quad (104)$$

$$\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \gamma + \gamma, \quad (105)$$

$$\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0 + \gamma + \gamma \quad (106)$$

и

$$\eta \rightarrow \gamma + \gamma. \quad (95'')$$

Экспериментальное исследование этих процессов наталкивается на существенные методические трудности из-за необходимости регистрации нейтральных частиц или очень точного измерения энергии заряженных частиц. Однако в настоящее время уже имеются первые результаты относительно радиационных распадов η -мезона.

Особенный интерес вызывают данные об относительных парциальных ширинах процессов первого порядка по электромагнитному взаимодействию (101) и (102).

В работе ¹⁹⁰, выполненной с помощью 72-дюймовой водородной пузырьковой камеры при $pc = 1170$ Мэв, очень подробно изучалась реакция

$$\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p + \pi^- + \pi^+ + X^0, \quad (107)$$

где символом X^0 обозначены любые нейтральные частицы (один или несколько π^0 -мезонов, γ -кванты и т. д.). Было отобрано 76 таких случаев, причем все они оказались связанными с генерацией η -мезона. Вычисления эффективной массы нейтральных частиц (X^0) показали, что все события удовлетворяют предположению либо $X^0 \equiv \pi^0$, либо $X^0 \equiv \gamma$. Никаких других типов распада η -мезона не было найдено (в том числе и распада $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \gamma$). Отношение вероятностей распадов

$$\frac{W(\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma)}{W(\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)} = 0,26 \pm 0,08. \quad (108)$$

В данном случае очень точные измерения энергии заряженных частиц ($\sim 1\%$) в реакции (107) позволили определить соотношение (108) без регистрации γ -квантов. Малая величина полученного соотношения является неожиданной. Действительно, распад (101) как электромагнитный процесс первого порядка по α должен иметь большую вероятность, чем распад (91) *). Обсуждение этого вопроса будет проведено ниже.

Оценки вероятностей для других каналов распада η -мезона были получены ¹⁷⁵ на той же экспериментальной установке, что и в работе ¹⁹⁰. В этом случае исследовались реакции

$$\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p + \eta \rightarrow \pi^+ + p + e^+ + e^- + X^0, \quad (109)$$

$$\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p + \eta \rightarrow \pi^+ + p + \gamma + X^0. \quad (110)$$

*) Аналогичная ситуация имеет место и для отношения вероятностей распадов $\eta \rightarrow 3\pi$ и $\eta \rightarrow 3\pi$, которое еще меньше, чем (108) ¹⁹⁰. Однако в этом случае распаду $\eta \rightarrow 3\pi$ соответствует меньший фазовый объем. Экспериментальное и теоретическое исследование этого вопроса представляет большой интерес.

В реакции (110) отбирались только те события, в которых γ -квант конвертировал e^+e^- -пару в водородной камере:

$$\gamma + H \rightarrow e^+ + e^- + H \quad (111)$$

(вероятность конверсии $\sim 2,5\%$).

Вычисления эффективной массы X^0 позволили выделить случаи распада $\eta \rightarrow 2\gamma$ ($M(X^0) = 0$) и $\eta \rightarrow 3\pi^0$ ($M(X^0)$ лежит в соответствующих кинематических пределах). При этом оказалось, что в области $M(X^0)$, где разрешены по кинематике только распады на два π^0 -мезона, нет ни одного случая. Отсюда авторы делают вывод о малой величине фона от реакции

$$\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p + \pi^0 + \pi^0 \quad (112)$$

в области η -пика.

В результате были получены следующие оценки:

$$\frac{W(\eta \rightarrow 3\pi^0)}{W(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)} = 0,83 \pm 0,32 \quad (113)$$

и

$$\frac{W(\eta \rightarrow 2\gamma)}{W(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)} = 1,24 \pm 0,56. \quad (114)$$

Для соотношения (113) существуют определенные теоретические предсказания. Как отмечалось выше (см. гл. VI, § 1), при распаде $\eta \rightarrow 3\pi$ изотопический спин трех π -мезонов $I = 1$. В этом случае, исходя из изотопической структуры волновой функции трех π -мезонов, можно показать¹⁸¹, что

$$\frac{W(\eta \rightarrow 3\pi^0)}{W(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)} \leq \frac{3}{2}, \quad (115)$$

которое согласуется с (113).

При исследовании фоторождения η -мезонов была определена величина отношения¹⁸¹

$$\frac{W(\eta \rightarrow 2\gamma)}{W(\eta \rightarrow 3\pi^0 + \eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma)} = 0,80 \pm 0,25. \quad (116)$$

В этих результатах обращает на себя внимание тот факт, что вероятности распадов $\eta \rightarrow 2\gamma$ и $\eta \rightarrow 3\pi$ одного порядка. По теоретическим оценкам, учитывающим в основном только различие в фазовых объемах этих процессов, распад $\eta \rightarrow 2\gamma$ имеет во много раз большую вероятность (величина отношения (114) около 100).

Одно из возможных объяснений аномально малой величины отношений (108) и (114) заключается в предположении существования сильного $\pi\pi$ -взаимодействия (или резонанса) с $I = 0$, которое и увеличивает вероятность распада $\eta \rightarrow 3\pi$. Действительно, при распаде $\eta \rightarrow 3\pi$ такое состояние может реализоваться ($I(3\pi) = 1$ и $I(\pi^+\pi^-) = 0$ или 2), в то время как при распаде $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ изотопический спин двух π -мезонов не может быть равен нулю, $I(\pi^+\pi^-) = 1$ *).

Вычисления, проведенные в предположении о существовании резонанса с $M = 370$ Мэв и $\Gamma = 50$ Мэв, показали¹⁸², что

$$\frac{W(\eta \rightarrow 2\gamma)}{W(\eta \rightarrow 3\pi)} = 3,3. \quad (117)$$

*) При распаде $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ C -четность сохраняется, т. е. $C(\pi^+\pi^-\gamma) = +1$. С другой стороны, $C(\pi^+\pi^-\gamma) = C(\pi^+\pi^-)C(\gamma)$ и $C(\gamma) = -1$, т. е. $C(\pi^+\pi^-) = -1$. Так как $C(\pi^+\pi^-) = (-1)^I = (-1)^I$, то $I(\pi^+\pi^-) = 1$.

С другой стороны, если распад $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ идет по схеме ¹⁹³

$$\eta \rightarrow \varrho^0 + \gamma \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma, \quad (118)$$

то

$$\frac{W(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma)}{W(\eta \rightarrow 3\pi)} \approx 0,4. \quad (119)$$

Как видно, эти оценки совпадают с экспериментальными данными. Исследование энергетического спектра π^0 -мезонов, образованных при распаде $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, также указывает на возможное существование сильного $\pi\pi$ -взаимодействия (рис. 25) ¹⁹⁴.

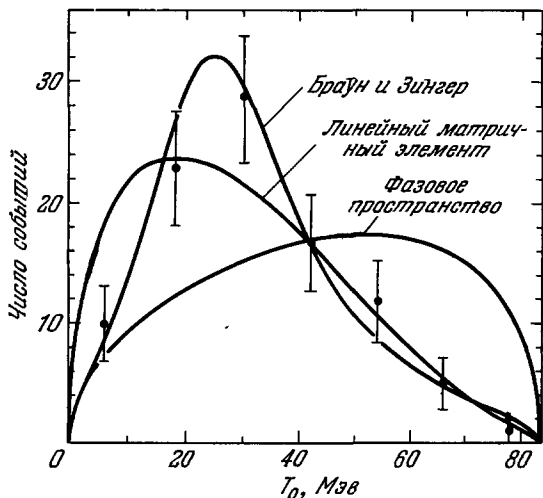


Рис. 25. Энергетический спектр π^0 -мезонов, образованных в распадах $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Смысл теоретических кривых см. в работе ¹⁹⁴ и гл. VI, § 2.

Теоретическая кривая (Браун и Зингер), дающая наилучшее согласие с экспериментальными данными, была вычислена в предположении существования $\pi\pi$ -резонанса с $M = 381 \pm 5 \text{ Мэв}$ и $\Gamma = 48 \pm 8 \text{ Мэв}$ ^{192 *}). Дальнейшее исследование этого вопроса представляет большой интерес.

Некоторые сведения о характере распадов $\eta \rightarrow 3\pi$ можно извлечь из аналогии процессов ^{195-204, 206}

$$K^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^+ + \pi^-, \quad (120)$$

$$K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0. \quad (121)$$

Оказывается, что три π -мезона, образованных в распадах $K_2^0 \rightarrow 3\pi$ и $\eta \rightarrow 3\pi$, могут иметь одинаковые квантовые числа. Действительно, в случае распада $\eta \rightarrow 3\pi$ $J^P(3\pi) = 0^-$ и $I(3\pi) = 1$ (гл. VI, § 1). При распаде $K_2^0 \rightarrow 3\pi$, так как $J(K) = 0$, то $L(\pi^+\pi^-) = l(\pi^0)$ (в терминах дипиона и одиночного π^0 -мезона для реакции (121)). Отсюда

$$P(3\pi) = (-1)^{l+L+3} = (-1)^{2l+3} = -1. \quad (122)$$

В процессах слабого взаимодействия сохраняется комбинированная четность (CP), поэтому

$$CP(3\pi) = (-1)(-1)^{I(\pi^+\pi^-)} = -1, \quad (123)$$

так как $CP(K_2^0) = -1$. Следовательно, изотопический спин $I(\pi^+\pi^-) = 0$ или 2. Полный спин трех π -мезонов может быть равен 1, 2 и 3. Если воспользоваться правилом $\Delta I = 1/2$, то остается одна возможность: $I(3\pi) = 1$ ($I(K) = 1/2$).

Таким образом, четность, изоспин и спин 3π -систем, образованных в процессах $K_2^0 \rightarrow 3\pi$ и $\eta \rightarrow 3\pi$, совпадают. Правда, эти системы могут различаться по другим квантовым числам (l , L и $I(\pi^+\pi^-)$). Однако близость масс K - и η -мезонов дает основания полагать, что и по этим квантовым числам не будет большого различия. В связи с этим, если предположить,

*) Указание о наличии сильного $\pi\pi$ -взаимодействия с $I(\pi\pi) = 0$ и $M \sim 3m_\pi$ получено также при изучении реакций $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ ⁹⁹.

что матричный элемент процессов $K^0 \rightarrow 3\pi$ и $\eta \rightarrow 3\pi$ зависит только от взаимодействия π -мезонов в конечном состоянии, спектры мезонов в этих распадах должны быть подобны¹⁹⁶. Экспериментальные данные не противоречат этому предположению¹⁹⁶⁻¹⁹⁸. Совместное изучение этих процессов позволит получить новые сведения о механизме распада η -мезона.

В заключение этого параграфа отметим, что распад $\eta \rightarrow 3\pi$ осуществляется посредством электромагнитных процессов второго порядка. Это означает, что в сильных взаимодействиях изотопический спин сохраняется с точностью до членов порядка $\alpha^2 \sim 10^{-4}$. Само собой разумеется, что речь здесь идет не столько об окончательном утверждении, сколько о направлении дальнейших исследований²⁰⁵. Некоторые выводы из отсутствия распада $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-$, связанные с сохранением P - и CP -четности в сильных взаимодействиях, рассмотрены в работе²⁰⁶.

§ 3. Время жизни η -мезона

Электромагнитный характер распадов η -мезона определяет его сравнительно большое время жизни. По различным теоретическим оценкам $\tau(\eta) \sim 10^{-17} - 10^{-18}$ сек, т. е. ожидаемая ширина η -пика $\sim 10^{-4} \div 10^{-3}$ Мэв. При современной точности экспериментов, когда разрешающая способность приборов не лучше, чем несколько Мэв, определение $\Gamma(\eta)$ прямыми методами невозможно. Наблюдение же разрывов между точками рождения и распада η -мезонов (определение $\tau(\eta)$) требует очень высоких пространственных разрешений, так как величина этих разрывов $\sim 0,01 \div 0,001$ мк (ситуация, аналогичная определению времени жизни π^0 -мезона)^{205, 209, 210}.

Поэтому приобретают большое значение косвенные методы определения $\Gamma(\eta)$. Например, исследуя фотогенерацию η -мезонов в кулоновском поле тяжелого ядра, т. е. используя процесс, обратный распаду $\eta \rightarrow 2\gamma$, можно оценить величину $\Gamma(\eta)$. При этом величина эффективного сечения пропорциональна ширине η -мезона и при $Z \sim 100$ и $E_\gamma \sim 4$ Гэв достигает $3 \cdot 10^{-28}$ см²/стер, если $\Gamma(\eta \rightarrow \gamma\gamma) \sim 150$ эв^{211, 212}. Для отделения указанного процесса от ядерной генерации η -мезонов можно использовать очень узкое угловое распределение (наиболее вероятный угол $0,5^\circ$) и быстрый рост с Z сечения ($\sigma \sim Z^2$).

VII. МНОГОПИОННЫЕ РЕЗОНАНСНЫЕ СИСТЕМЫ

В связи с открытием двух- и трехпионных резонансных систем (ρ -, f -, ω - и η -мезоны) естественно возникает вопрос о существовании таких резонансов, которые распадались бы в основном на четыре, пять и большее число π -мезонов. В случае открытия значительного числа таких резонансов ситуация с ними, возможно, будет напоминать в некоторой степени положение, которое имеет место при образовании ядер из нуклонов, и можно было бы надеяться найти общие закономерности в их свойствах. В противном случае будут существовать несколько резонансов, свойства которых могут быть совершенно различны. Решение этого вопроса представляет большой интерес.

В настоящее время начались поиски резонансов, распадающихся на четыре π -мезона^{123, 214, 215} (см. Приложение).

Изучение процессов типа

$$\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K + n\pi \quad (n = 1, 2, 3, 4, \dots) \quad (124)$$

показало, что в распределении по эффективным массам $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ -системы

имеется пик с $M = 1,340 \text{ Гэв}$ и $\Gamma \approx 140 \text{ Мэв}$ ¹²³. Указание на существование резонанса в 4π -системе с $M = 1,04 \text{ Гэв}$ было получено в работах^{214, 215}. Однако необходимы дальнейшие исследования для выяснения природы этих аномалий.

§ 1. B -мезон ($\rho\omega$ -резонанс)

Исследование реакций^{41, 137}

$$\pi^\pm + p \rightarrow \pi^\pm + p + \omega, \quad (125)$$

проведенное с помощью водородных пузырьковых камер в интервале импульсов от 3,24 до 4 $\text{Гэв}/c$, показало, что имеется пик в распределении по $M(\pi^\mp \pi^+ \pi^- \pi^0)$ (B -мезон, рис. 26). Масса B -мезона равна $1,22 \text{ Гэв}$ и $\Gamma = 0,100 \pm 0,020 \text{ Гэв}$.

Было также установлено, что

$$\frac{W(B^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^0)}{W(B^+ \rightarrow \pi^+ \omega \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^0)} \leq 0,5. \quad (126)$$

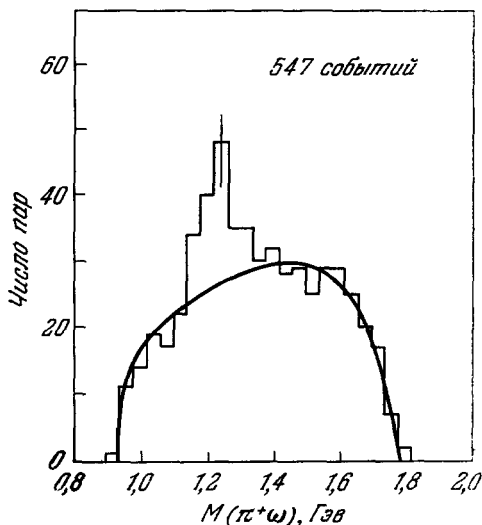
Очевидно, что $I(B) = 1$. Интересно отметить, что B -мезон является первым резонансом, который распадается по схеме

$$B^\mp \rightarrow \omega + \pi^\mp \quad (127)$$

с участием уже известного резонанса.

Возможные квантовые числа и свойства нового резонанса обсуждаются в работах^{216, 217}. Однако увеличение статистики и дальнейшее изучение природы обсуждаемой аномалии необходимы для вывода о существовании B -мезона.

Рис. 26. Распределение эффективных масс $\pi^+ \omega$ -систем, образованных в реакции (127).



VIII. РЕЗОНАНСНЫЕ СИСТЕМЫ K -МЕЗОНОВ

В настоящее время постепенно накапливаются экспериментальные данные по образованию и распадам пар K - и $\bar{K}$ -мезонов и начинается изучение соответствующих резонансов. В связи с этим мы сначала остановимся на одном очень интересном свойстве систем $K^0 \bar{K}^0$, которое оказалось полезным при определении квантовых чисел резонансов, а затем перейдем к имеющимся экспериментальным результатам.

§ 1. Схемы распада $K^0 \bar{K}^0$ — детектор четности системы

Рассмотрим некоторые распадные свойства пар K^0 - и $\bar{K}^0$ -мезонов^{218–221}.

Система $K^0 \bar{K}^0$, как и любая система бозон — антибозон, обладает одной важной особенностью: ее комбинированная четность всегда положительна ($CP = +1$). Действительно, при любом орбитальном моменте системы l зарядовое сопряжение дает фазовый множитель $(-1)^l$; в точности такой же множитель дает и пространственное отражение P , так что после CP -преобразования общий фазовый множитель равен $(-1)^{2l} = +1$.

С другой стороны, экспериментально наблюдаются распады типа

$$K^0 \bar{K}^0 \rightarrow K_1^0 K_1^0, \quad (128)$$

$$K^0 \bar{K}^0 \rightarrow K_2^0 K_2^0, \quad (129)$$

$$K^0 \bar{K}^0 \rightarrow K_1^0 K_2^0, \quad (130)$$

где K_1^0 — короткоживущие мезоны, обладающие $CP = +1$, и K_2^0 — долгоживущие мезоны с $CP = -1$.

Пары $K_1^0 K_1^0$ и $K_2^0 K_2^0$, в силу тождественности входящих в них частиц, всегда находятся в состояниях с четными моментами и обладают комбинированной четностью $CP = +1$.

Комбинированная четность пар $K_1^0 K_2^0$ зависит от орбитального момента системы и равна $(-1)^{l+1}$. Поэтому если эта пара образовалась из пары $K^0 \bar{K}^0$, обладающей, как было показано выше, $CP = +1$, для нее возможны только нечетные моменты. Таким образом, при четных орбитальных моментах пара $K^0 \bar{K}^0$ может распадаться только по схемам (128) и (129), а при нечетном — по схеме (130).

Итак, схема распада является в данном случае детектором четности орбитального момента системы. Так как четность системы определяется множителем $(-1)^l$, схема распада является и детектором четности системы.

Если имеется резонансное взаимодействие между K - и $\bar{K}$ -мезонами в состоянии с определенным орбитальным моментом, то соответствующая нейтральная система $K^0 \bar{K}^0$ будет распадаться только по схемам (128) и (129) либо (130), в зависимости от четности резонанса, причем распады по схемам (128) и (129) равновероятны²¹⁸⁻²²⁰. Это важное свойство пар K^0 - и $\bar{K}^0$ -мезонов было использовано при определении квантовых чисел ϕ -мезона.

§ 2. ϕ -мезон

Исследования взаимодействий K -мезонов в интервале импульсов $1,8 \div 2,2$ Гэв/с с протонами, выполненные с помощью водородных пузырьковых камер, привели к открытию резонанса, распадающегося на пары $K\bar{K}$, который был назван ϕ -мезоном²²²⁻²²⁴.

В этих работах изучались реакции

$$K^- + p \rightarrow \Lambda + K^+ + K^-, \quad (131)$$

$$K^- + p \rightarrow \Lambda + K^0 + \bar{K}^0. \quad (132)$$

Всего было найдено 46 событий типа (131) и 52 события типа (132). В распределении по эффективным массам $K\bar{K}$ -систем имеется четкий резонансный пик с $M(K\bar{K}) \approx 1019$ Мэв и $\Gamma \leq 3 \div 5$ Мэв (рис. 27, из работы²²³). Сечение рождения ϕ -мезона в этих реакциях равно 50 ± 6 мкб.

Ширина резонансного пика ϕ -мезона была определена при изучении аннигиляции остановившихся антипротонов в 30-дюймовой водородной пузырьковой камере (см. гл. V, § 4)²²⁵. Исследовалась реакция

$$p + \bar{p} \rightarrow K^+ + K^- + \pi^+ + \pi^-. \quad (133)$$

Отбирались только те события, в которых оба K -мезона останавливались в камере. Ошибка в определении $M(K^+ K^-)$ была равна $\pm 0,6$ Мэв. На рис. 28 приведена идеограмма распределения найденных событий по $M(K^+ K^-)$

и соответствующие кривые разрешения и наилучшего согласия ²²⁵ *). Было получено, что

$$M(\varphi) = 1018,6 \pm 0,5 \text{ Мэв} \text{ и } \Gamma = 3,1 \pm 1,0 \text{ Мэв}. \quad (134)$$

Существенную роль в определении квантовых чисел φ -мезона сыграли его нейтральные моды распада:

$$\varphi \rightarrow K^0 \bar{K}^0. \quad (135)$$

А именно, было установлено, что φ -мезон распадается по схеме

$$\varphi \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \rightarrow K_1^0 K_2^0, \quad (136)$$

т. е. его четность отрицательна, а значение спина равно целому нечетному числу (см. гл. VIII, § 1).

Этот факт был установлен при изучении реакции

$$K^- + p \rightarrow \Lambda + \varphi \rightarrow \Lambda + K^0 + \bar{K}^0, \quad (137)$$

$$K^0 \bar{K}^0 \rightarrow K_1^0 K_2^0, \quad (130')$$

причем в камере регистрировались только распады Λ - и K_1^0 -частиц. Соответствующая кинематическая программа позволяла выделить события типа (137). В работе ²²³ было найдено 23 таких события, в то время как не было наблюдеено ни одного случая типа (137) с распадами

$$K^0 \bar{K}^0 \rightarrow K_1^0 K_1^0, \quad (128')$$

несмотря на высокую эффективность регистрации K_1^0 -распадов. Соответствующие расчеты показывают, что гипотеза о распадах φ -мезона по схемам (128) и (129) дает результаты, отличающиеся на 12 стандартных ошибок от экспериментальных ²²³.

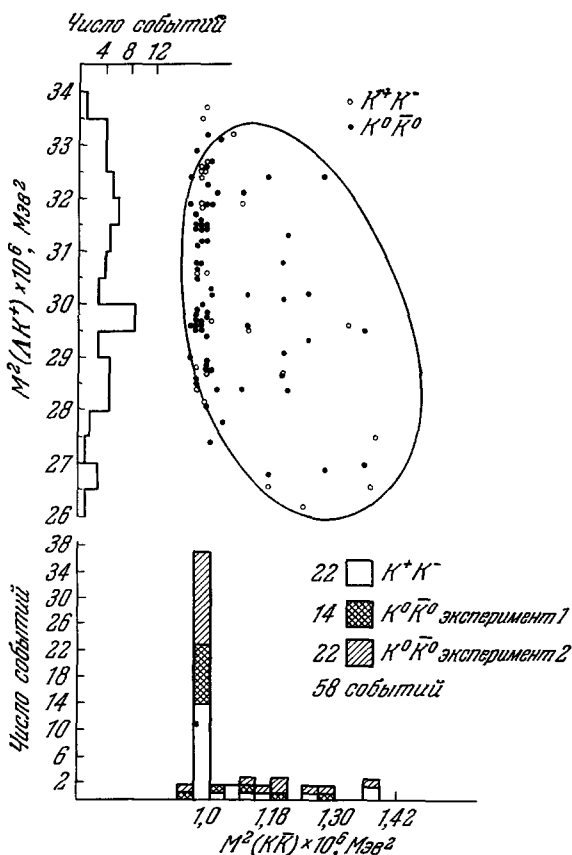


Рис. 27. Диаграмма Далитца для реакции $K^-p \rightarrow \Lambda K \bar{K}$.

Некоторые заключения о величине спина φ -мезона можно также получить из величины соотношения

$$\alpha(J) = \frac{W(\varphi \rightarrow K_1^0 K_2^0)}{W(\varphi \rightarrow K_1^0 K_2^0 + K^+ K^-)}. \quad (138)$$

Существенная зависимость $\alpha(J)$ от спина резонанса появляется в связи с малым энергосвободением при распаде $\varphi \rightarrow K \bar{K}$ ($Q = 20 \div 30 \text{ Мэв}$).

*) Некоторые вопросы, связанные с представлением экспериментальных распределений в виде идеограмм, рассмотрены в работах ²²⁶⁻²²⁸.

В этом случае разница масс $K^\pm$ - и K^0 -мезонов и кулоновское взаимодействие сильно влияют на величину α (J) при наличии центробежных барьеров ($J \neq 0$ *).

Соответствующие расчеты^{223, 229, 230} показывают, что

$$\alpha(J=1) = 0,39 \text{ и } \alpha(J=3) = 0,26. \quad (139)$$

В работе²²³ было получено $\alpha = 0,45 \pm 0,10$, т. е. имеется предпочтение в пользу $J(\varphi) = 1$.

Угловые распределения распадных K -мезонов ($\varphi \rightarrow K\bar{K}$) также лучше согласуются с $J(\varphi) = 1$ ²²². Однако статистика событий не является достаточной для окончательных выводов.

Поиски распадов²²³

$$\varphi \rightarrow \pi^+ + \pi^- \quad (140)$$

показали, что

$$\frac{W(\varphi \rightarrow 2\pi)}{W(\varphi \rightarrow K\bar{K})} \leq 0,2. \quad (141)$$

Теоретические оценки величины этого соотношения, полученные в основном из сравнения фазовых объемов соответствующих распадов φ -мезона, дают значения ~ 100 ²²⁹. Такое сильное подавление распада (140) можно объяснить различной G -четностью φ -мезона и системы из двух π -мезонов (напомним, что $G(\pi\pi) = +1$). Следовательно, $G(\varphi) = -1$.

Отсюда, так как G -четность системы $K\bar{K}$ определяется выражением **)

$$G(K\bar{K}) = (-1)^{l+I}, \quad (142)$$

и спин φ -мезона равен нечетному числу, то $I(\varphi) = 0$. Итак, φ -мезон имеет следующие квантовые числа: $I(J^{PC}) = 0(1^{--})$, т. е. те же самые, что и ω -мезон. В связи с этим возможно «перемешивание» φ - и ω -мезонов за счет сильных взаимодействий (см. также гл. V, § 5)²³¹⁻²³².

Неожиданными оказались результаты исследований рождения φ -мезона в $p\bar{p}$ -соударениях и поисков распадов

$$\varphi \rightarrow \varrho + \pi. \quad (143)$$

Было получено^{233, 223, 41}

$$\frac{\sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^- p \varphi)}{\sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^- p \omega)} \leq 0,012 \quad (144)$$

при $p = 3,7$ Гэв и

$$\frac{W(\varphi \rightarrow \varrho\pi)}{W(\varphi \rightarrow K\bar{K})} \approx 0,35 \pm 0,2. \quad (145)$$

*) Если пренебречь этими эффектами, то значение $\alpha(J)$ не зависит от спина резонанса и равно 0,5 в силу изотопической инвариантности.

**) Действительно, так как $C(K\bar{K}) = (-1)^l$, то $G(K\bar{K}) = C(-1)^I = (-1)^{l+I}$ (см. гл. VIII, § 1).

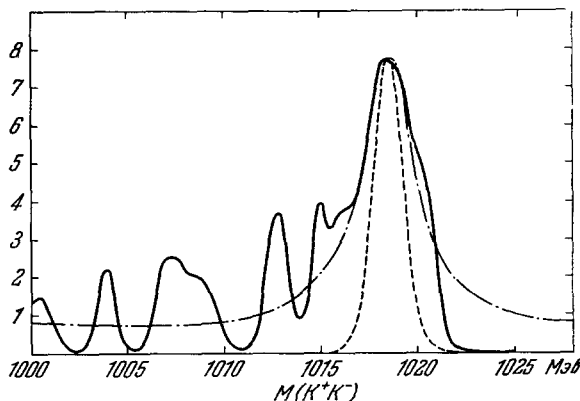


Рис. 28. Идеограмма распределения по эффективным массам K^+K^- -систем, образованных в реакции $p\bar{p} \rightarrow K^+K^- \pi^+ \pi^-$ ²²⁵.

— Эксперимент; — — разрешение; — · — кривая наилучшего согласия, $\Gamma = 3,1$.

Теоретические оценки величины отношения (145), полученные из соображений, связанных с фазовыми объемами и областью взаимодействия $r \approx 1/2m_\pi$, дают значения на порядок больше, чем (145). С другой стороны, кажется очень странным малое сечение рождения ϕ -мезона в $p\bar{p}$ -столкновениях по сравнению с сечением рождения ω -мезона, который имеет те же квантовые числа.

Оба эти экспериментальных результата можно объяснить, если предположить, что

$$\frac{g_{\rho\phi\pi}^2}{g_{\rho\omega\pi}^2} \lesssim (1 \div 5)\% \quad (146)$$

(здесь g — соответствующие константы связи)^{233, 230}. Некоторое объяснение слабой связи ϕ -мезона с ρ - и π -мезонами можно получить в рамках модели унитарной симметрии (несохранение унитарной четности в распадах (143)²³⁴).

§ 3. $K\bar{K}$ -взаимодействие при малых энергиях.

$K\bar{K}\pi$ -резонанс

Изучение взаимодействия K -мезонов, рожденных в π -соударениях, показало наличие широкого максимума резонансного типа с $M(K\bar{K}) \approx 1,02 \text{ Гэв}$ и $\Gamma \approx 100 \text{ Мэв}$ ²³⁵⁻²³⁹. В этом случае изучались реакции

$$\pi^- + p \rightarrow K^0 + \bar{K}^0 + n + m\pi \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (147)$$

с последующими распадами

$$K^0 \bar{K}^0 \rightarrow K_1^0 K_1^0. \quad (128')$$

Таким образом, система $K^0 \bar{K}^0$ обладает четным орбитальным моментом и положительной четностью (гл. VIII, § 1). Угловое распределение K_1^0 -мезонов имеет анизотропный характер, т. е. $J(K^0 \bar{K}^0) \geq 2$ ²³⁵. Однако статистика найденных событий (147) недостаточна для окончательного вывода (37 событий). Другие возможные квантовые числа $K^0 \bar{K}^0$ -резонансов обсуждаются в работах²⁴⁰⁻²⁴³.

Аномалия в распределении $M(K^0 \bar{K}^0)$ может быть также объяснена взаимодействием K -мезонов в конечном состоянии. В этом случае длина $K^0 \bar{K}^0$ -рассеяния может быть невелика, $\sim 1/m_\pi^{104}$.

Дальнейшее исследование этого явления представляет большой интерес.

Данные о возможном резонансе в $K\bar{K}\pi$ -системе были получены при изучении реакции²⁴⁴

$$p + \bar{p} \rightarrow K^0 + K^\mp + \pi^\pm + \pi^+ + \pi^-. \quad (148)$$

Оказалось, что $M_{\text{рез}}(K^0 K^\pm \pi^\mp) \approx 1410 \text{ Мэв}$ и $\Gamma \sim 60 \text{ Мэв}$. В работах^{244, 245} получено указание на существование резонанса в $K_1^0 K^\pm$ -системах с $M \approx 1,02 \text{ Гэв}$.

Новые эксперименты необходимы для выяснения природы этих аномалий²⁴⁶.

IX. K^* -МЕЗОН

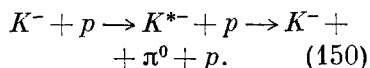
Впервые существование K^* -мезона было обнаружено при изучении K^-p -взаимодействия в реакции²⁴⁷

$$K^- + p \rightarrow \bar{K}^0 + \pi^- + p. \quad (149)$$

К настоящему моменту K^* -мезон наблюдался в процессах взаимодействия $K^\pm$ -мезонов^{126, 247-257} и π^- -мезонов²⁵⁸⁻²⁶⁷ с нуклонами, а также в процессах аннигиляции²⁶⁸.

Характерное распределение эффективных масс $\bar{K}^0\pi^-$ -системы в реакции (149) приведено на рис. 29 ($M(K^*) = 890,4 \text{ Мэв}$ и $\Gamma = 47 \text{ Мэв}$). Сечение рождения K^* -мезона в этой реакции при $pc = 1,15 \text{ Гэв}$ равно $1,3 \pm \pm 0,3 \text{ мб}$.

Изотопический спин K^* -мезона был определен при совместном изучении процессов (149) и



Было получено^{247, 248}, что

$$\frac{W(K^{*-} \rightarrow K^-\pi^0)}{W(K^{*-} \rightarrow \bar{K}^0\pi^-)} = 0,75 \pm 0,35. \quad (151)$$

Из изотопической инвариантности следует, что величина этого отношения для $I(K^*) = 1/2$ равна 0,5, а для $I(K^*) = 3/2$ равна 2. Отсюда можно считать, что $I(K^*) = 1/2$. Этот вывод подтверждается также специальным исследованием возможных резонансных состояний $\bar{K}\pi$ -системы с $I = 3/2$ при $pc = 1,51 \text{ Гэв}$ в реакции²⁵⁰



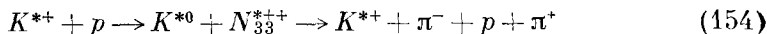
Было показано, что резонанс в $K^-\pi^-$ -системе в интервале масс $0,6 \div 1,0 \text{ Гэв}$ не образуется с сечением больше $0,01 \text{ мб}$. В то же время при тех же импульсах первичных K^- -мезонов сечение рождения K^* -мезона в реакции (149) равно $1,6 \text{ мб}$ ²⁵¹. Аналогичный результат был получен и при изучении $K^0\pi^-$ -взаимодействия в πN -соударениях²⁵⁸.

Первые выводы о возможной величине спина K^* -мезона были получены в работе²⁴⁷. В этом случае изучалось образование новых мезонов вблизи порога в реакции



Эксперименты проводились при импульсе K^- -мезонов 1150 Мэв/с ; пороговый импульс 1080 Мэв/с . Угловое распределение K^* -мезонов в K^-p -системе имеет изотропный характер. В связи с этим можно считать, что K^* -мезоны рождаются в S -состоянии и анализ по Адэйру можно проводить для произвольных углов вылета мезонов²⁶⁹⁻²⁷⁰. Если $J(K^*) > 1$, то угловое распределение распадных мезонов в системе покоя K^* -мезона должно быть анизотропным. Для $J(K^*) = 0$ или 1 возможны и изотропные распределения. Было показано, что значения $J(K^*) > 1$ противоречат экспериментальным данным.

Изучение реакции



позволило получить дополнительные сведения о спине K^* -мезона²⁵⁵⁻²⁵⁷.

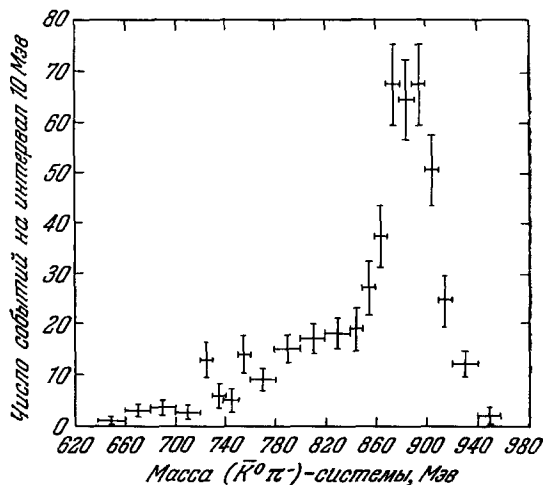


Рис. 29. Распределение эффективных масс $\bar{K}^0\pi^-$ -систем, образованных в реакции (149).

Реакция (154) изучалась с помощью пузырьковой водородной камеры, облученной пучком K^+ -мезонов с $pc = 1,96$ Гэв.

Сечение этого процесса оказалось равным $1,1 \pm 0,2$ мб²⁵⁷. На рис. 30 приведены распределения по эффективным массам $K^+\pi^-$ и $p\pi^+$ -систем.

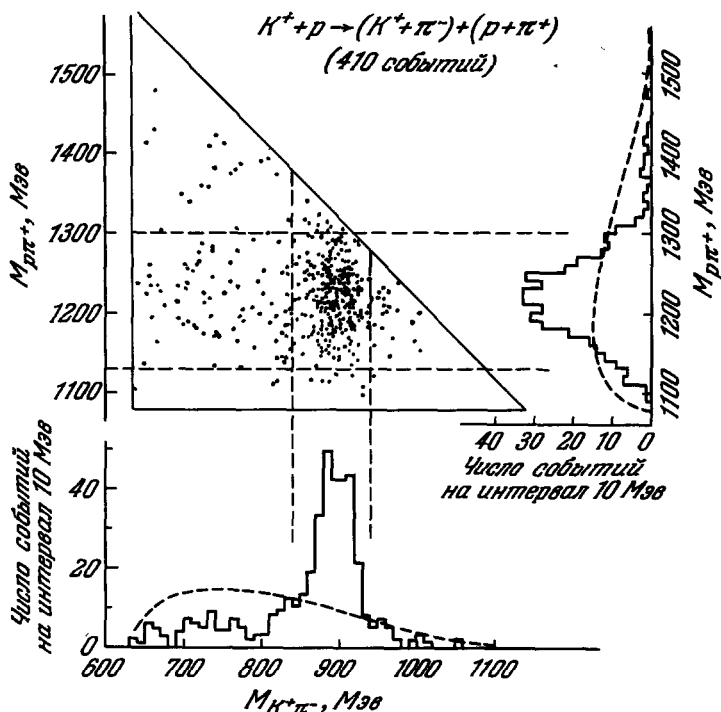


Рис. 30. Диаграмма Далица для реакции $K^+p \rightarrow (K^+\pi^-) + (p\pi^+)$.

Для анализа по методу Адэяра было отобрано 69 случаев, в которых косинус угла вылета K^* -мезона в с. ц. и. (K^+P) находился в интервале

$$1,0 \geq \cos \vartheta_{K^*} \geq 0,8. \quad (155)$$

На рис. 31 приведены полученные угловые распределения K^+ -мезонов. Резкая анизотропия этого распределения сразу исключает значение $J(K^*) = 0$. Сопоставляя этот результат с полученным выше ($J(K^*) \leq 1$), приходим к выводу о том, что $J(K^*) = 1$.

Таблица VI

$m_J(K^*)$	$m_J(N_{33}^{*++})$	$I_{K^*}(\alpha)$	$I_{N_{33}^{*++}}(\beta)$
+1	$-1/2$	$1/2 \sin^2 \alpha$	$1 + 3 \cos^2 \beta$
0	$+1/2$	$\cos^2 \alpha$	$1 + 3 \cos^2 \beta$
-1	$+3/2$	$1/2 \sin^2 \alpha$	$3 \sin^2 \beta$

С другой стороны, заключения о величине спина K^* -мезона можно также получить из анализа угловых распределений K^+ -мезонов. В табл. VI приведены соответствующие угловые распределения распадов $K^*(I_{K^*}(\alpha))$

и N_{33}^{*++} ($I_{N_{33}^{*++}}(\beta)$) для разрешенных проекций спинов этих частиц на направление первичного пучка K^+ -мезонов *).

Полученные распределения хорошо согласуются с $I(\alpha) = \cos^2 \alpha$ для распадов K^* -мезонов и не противоречат $-I(\beta) = 1 + 3 \cos^2 \beta$ для распадов N_{33}^{*++} -изобары. Это обстоятельство является дополнительным аргументом в пользу $J(K^*) = 1$.

Исследование реакции ²⁶⁷

$$\pi^- + p \rightarrow \Sigma^0 + K^{*0} \quad (157)$$

при импульсах падающих π^- -мезонов 2,17 и 2,25 Гэв/с также показало наличие существенной анизотропии в распределении распадных

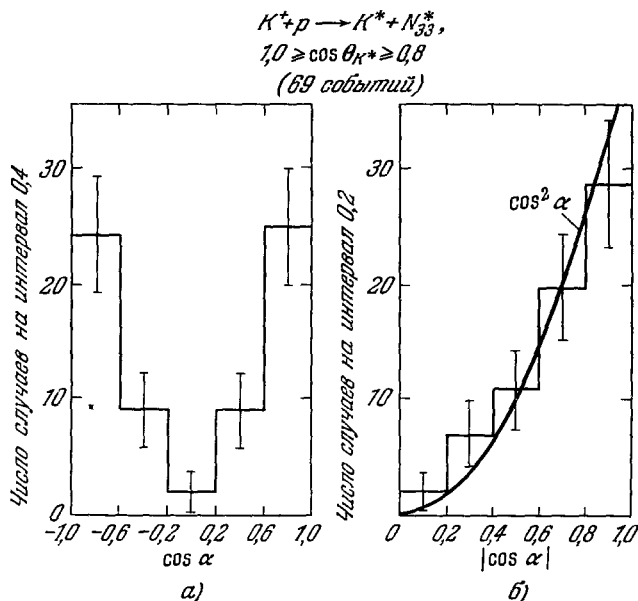


Рис. 31. Угловые распределения K^* -мезонов, образованных в распадах $K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$ (в системе покоя K^* -мезона).

K -мезонов относительно нормали к плоскости рождения Σ -гиперона и K^* -мезона. Этот факт исключает значение $J(K^*) = 0$.

Очень интересный способ определения спина K^* -мезона был предложен в работе ²⁷¹. Он основан на свойствах пар K^0 - и $\bar{K}^0$ -мезонов, образованных в реакции

$$p + \bar{p} \rightarrow K^0 + \bar{K}^0 + \pi^0. \quad (158)$$

Экспериментальные данные об аннигиляции остановившихся антипротонов в водороде показывают, что она происходит в S -состоянии ²⁷². В этом случае процессы

$$p + \bar{p} \rightarrow K^0 + \bar{K}^{*0}, \quad (159)$$

$$p + \bar{p} \rightarrow \bar{K}^0 + K^{*0} \quad (160)$$

*) Закон сохранения проекции полного момента сталкивающихся частиц в этом случае имеет вид

$$m_J(K^*) + m_J(N_{33}^{*++}) = \pm 1/2, \quad (156)$$

так как проекция орбитального момента на направление первичного K^+ -мезона равна нулю.

с последующими распадами

$$K^0 \bar{K}^{*0} \text{ или } \bar{K}^0 K^{*0} \rightarrow K_1^0 K_2^0 \pi^0 \quad (161)$$

запрещены, если $J(K^*) = 0$, т. е. опять, как и в случае ϕ -мезона, тип распада системы является детектором ее спина и четности.

Экспериментальное исследование этого процесса было проведено с помощью 81-см водородной пузырьковой камеры²⁶⁹. Изучалась реакция

$$p + \bar{p} \rightarrow K_1^0 + \text{нейтральные частицы.} \quad (162)$$

Импульсное распределение K_1^0 -мезонов приведено на рис. 32. Имеющийся максимум в распределении при $pc = 610$ Мэв соответствует реакциям

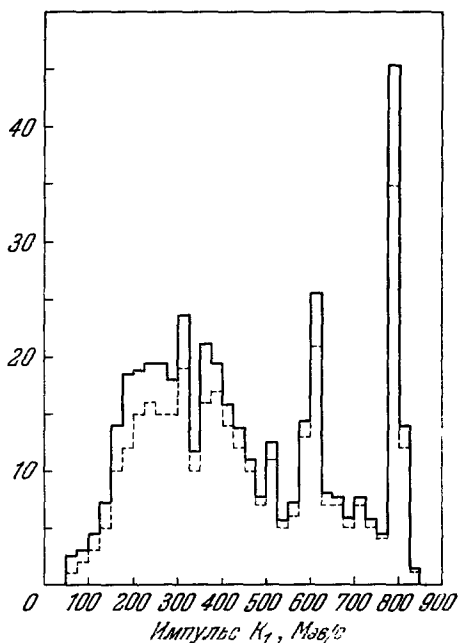


Рис. 32. Импульсное распределение K_1^0 -мезонов в реакции $p\bar{p} \rightarrow K_1^0 + \text{нейтральные частицы}$.

—, Поправлено на вероятность распада;
— — измеренное распределение.

(159) и (160). Оценка событий, связанных с распадами KK^* -системы по каналу (161), показала, что число таких случаев равно $36,5 \pm 15$. Таким образом, и в этом случае имеется указание на то, что $J(K^*) = 1$.

Итак, совокупность данных о спине K^* -мезона дает основания считать, что $J(K^*) \neq 0$ и наиболее вероятно $J(K^*) = 1$. Это означает, что $K\pi$ -система находится в P -состоянии и K^* -мезон имеет положительную четность относительно K -мезона. Поэтому четность K^* -мезона относительно Λ -частицы будет такой же, как и у K -мезона, т. е. отрицательной (см. табл. I).

Отметим также другие возможные эксперименты по определению $J(K^*)$ ²⁷³⁻²⁷⁸. Например, если $J(K^*) = 0$, то реакции

$$K + \text{He}_2^4 \rightarrow \text{He}_2^4 + K^*, \quad (163)$$

$$K^* \rightarrow K + \gamma, \quad (164)$$

$$K^* \rightarrow K + \pi + \pi \quad (165)$$

запрещены. Однако в случае векторного мезона реакции (164) и (165) имеют малую вероятность. Теоретические оценки показывают²⁷⁷⁻²⁷⁸, что

$$\frac{W(K^* \rightarrow K\gamma)}{W(K^* \rightarrow K\pi)} \approx 0,8 \div 0,15\% \quad (166)$$

и

$$\frac{W(K^* \rightarrow K\pi\pi)}{W(K^* \rightarrow K\pi)} \approx 0,3 \div 3\%. \quad (167)$$

В работах²⁷⁹⁻²⁸⁵ рассматриваются динамические модели K^* -мезона и его роль в процессах взаимодействия элементарных частиц.

X. κ -МЕЗОН (K^* (725))

Большой экспериментальный материал по взаимодействию элементарных частиц, полученный в настоящее время, позволяет приступить к изучению таких резонансов, сечение образования которых составляет несколько микробарн. Именно к таким резонансам относится и κ -мезон (K^* (725)).

Первые результаты о κ -мезоне были получены при исследовании реакций ^{258, 259, 268}

$$\pi^- + p \rightarrow \Sigma^- + \pi^0 + K^+, \quad (168)$$

$$\pi^- + p \rightarrow \Sigma^- + \pi^+ + K^0 \quad (169)$$

в интервале импульсов от 1,51 до 2,36 Гэв/с. В распределении по $M(K^+\pi^0)$ и $M(K^0\pi^+)$ имеются резонансные пики с $M \approx 885$ Мэв (K^* -мезон) и $M \approx 725$ Мэв (κ -мезон, рис. 33). Ширина κ -пика $\Gamma \leq 20$ Мэв. Авторы оценивают вероятность появления пика при $M \approx 725$ Мэв в результате статистических флуктуаций $\sim 0,2\%$. Сечение рождения κ -мезона составляет ~ 4 мкб, т. е. почти на порядок меньше сечения рождения K^* -мезона в этой же реакции ($\sigma \approx 30$ мкб).

Некоторые косвенные данные об изотопическом спине κ -мезона были получены при изучении процесса ²⁶⁶

$$\pi^- + p \rightarrow \Sigma^+ + \pi^- + K^0. \quad (170)$$

В этом случае не наблюдается никаких резонансных пиков в области κ -мезона ($I(\pi^-K^0) = 3/2$). Аналогичный вывод получен и в работе ²⁵⁰. Поэтому можно думать, что $I(\kappa) = 1/2$.

Указание о возможном существовании κ -мезона получено также при изучении реакции

$$K^- + p \rightarrow \bar{K}^0 + \pi^- + p \quad (171)$$

в интервале импульсов K^- -мезонов от 1,0 до 1,7 Гэв/с ²⁴⁹. Сечение рождения κ -мезона в этой реакции ~ 40 мкб, в то время как сечение рождения K^* -мезона ~ 1000 мкб. Было найдено, что $M(\kappa) = 723 \pm 3$ Мэв и $\Gamma \leq 12$ Мэв. Из-за малой статистики (~ 30 κ -мезонов) нельзя сделать каких-либо определенных выводов о других квантовых числах этой частицы (см. Приложение и работы ²⁸⁶⁻²⁸⁹).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Открытие большой группы новых частиц — резонансов — показывает, что считать все частицы элементарными, по-видимому, не более разумно, чем считать элементарными атомные ядра. В настоящее время имеется несколько попыток установить закономерности (симметрии) в свойствах частиц, позволяющие объединить большое количество разных частиц в небольшое число групп (мультиплетов).

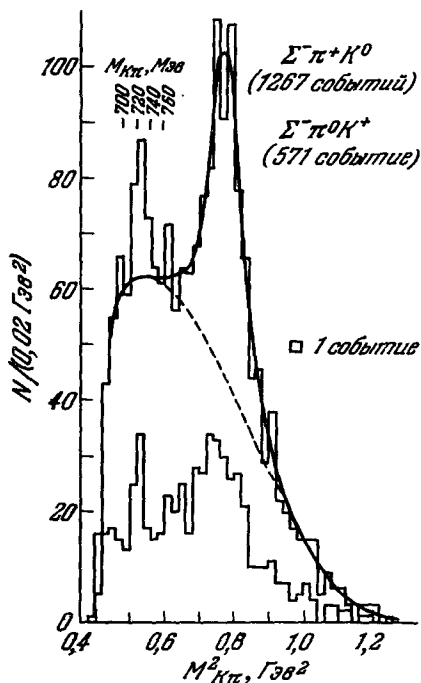


Рис. 33. Распределение по $M^2(K\pi)$, полученное при изучении реакций (168) и (169).

Особенно популярны модели Сакаты, Гелл-Манна и Неемана²⁹⁰⁻²⁹³. Например, в моделях Гелл-Манна и Неемана²⁹²⁻²⁹¹ бозоны и гипероны (N , Λ , Σ , Ξ) объединяются в мультиплеты по 8 частиц, т. е. 8 мезонов с $J^P = 0^-$ (π , K , η), 8 мезонов с $J^P = 1^-$ (ρ , K^* , ϕ или ω) и т. д.

Все частицы в рамках одного мультиплета имеют одинаковые величины спинов и значения четности. Формула для масс частиц, полученная для этой модели, хорошо описывает экспериментальные данные²⁹³.

Отметим также важную роль векторных мезонов. Их существование на основе обобщенной калибровочной инвариантности обсуждалось Сакураи²⁹⁴ и др. С другой стороны, Огиевецким и Полубариновым было показано, что если векторные мезоны обладают спином, равным единице во взаимодействии, то в этом случае из их существования вытекают изотопическая инвариантность и сохранение барионных и гиперонных зарядов в сильных взаимодействиях²⁹⁵. При этом векторные мезоны должны иметь отрицательную четность. Как видно из табл. I, все векторные мезоны действительно имеют $P = -1$.

Обзор основных явлений, связанных с резонансами, показывает, что они касаются таких фундаментальных проблем, как проблема элементарности частиц, вопросы теории взаимодействий и т. п. Поэтому представляет большой интерес дальнейшее детальное изучение свойств известных резонансов и поиски новых.

П Р И Л О Ж Е Н И Е

НОВЫЕ ДАННЫЕ

В этом разделе приведены основные результаты исследований бозонных резонансов, которые были опубликованы в физических журналах до апреля 1965 г. или доложены на XII Международной конференции по физике высоких энергий (Дубна, 1964).

Эти результаты относятся главным образом к новым бозонным резонансам, обнаруженным в последнее время. Что касается резонансов, которые подробно обсуждались в настоящем обзоре, то в этом случае можно сделать два дополнения, касающихся f^0 - и κ -мезонов.

I. f^0 -мезон

Исследование угловых характеристик распадов

$$f^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- \quad (172)$$

показало, что предположение о $J(f^0) = 2$ хорошо согласуется с экспериментальными данными, а предположение о $J(f^0) = 0$ или 1 противоречит им²⁹⁶. В работах²⁹⁷⁻²⁹⁸ был обнаружен распад

$$f^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0. \quad (173)$$

Величина отношения^{299, 298}

$$\frac{f \rightarrow \pi^0 + \pi^0}{f \rightarrow \pi^+ + \pi^-} \approx 0,5, \quad (174)$$

что и ожидается в случае $I(f^0) = 0$. Таким образом, совокупность новых данных о f^0 -мезоне подтверждает сделанные ранее выводы о его квантовых числах (см. табл. I).

II. κ -мезон

В работе³⁰⁰ изучалась реакция

$$K^+ + p \rightarrow p + K^0 + \pi^+ + \pi^- + \pi^0. \quad (175)$$

В распределении по эффективным массам $K\pi$ -систем имеются четкие резонансные пионы при $M \approx 888 \text{ Мэв}$ (K^* -мезон) и $M \approx 723 \text{ Мэв}$ (κ -мезон). Таким образом,

существование κ -мезона можно считать доказанным. В этой же работе было показано, что

$$\frac{K^* \rightarrow \kappa + \pi}{K \rightarrow K + \pi} \leq 0,01. \quad (176)$$

III. Новые мезоны

1. $\eta 2\pi$ -резонансы. При изучении реакций $^{301}, ^{302}$ типа

$$K^- + p \rightarrow \Lambda + X^0 \quad (177)$$

в интервале импульсов от 2,3 до 2,7 Гэв/с был обнаружен новый мезон с $M = 975,5$, который распадается по каналам

$$X^0 \rightarrow \eta + \pi^+ + \pi^-, \quad (178)$$

$$X^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+ + \gamma. \quad (179)$$

Анализ экспериментальных данных показал, что наиболее вероятные квантовые числа $\eta 2\pi$ -мезона — $0 (0^-)$, т. е. он является «тяжелым» аналогом η -мезона.

2. A_1 и A_2 -мезоны. В работах $^{303-304}$ были обнаружены A_1 - и A_2 -резонансы. В этом случае исследовались процессы типа

$$\pi^+ + p \rightarrow p + \pi^+ + \pi^+ + \pi^-. \quad (180)$$

В распределении по $M (\pi^+ \pi^+ \pi^-)$, когда комбинация π^- и одного из π^+ -мезонов давала $M (\pi^+ \pi^-) = M (q^0)$, были обнаружены резонансные пионы с $M (A_1) = 1080$ Мэв и $M (A_2) = 1310$ Мэв.

Таким образом, основной схемой распада A -мезонов является распад

$$A_{1,2} \rightarrow q + \pi. \quad (181)$$

Наиболее предпочтительные квантовые числа A_2 -мезона, приведенные в работах, доложенных на XII конференции по физике высоких энергий, см. в табл. I.

3. $K\pi\pi$ -резонансы. Изучение распределений по эффективным массам $K\pi\pi$ -систем, образованных в πN - и pp -соударениях, показало наличие пиков резонансного типа с $M = 1175$ Мэв, 1215 Мэв, 1270 Мэв 305 . Также был обнаружен резонансный пик и в $K\pi\pi$ -системе! с $M = 1630$ Мэв 305 . Однако, во всех этих случаях необходимо дальнейшее изучение природы этих аномалий.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. И. В. Чувилло, УФН 76, 329 (1962).
2. G. P u r p i, 1962 Ing. Conf. on High-Energy Physics at CERN, стр. 713; Ann. Rev. Nucl. Sci. 13, 287 (1963).
3. B. P. G r e g o r y, 1962 Int. Conf. on High-Energy Physics at CERN, стр. 779.
4. G. A. S n o w, 1962 Int. Conf. on High-Energy Physics at CERN, стр. 795.
5. Вопросы физики элементарных частиц, Ереван, Изд-во АН Арм. ССР, 1962.
6. Вопросы физики элементарных частиц, Ереван, Изд-во АН Арм. ССР, 1963.
7. S. M i n a m i, Suppl. Progr. Theor. Phys. 21, 120 (1961).
8. R. L y n c h, Proc. Phys. Soc. (London) 80, 46 (1962).
9. A. S a l a m, Proc. Phys. Soc. (London) 80, 13 (1962).
10. M. R o o s, Rev. Mod. Phys. 35, 314, 1963; Phys. Letts. 8, 1 (1964).
11. W. H. B a r k a s, A. H. R o s e n f e l d, UCRL-8030, 1963; R. H. D a l i t z, Ann. Rev. Nucl. Sci. 13, 339 (1963).
12. С. А. Бунятов, Препринт ОИЯИ, Р-1494, 1964.
13. В. С. Барашенков, Препринт ОИЯИ, Р-1490, 1963.
14. Д. И. Блохинцев, ЖЭТФ 29, 33 (1955); Symposium CERN, Geneva, 1956.
15. F. J. D y s o n, Phys. Rev. 99, 1037 (1955).
16. G. T a k e d a, Phys. Rev. 100, 440 (1955).
17. D. M c L e o d, S. R i c h e r t, A. S i l v e r m a n, Phys. Rev. Letts. 7, 383 (1961); B. S e c h i Z o r n, Phys. Rev. Letts. 8, 282 (1962).
18. I. D e r a d o, Nuovo cimento 15, 853 (1960).
19. E. P i c k u p, F. A y e r, E. O. S a l a n t, Phys. Letts. 5, 161 (1960).
20. J. G. R u s h b r o o k e and D. R a d o j i c i c, Phys. Letts. 5, 567 (1960).
21. D. L. S t o n e h i l l, H. L. K r a y b i l l, Rev. Mod. Phys. 34, 503 (1962).
22. Н. С. Крылов, В. А. Фок, ЖЭТФ 17, 93 (1947).
23. Л. А. Халфин, ЖЭТФ 33, 1371 (1957); Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ 39, 776 (1960).

24. Г. И. Копылов, Препринт ОИЯИ, Р-1079, 1962.
25. A. R. Erwin, R. March, W. D. Walker, E. West, Phys. Rev. Letts. 6, 628 (1961).
26. V. P. Kenney, W. D. Shephard and C. D. Gall, Phys. Rev. 126, 736 (1962).
27. Я. Я. Шаламов, А. Ф. Грашин, ЖЭТФ 43, 21 (1962).
28. Yu. V. Trebukhovskiy, I. A. Yerofeev, G. D. Tikhomirov, Phys. Letts. 6, 190 (1963).
29. М. С. Айнутдинов, С. М. Зомбковский, С. Я. Никитин, Я. М. Селектор, А. Ф. Грашин, ЖЭТФ 42, 1413 (1962).
30. W. D. Shephard and W. D. Walker, Phys. Rev. 126, 278 (1962).
31. C. Grote, J. Klabuhn et al., Nucl. Phys. 34, 648 (1962); Nucl. Phys. 34, 659 (1962); Nucl. Phys. 34, 685 (1962).
32. М. С. Айнутдинов, С. М. Зомбковский, Я. М. Селектор, В. П. Шуляченко, ЖЭТФ 45, 1682 (1963).
33. G. Bellini, M. Di Corato, et al., Phys. Letts. 7, 157 (1963).
34. E. Pickup, D. K. Robinson and E. O. Salant, Phys. Letts. 7, 192 (1961).
35. E. Pickup, D. K. Robinson, E. O. Salant, F. Ayer, B. A. Munir, Phys. Rev. 132, 1819 (1963).
36. N. P. Samios, A. H. Baehman et al., Phys. Rev. Letts. 9, 139 (1962).
37. J. Hennesy, J. J. Viellet, M. Di Corato, P. Negri, 1962 Int. Conf. on High-Energy Physics at CERN, стр. 603.
38. D. O. Caldwell, E. Bleuler et al., Phys. Letts. 2, 253 (1962).
39. P. Fleury, G. Koyos, F. Muller, C. Pelletier, 1962 Int. Conf. on High-Energy Physics at CERN, стр. 597.
40. C. Allf, D. Berley et al., Phys. Rev. Letts. 9, 322 (1962).
41. M. Abolins, R. L. Lander et al., Phys. Rev. Letts. 11, 381 (1963).
42. W. J. Fickinger, D. K. Robinson, E. O. Salant, Phys. Rev. Letts. 10, 457 (1963).
43. A. Daudin, M. A. Jabiol et al., Phys. Letts. 7, 125 (1963).
44. J. Button, G. R. Kalbfleisch et al., Phys. Rev. 126, 1858 (1962).
45. Nguyen-Huu Huong and G. R. Lynch, Nuovo cimento 25, 923 (1962).
46. G. B. Chadwick, W. T. Davies et al., 1962 Int. Conf. on High-Energy Physics at CERN, стр. 73.
47. T. Ferbel, J. Sandweiss et al., 1962 Int. Conf. on High-Energy Physics at CERN, стр. 76.
48. G. B. Chadwick, W. T. Davies et al., Phys. Rev. Letts. 10, 62 (1963).
49. Saclay-Orsay-Bar-Bologna Collaboration: J. Alitti, J. P. Baton et al., Nuovo cimento 25, 365 (1962).
50. A. H. Rosenfeld, D. D. Carmony, R. T. Van de Walle, Phys. Rev. Letts. 8, 293 (1962).
51. В. А. Беляков, Ван Юн-чан, Н. М. Вирясов, Ду Юань-цай, Ким Хи Ин, Е. Н. Кладницкая, А. А. Кузнецов, Нгуен Дин Ть, В. Н. Пенев, Е. С. Соколова, М. И. Соловьев, ЖЭТФ 44, 1474 (1963).
52. M. Meer, R. Strand et al., Int. Conf. on High-Energy Physics at CERN, стр. 103.
53. C. H. Chan, Proc. Phys. Soc. (London) 80, 39 (1962).
54. Paul Singer, Phys. Rev. 130, 2441 (1963).
55. G. Feinberg, Phys. Rev. Letts. 8, 151 (1961).
56. D. Bessis, M. Jacob, A. Morel, Nuovo cimento 30, 112 (1963).
57. D. A. Geffen, Phys. Rev. 128, 374 (1962).
58. S. Twaо, Nuovo cimento, 30, 656 (1963).
59. L. Michel, Nuovo cimento 10, 319 (1953).
60. T. D. Lee, C. N. Yang, Nuovo cimento 3, 749 (1956).
61. J. Naisse, Phys. Letts. 1, 247 (1962).
62. V. Hagopian, W. Selove, Phys. Rev. Letts. 10, 533 (1963).
63. G. F. Chew, F. E. Low, Phys. Rev. 113, 1640 (1959).
64. F. Selleri, Phys. Letts. 3, 76 (1962).
65. В. И. Руськин, Д. С. Чернавский, ЖЭТФ 41, 629 (1961).
66. S. B. Treiman, C. N. Yang, Phys. Rev. Letts. 8, 140 (1962).
67. В. Г. Гришин, В. А. Никитин, М. И. Подгорецкий, Препринт ОИЯИ, Р-480, 1960.
68. E. Pickup, D. K. Robinson, E. O. Salant, Phys. Rev. Letts. 9, 170 (1962).
69. D. Duane Carmony and R. T. Van de Walle, Phys. Rev. 127, 959 (1962); Phys. Rev. Letts. 8, 73 (1962).

70. L. B. Auerbach, T. Elioff et al., *Phys. Rev. Letts.* **9**, 173 (1962).
71. Saclay-Orsay-Bari-Bologna Collaboration: J. Alitti, J. P. Baton et al., *Nuovo cimento* **29**, 515 (1963).
72. G. T. Guiragossian, *Phys. Rev. Letts.* **11**, 85 (1963).
73. W. Selove, V. Hagopian et al., *Phys. Rev. Letts.* **9**, 272 (1962).
74. J. J. Veillet, J. Hennessy et al., *Phys. Rev. Letts.* **10**, 29 (1963).
75. G. F. Chew, S. C. Frautschi, *Phys. Rev. Letts.* **8**, 41 (1962); R. Blankenbecker, *Phys. Rev.* **125**, 755 (1962).
76. A. Pignotti, *Phys. Rev. Letts.* **10**, 417 (1963).
77. P. G. Murphy, *Phys. Letts.* **6**, 202 (1963).
78. L. Bondár, K. Bongartz et al., *Phys. Letts.* **5**, 153 (1963).
79. I. J. R. Aitchison, *Phys. Rev.* **131**, 1797 (1963).
80. S. Minami, *Nuovo cimento* **28**, 1103 (1963).
81. A. Abashian, N. E. Booth, R. M. Crowe, *Phys. Rev. Letts.* **5**, 258 (1960); *Phys. Rev. Letts.* **7**, 35 (1961); *Rev. Mod. Phys.* **33**, 393 (1961).
82. М. С. Айнутдинов, С. М. Зомбковский, Я. М. Селектор, С. Я. Никитин, В. Н. Шуляченко, *ЖЭТФ* **43**, 1543 (1962).
83. B. Richter, *Phys. Rev. Letts.* **9**, 217 (1962).
84. L. Sertorio, *Nuovo cimento* **21**, 1073 (1961).
85. В. И. Куштан, *ЖЭТФ* **43**, 581 (1962).
86. J. G. Taylor, *Phys. Rev. Letts.* **6**, 237 (1961).
87. R. G. Sachs and B. Sakita, *Phys. Rev. Letts.* **6**, 306 (1961).
88. Б. А. Арбузов, Нгуен Ван Хьеу, Р. Н. Фаустов, *ЖЭТФ* **44**, 329 (1963).
89. B. M. Udgaonkar, *Phys. Rev. Letts.* **8**, 142 (1962).
90. T. N. Truong, *Phys. Rev. Letts.* **6**, 308 (1961).
91. Ю. А. Батусов, С. А. Бунятов, В. М. Сидоров, В. А. Ярба, *ЖЭТФ* **43**, 2015 (1962).
92. K. Berkelman, G. Cortelessa, A. Reale, *Phys. Rev. Letts.* **6**, 234 (1961).
93. R. Gomez, H. Burkhardt et al., *Phys. Rev. Letts.* **5**, 170 (1960).
94. Ю. К. Акимов, В. И. Комаров, К. С. Марин, О. В. Савченко, Л. М. Сороко, *ЖЭТФ* **40**, 1532 (1961).
95. L. Lapidus, 1962 Int. Conf. on High-Energy Physics at CERN, стр. 115.
96. C. Bernardini, R. Querzoli et al., *Nuovo cimento* **14**, 268 (1959).
97. Ю. А. Батусов, С. А. Бунятов, До Ин Себ, *ЖЭТФ* **45**, 913 (1963).
98. A. V. Arefyev, Yu. D. Bayukov et al., *Phys. Letts.* **6**, 299 (1963).
99. J. Kirz, J. Schwartz, R. D. Tripp, *Phys. Rev.* **130**, 2481 (1963).
100. A. Abashian, N. E. Booth et al., *Phys. Rev.* **132**, 2296 (1963).
101. N. E. Booth, *Phys. Rev.* **132**, 2305 (1963).
102. N. E. Booth, A. Abashian, R. M. Crowe, *Phys. Rev.* **132**, 2309 (1963).
103. N. E. Booth, A. Abashian, *Phys. Rev.* **132**, 2314, 1963.
104. Б. Н. Валуев, Препринт ОИЯИ, Е-1581, 1964.
105. R. Barloutaud, J. Neughtbaert et al., *Phys. Rev. Letts.* **8**, 32 (1962).
106. Я. Я. Шаламов, А. Ф. Грашин, *ЖЭТФ* **43**, 726 (1962).
107. V. R. Kenney, W. D. Shephard, C. D. Gall, *Nuovo cimento* **23**, 245 (1962).
108. M. H. Ross, *Phys. Rev. Letts.* **8**, 417 (1962).
109. M. H. Ross, *Phys. Letts.* **3**, 243 (1963).
110. G. Feinberg, A. Pais, *Phys. Rev. Letts.* **8**, 341 (1962).
111. A. E. Everett, *Phys. Rev. Letts.* **9**, 74 (1962).
112. C. Richardson, R. Kraemer et al., 1962 Int. Conf. on High-Energy Physics at CERN, стр. 96.
113. C. Clyde Peck, L. W. Jones, M. L. Perl, *Phys. Rev.* **126**, 1836 (1962).
114. N. N. Biswas, I. Derado et al., *Phys. Letts.* **3**, 11 (1962).
115. H. Hulubei, C. Besliu et al., *Phys. Letts.* **6**, 77 (1963).
116. Y. Nambu, *Phys. Rev.* **106**, 1366 (1957).
117. B. C. Maglic, L. W. Alvarez et al., *Phys. Rev. Letts.* **7**, 178 (1961).
118. M. L. Stevenson, L. W. Alvarez et al., *Phys. Rev.* **125**, 687 (1962).
119. N. H. Huong and G. R. Lynch, *Phys. Rev. Letts.* **7**, 327 (1961).
120. A. Pevsner, R. Kraemer et al., *Phys. Rev. Letts.* **7**, 421 (1961).
121. T. Toohig, R. Kraemer et al., 1962 Int. Conf. on High-Energy Physics at CERN, стр. 99.
122. M. Meer, R. Strand et al., 1962 Int. Conf. on High-Energy Physics at CERN, стр. 103.
123. В. А. Беляков, В. И. Векслер, Н. М. Вирясов, Е. Н. Кладни-кая, Г. И. Копылов, А. Михуэл, В. Н. Пенев, Е. С. Соколо-ва, М. И. Соловьев, Препринт ОИЯИ, Р-1506, 1964.
124. J. J. Murray, J. M. Ferro-Luzzi et al., *Phys. Letts.* **7**, 358 (1963).

125. J. Button-Shafer, M. Ferro-Luzzi et al., 1962 Int. Conf. on High-Energy Physics at CERN, стр. 307.
126. L. Bertanza, V. Brisson et al., 1962 Int. Conf. on High-Energy Physics at CERN, стр. 279, 284.
127. W. A. Cooper, H. Courant et al., 1962 Int. Conf. on High-Energy Physics at CERN, стр. 298.
128. E. L. Hart, R. I. Louttit, T. W. Morris, Phys. Rev. Letts. 9, 133 (1962).
129. G. B. Chadwick, W. T. Davies et al., 1962 Int. Conf. on High-Energy Physics at CERN, стр. 73.
130. R. Armentors, R. Budge et al., 1962 Int. Conf. on High-Energy Physics at CERN, стр. 90.
131. C. Alff, D. Berley et al., Phys. Rev. Letts. 9, 325 (1962).
132. W. D. Walker, E. West et al., 1962 Int. Conf. on High-Energy Physics at CERN, стр. 42.
133. Aachen-Birmingham-Bonn-Hamburg-London (I. C.)—München—Collaboration: L. Bondar, K. Bondartz et al., Nuovo cimento 31, 485 (1964).
134. N. Gelfand, D. Miller et al., Phys. Rev. Letts. 11, 436 (1963).
135. J. J. Sakurai, Phys. Rev. Letts. 8, 300 (1962).
136. W. R. Frazer, Sharashchandra Patil and H. Lee Watson, Phys. Rev. Letts. 11, 231 (1963).
137. L. Bondár, E. Keppel et al., Phys. Letts. 5, 209 (1963).
138. N. Huong, R. L. Lander et al., Phys. Rev. Letts. 11, 227 (1963).
139. D. R. Harrington, Phys. Rev. 130, 2502 (1963).
140. В. Н. Байер, УФН, 78, 621 (1962).
141. R. H. Dalitz, Phil. Mag. 44, 1068 (1953).
142. M. Gell-Mann, A. H. Rosenfeld, Ann. Rev. Nucl. Sci. 7, 407 (App. C), (1957).
143. W. H. Barkas, A. H. Rosenfeld, Препринт, UCRL-8030, 1963.
144. М. А. Марков, Гипероны и К-мезоны, М., Физматгиз, 1958.;
145. И. Ю. Кобзарев, Л. Б. Окунь, ЖЭТФ 43, 1288 (1962).
146. Г. И. Копылов, В. И. Огиевский, Препринт ОИЯИ, Р-1161, 1963; Nucl. Phys. 50, 241 (1964).
147. A. Pais, Ann. Phys. 9, 548 (1960).
148. H. P. Dürr, W. Heisenberg, Nuovo cimento 23, 807 (1962).
149. Z. Koba, Phys. Letts. 1, 34 (1962); M. Grynberg, Z. Koba, Phys. Letts. 1, 130 (1962).
150. E. M. Henly, B. A. Jacobsohn, Phys. Rev. 128, 1394 (1962).
151. B. Barsella, E. Fabri, Phys. Rev. 126, 1561 (1962).
152. V. De Alfaro, B. Vitale, Phys. Rev. Letts. 7, 72 (1961).
153. В. В. Бармин, А. Г. Долголенко, Ю. С. Крестников, А. Г. Мешковский, Ю. П. Никитин, В. А. Шебанов, ЖЭТФ 45, 1879, (1963). Phys. Letts. 6, 279 (1963).
154. P. Singer, Phys. Rev. 128, 2789 (1962).
155. В. В. Бармин, А. Г. Долголенко, Ю. С. Крестников, А. Г. Мешковский, В. А. Шебанов, ЖЭТФ 45, 2082 (1963).
156. Y. Nambu, J. Sakurai, Phys. Rev. Letts. 8, 79 (1962).
157. Е. Д. Жижин, В. В. Соловьев, ЖЭТФ 43, 268 (1962).
158. M. Gell-Mann, D. Sharp, W. C. Wagner, Phys. Rev. Letts. 8, 261 (1962).
159. D. A. Geffen, Phys. Rev. 128, 374 (1962).
160. G. Feinberg, Phys. Rev. Letts. 8, 151 (1962).
161. S. L. Glashow, Phys. Rev. Letts. 7, 469 (1961).
162. J. C. Taylor, Phys. Rev. Letts. 8, 219 (1962).
163. J. Bernstein, G. Feinberg, 1962 Int. Conf. on High-Energy Physics at CERN, стр. 170.
164. J. Bernstein, G. Feinberg, Nuovo cimento 25, 1343 (1962).
165. W. J. Fickinger, D. K. Robinson, E. O. Salant, Phys. Rev. Letts. 10, 457 (1963).
166. G. Lütjens and J. Steinberger, Phys. Rev. Letts. 12, 517 (1964); W. D. Walker, J. Boyd et al., Phys. Letts. 8, 208 (1964).
167. В. Г. Гришин, М. И. Подгорецкий, Препринт ОИЯИ, Р-1300, 1963.
168. A. Reysner, R. Kraemer et al., Phys. Rev. Letts. 7, 421 (1961).
169. P. L. Bastein, J. P. Berge et al., Phys. Rev. Letts. 8, 114 (1962).
170. E. Pickup, D. K. Robinson, E. O. Salant, Phys. Rev. Letts. 8, 329 (1962).
171. D. D. Carmony, A. H. Rosenfeld and R. T. Van de Walle, Phys. Rev. Letts. 8, 117 (1962).
172. M. C. Foster, M. L. Good et al., 1962 Int. Conf. on High-Energy Phys. at CERN, стр. 108.

173. H. Foelsche, E. C. Fowler et al., *Phys. Rev. Letts.* **9**, 223 (1962).
174. D. D. Carmony, F. Grard et al., 1962 Int. Conf. on High-Energy Physics at CERN, стр. 44.
175. F. S. Crawford, Jr., L. J. Lloyd and E. C. Fowler, *Phys. Rev. Letts.* **10**, 546 (1963).
176. G. Fienberg, A. Pais, *Phys. Rev. Letts.* **9**, 45 (1962); G. Fienberg, 1962 Int. Conf. on High-Energy Phys. at CERN, стр. 168.
177. M. Chretien, F. Bulos et al., *Phys. Rev. Letts.* **9**, 127 (1962).
178. R. Querzoli, V. Silvestrini, *Nuovo cimento* **27**, 555 (1963).
179. C. Mencuccini, R. Querzoli et al., 1962 Int. Conf. on High-Energy Physics at CERN, стр. 33.
180. K. Berkelman, A. Franklin et al., *Nuovo cimento* **27**, 497 (1962).
181. C. Bacci, G. Penso et al., *Phys. Rev. Letts.* **11**, 37 (1963).
182. D. Delcourt, J. Lefrancois et al., *Phys. Letts.* **7**, 215 (1963).
183. L. Behr, P. Mittner, P. Musset, *Phys. Letts.* **4**, 22 (1963).
184. В. В. Бармин, А. Г. Долголенко, Ю. С. Крестников, А. Г. Мешковский, В. А. Шебанов, *ЖЭТФ* **46**, 142 (1964).
185. S. Minami, *Progr. Theor. Phys.* **27**, 1275 (1962).
186. S. Hori, S. Oneda, H. Hiraki, *Phys. Letts.* **1**, 80 (1962).
187. L. M. Brown and P. Singer, *Phys. Rev. Letts.* **8**, 155 (1962).
188. Я. Б. Зельдович, *ЖЭТФ* **34**, 1644 (1958).
189. S. Sawada, M. Yonezawa, *Progr. Theor. Phys.* **22**, 610 (1959).
190. E. C. Fowler, F. S. Crawford, Jr., et al., *Phys. Rev. Letts.* **10**, 110 (1963).
191. A. Stajano, B. Vitale, *Phys. Letts.* **1**, 127 (1962).
192. L. M. Brown and P. Singer, *Phys. Rev. Letts.* **8**, 460 (1962).
193. M. Gell-Mann, D. Sharp, W. G. Wagner, *Phys. Rev. Letts.* **8**, 261 (1962); M. Gell-Mann, F. Zachariasen, *Phys. Rev.* **124**, 953 (1963).
194. F. S. Crawford, Jr., R. A. Crossman, L. J. Lloyd, L. R. Price, E. C. Fowler, *Phys. Rev. Letts.* **11**, 564 (1963).
195. M. A. B. Bé, *Phys. Rev. Letts.* **9**, 67 (1962).
196. K. C. Wali, *Phys. Rev. Letts.* **9**, 120 (1962).
197. G. Kacser, *Phys. Rev.* **130**, 355 (1963).
198. D. Berley, D. Colley and J. Schultz, *Phys. Rev. Letts.* **10**, 114 (1963).
199. Riazuddin and Fayyazuddin, *Phys. Rev.* **129**, 2337 (1963).
200. E. Eberle, S. Iwao, *Phys. Letts.* **6**, 238 (1963).
201. S. Hori, S. Oneda, S. Chiba, A. Wakasa, *Phys. Letts.* **5**, 339 (1963).
202. H. Shimodaira, *Nuovo cimento* **29**, 1290 (1963).
203. G. Barton, S. P. Rosen, *Phys. Rev. Letts.* **8**, 414 (1963); B. Barrett, G. Barton, *Phys. Rev.* **133** (2B), 466 (1964).
204. B. G. Smith, *Nuovo cimento* **27**, 1498 (1963).
205. В. Г. Гришин, М. И. Подгорецкий, *ЖЭТФ* **45**, 783 (1963).
206. И. Ю. Кобзарев, Л. Б. Окунь, Препринт ИТЭФ, № 195, 1963.
207. S. Okubo, B. Sakita, *Phys. Rev. Letts.* **11**, 50 (1963).
208. B. Barrett, G. Barton, *Phys. Rev. Letts.* **4**, 16 (1963).
209. E. I. Koller, S. Taylor, T. Huetter, *Nuovo cimento* **27**, 1405 (1963).
210. G. Von Dardel, D. Dekkers et al., *Phys. Letts.* **4**, 51 (1963).
211. G. Bellettini, C. Bemporad et al., *Phys. Letts.* **3**, 170 (1963).
212. C. M. Anderson, A. Halprin, H. Primakoff, *Phys. Rev. Letts.* **9**, 512 (1962).
213. Я. Я. Шамамов, А. Ф. Грашин, *ЖЭТФ* **44**, 65 (1963).
214. N. H. Huong and G. R. Lynch, *Phys. Rev.* **128**, 1849 (1962).
215. A. R. Erwin, H. R. Fichter et al., *Bull. Amer. Phys. Soc. Ser. 11*, **7**, 281 (1962).
216. R. F. Peierls, *Phys. Letts.* **12**, 50 (1964).
217. E. Abers, *Phys. Rev. Letts.* **12**, 55 (1964).
218. M. Goldhaber, T. D. Lee, C. N. Yang, *Phys. Rev.* **112**, 1796 (1958).
219. В. И. Огневский, Э. О. Оконов, М. И. Подгорецкий, Препринт ОИЯИ, Р-960, 1962.
220. В. И. Огневский, Э. О. Оконов, М. И. Подгорецкий, *ЖЭТФ* **43**, 720 (1963).
221. G. A. Snow, *Phys. Letts.* **1**, 213 (1962).
222. P. Schleier, W. E. Slater, L. T. Smith, D. H. Stork, H. K. Ticho, *Phys. Rev. Letts.* **10**, 368 (1963).
223. P. L. Connolly, E. L. Hart et al., **10**, 371 (1963).
224. L. Bertanza, V. Brisson et al., *Phys. Rev. Letts.* **9**, 180 (1962).
225. N. Gelfand, D. Miller et al., *Phys. Rev. Letts.* **11**, 438 (1963).
226. Г. И. Копылов, М. И. Подгорецкий, Препринт ОИЯИ, Р-1460, 1963.
227. М. И. Подгорецкий, Препринт ОИЯИ, Р-1346, 1963.
228. A. H. Rosenfeld, W. E. Humphrey, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **13**, 103 (1963).

229. J. J. Sakurai, *Phys. Rev. Letts.* **9**, 472 (1962).
230. S. L. Glashow, *Phys. Letts.* **2**, 472 (1962).
231. S. L. Glashow, *Phys. Rev. Letts.* **11**, 48 (1963).
232. S. Okubo, *Phys. Letts.* **5**, 165 (1963).
233. Y. Y. Lee, W. D. Moebbs et al., *Phys. Rev. Letts.* **11**, 508 (1963).
234. J. B. Bronzan and F. E. Low, *Phys. Rev. Letts.* **12**, 522 (1964).
235. Ван Юн-чан, В. И. Векслер, Ду Юань-цай, Е. Н. Кладницкая, А. А. Кузнецов, А. Михул, Нгуен Дин Ть, В. Н. Пенев, Е. С. Соколова, М. И. Соловьев, *ЖЭТФ* **43**, 815 (1962).
236. A. Bigi, S. Brandt et al., 1962 Int. Conf. on High-Energy Physics at CERN, *срп.* 247.
237. A. R. Erwin, G. A. Hoyer et al., *Phys. Rev. Letts.* **9**, 34 (1962).
238. G. A. Alexander, O. I. Dahlet et al., *Phys. Rev. Letts.* **9**, 460 (1962).
239. J. Belliere, M. Bloch et al., *Nuovo cimento* **29**, 339 (1963).
240. S. Minami, P. L. Okhuysen, *Nuovo cimento* **28**, 215 (1963).
241. S. Minami, R. W. Heggett, *Phys. Rev. Letts.* **9**, 507 (1963).
242. S. Minami, *Progr. Theor. Phys.* **27**, 215 (1962).
243. S. N. Biswas, *Nuovo cimento* **28**, 528 (1963).
244. R. Armentors, D. N. Edwards et al., *Proceedings on Elementary Particles*, Siena, Italy, 1962 (неопубликовано).
245. В. А. Беляков, Н. М. Вирясов, Е. Н. Кладницкая, В. Н. Пенев, Е. С. Соколова, М. И. Соловьев, *Препринт ОИЯИ*, Р-1586, 1964.
246. R. J. Oakes, *Phys. Rev. Letts.* **12**, 134 (1964).
247. M. Alston, L. W. Alvarez et al., *Phys. Rev. Letts.* **6**, 300 (1961).
248. M. Alston, G. R. Kalbfleisch et al., 1962 Int. Conf. on High-Energy Physics at CERN, *срп.* 291.
249. S. G. Wojcicki, G. R. Kalbfleisch and M. Alston, *Phys. Letts.* **5**, 283 (1963).
250. A. Barbaro-Caltieri, A. Hussain, R. D. Tripp, *Phys. Letts.* **6**, 296 (1963).
251. W. A. Cooper, H. Courant et al., 1962 Int. Conf. on High-Energy Physics at CERN, *срп.* 298.
252. G. B. Chadwick, D. J. Crennell et al., *Phys. Letts.* **6**, 309 (1963).
253. G. B. Chadwick, D. J. Crennell et al., 1962 Int. Conf. on High-Energy Physics at CERN, *срп.* 378.
254. J. Dubock, N. H. Duong et al., *Phys. Letts.* **6**, 233 (1963); E. Boldt, J. Dubock et al., *Phys. Rev.* **133** (1B), 220 (1964).
255. W. Chinowsky, G. Goldhaber et al., 1962 Int. Conf. on High-Energy Physics at CERN, *срп.* 380.
256. W. Chinowsky, G. Goldhaber et al., *Phys. Rev. Letts.* **9**, 330 (1962).
257. G. Goldhaber, W. Chinowsky et al., *Phys. Letts.* **6**, 62 (1963).
258. G. Alexander, L. Jacobs et al., 1962 Int. Conf. on High-Energy Physics at CERN, *срп.* 320.
259. G. Alexander, K. Kalbfleisch et al., *Rev. Letts.* **8**, 447 (1962).
260. G. R. Kalbfleisch, G. Alexander et al., *Phys. Letts.* **4**, 225 (1963).
261. L. Bertanza, B. B. Culwick et al., *Phys. Rev.* **130**, 786 (1963).
262. R. H. March, A. R. Erwin, W. D. Walker, *Phys. Letts.* **3**, 99 (1962).
263. D. Colley, N. Gelfand et al., *Phys. Rev.* **128**, 1930 (1962).
264. A. F. Grashin, E. V. Kuznetsov, Ya. Ya. Shalamov, *Phys. Letts.* **4**, 71 (1963).
265. A. R. Erwin, R. H. March, W. D. Walker, *Nuovo cimento* **24**, 237 (1962).
266. D. H. Miller, G. Alexander et al., *Phys. Letts.* **5**, 279 (1963).
267. G. A. Smith, J. Schwartz et al., *Phys. Rev. Letts.* **10**, 138 (1963).
268. R. Armentors, L. Montanet et al., 1962 Int. Conf. on High-Energy Physics at CERN, *срп.* 295.
269. R. K. Adair, *Phys. Rev.* **100**, 1540 (1955).
270. S. B. Treiman, *Phys. Rev.* **128**, 1342 (1962).
271. M. Schwartz, *Phys. Rev. Letts.* **6**, 556, 1961.
272. R. Armentors, L. Montanet et al., 1962 Int. Conf. on High-Energy Physics at CERN, *срп.* 351.
273. D. O. Caldwell, *Phys. Rev. Letts.* **7**, 259 (1961).
274. M. A. B. Bégu, P. C. DeCelles, and R. B. Marr, *Phys. Rev.* **124**, 622 (1961).
275. С. М. Биленький, Р. М. Рындин, *ЖЭТФ* **44**, 326 (1963).
276. B. T. Feld and D. B. Lichtenberg, *Nuovo cimento* **22**, 996 (1961).
277. A. Fujii, *Phys. Rev.* **124**, 1240 (1961).
278. M. J. Sweig, *Phys. Rev.* **131**, 860 (1963).

- 279. A. Kanazawa, N. Tokuda, *Progr. Theor. Phys.* **30**, 142 (1963).
 - 280. B. Diu, J. L. Gervais, H. R. Rulinstein, *Nuovo cimento* **31**, 27 (1964).
 - 281. E. M. Ferreira, C. G. De Olivera, P. P. Srivastaka, *Nuovo cimento* **26**, 1128 (1962).
 - 282. A. Pignotti, *Phys. Rev.* **129**, 1807 (1963).
 - 283. R. H. Capps, *Phys. Rev.* **131**, 1306 (1963).
 - 284. G. T. Haff, *Phys. Rev.* **131**, 1302 (1963).
 - 285. Riazuddin and Fayazuddin, *Phys. Rev. Letts.* **7**, 464 (1961).
 - 286. Y. Nambu, J. J. Sakurai, *Phys. Rev. Letts.* **11**, 42 (1963).
 - 287. G. Takeda, *Phys. Rev. Letts.* **10**, 167 (1963).
 - 288. D. Horn, *Nuovo cimento* **29**, 57 (1963).
 - 289. S. Minami, *Progr. Theor. Phys.* **28**, 566 (1962).
 - 290. S. Sakata, *Progr. Theor. Phys.* **16**, 686 (1956).
 - 291. M. Gell-Mann, *Phys. Rev.* **125**, 1067 (1962).
 - 292. Y. Ne'eman, *Nucl. Phys.* **26**, 222 (1961).
 - 293. S. Okubo, *Progr. Theor. Phys.* **27**, 949 (1962).
 - 294. J. J. Sakurai, *Ann. Phys. (New York)* **11**, 1 (1960).
 - 295. В. И. Огневский, И. В. Полубаринов, *ЖЭТФ* **45**, 237 (1963).
 - 296. Y. Y. Lee, B. P. Rose, D. Sinclair et al., *Phys. Rev. Letts.* **12**, 342 (1964).
 - 297. L. Sodickson, M. Wahlig et al., *Phys. Rev. Letts.* **12**, 485 (1964).
 - 298. V. V. Barmin, A. G. Dolgolenko et al., XII Международная конференция по физике высоких энергий, Дубна, 1964.
 - 299. N. Gelfond, G. Lutjens et al., *Phys. Rev. Letts.* **12**, 567 (1964).
 - 300. M. Ferro-Luzzi, R. George et al., XII Международная конференция по физике высоких энергий, Дубна, 1964.
 - 301. G. R. Kalbfleisch et al., *Phys. Rev. Letts.* **12**, 527 (1961).
 - 302. M. Goldberg et al., *Phys. Rev. Letts.* **12**, 546 (1964).
 - 303. G. Goldhaber et al., *Phys. Rev. Letts.* **12**, 336 (1964).
 - 304. M. Aderholz et al., *Phys. Letts.* **10**, 226 (1964).
 - 305. R. Armenteros, Раппортерский доклад на XII Международной конференции по физике высоких энергий, Дубна, 1964.
-