

МОДЕЛЬ
ВЕКТОРНОЙ ДОМИНАНТНОСТИ И ЕЕ
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА
ПО РАСПАДАМ
ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ
НА ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННУЮ ПАРУ

М. Н. Хачатурян

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ, ДУБНА

АННОТАЦИЯ

В работе рассматриваются методы и результаты исследования $V \rightarrow e^+e^-$ -распадов ρ -, ω - и ϕ -мезонов, образующихся при столкновении адронов и электрон-позитронных пучков.

ABSTRACT

The methods and results of the investigation of $V \rightarrow e^+e^-$ decays of ρ , ω and ϕ -mesons generated in hadron-hadron and electron-positron collisions are discussed in this paper.

ВВЕДЕНИЕ

Исследование свойств векторных мезонов является одной из основных задач физики высоких энергий. Начало понимания исключительной роли векторных мезонов в природе и их связи с законами сохранения и универсальным характером взаимодействий следует связать с фундаментальной работой Янга и Милза [1], оказавшей огромное влияние на развитие физики элементарных частиц. Среди работ, инициированных этим важным исследованием, следует отметить работу Сакураи [2], который попытался построить теорию сильных взаимодействий, основываясь на понятиях сохраняющихся токов и универсальности. Прямое обобщение идеи Янга—Милза на законы сохранения барионного заряда и гиперзаряда привело Сакураи к предсказанию изосинглетных векторных мезонов и изотриплета векторных мезонов. Построение соответствующего лагранжиана формализма позволило предложить универсальную теорию сильных взаимодействий. Универсальность теории проявляется (в полной аналогии с электродинамикой) в том, что вводится единая универсальная константа взаимодействия векторного поля со всеми полями, несущими соответствующий заряд. Причем заряд, так же как и в электродинамике, выполняет сразу две функции — интеграла движения и константы связи. Такое совпадение, очевидно, не является тривиальным и находится в резком контрасте с теми теориями, в которых с каждым новым полем связываются новые константы взаимодействия.

Сакураи [2] трактует всю совокупность сильных взаимодействий как различные проявления трех фундаментальных взаимодействий векторных мезонов соответственно с токами: барионным, гиперзарядным и изоспиновым. Он провел анализ обширного экспериментального материала на основе этих фундаментальных идей и установил ряд закономерностей. Ему удалось также сделать ряд важных предсказаний (например, существование ω - и ϕ -мезонов), которые впоследствии были подтверждены экспериментом.

Необходимо отметить, что общая теория калибровочных полей была разработана Утиямой [3] еще до работ Сакураи. В этой важной работе было показано, что любым законам сохранения (или, точнее, любым группам симметрии систем полей) можно сопоставить калибровочные поля, обладающие универсальным характером взаимодействия. В частности, Утияма показал, что группе преобразований Лоренца также соответствует калибровочное поле, которым является гравитационное поле.

Универсальность слабых взаимодействий в связи с сохранением лептонного заряда и векторным характером слабых взаимодействий также обсуждалась в литературе [4]. Таким образом, идея локальной калибровочной инвариантности касается всех фундаментальных взаимодействий и связывает с динамикой законы сохранения таких величин, как изотопический спин, гиперзаряд, барионный и лептонный заряды и явно выделяет особый класс полей — калибровочных, обладающих универсальным взаимодействием.

Наличие векторных мезонов было предсказано Намбу [4] еще до работы Сакураи для объяснения электромагнитной структуры нуклона. Существовавшие в то время представления о «пионной

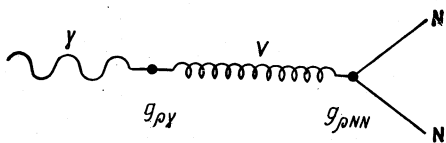


Рис. 1. Диаграмма взаимодействия V-мезона с фотоном и нуклоном согласно Намбу [4].

шубе нуклона» привели к заключению, что средние квадратичные радиусы протона и нейтрона связаны соотношением

$$\langle r^2 \rangle_p = -\langle r^2 \rangle_n.$$

Это соотношение оказалось в резком противоречии с экспериментом. Необходимо

было ввести электромагнитное взаимодействие, которое имеет одинаковый знак для нейтрона и протона, с тем чтобы скомпенсировать «отрицательное пионное облако». По теории Намбу, векторный мезон должен взаимодействовать с фотоном и нуклоном согласно диаграмме, которая приводится на рис. 1.

Изовекторный аналог этой диаграммы был рассмотрен Фрезером и Фулко [5] в их дисперсионной теории форм-фактора нуклона. Идея универсальности и теория электромагнитных форм-факторов развивались независимо до появления работы [6], в которой было высказано предположение о преобладающем значении диаграмм типа рис. 1 для всех сильновзаимодействующих частиц (так называемая модель векторной доминантности).

Изложенные выше рассуждения позволяют сделать два вывода:

1) универсальность взаимодействия векторных мезонов вытекает из гипотезы векторной доминантности и универсальности электромагнитных взаимодействий;

2) эффективная константа перехода фотон—векторный мезон

$g_{\gamma\rho} = e \frac{m_\rho^2}{f_\rho}$ связана с универсальной константой сильного взаимодействия.

Именно эта связь позволяет подвергнуть разносторонней экспериментальной проверке идею универсальности сильных взаимодействий. Модель, объединяющую универсальность и векторную доминантность, можно сформулировать в виде следующего постулата [7]:

$$j_\mu^\alpha(x) = \frac{m_\rho^2}{f_\rho} \rho_\mu^\alpha(x), \quad (1)$$

где $j_{\mu}^{\alpha}(x)$ — плотность изовекторной компоненты электромагнитного тока; $\rho_{\mu}^{\alpha}(x)$ — компонента оператора ρ -мезонного поля.

Выше были изложены идеи универсальности применительно только к одному интегралу движения — изотопическому спину. Обобщение основного соотношения (1) на мезоны, связанные с гиперзарядом и барионным зарядом (ω - и ϕ -мезоны), очевидно: изоскалярная часть электромагнитного тока $j_{\mu}(x)$ будет связана с комбинацией операторов ω - и ϕ -полей [8]. Математическую формулировку модели векторной доминантности можно записать в виде соотношения между электромагнитным током адронов и феноменологическими полями $\rho_{\mu}(x)$, $\omega_{\mu}(x)$ и $\phi_{\mu}(x)$ мезонов:

$$j_{\mu}(x) = - \left[\frac{m_{\rho}^2}{8f_{\rho}} \rho_{\mu}(x) + \frac{m_{\omega}^2}{8f_{\omega}} \omega_{\mu}(x) + \frac{m_{\phi}^2}{8f_{\phi}} \phi_{\mu}(x) \right], \quad (2)$$

где μ — пространственно-временные координаты; j_{μ} — оператор плотности электромагнитного тока адронов; $\rho_{\mu}(x)$, $\omega_{\mu}(x)$ и $\phi_{\mu}(x)$ — операторы соответственно ρ -мезонного, ω -мезонного и ϕ -мезонного полей; f_v — константы связи между векторными мезонами и γ -квантом; m_v — масса векторного мезона.

В модели векторной доминантности константы связи f_v имеют важное значение для понимания целого ряда явлений, например электромагнитных форм-факторов псевдоскалярных мезонов и нуклонов, электромагнитных распадов мезонов и т. д. Единственный прямой способ, позволяющий определить константу связи f_v между векторными мезонами и γ -квантами, — измерение относительной вероятности лептонных распадов векторных мезонов.

Константы связи f_v и парциальная ширина распадов $\Gamma(V \rightarrow e^+e^-)$ связаны соотношением

$$\Gamma(V \rightarrow e^+e^-) = \frac{\alpha^2}{3} \left(\frac{4\pi}{f_v^2} \right) m_v. \quad (3)$$

Константу связи f_v можно вычислить также на основе теорий симметрий. Так, в $SU(6)$ -симметрии отношения констант

$$f_{\rho}^{-2} : f_{\omega}^{-2} : f_{\phi}^{-2} = 9 : 1 : 2. \quad (4)$$

Аналогичные предсказания можно получить на основе модели кварков.

Измерение парциальных ширин $V \rightarrow e^+e^-$ -распадов позволяет решить также проблему, связанную с проверкой гипотезы ω — ϕ -смешивания [9]. Указанная гипотеза была привлечена в связи с неудачей применения формулы расщепления масс Гелл-Манна—Окубо (Г.М.О.) для объяснения разницы в массах октета векторных мезонов в рамках $SU(3)$.

Массовая формула Гелл-Манна—Окубо в первом порядке по нарушающему $SU(3)$ -симметрию взаимодействию имеет вид

$$M = a + bY + c[Y^2/4 - I(I+1)]. \quad (5)$$

Применим формулу (5) к октету векторных мезонов. Указанный октет содержит:

1) изотопический триплет: $I = 1; Y = 0$;

2) два изотопических дублета: $I = 1/2, Y = +1$ и $I = 1/2, Y = -1$;

3) изотопический синглет (но не унитарный): $I = Y = 0$.

Соответствующими частицами являются:

1) триплет: ρ^+, ρ^-, ρ^0 ;

2) дублеты: (K^{*+}, K^{*0}) и (K^{*-}, \tilde{K}^{*0}) .

На роль изотопического синглета могут претендовать две частицы: ϕ -мезон ($M = 1019$ Мэв) и ω -мезон ($M = 783$ Мэв). По формуле Г. М. О. можно найти массу m_{ϕ_8} — члена унитарного октета

$$\phi_8 = \frac{4}{3} K^* - \frac{1}{3} \rho = 925 \text{ Мэв.} \quad (6)$$

Таким образом, ϕ_8 нельзя отождествлять ни с ω -мезоном ($m_\omega = 783$ Мэв), ни с ϕ -мезоном ($m_\phi = 1019$ Мэв). Сакураи [9] высказал предположение, что физические частицы ω и ϕ являются смесью членов унитарного синглета ϕ_1 и унитарного октета ϕ_8 , которые в отсутствие нарушения $SU(3)$ являются вырожденными (или почти вырожденными) по массе. Для того чтобы получить экспериментальные значения $m_\phi = 1019$ Мэв и $m_\omega = 783$ Мэв, нужно выбрать угол $\omega - \phi$ смешивания, равным $\theta \approx 40^\circ$.

Можно рассмотреть и другую возможность введения углов смешивания, которое на языке модели кварков формулируется следующим образом. Пусть ω состоит только из нестранных кварков

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{2}} (\tilde{p}p + \tilde{n}n) \quad (7)$$

и

$$\phi = \tilde{\Lambda}\Lambda,$$

где ω и ϕ — соответственно волновые функции ω - и ϕ -мезонов в унитарном пространстве. Это требование однозначно фиксирует углы смешивания

$$\text{tg } \theta = \frac{1}{\sqrt{2}}; \theta \approx 35^\circ. \quad (8)$$

Однако при этом получается несколько худшее согласие для масс:

$$m_\omega = m_\rho = 762 \text{ Мэв вместо } 783 \text{ Мэв};$$

$$m_\phi = 1002 \text{ Мэв вместо } 1019 \text{ Мэв}.$$

Таким образом, из массовых формул трудно сделать однозначные заключения о величине смешивания ω и ϕ . Между тем, даже небольшое изменение углов смешивания может привести к качествен-

ным эффектам. Например, при идеальном угле смешивания $\text{tg } \theta = 1/\sqrt{2}$ строго запрещены реакции

$$\left. \begin{aligned} \Phi &\rightarrow \rho + \pi, \\ \Phi_s^* &\rightarrow \pi^0 + \gamma \text{ и т. д.} \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Чтобы однозначно определить угол смешивания, необходимо измерить отношение

$$\frac{\Gamma(\Phi \rightarrow e^+ e^-)}{\Gamma(\omega \rightarrow e^+ e^-)} \approx \text{ctg } \theta. \quad (10)$$

Таким образом, измерение парциальных ширин e^+e^- -распадов векторных мезонов позволяет в наиболее чистом виде определить константу универсального взаимодействия и проверить применимость идей локальной калибровочной инвариантности к сильным взаимодействиям.

Измерение констант перехода векторный мезон—фотон имеет большое значение для определения предела применимости квантовой электродинамики Максвелла—Дирака, так как в той области передаваемых импульсов, где эти переходы имеют существенное значение, квантовая электродинамика перестает быть справедливой.

1. МЕТОДЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ РАСПАДОВ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ

Переходя к рассмотрению экспериментальных работ, следует отметить, что в работах, опубликованных до 1966 г. и выполненных в основном камерной методикой, были сделаны только оценки верхней границы $V \rightarrow e^+e^-$ -распадов [10—14]. Эти работы в настоящее время представляют только исторический интерес и в данном обзоре не рассматриваются.

Очень плодотворным в плане исследования процесса $V \rightarrow e^+e^-$ был период между 1966 и 1968 гг., когда были выполнены основные исследования, положившие начало решению этой интересной проблемы. Необходимо отметить, что экспериментальное обнаружение $V \rightarrow e^+e^-$ -распадов представляет собой задачу исключительной сложности. Согласно теоретическим предсказаниям, вероятность лептонных распадов векторных мезонов имеет порядок величины 10^{-5} , а по некоторым оценкам, около 10^{-7} [15—18]. Сложность состоит еще в том, что исследуемый процесс имитируется громадным числом фоновых реакций, имеющих сечения, на много порядков превосходящие сечение генерации электронных пар.

Исследование $V \rightarrow e^+e^-$ ($V \rightarrow \rho, \omega, \phi$)-распадов проводилось в трех различных реакциях:

$$\pi^- + p \rightarrow V^0 + n, \quad V^0 \rightarrow e^+e^-; \quad (11a)$$

$$e^+ + e^- \rightarrow V^0, \quad V^0 \rightarrow \text{адроны}; \quad (11б)$$

$$\gamma + C \rightarrow V^0 + C, \quad V^0 \rightarrow e^+e^- \quad (11в)$$

с применением как методов прямого спектрометрирования массы резонанса регистрацией электрон-позитронных пар (масс-спектрометр Черенкова, Дубна; магнитный спектрометр, ДЭЗИ—МТИ), так и косвенных методов, основанных на спектрометрировании частиц отдачи по времени пролета (ЦЕРН, Резерфордовская лаборатория).

Простота экспериментов (имеется в виду регистрирующая аппаратура) на встречных электрон-позитронных пучках позволяет применить в исследованиях сравнительно несложные системы, состоящие из искровых камер и сцинтилляционных счетчиков.

Первые результаты, позволяющие установить существование $\rho \rightarrow e^+e^-$ и $\phi \rightarrow e^+e^-$ -распадов и измерить их парциальную ширину, были получены на протонном синхротроне на 10 Гэв Объединенного института ядерных исследований в Дубне [29—31]. Эти результаты позднее были подтверждены работами, которые проводились в Новосибирске, Орсе (Франция), ЦЕРНе (Швейцария), ДЭЗИ—МТИ (ФРГ—США) и в Резерфордовской лаборатории (Англия).

Исследование $V \rightarrow e^+e^-$ -распадов в реакции $\pi^-p \rightarrow Vn$ проводилось двумя различными методами:

- 1) масс-спектрометром Черенкова (Дубна);
- 2) спектрометром нейтронов по времени пролета (Резерфордовская лаборатория, ЦЕРН).

2. ИССЛЕДОВАНИЕ $V \rightarrow e^+e^-$ -РАСПАДОВ С ПОМОЩЬЮ МАСС-СПЕКТРОМЕТРА ЧЕРЕНКОВА. МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ

Сущность метода. Задача экспериментального обнаружения $V \rightarrow e^+e^-$ -распадов, ввиду своей крайней сложности, потребовала разработки новых, эффективных методов.

В 1964 г. в лаборатории высоких энергий ОИЯИ был предложен и разработан новый прибор — масс-спектрометр Черенкова, который позволяет измерять эффективную массу для широкого класса распадов: e^+e^- , $\gamma\gamma$, $\pi^0\gamma$, $\pi^0\pi^0$, $\pi^0e^+e^-$... и идентифицировать природу вторичных частиц (электроны, γ -кванты) [19, 20]. Эффективную массу можно определить с помощью формулы

$$M^2 = (\sum E_i)^2 - (\sum p_i)^2, \quad (12)$$

где E_i и p_i — соответственно полные энергии и импульсы распадающихся частиц (или частиц распада).

Для распадов типа $X \rightarrow e^+e^-$, $\gamma\gamma$ формула (12) приобретает более простой вид:

$$M^2 = 2E_1 E_2 (1 - \cos \theta). \quad (13)$$

Из (13) можно видеть, что для определения квадрата эффективной массы необходимо измерить три параметра: энергии электронов или γ -квантов E_1 и E_2 и угол разлета между ними θ . Указанные требования реализуются в масс-спектрометре Черенкова, где для

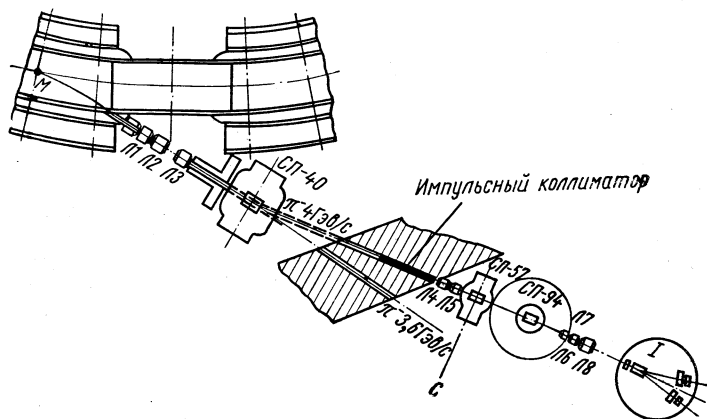


Рис. 2. Схема эксперимента (ОИЯИ, Дубна):
Л1—Л8—магнитные линзы; СП—отклоняющие магниты; М—мишень.

измерения углов вылета электронов используются искровые камеры и для измерения энергии электронов — спектрометры полного поглощения Черенкова.

Исследование процесса $\pi^-p \rightarrow e^+e^-n$, эффективное сечение которого имеет порядок величины 10^{-33} см^2 , предъявляет к параметрам аппаратуры высокие требования. Одна из основных характеристик — точность измерения эффективной массы. Относительная среднеквадратическая ошибка эффективной массы

$$\Delta M/M = \pm 0,5 [(\Delta E_1/E_1)^2 + (\Delta E_2/E_2)^2 + (\Delta\theta/\text{tg}^2\theta/2)^2]^{1/2}, \quad (14)$$

где E_i , ΔE_i , θ и $\Delta\theta$ — соответственно энергии и угол разлета электронов и позитронов и их ошибки.

Разработанные в ОИЯИ гамма-спектрометры Черенкова позволяют измерять энергию электронов с точностью до $\pm 5\%$ (в диапазоне от 1 до 4 Гэв). Следовательно, если точность локализации искры в искровых камерах равна $\pm 0,5 \text{ мм}$ ($\Delta\theta = 1,7 \text{ мрад}$ на базе 50 см), то для частицы с массой ρ -мезона $\Delta M = \pm 27 \text{ Мэв}$.

Описание экспериментальной установки. Схема установки, геометрия эксперимента и структурная схема электронной аппаратуры приводятся на рис. 2—4. Сцинтилляционные счетчики Сц.1 и Сц.2 размерами $7 \times 7 \times 1 \text{ см}$ служат для мониторингирования пучка π^- -ме-

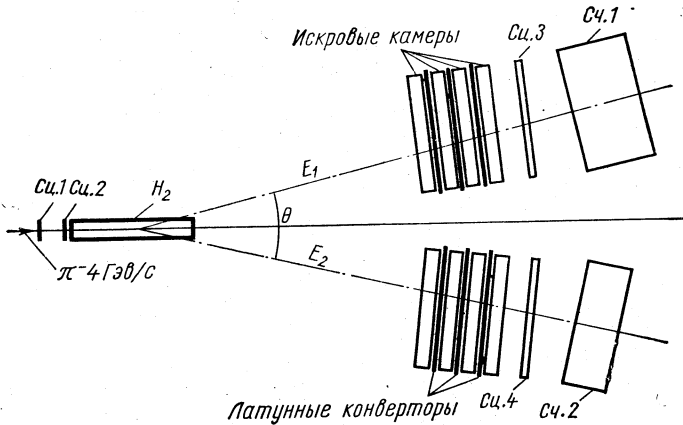


Рис. 3. Схема масс-спектрометра Черенкова:

Сч. 1—Сч. 4—сцинтиляционные счетчики; Сч. 1; Сч. 2—гамма-спектрометры полного поглощения Черенкова; H_2 —жидководородная мишень.

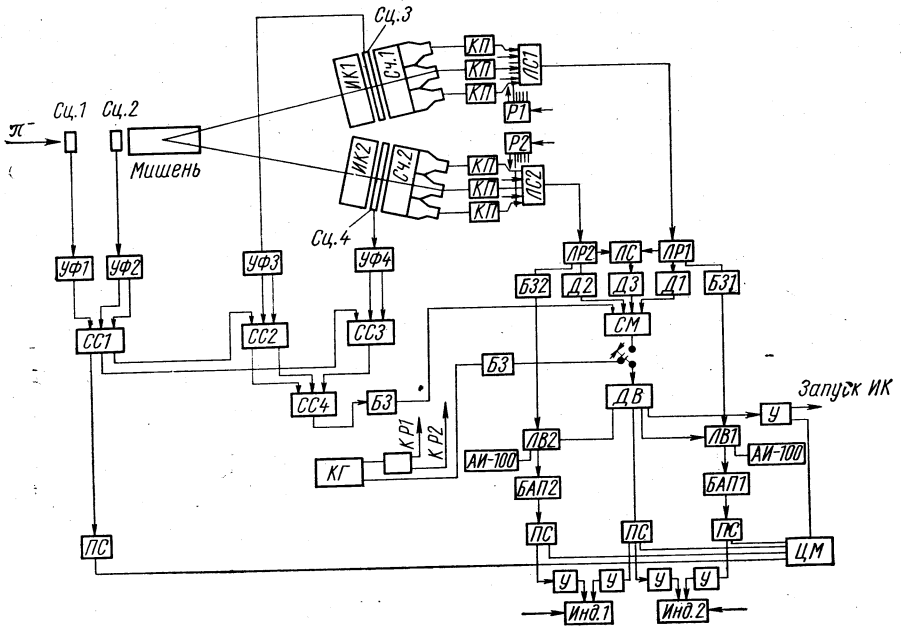


Рис. 4. Структурная электрическая схема масс-спектрометра Черенкова:

УФ—усилители-формователи; СС1—СС4—схемы совпадений; ССМ—медленная схема совпадений; БЗ—блоки задержки; КП—катодные повторители; ЛС—линейные сумматоры; ЛР—линейные размножители; Д—дискриминаторы; ЛВ—линейные ворота; ДВ—выходной дискриминатор; КГ—контрольный генератор; АИ-100—амплитудный анализатор; ПС—пересчетные схемы; У—усилитель; БАП—блоки амплитудного преобразования; ЦМ—цифропечатающая машина; Сч. 1, Сч. 2—гамма-спектрометры Черенкова; Сч. 3—сцинтиляционные счетчики; ИК—искровые камеры; Р1, Р2—размножители; Инд. 1, Инд. 2—индикация к искровым камерам.

зонов. Искровые камеры ИК1 и ИК2 в двух идентичных каналах представляют собой систему из четырех модулей с размерами рабочей области 50×50 см. Первые искровые камеры (по пучку) являются антисовпадательными.

Для конвертирования частиц, имеющих ливневую природу (электроны и γ -кванты), перед второй и последующими камерами помещаются латунные конверторы суммарной толщиной 1, 2 рад. ед. Распределенная система конверторов (по три в каждом канале) позволяет значительно уменьшить угловую ошибку в определении направления треков из-за многократного рассеяния (при регистрации γ -квантов).

Эффективность запусков увеличивается, если между искровыми камерами и γ -спектрометрами Черенкова помещают сцинтилляционные счетчики Сц.3 и Сц.4, работающие в режиме совпадений.

Спектрометры полного поглощения Черенкова Сч.1 и Сч.2 имеют радиатор из свинцового стекла размерами $50 \times 50 \times 30$ см и $50 \times 50 \times 20$ см. Для собирания света в каждом из спектрометров используется девять фотоумножителей с диаметром фотоатода 17 см.

Искровые камеры запускаются в случае совпадения во времени импульсов от счетчиков Сц.1—Сц.4, Сч.1 и Сч.2 при условии, что

$$1) \quad E_1 = E_2 \geq E_{\pi} = 0,5 \text{ Гэв}; \quad (15)$$

2) сумма энергий E_1 и E_2 удовлетворяет условию

$$E_1 + E_2 \geq E_{\Sigma} = 3,5 \text{ Гэв}. \quad (16)$$

Величины порогов E_{π} и E_{Σ} выбираются на основании кинематического анализа исследуемого процесса с учетом энергетических разрешений спектрометров. Оптимальные условия эксперимента выбираются моделированием реакции (11а) на ЭВМ.

Анализ кинематики (11а) показывает, что в оптимальной геометрии энергетические спектры электронов имеют максимум при $0,5E_{\pi^-}$ и заключены в интервале от 0,5 до 3,5 Гэв, где E_{π^-} — энергия налетающего π -мезона (см. рис. 9). При этом сумма энергий электронов $E_1 + E_2$ практически постоянна и равна, с точностью до передаваемого нуклону импульса, энергии π -мезона (см. рис. 8).

Эти кинематические соотношения позволяют для запуска искровых камер использовать логическую схему [см. соотношения (15) и (16)], значительно уменьшающую число фоновых срабатываний аппаратуры.

Большая продолжительность измерений, связанная с регистрацией очень редких событий (частота регистрации $\phi \rightarrow e^+e^-$ -распадов в среднем составляла одно событие за семь суток непрерывной работы ускорителя), и характер используемой аппаратуры требуют постоянного контроля основных параметров установки. Масс-спектрометр Черенкова периодически калибруется по энергии на

пучке электронов. Калибровка аппаратуры по эффективной массе производится с помощью реакции $\pi^- p \rightarrow \eta^0 n$, $\eta^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Результаты калибровок приведены на рис. 5—7.

Условия опыта. Эксперимент проводился в двух сериях измерений. В первой серии измерений векторные мезоны генерировались π^- -мезонами с импульсом 4,0 Гэв/с и $\Delta p/p = \pm 1,5\%$ в жидководородной мишени длиной 50 см в реакции (11а). В этой серии измерений угол между осями двух детекторов равен 26° и выбирается таким образом, чтобы максимум эф-

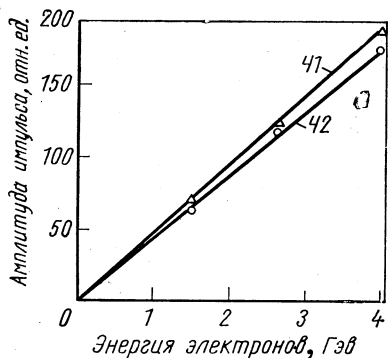


Рис. 5. Зависимость амплитуды импульса гамма-спектрометра Черенкова от энергии электронов.

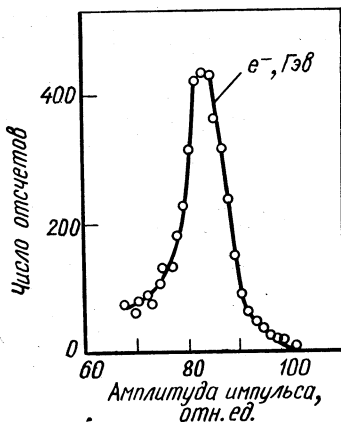
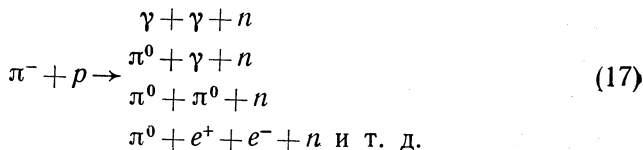


Рис. 6. Амплитудное распределение импульсов гамма-спектрометра Черенкова, полученное на пучке электронов с энергией 4 Гэв.

фективности регистрации распадов $V \rightarrow e^+e^-$ ($\epsilon \approx 10\%$) приходится на область масс с центром вблизи 750 Мэв.

Условия опыта позволяют одновременно регистрировать в диапазоне масс от 300 до 1300 Мэв большое число адекватных по логике процессов:



Подавляющее число запусков обусловлено реакциями первых двух типов. За время рабочих измерений получено около 20 000 фотографий. При просмотре отбирались фотографии с треками заряженной частицы в первом и втором каналах, пересекающихся внутри эффективного объема мишени и в спектрометрах Черенкова. Для анализа e^+e^- -пар по энергетическим критериям использовали моделированные на ЭВМ энергетические спектры электронов и позитронов.

Эти распределения для процессов (11а) приведены на рис. 8 и 9. Из рис. 8 видно, что распределение для суммы энергий электронов и позитронов группируется при энергиях больше 3,5 Гэв. На интервал энергий меньше 3,5 Гэв приходится лишь незначительная часть эффекта. При анализе экспериментального материала отбирались события, энергия которых превышала 3,5 Гэв.

В первой серии экспериментов фоновые события возникают главным образом в результате конверсии γ -квантов в водороде стенках мишени и искровых ка.

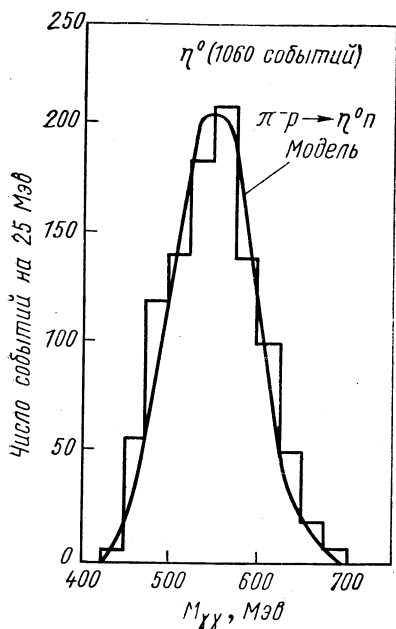


Рис. 7. Спектр эффективных масс от распадов $\eta^0 \rightarrow \gamma\gamma$, полученный с помощью масс-спектрометра Черенкова. Кривая получена моделированием реакции $\pi^- p \rightarrow \eta^0 n$, $\eta^0 \rightarrow \gamma\gamma$ на ЭВМ.

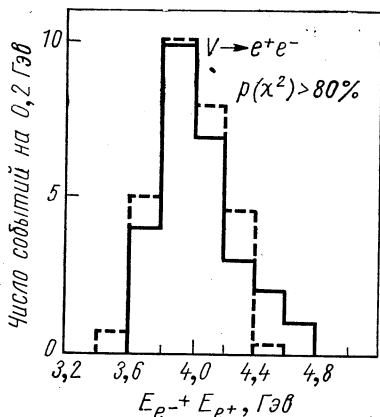


Рис. 8. Гистограмма для суммы энергий электрона и позитрона для идентифицированных $\rho^0 \rightarrow e^- e^+$.

Пунктирная гистограмма получена моделированием реакции $\pi^- p \rightarrow \rho^0 n$, $\rho^0 \rightarrow e^+ e^-$ при $p_{\pi^-} = 4$ Гэв/с на ЭВМ. $p(\chi^2)$ показывает согласие экспериментальной гистограммы с результатами моделирования.

мер. Для определения величины конверсионного фона использовали экспериментальный спектр $\gamma\gamma$ -событий (эти события регистрировались одновременно с $e^+ e^-$), который представляет собой сумму всех возможных процессов, генерирующих конверсионные пары. Анализ этих данных показал, что число фоновых событий в интервале масс от 650 до 850 Мэв, т. е. при значении массы ρ^0 -мезона, менее 25%, а выше 850 Мэв — ничтожно мало.

Интегрированием площади под гистограммой (после вычета фона) получено около 25 событий в интервале масс ρ^0 -мезона и три события с массой, равной массе ϕ -мезона. Число ρ - и ϕ -мезонов было также получено вторым способом с помощью кинематической формулы (13), связывающей массу резонанса, энергии и угол разлета

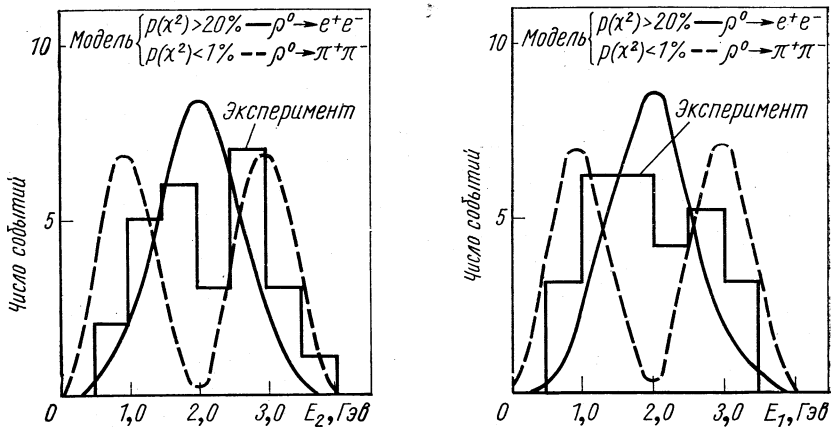


Рис. 9. Экспериментальные спектры энергий электронов и позитронов для идентифицированных событий.

Кривые получены моделированием распадов $\rho^0 \rightarrow e^+e^-$ и $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ на ЭВМ. Величины $\rho(\chi^2)$ показывают согласие экспериментальных данных с результатами моделирования.

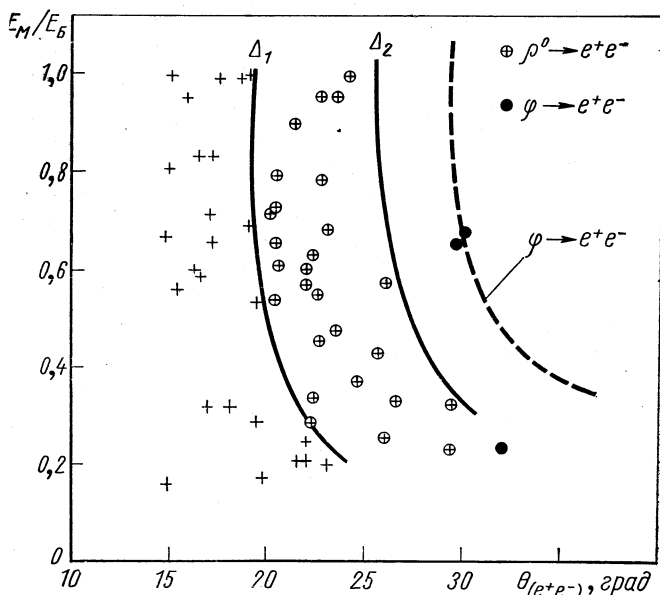


Рис. 10. Анализ e^+e^- -пар по кинематике рождения и распада V -частиц в реакции $\pi^- p \rightarrow V^0 \rightarrow e^+e^-$.

Кривые Δ_1 и Δ_2 обозначают область допустимых значений функции $E_M/E_B = f(\theta)$ для распадов $\rho \rightarrow e^+e^-$ с учетом ошибок углов и энергий и Γ_ρ ; $E_M/E_B \leq 1$ и θ соответственно отношение меньшей энергии распадающей частицы к большей и угол разлета электронов в л. с. к. Пунктирная кривая рассчитывалась по формуле (13) для $\phi \rightarrow e^+e^-$. Область допустимых значений функции $E_M/E_B = f(\theta)$ для ϕ -мезонов не указана.

электрона и позитрона. Результаты этого анализа приведены на рис. 10. Кривые Δ_1 и Δ_2 на рис. 10 обозначают границы допустимых значений функции $E_1/E_2 = f(\theta)$ для распадов $\rho^0 \rightarrow e^+e^-$ и рассчитаны с учетом ошибок измеряемых величин (углов и энергий) и ширины ρ^0 -мезона. Двадцать семь событий, которые группируются в пределах кинематического коридора Δ_1 и Δ_2 , удовлетворяют кинематике $\rho^0 \rightarrow e^+e^-$ -распадов и три события — кинематике $\phi \rightarrow e^+e^-$ -распадов. События левее Δ_1 являются фоновыми и образуются в результате конверсии γ -квантов (в основном от $\eta^0 \rightarrow \gamma\gamma$).

Сравнивая число $V \rightarrow e^+e^-$ -распадов, полученных разными методами обработки — вычитанием фона и по кинематике распада, можно видеть, что разница между ними не превышает 8% и находится в пределах ошибок.

На рис. 11 приведены гистограммы, иллюстрирующие экспериментальное и моделированное на ЭВМ распределение по эффективной массе для процессов $\pi^+p \rightarrow \rho^0n$, $\rho^0 \rightarrow e^+e^-$.

Величина χ^2 , указанная на рис. 11, показывает согласие результатов моделирования с экспериментальными данными. Среди фоновых процессов была рассмотрена также возможность имитации e^+e^- -пар парами $\pi^+\pi^-$. Последняя была исследована экспериментально. Полученные результаты представлены в табл. 1, W_{π^-} — вероятность регистрации π^- -мезона при энергетическом пороге E_0 .

При указанном пороге π^- -мезон будет зарегистрирован, если в спектрометре выделится энергия, превышающая E_0 ; ϵ_{e^-} — вероятность регистрации электрона с импульсом, равным импульсу

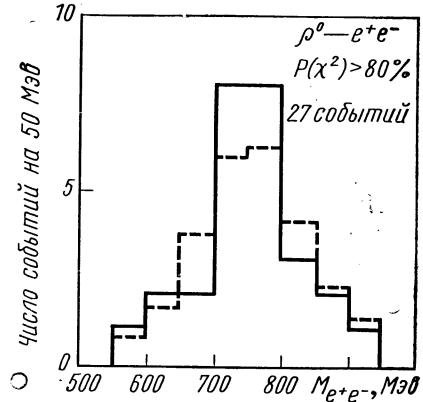


Рис. 11. Спектр эффективных масс $\rho^0 \rightarrow e^+e^-$ событий.

Пунктирная гистограмма получена моделированием реакции $\pi^+p \rightarrow \rho^0n$, $\rho^0 \rightarrow e^+e^-$ на ЭВМ.

Таблица 1

$P_{\pi^-e^-} = 4,0 \text{ Гэв/с}; R_e = \pm 6,1\%$		$P_{\pi^-e^-} = 4,0 \text{ Гэв/с}; R_e = \pm 12,5\%$		$P_{\pi^-e^-} = 1,1 \text{ Гэв/с}; R_e = \pm 14\%$	
$\epsilon_{e^-}, \%$	$W_{\pi^-}, 10^{-4}$	$\epsilon_{e^-}, \%$	$W_{\pi^-}, 10^{-4}$	$\epsilon_{e^-}, \%$	$W_{\pi^-}, 10^{-4}$
50	1	50	7	50	9
80	2,0	80	16	80	31
85	2,5	85	21	85	47
90	4,0	90	27	90	83
95	8,0	95	39	95	132
~100	20	~100	75	~100	200

π -мезона при том же энергетическом пороге E_0 ; R_e — энергетическое разрешение спектрометра. При обработке экспериментальных данных был выбран энергетический порог, соответствующий 80%-ному уровню регистрации электронов, откуда следует, что вероятность зарегистрировать π -мезон как электрон для одного канала не более $2 \cdot 10^{-4}$ и для двух каналов $(2 \cdot 10^{-4})^2 = 4 \cdot 10^{-8}$.

Эксперименты второй серии. В этой серии была изменена геометрия опыта, что позволило увеличить интенсивность пучка π -мезонов и эффективность регистрации $V \rightarrow e^+e^-$ -распадов и расширить ее в область больших эффективных масс. Во второй серии угол между осями двух детектирующих систем выбран равным 29° . При указанном угле максимум эффективности приходится на область масс $900 Mэв$ и позволяет одновременно с эффективностью около 10% регистрировать электронные распады ρ - и ϕ -мезонов.

Применением критериев, аналогичных тем, которые были использованы в первой серии измерений, было отобрано 13 кандидатов в e^+e^- -пары. Распределение по эффективной массе, а также результаты кинематического анализа указанных событий приведены на рис. 12 и 13. Сравнение соответствующих распределений первой и второй серий измерений позволяет заметить, что характер последних существенно изменился. Применение мишени с большой выходной апертурой и уменьшение толщины стенок привели к сокращению конверсионного фона γ -квантов до величины, не превышающей 6% эффекта (при m_ρ).

После вычета фона в интервале масс ρ^0 - и ϕ -мезона остается соответственно 9,5 и 2 события. Аналогичный результат, полученный анализом событий по кинематике распада, практически совпадает с первым: 10 событий $\rho^0 \rightarrow e^+e^-$ и 2 события $\phi \rightarrow e^+e^-$ (см. рис. 13). Основные данные первой и второй серий измерений приведены в табл. 2.

Распределение по эффективной массе по сумме результатов двух экспериментов после вычета фона представлено на рис. 14. Пунктирная гистограмма на рис. 14 получена нормировкой основной гистограммы на эффективность регистрации.

Рассмотрение процессов образования и распада V -мезонов. В эксперименте измеряется дифференциальное сечение процесса (11а) в некотором интервале углов. Поэтому при обработке данных необходимо учитывать угловые распределения образования и распада векторных частиц.

Дифференциальное сечение реакций $\pi^- p \rightarrow e^+e^- n$ можно представить в виде

$$d\sigma = d\sigma_V d\Omega_q \frac{\Gamma_\alpha}{\Gamma} \cdot \frac{3}{4\pi} \cdot \frac{1}{2} [1 - W_{00}(\theta^*, \varphi)] f(m^2) dm^2, \quad (18)$$

где $d\sigma_V$ — сечение образования векторных частиц; Γ_α — измеряемая в настоящем эксперименте величина;

$$\beta = \frac{3}{4\pi} \cdot \frac{1}{2} [1 - W_{00}(\theta^*, \varphi)] d\Omega_q \quad (19)$$

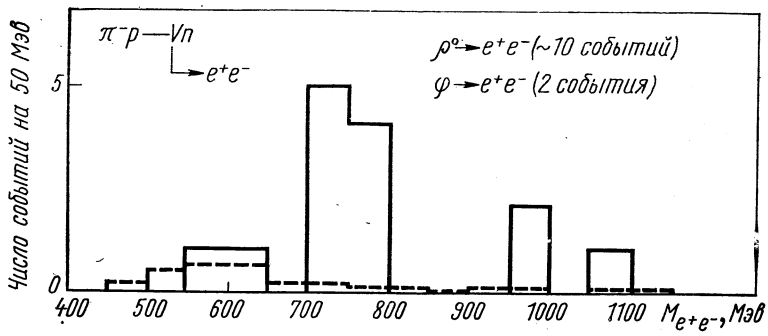


Рис. 12. Спектры эффективных масс $V \rightarrow e^+e^-$ -распадов (сплошная гистограмма) и конверсионного фона (пунктирная гистограмма), полученные в условиях второй серии измерений с мишенью длиной 25 см.

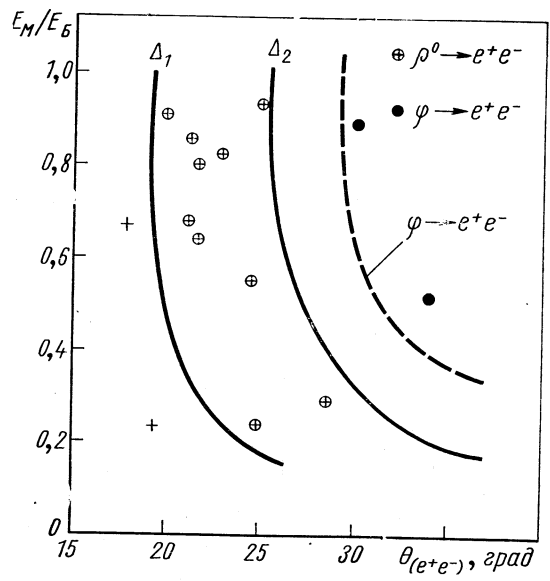


Рис. 13. Анализ e^+e^- -пар по кинематике рождения и распада V -частиц в реакции $\pi^+p \rightarrow Vn$, $V \rightarrow e^+e^-$ для второй серии измерений. Кривые Δ_1 и Δ_2 обозначают область допустимых значений функции $E_M/E_B = f(\theta)$ для распадов $\rho \rightarrow e^+e^-$. Для кинематической кривой $\phi \rightarrow e^+e^-$ распадов (пунктирная кривая) область допустимых значений функции $E_M/E_B = f(\theta)$ не указана.

Таблица 2

Параметр	Первая серия	Вторая серия
Длина жидководородной мишени, см	50	25
Число зарегистрированных π^- -мезонов, 10^9	3,36	3,53
Число идентифицированных $\rho^0 \rightarrow e^+e^-$ -распадов	27	10
Число идентифицированных $\phi \rightarrow e^+e^-$ -распадов	3	2
Эффективность регистрации $\rho^0 \rightarrow e^+e^-$ -распадов	9,0%	9,5%
Эффективность регистрации $\phi \rightarrow e^+e^-$ -распадов, %	2,6	4,1
Угол между осями детекторов, град	26	29'
Интервал переданных 4-импульсов, $(\Gamma_{\text{ЭВ}}/c)^2$	От 0 до 0,3	
Интервал углов вылета V -мезонов в л. с. к., град	От 0 до 8	
Интервал углов вылета V -мезонов в с. с. и., град	От 0 до 30	
Энергии V -мезонов в л. с. к., $\Gamma_{\text{ЭВ}}$	От 3,83 до 4,0	
Разрешение по эффективной массе, $M_{\text{ЭВ}}$	$\Delta M_{\rho} = \pm 27$	
	$\Delta M_{\phi} = \pm 36$	

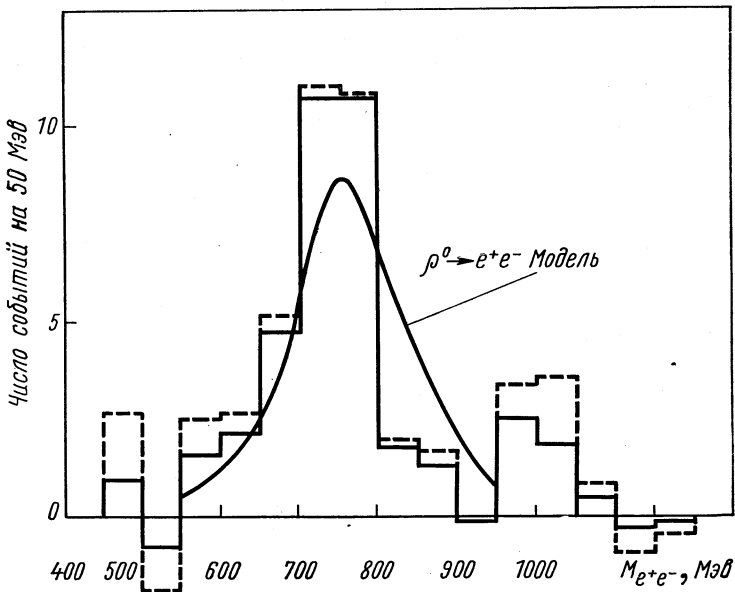


Рис. 14. Спектр эффективных масс e^+e^- по сумме результатов первой и второй серий измерений после вычета фона. Пунктирная гистограмма получена из основной нормировкой на эффективность регистрации. Кривая получена моделированием $\rho^0 \rightarrow e^+e^-$ на ЭВМ.

есть угловое распределение продуктов распада e^+e^- в системе покоя векторной частицы. Оси координат при этом выбраны так, что ось Z направлена вдоль пучка π^- -мезонов, а ось Y — по направлению нормали к плоскости реакции (рис. 15). Здесь

$$W_{00} = \rho_{00} \cos^2 \theta^* + \rho_{11} \sin^2 \theta^* - \rho_{1-1} \sin^2 \theta^* \cos 2\varphi - \\ - \sqrt{2} \operatorname{Re} \rho_{10} \sin 2\theta^* \cos \varphi;$$

ρ_{mn} — элементы спиновой матрицы плотности векторного мезона; $f(m^2)dm^2$ — распределение по массе V -мезона. Формула (18) является следствием кинематического рассмотрения и единственного предположения, что амплитуду процесса можно представить как произведение амплитуд образования и распада нестабильной частицы.

Привлечение модельных представлений может существенно упростить выражение для сечения. Например, если V -мезоны генерируются π^- -мезонами высокой энергии, то в случае одномезонного обмена могут реализоваться состояния как с четным, так и с нечетными значениями G .

В случае нечетного значения G , т. е. одномезонного механизма рождения ρ^0 -мезона, $\rho_{00} = 1$ и $\rho_{ij} = 0$, где i или $j = 0$. Тогда

$$W_{\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-}(\theta^*, \varphi) = \frac{3}{4\pi} \cos^2 \theta^*; \quad (20)$$

$$W_{\rho^0 \rightarrow e^+ e^-}(\theta^*, \varphi) = \frac{3}{8\pi} \sin^2 \theta^*, \quad (21)$$

т. е. в этом случае угловые распределения не зависят от φ . В случае G -четного обмена, т. е. в случае генерации ω -мезонов (обмен ρ^0 -мезоном) имеем: $\rho_{11} = \rho_{-1-1}$, $\rho_{1-1} \neq 0$ и $\rho_{ij} = 0$. Для углового распределения $\omega \rightarrow e^+e^-$

$$W_{\omega \rightarrow e^+ e^-}(\theta^*, \varphi) = \frac{1 - 0,5 \sin^2 \theta^* (1 - 2\rho_{1-1} \cos 2\varphi)}{8\pi/3}. \quad (22)$$

Усредняя по азимутальному углу φ , получаем

$$W_{\omega \rightarrow e^+ e^-}(\theta^*, \varphi) = \frac{3}{16\pi} (1 + \cos^2 \theta^*). \quad (23)$$

Для $\varphi \rightarrow e^+e^-$

$$W_{\varphi \rightarrow e^+ e^-}(\theta^*, \varphi) = \frac{3}{16\pi} (1 + \cos^2 \theta^*). \quad (24)$$

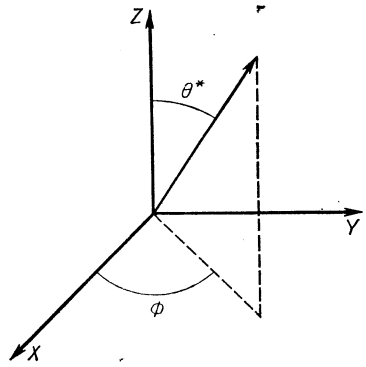


Рис. 15. Направления координатных осей в системе покоя V -мезона. Ось Z направлена вдоль пучка π^- -мезонов, ось Y — по нормали к плоскости реакции.

В настоящее время наиболее подробно исследованы сечения генерации и матрица плотности ρ -мезонов. Для значений $-t$ до $30 m_\pi^2$, где m_π — масса π -мезона, дифференциальное сечение рождения ρ^0 -мезонов в реакции $\pi^- p \rightarrow \rho^0 n$ при 4 Гэв/с хорошо описывается экспоненциальной функцией [21]

$$d\sigma/dt = A \exp(8,53t). \quad (25)$$

Сечение генерации ρ^0 -мезонов было измерено в работах [21—24]. Там же имеются данные о механизме генерации и распада ρ^0 -мезона. Сечения генерации ω -мезонов измерены при импульсах 3,25; 3,65 и 5,1 Гэв/с [25—28]. Полученные результаты показывают, что генерация ω -мезонов происходит с большими передачами импульса по сравнению с ρ -мезонами, распределение которых падает практически до нуля при $|t| = 15 m_\pi^2$. Дифференциальное сечение рождения ω -мезонов

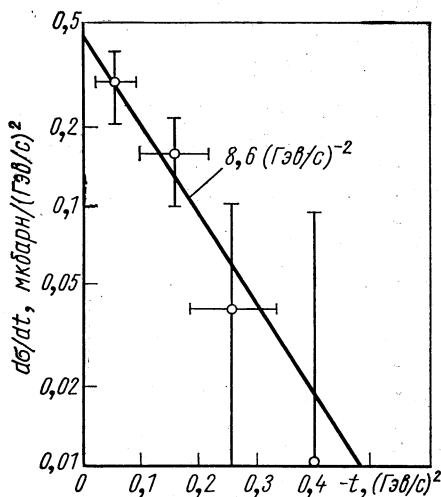


Рис. 16. Дифференциальное сечение реакции $\pi^- p \rightarrow \rho^0 n$, $\rho^0 \rightarrow e^+ e^-$ в зависимости от $-t$.

можно описать функцией $d\sigma/dt \sim \exp(4t)$. Сечение процесса $\pi^- p \rightarrow \phi n$ оценивалось в работе [27].

Результаты. Величины относительных вероятностей, констант связи и парциальных ширин $\rho^0 \rightarrow e^+ e^-$ и $\phi \rightarrow e^+ e^-$ приведены в табл. 3 и 4 [29—31].

Т а б л и ц а 3

Параметр	$\rho^0 \rightarrow e^+ e^-$, 37 событий		
	Первая серия	Вторая серия	Среднее (1+II серии)
$B(\rho^0 \rightarrow e^+ e^-) \cdot 10^5$	$5,9 \pm 1,5$	$4,5 \pm 1,3$	$5,1 \pm 1,0$
$\Gamma(\rho^0 \rightarrow e^+ e^-)$, кэВ	$7,1 \pm 1,8$	$5,5 \pm 1,7$	$6,2 \pm 1,2$
$f_\rho^2/4\pi$	$2,16 \pm 0,56$	$3,16 \pm 0,96$	$2,4 \pm 0,48$

Полученные данные позволяют вычислить дифференциальное сечение реакции $\pi^- p \rightarrow \rho^0 n \rightarrow ne^+ e^-$ при 4 Гэв/с (рис. 16). Прямая на рис. 16, проведенная по экспериментальным точкам методом наименьших квадратов, аппроксимировалась выражением $d\sigma/dt = Be^{-At}$ при значениях параметров:

$$A = (8,6 \pm 3,3) (\text{Гэв/с})^{-2};$$

$$B = (d\sigma/dt)_{t=0} = (0,46 \pm 0,15) \text{ мкбарн}/(\text{Гэв/с})^2 \text{ при } \rho(\chi)^2 > 0,50.$$

Сечение реакции $\pi^- p \rightarrow \rho^0 n \rightarrow e^+ e^- n$ равно $\sigma_i = (59 \pm 18)$ мкбарн. Масса и ширина ρ^0 -мезона, найденные по сумме результатов первой и второй серии, соответственно равны:

$$M_{\rho^0} = (742 \pm 12) \text{ Мэв},$$

$$\Gamma_{\rho^0} = (120 \pm 20) \text{ Мэв}.$$

Поскольку число идентифицированных $\varphi \rightarrow e^+ e^-$ -распадов составляет пять событий, то первоначальное значение приобретает вопрос об имитации этих событий

фоновыми процессами. По оценкам, вероятность имитации пяти распадов за счет флуктуации среднего уровня фона менее 0,1%. Вероятность имитации распадами $\rho^0 \rightarrow e^+ e^-$ за счет большой ширины ρ -мезона, рассчитанная с использованием для распределения ρ -мезона по массе p волновой формулы Брейта—Вигнера, не превышает 0,1%. При обработке экспериментальных данных были внесены поправки, учитывающие: 1) примесь в пучке μ -мезонов (около 10%) и электронов (2,4%); 2) угловую расходимость пучка (1,5%); 3) поглощение π^- -мезонов в сцинтилляторах мониторных счетчиков и передней стенке мишени (2%); 4) просчеты из-за мертвого времени установки (6%); 5) потери при энергетической выборке событий (10%); 6) примесь $\omega \rightarrow e^+ e^-$ -распадов (10%).

Таблица 4*

Параметр	$\varphi \rightarrow e^+ e^-$, 5 событий
$B(\varphi \rightarrow e^+ e^-) \cdot 10^5$	66^{+44}_{-28}
$\Gamma(\varphi \rightarrow e^+ e^-)$, кэв	$2,5^{+1,7}_{-1,1}$
$f_{\varphi}^2/4\pi$	$7,2^{+4,8}_{-3,2}$

* Указанные в таблице ошибки являются статистическими.

3. ИССЛЕДОВАНИЕ $V \rightarrow e^+ e^-$ -РАСПАДОВ СПЕКТРОМЕТРАМИ НЕЙТРОНОВ ПО ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА. МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ

Измерение относительной вероятности $\omega \rightarrow e^+ e^-$ и $\varphi \rightarrow e^+ e^-$ -распадов в ЦЕРНе [32, 33]

а) $\varphi \rightarrow e^+ e^-$. В эксперименте φ -мезоны генерируются в реакции (11а) π^- -мезонами с импульсом 1,93 Гэв/с. Аппаратура состоит (рис. 17) из телескопа пучковых частиц, жидководородной мишени длиной 40 см, двух детекторов электронов и двух нейтронных детекторов. В детектор электронов входят счетчики *Сц. 3* и *Сц. 4*, исключаяющие события с числом заряженных частиц больше трех, две искровые камеры *ИК1* и *ИК2*, используемые для восстановления направления электронов, и ливневой детектор. Последний составлен из девяти слоев оптических искровых камер, сцинтилляторов и свинцовых пластин.

Суммарная толщина свинцовых пластин эквивалентна 10 рад. ед. Импульсы с девяти сцинтилляторов суммируются по амплитуде и дискриминируются на уровне, равном 150 Мэв. При указанном пороге ливневой детектор регистрирует электроны с энергией 450 Мэв

с эффективностью 80% и с энергией 1050 Мэв с эффективностью 94%. Заряженные π -мезоны регистрируются соответственно с эффективностью 5 и 15%. Фон заряженных π -мезонов подавляется также визуальным анализом угла между осью ливня и направлением падающей частицы. Подавление π -мезонов электроникой и визуальным отбором событий равно $9 \cdot 10^{-4}$ при импульсе 450 Мэв/с и $6 \cdot 10^{-4}$ при импульсе 1050 Мэв/с. Эффективности регистрации электронов при этом соответственно равны 72 и 85%. Таким образом, совпадения между двумя ливневыми детекторами позволяют подавлять адронные распады в $5 \cdot 10^{-7}$ раза.

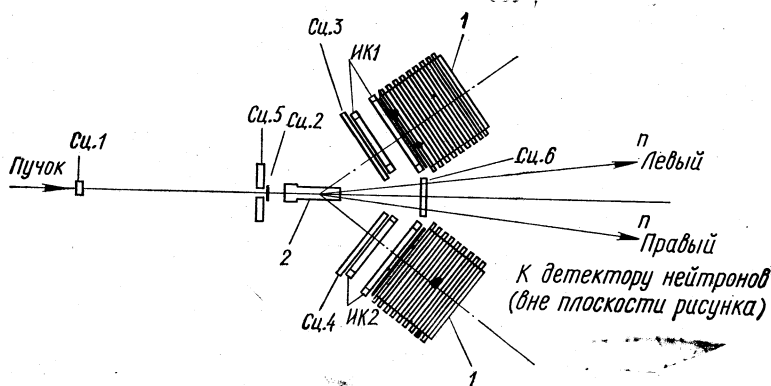


Рис. 17. Схема эксперимента в ЦЕРНе.

Си. 1—Си. 4—сцинтилляционные счетчики, работающие в режиме совпадений; Си. 5 и Си. 6—сцинтилляционные счетчики, работающие в режиме антисовпадений; ИК—искровые камеры; 1—детектор электронов; 2—мишень.

Детектор нейтронов состоит из 24 сцинтилляторов, размерами $18 \times 18 \times 100 \text{ см}^3$, расположенных симметрично по двенадцать штук относительно оси пучка на расстоянии 4 м от мишени. Измерения времени пролета и координаты в каждом из 24 счетчиков производятся с помощью двух фотоумножителей типа ХР-1040 диаметром 12,5 см, установленных на двух противоположных торцах сцинтиллятора.

Основные параметры нейтронного детектора: точность определения координаты нейтрона в сцинтилляторе — по полярному углу $\pm 0,35^\circ$, по азимутальному углу $\pm 3^\circ$ (определяется толщиной сцинтиллятора 18 см). Точность измерения времени пролета $\pm 0,35 \text{ нсек}$. Среднее значение разрешающей способности по эффективной массе $\pm 15 \text{ Мэв}$.

Установка запускается при условии, если: 1) срабатывает по крайней мере один из 24 нейтронных счетчиков; 2) число заряженных частиц менее трех; 3) энергия, выделенная в каждом из ливневых детекторов, превышает 150 Мэв, а их сумма — 750 Мэв.

Фоновые события возникают в результате наложения заряженных частиц и γ -квантов, имитирующих электроны. Этот эффект

определяется анализом распределения расстояний между заряженными частицами и γ -квантами и по оценкам имеет пренебрежимо малую величину. Второй источник фона появляется в результате конверсий γ -квантов в стенках мишени и счетчиков *Сц.* 3 и *Сц.* 4. Конверсионные пары могут не разделиться в искровых камерах *ИК* и имитировать электроны. Фон конверсий оценивается анализом расстояний между электронами пары (рис. 18). Число неразделенных конверсионных пар составляет около 25%. На рис. 19 приведено распределение по массе для событий с $l = 0$. Максимум при эффек-

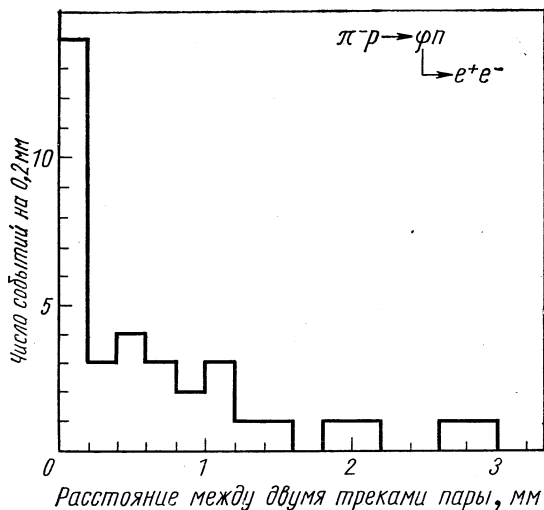


Рис. 18. Распределение расстояний между треками e^+e^- -пары.

тивной массе около 1020 *Мэв* обусловлен распадами $\phi \rightarrow e^+e^-$ (9 ± 3 события). По оценкам, число фоновых событий не превышает 10% эффекта.

б) $\omega \rightarrow e^+e^-$. В этом эксперименте ω -мезоны рождались π -мезонами с импульсом 1,67 *Гэв/с*. Эффективная масса ω -мезона определяется, как и в предыдущем опыте, измерением направления и скорости нейтронов ($\Delta M = \pm 10$ *Мэв*) и с помощью ливневых детекторов ($\Delta M = \pm 35$ *Мэв*).

Метод оценки величины конверсионного фона дан на рис. 20. На этом рисунке приведено распределение событий в зависимости от расстояния между электронами конверсионной пары, включая те события, когда регистрируется трек заряженной частицы или когда конверсионная пара не расходится. События на рис. 20, группирующиеся при $l = 0$, включают распады $\rho \rightarrow e^+e^-$, $\omega \rightarrow e^+e^-$ и около 7% фона. Распределение по массе для событий с $l = 0$ приведено на рис. 21 и представляет собой сумму $\rho \rightarrow e^+e^-$ и $\omega \rightarrow e^+e^-$.

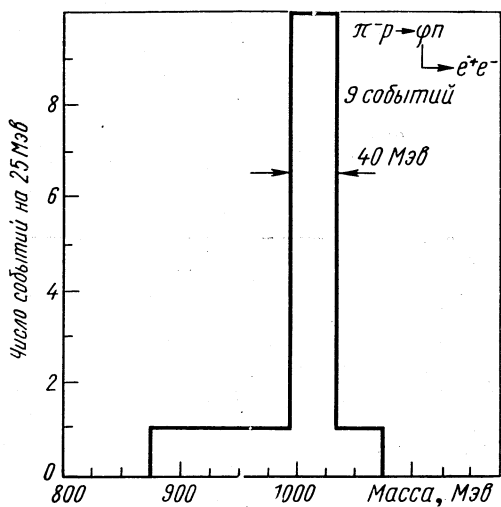


Рис. 19. Спектр эффективных масс $\phi \rightarrow e^+e^-$.

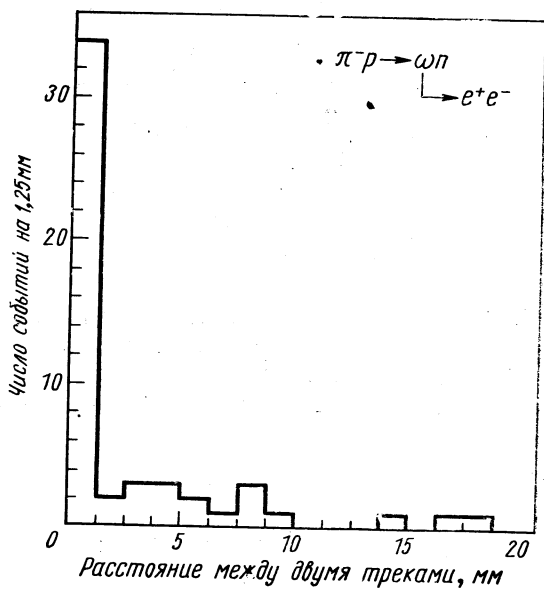


Рис. 20. Распределение расстояний между треками e^+e^- -пары.

Для оценки величины ω — ρ -интерференции экспериментальные данные, полученные в [34], идентифицируются с помощью периферической модели с учетом поглощения [35]. Конструктивная или деструктивная интерференция изменяет число $\omega \rightarrow e^+e^-$ соответственно на +35% или —35%. Экспериментальные результаты анализируются в предположении, что ω — ρ -интерференция отсутствует. Относительный вклад ω - и ρ -распадов оценивается сравнением ожидаемых распределений для ω и ρ с экспериментальным. Моделирование $\omega \rightarrow e^+e^-$ и $\rho \rightarrow e^+e^-$ производится с учетом известных угловых распределений рождения ω - и ρ -мезонов, матриц плотности, ширины резонанса, геометрии эксперимента и параметров экспериментальной аппаратуры. Пунктирная кривая на рис. 21 представляет собой указанный фон ρ -мезонов. Одиннадцать событий, которые группируются при $M = 780$ Мэв, являются распадами $\omega \rightarrow e^+e^-$. Сечение реакции $\pi^-p \rightarrow e^+e^-n$, рассчитанное на основе одиннадцати событий:

$$\begin{aligned} \sigma(\pi^-p \rightarrow n + \omega, \omega \rightarrow e^+e^-) = \\ = (67 \pm 25) \cdot 10^{-33} \text{ см}^2. \end{aligned}$$

По оценкам [36], радиационные поправки малы и не превышают нескольких процентов.

Экспериментальные результаты. Экспериментальные результаты, полученные в ЦЕРНе, суммируются в табл. 5.

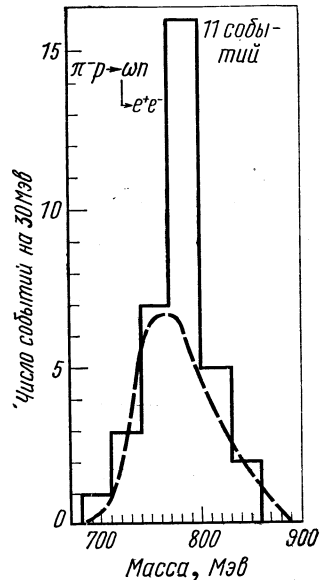


Рис. 21. Спектр эффективных масс $\omega \rightarrow e^+e^-$.

Таблица 5

Параметр	$\varphi \rightarrow e^+e^-$	$\omega \rightarrow e^+e^-$
Число событий	9 ± 3	11
$\sigma(\pi^-p \rightarrow Vn_{e^+e^-}), 10^{-33} \text{ см}^2$	$18,4 \pm 6,9$	67 ± 25
$\sigma(\pi^-p \rightarrow Vn), 10^{-27} \text{ см}^2$	$(30 \pm 6) \cdot 10^{-3}$	$1,67 \pm 0,07$
$B(V \rightarrow e^+e^-), 10^{-5}$	61 ± 26	$4,0 \pm 1,5$
$\Gamma(V \rightarrow e^+e^-), \text{ кэв}$	$2,1 \pm 0,9$	$0,49 \pm 0,19$

В расчетах $B(V \rightarrow e^+e^-)$ и $\Gamma(V \rightarrow e^+e^-)$ использованы литературные данные полных сечений генерации ω - и φ -мезонов.

Величины $\Gamma(\omega \rightarrow \text{total})$, $\Gamma(\varphi \rightarrow \text{total})$ взяты из таблиц Розенфельда [37].

Исследование $\omega \rightarrow e^+e^-$ и $\phi \rightarrow e^+e^-$ распадов в Резерфордской лаборатории.

а) $\omega \rightarrow e^+e^-$ [38]. В исследованиях, выполненных на протонном синхротроне «Нимрод» Резерфордской лаборатории на 7 Гэв ω -мезоны рождались в реакции (11а) π^- -мезонами с энергией, только немного превышающей порог рождения ω -мезонов. ω -Мезоны выделялись измерением времени пролета нейтронов с помощью шести

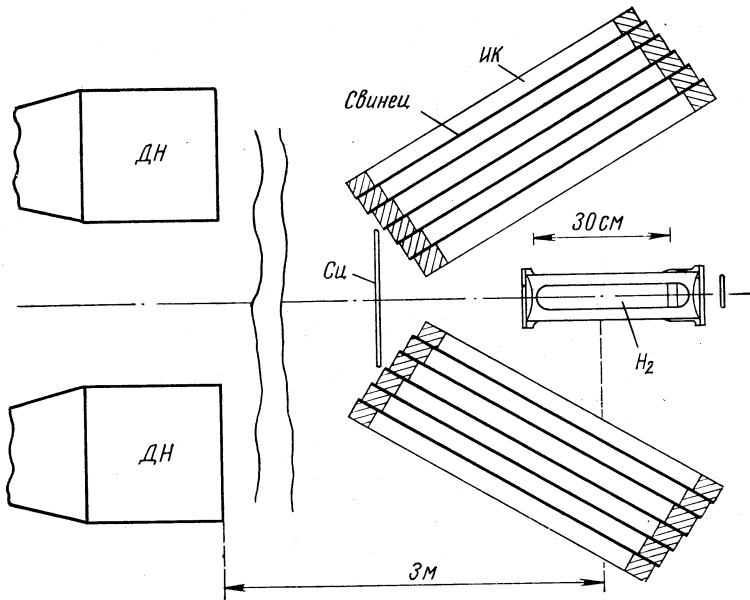


Рис. 22. Схема эксперимента на «Нимроде».

ДН—детекторы нейтронов; Си—антисовпадательный сцинтилляционный счетчик; ИК—искровые камеры.

сцинтилляционных счетчиков, расположенных на расстоянии 3 м от жидководородной мишени. Для регистрации электронов использовались искровые камеры и свинцовые пластины. Расположение аппаратуры в эксперименте приведено на рис. 22, а спектры времени пролета нейтронов — на рис. 23. Анализ спектров времени пролета показал, что ω -мезоны рождаются неполяризованными.

Условия отбора e^+e^- -событий требовали, чтобы: 1) недостающая масса события была равна массе ω -мезона; 2) в каждой из искровых камер наблюдался одиночный трек заряженной частицы, образующий каскадный ливень; 3) вектор недостающего импульса лежал в плоскости, определяемой треками электрон-позитронных пар; 4) углы между векторами в указанной плоскости удовлетворяли кинематике $\omega \rightarrow e^+e^-$ -распадов. После обработки 240 000 фотографий

найдено, что только три события удовлетворяют указанным выше критериям. Величины масс этих событий и их ошибки приведены в табл. 6.

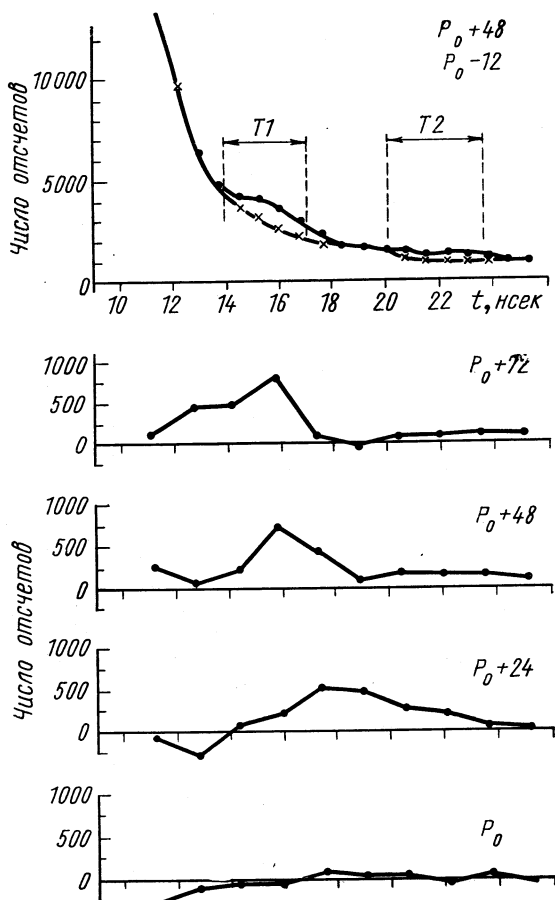


Рис. 23. Спектры пролета нейтронов, полученные при энергии выше и ниже порога генерации ω -мезонов.

Четыре нижние кривые — спектры времени пролета после вычета фона. $P_0 = 1082$ Мэв/с. В положении T1 и T2 временных ворот регистрируются нейтроны, направление вылета которых в с. ц. н. соответственно около 0 и 180°.

Необходимо отметить, что область регистрируемых значений недостающей массы в эксперименте ограничена интервалом от 760 до 810 Мэв/с², т. е. 50 Мэв.

Рассматривались следующие источники фона:

1. Имитация e^+e^- -распадов реакции $\pi^-p \rightarrow n + \pi^+ + \pi^-$ (в ча-

Таблица 6

$M, M_{эв}/c^2$	779	780	797
$\Delta M, M_{эв}/c^2$	± 11	± 14	± 8

стности, распадами $\rho^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$). Чтобы разделить электроны от π -мезонов, необходимо использовать экспериментальные данные, полученные облучением искровых камер электронами и π -мезонами. Определением числа треков в ливне, числа взаимодействий в свинцовых пластинах и пропусков между взаимодействиями было установлено, что эффективность идентификации электронов больше 90%, а вероятность имитации π -мезоном электрона около 0,5%.

Из 240 000 снимков около 4 000 имеют два π -мезонных трека и массу, согласующуюся с массой ω -мезона. Вероятность имитации электрона π -мезоном составляет $\sim 0,5\%$ по одному каналу, поэтому ожидаемое число имитаций находится в интервале от 0,1 до 0,2.

2. Имитация $\omega \rightarrow e^+e^-$ -распадов распадами $\rho \rightarrow e^+e^-$. Эффективное число ρ -мезонов в эксперименте, по оценкам, составляет примерно 2000 и значительно меньше ω -мезонов (около 14 000). В предположении равенства парциальных ширин $\Gamma(\omega \rightarrow e^+e^-)$ и $\Gamma(\rho \rightarrow e^+e^-)$ можно ожидать, что число распадов первого типа ($\omega \rightarrow e^+e^-$) в пятьдесят раз превышает распады $\rho \rightarrow e^+e^-$. Для контроля проанализировали дополнительно 140 000 снимков, полученных при энергии ниже порога генерации ω -мезонов. Среди этих снимков обнаружено около 2000 эффективных ρ -мезонов и один случай с массой $(741 \pm 15) M_{эв}/c^2$, удовлетворяющий критериям отбора 1—4. Однако каскадные линии в искровых камерах для этого события не типичны и, по-видимому, являются результатом генерации π^- -мезонами δ -электронов.

Наиболее сильным аргументом в пользу того, что найденные три события не являются распадами ρ -мезона, авторы считают результаты работы [13]*. В этой работе было показано, что относительная вероятность $\rho \rightarrow e^+e^-$ менее 10^{-4} . Следовательно, ожидаемое число распадов $\rho \rightarrow e^+e^-$ не может быть больше 0,2 события.

3. Нерезонансная генерация e^+e^- -пар в реакции $\pi^-p \rightarrow ne^+e^-$. В работе [39] показано, что сечение генерации e^+e^- -пар с массой, равной массе ω -мезона, имеет пренебрежимо малую величину. Относительная вероятность $\omega \rightarrow e^+e^-$ распадов, рассчитанная на основе трех случаев, равна $B = (21_{-16}^{+39}) \cdot 10^{-5}$.

б) $\phi \rightarrow e^+e^-$ [40]. Вторая серия экспериментов была посвящена измерению отношения ширин распадов ϕ -мезона на e^+e^- и K^+K^- . В эксперименте ϕ -мезоны генерируются в реакции (11а) при им-

* В указанной работе события не идентифицировались, и ее результаты можно рассматривать лишь как оценку верхней границы $\rho \rightarrow e^+e^-$ -распадов.

пульсе π^- -мезонов $1,58 \text{ Гэв/с}$. Схема эксперимента дана на рис. 24. K^+K^- -пары выделяются сцинтилляционными счетчиками $Сц.$ 1— $Сц.$ 4 и пороговым счетчиком Черенкова $Сч.$, работающим в режиме антисовпадений.

Спектр времени пролета нейтронов при импульсе выше порога рождения ϕ -мезонов приведен на рис. 25, а. Из-за большого фона K^+K^- -пар этот спектр не позволяет определить число ϕ -мезонов. Измерением зависимости числа нейтронов в соответствующей временной области от импульса пучка (см. рис. 25, б) можно выделить ϕ -мезоны из фона. Анализ K -мезонных событий показал, что ре-

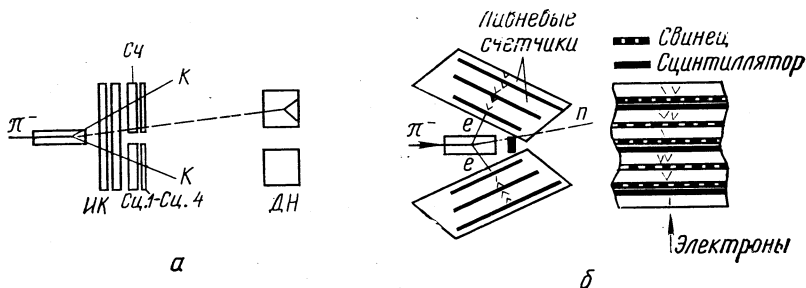


Рис. 24. Схема эксперимента при исследовании реакции $\pi^-p \rightarrow \phi n$.

$a - \phi \rightarrow K^+K^-$; $Сч$ — пороговый черенковский счетчик; $Сц.$ 1— $Сц.$ 4 — сцинтилляционные счетчики; $ДН$ — детекторы нейтронов; $ИК$ — искровые камеры; $b - \phi \rightarrow e^+e^-$; электроны выделяются с помощью «сэндвичей» из сцинтилляционных счетчиков, искровых камер и свинцовых пластин толщиной $1,1 \text{ рад.ед.}$

зультаты эксперимента можно описать простой S -волновой моделью, согласно которой полное сечение генерации ϕ -мезонов у порога меняется линейно с импульсом p^* (в с. ц. и.), а угловые распределения рождения и распада ϕ -мезонов являются изотропными.

Полное сечение генерации ϕ -мезонов рассчитывается по формуле: $\sigma = (0,28 \pm 0,07)p^* \text{ мкбарн}$, где p^* выражено в Мэв/с . При регистрации электронных пар используются искровые камеры с тонкими стенками, между которыми помещаются свинцовые пластины и сцинтилляционные счетчики (см. рис. 24). Электроны идентифицируются по ливням, которые генерируются в пяти свинцовых пластинах, каждая толщиной около $1,1 \text{ рад. ед.}$ С помощью ближайших к мишени искровых камер определяются направления вылета электронов и исключается часть фоновых событий. Расположенные непосредственно за первыми камерами сцинтилляционные счетчики работают в режиме совпадений, а счетчики, расположенные перед третьей и пятой свинцовыми пластинами, т. е. соответственно после 2 и 4 рад. ед., дают сведения о величине ливня. В условиях эксперимента энергетические спектры электронов (позитронов) заключены в интервале от 400 до 900 Мэв , а их сумма, равная полной энергии ϕ -мезона, почти постоянна. События по сумме энергий отбираются электронными методами.

Отношение числа e^+e^- - и K^+K^- -пар было измерено при двух энергиях π^- -мезонов: ниже порога образования ϕ -мезонов и в максимуме кривой возбуждения, в интервале от 1574 Мэв/с до 1590 Мэв/с. Из 220 000 фотографий отобрано 4700, которые в основном содержат фоновые события, образующиеся в результате наложения фотон-

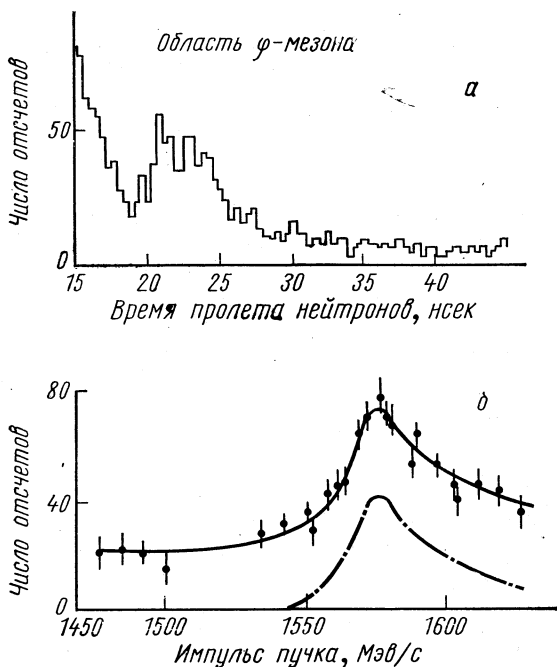


Рис. 25. Типичный спектр времени пролета нейтронов (а), число K^+K^- -пар в зависимости от импульса π^- -мезонов (б).

Сплошная кривая рассчитана по формуле $\sigma_{\phi} \sim p^*$, где p^* — импульс π^- -мезонов в с. ц. и. и включает фон нерезонансных K^+K^- -пар и фон π -мезонов. Пунктирная кривая получена вычитанием фоновых реакций.

ных ливней с π -мезонами, конверсии γ -квантов и др. Применение более строгих критериев, основанных на анализе числа треков в ливне, угла рассеяния частиц, симметрии ливня и т. д., позволило сократить число кандидатов до 255 событий. Применение кинематического критерия уменьшило это число до 80. Так как только небольшая часть из 80 событий может относиться к распадам $\phi \rightarrow e^+e^-$, то два из числа ранее применявшихся критериев были пересмотрены и вновь использованы для анализа. Этими критериями являются степень симметрии ливня и средний свободный пробег электронов до взаимодействия. В результате осталось 27 кандидатов, из которых 17 относятся к области энергии выше порога

рождения ϕ -мезонов и 10 — к области энергий ниже порога, т. е. являются фоновыми. Число $\phi \rightarrow e^+e^-$ -распадов после нормировки на монитор равно $N(\phi \rightarrow e^+e^-) = 10,1 \pm 4,8$. Результаты двух экспериментов приведены в табл. 7.

Т а б л и ц а 7

Параметр	$\omega \rightarrow e^+ e^-$	$\phi \rightarrow e^+ e^-$
Число событий	3	$10,1 \pm 4,8$
$B(V \rightarrow e^+e^-), 10^{-5}$	21^{+39}_{-16}	72 ± 39
$\Gamma(V \rightarrow e^+e^-), \text{кэВ}$	—	$2,4 \pm 1,5$
$f \frac{2}{V} / 4\pi$	—	$7,6^{+12}_{-2,8}$

В расчетах $\Gamma(\phi \rightarrow e^+e^-)$ и $f_{\phi}^2/4\pi$ было использовано значение $\Gamma(\phi \rightarrow \text{total}) = 3,4 \pm 0,8 \text{ МэВ}$, взятое из таблиц работы [41].

4. ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА ВСТРЕЧНЫХ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ ПУЧКАХ

При аннигиляции электрона и позитрона в однофотонном канале должны проявляться состояния с квантовыми числами фотона (1^-). Такими квантовыми числами обладают ρ^- , ω^- и ϕ^- -мезоны (1^- , $M(V) \neq 0$).

Эксперименты на встречных электрон-позитронных пучках были проведены в Новосибирске и в Орсе.

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ $e^+e^- \rightarrow V$ В НОВОСИБИРСКЕ.

а) $e^+e^- \rightarrow \rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ [42].

Описание установки. Накопитель установки представляет собой слабофокусирующий рейстрек с четырьмя одинаковыми промежуточками. Инжектором служит синхротрон с током выведенного пучка 500 *ма* при длительности импульса тока меньше 20 *нсек*. Указанному току соответствует около $6 \cdot 10^{10}$ частиц. В режиме накопления позитронов последние генерируются в вольфрамовой мишени-конверторе электронами с энергией 250 *МэВ*. После накопления позитронов и электронов их энергия поднимается до величины E , после чего подается импульс запуска на систему искровых камер. Весь цикл измерений длится около 2 *ч*. Треть этого времени тратится на накопление позитронов и электронов. Начальный ток позитронов в среднем составляет 20, электронов — 50 *ма*. Время жизни частиц в накопителе — более 3000 *сек*.

Описание измерительной аппаратуры. Регистрирующая аппаратура состоит из двух симметричных систем искровых камер и сцинтилляционных счетчиков, охватывающих угол $2 \times 0,6 \text{ стер}$ вблизи вертикального направления. Схема их расположения показана на рис. 26. Угол вылета и точки взаимодействия частиц определяются

искровыми камерами с тонкими пластинами, а вид частиц (пионы или электроны) — с помощью ливневых и пробегных камер. Ливневая камера содержит 11 медных пластин, каждая толщиной 6 мм; пробегная — 21 пластину из нержавеющей стали толщиной 8 мм.

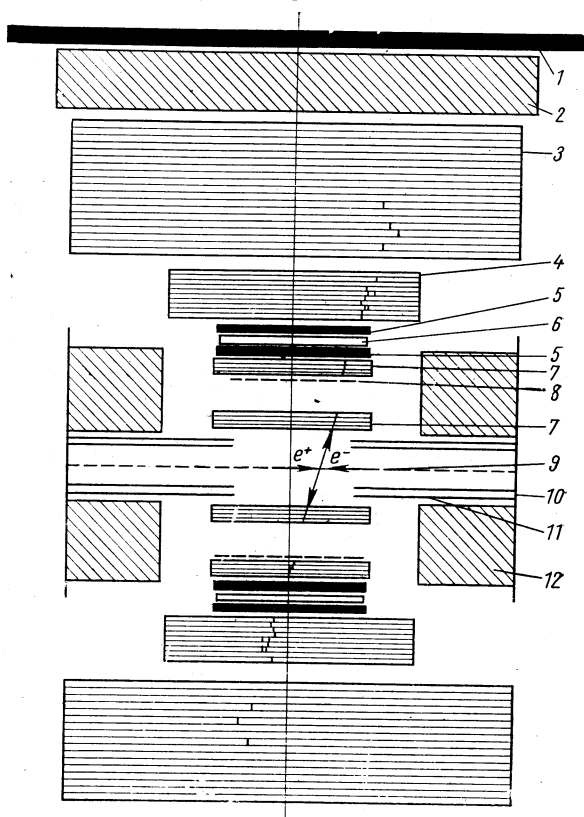


Рис. 26. Схема эксперимента в Новосибирске:

1 — сцинтилляционный счетчик антисовпадений; 2 — слой свинца толщиной 200 мм; 3 — пробегная искровая камера; 4 — ливневая искровая камера; 5 — сцинтилляционные счетчики; 6 — слой дюрала толщиной 20 мм; 7 — искровые камеры с тонкими пластинами; 8 — свинцовый радиатор толщиной 10 мм; 9 — область встречи; 10, 11 — внутренняя и наружная вакуумные камеры; 12 — магнит накопителя.

Фотографирование в искровых камерах производится одной фотокамерой. Система искровых камер запускается импульсами четырех сцинтилляционных счетчиков, работающих в режиме совпадений. Разрешающее время совпадений 20 нсек. Для уменьшения числа фоновых запусков установки от частиц космического излучения используется сцинтилляционный счетчик площадью $160 \times 160 \text{ см}^2$, работающий в режиме антисовпадений. Между счетчиком антисов-

падений и искровыми камерами помещается свинцовый фильтр толщиной 20 см, исключающий возможность срабатывания счетчика 1 от частиц, генерируемых внутри вакуумной камеры ускорителя. Счетчик 1 уменьшает число запусков от космического излучения примерно в 100 раз. Синхронизация запуска искровых камер с фазой напряжения на резонаторе накопителя позволяет уменьшить это число дополнительно в пять раз. В указанных условиях число запусков от космического излучения не превышает 15 в 1 ч.

Анализ экспериментальных данных. В эксперименте исследовали реакцию



Измерения проводили при девяти значениях энергии от 2×290 до 2×510 Мэв. За шесть месяцев непрерывной работы было получено около 50 тысяч фотографий.

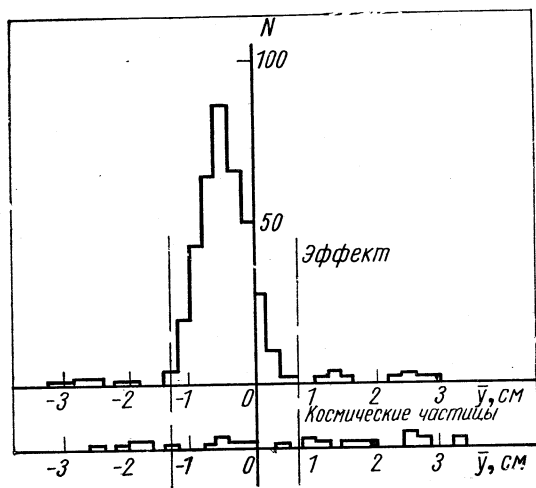


Рис. 27. Гистограмма распределения координат у точек взаимодействия.

Анализ событий производится по следующим критериям. Отбираются фотографии с треками во всех четырех тонких камерах, пробег которых в камерах 3 не превышает максимально возможного пробега π^+ -мезонов. При геометрической реконструкции событий требуется, чтобы: 1) треки были коллинеарны в пределах 10° ; 2) расстояние между точками пересечения треков с медианной плоскостью накопителя не превышало 3 см; 3) расстояние между точкой взаимодействия и областью взаимодействия пучков (e^+e^-) не превышало 1 см.

Результаты анализа по последнему критерию после отбора по первым двум критериям приведены на рис. 27. На этом же рисунке

представлены данные для фона космических частиц, полученные при выключенном ускорителе. Фон, образующийся в результате взаимодействия пучков с остаточным газом, измерялся в отсутствие одного из пучков. Результаты измерений даны в табл. 8.

Т а б л и ц а 8

Вид пучка	Время измерений, ч	Потерянный ток, а	Число фотографий, тыс.	Число обнаруженных событий
Эффект	785	29,4	31,6	371
Космические частицы	662	0	9,6	10
Пучок	40	3,7	5,2	1

Как видно из таблицы, фон космических частиц составляет около 3% эффекта. Число фоновых событий, генерированных пучками на остаточном газе внутри вакуумной камеры ускорителя, менее 0,5%.

Полученный материал после применения приведенных выше критериев содержит события, образующиеся в результате квазиупругого рассеяния электрона на позитроне, и рождение пары π -мезонов. Разделение указанных двух процессов в рассматриваемой области энергий представляет значительные трудности из-за того, что картина электронного ливня выражена недостаточно ярко. Процесс разделения основывается на возможности независимого определения природы частицы (e^\pm или π^\pm) в нижней и верхней системах искровых камер.

Сечение реакции (26) можно представить формулой

$$\frac{d\sigma_{\pi\pi}}{d\Omega} = \frac{1}{32} \cdot \frac{r_0}{\gamma^2} \cdot \beta_\pi^2 \sin^2 \theta \cdot F^2(E), \quad (27)$$

где r_0 — классический радиус электрона; γ — релятивистский фактор сталкивающихся частиц; β_π — скорость π -мезона; θ — угол вылета π -мезона, $F(E)$ — модуль форм-фактора рождения $\pi^+\pi^-$ -пары.

В точечной квантовой электродинамике при отсутствии сил другого типа $F = 1$. Из-за отсутствия точных данных, характеризующих светимость установки, в качестве нормирующего процесса используется упругое рассеяние электронов на позитроне. Сечение этого процесса

$$\frac{d\sigma_{ee}}{d\Omega} = \frac{1}{16} \cdot \frac{r_0^2}{\gamma^2} \left(\frac{3 + \cos^2 \theta}{1 - \cos \theta} \right). \quad (28)$$

Из формул (27) и (28) можно определить отношение числа $\pi^+\pi^-$ -пар к числу рассеяний электрона на позитроне при данном значении E :

$$\frac{N_{\pi\pi}}{N_{ee}} = \frac{\beta_\pi^2}{a} F^2(E) (1 + \delta), \quad (29)$$

где $(1 + \delta)$ — поправочный фактор; a — константа, зависящая от геометрии эксперимента ($a = 20,3$).

Величина δ включает в себя радиационные поправки [43] и поправки, учитывающие эффективность регистрации $\pi^+\pi^-$ и e^+e^- -пар. В исследуемом интервале энергий интегральная поправка не превышает 20%. Экспериментальные значения функции $F^2(E)$ иллюстрируются рис. 28. Аппроксимация экспериментальных данных формулой Брейта — Вигнера

$$F^2(E) = \frac{F_0^2 m^2 \Gamma^2}{(4E^2 - m^2)^2 + m^2 \Gamma^2} \quad (30)$$

позволяет получить следующие значения: $F_0^2 = 42 \pm 8$; $m = 754 \pm \pm 9$ Мэв, $\Gamma = 105 \pm 20$ Мэв. Приведенные ошибки содержат кроме статистических также погрешности в определении энергии начальных частиц (0,5%) и возможные систематические ошибки. Использование формулы, выражающей форм-фактор $F(E)$ через фазу π -рассеяния в состоянии с единичным моментом, практически не меняет величины приведенных выше параметров. Полученные данные позволяют вычислить полное сечение реакции (26) в максимуме, соответствующем образованию промежуточного ρ -мезона, относительную вероятность распадов $\rho \rightarrow e^+e^-$ и константу связи ρ -мезона с γ -квантом (см. табл. 10).

б) $e^+e^- \rightarrow \phi$. На той же установке исследовали аннигиляцию электрона и позитрона в ϕ -мезон. Установку значительно реконструировали. Длину области взаимодействия частиц сократили, телесный угол системы искровых камер увеличили, сделали отверстия в основном магните, что позволило в качестве мониторирующего процесса использовать двойное тормозное излучение; вакуумные условия накопителя улучшили, что привело к увеличению времени жизни частиц до 5 ч при токе 100 ма; интенсивность пучка синхротрона-инжектора увеличили до 10^{11} частиц/имп.

Описание измерительной аппаратуры. Система искровых камер и сцинтилляционных счетчиков (см. рис. 26) позволяет одновременно регистрировать три основных вида распада ϕ -мезона:

$$\left. \begin{array}{l} K^+ + K^-; \\ \phi \rightarrow K_S^0 + K_L^0, \quad K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-; \\ \pi^+ + \pi^- + \pi^0. \end{array} \right\} \quad (31)$$

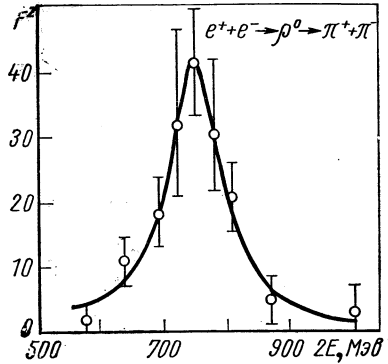


Рис. 28. Экспериментальные значения $F^2(E)$, аппроксимированные кривой Брейта — Вигнера.

Частицы с минимальной ионизацией выделяются с помощью четырех сцинтилляционных счетчиков, работающих в режиме совпадений. Заряженные K -мезоны, энергия которых в максимуме ф-резонанса равна 16 Мэв и импульс света в сцинтилляторе значительно превышает импульс света от релятивистской частицы, регистрируются только счетчиками, ближайшими к вакуумной камере накопителя. Для регистрации нейтральных видов распада ϕ -мезона между вакуумной камерой накопителя и сцинтилляционными счетчиками помещаются свинцовые пластины толщиной 10 мм. Абсолютная величина энергии определяется по магнитным измерениям с точностью около 1%.

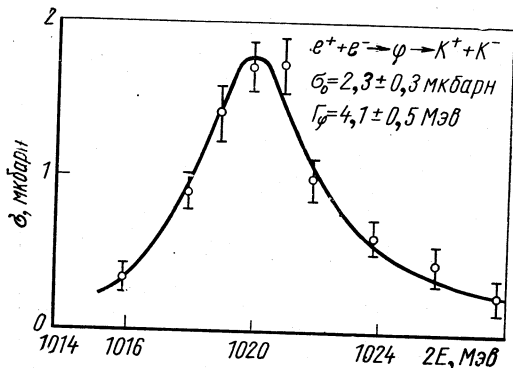


Рис. 29. Сечение процесса $e^+ + e^- \rightarrow K^+ + K^-$.

Для регистрации нейтральных видов распада ϕ -мезона между вакуумной камерой накопителя и сцинтилляционными счетчиками помещаются свинцовые пластины толщиной 10 мм. Абсолютная величина энергии определяется по магнитным измерениям с точностью около 1%.

Экспериментальные результаты.

Основную серию измерений проводили в течение одного месяца при девяти значениях энергии частиц в накопителях от 508 до 514 Мэв. Мониторирование и контроль за условиями встречи пучков осуществляли регистрацией событий двойного тормозного излучения с помощью двух счетчиков. В эксперименте получили около ста тысяч фотографий. Основные результаты измерений даны в табл. 9.

Таблица 9

Параметр	Эффект	Фон
Время измерения, ч	208	64
Дебит (кулам)	564	167
Монитор, тыс.	1216	2,2
Число фотографий, тыс.	81,3	24,0
Число упруго рассеянных e^+e^- -пар	528	0
Число K^+K^- -пар	647	35

Эффективность регистрации K^+K^- -пар (7,4%) определяется методом Монте-Карло на ЭВМ. Основные экспериментальные результаты приведены на рис. 29. Экспериментальные точки аппроксимировались кривой Брейта—Вигнера с параметрами $\Gamma_\phi = 4,1 \pm 0,5$ Мэв и $\sigma_0 = (2,3 \pm 0,3) \cdot 10^{-30}$ см².

Используя табличное значение $W(\phi \rightarrow K^+K^-) = 47 \pm 3\%$, для полного сечения генерации ϕ -мезона можно получить $\sigma(\phi) = 4,8 \pm 0,6$ мкбарн.

Используя эти данные, можно вычислить относительную вероятность и ширину $\phi \rightarrow e^+e^-$ -распадов. Основные результаты двух экспериментов приведены в табл. 10.

Т а б л и ц а 10

Параметр	$e^+ e^- \rightarrow \rho^0$		$e^+ e^- \rightarrow \phi$	
	Эффект	Фон	Эффект	Фон
Число событий	—	—	208	64
$\sigma_V, 10^{-30} \text{ см}^2$	$(1,3 \pm 0,2)$	—	$(4,3 \pm 0,6)$	—
$B(V \rightarrow e^+e^-), 10^{-5}$	$(5,0 \pm 1,0)$	—	(34 ± 4)	—
$\Gamma(V \rightarrow e^+e^-), \text{ кэВ}$	$5,30 \pm 0,91$	—	$1,42 \pm 0,13$	—
$f_V^2 / 4\pi$	$2,56 \pm 0,44$	—	$12,7 \pm 1,16$	—
$\Gamma(V \rightarrow \text{total}), \text{ МэВ}$	105 ± 21	—	$4,1 \pm 0,5$	—
$m_V, \text{ МэВ}$	754 ± 9	—	—	—

Исследование реакции $e^+e^- \rightarrow V$ в Орсе [45—49]. а) $e^+e^- \rightarrow \rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Первые результаты этой работы были опубликованы в 1967 г. [45]. Измерительная аппаратура, использованная в Орсе,

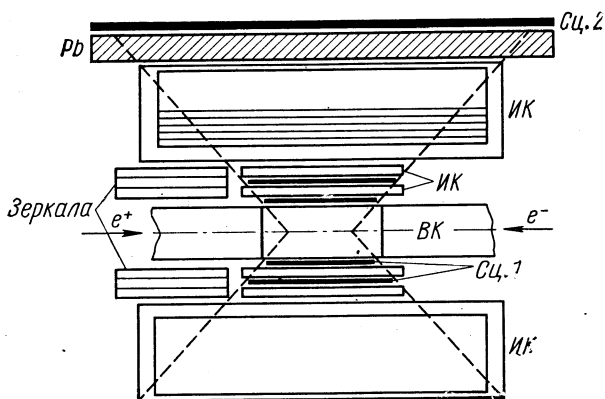


Рис. 30. Схема эксперимента в Орсе.

Сц. 1 — сцинтилляционные счетчики; ИК — искровые камеры;
Сц. 2 — сцинтилляционный счетчик антисовпадений; ВК — вакуумная камера.

во многом аналогична той, которую применяли в Новосибирске, и представляет собой симметричную систему фильмовых искровых камер и сцинтилляционных счетчиков (рис. 30). Тонкостенные камеры ИК, ближайшие к области взаимодействия используются для восстановления направления треков. Камеры ИК, содержащие большое количество вещества, служат для идентификации вторичных частиц, образующихся в результате e^+e^- -взаимодействия.

Позднее в измерительную аппаратуру внесли следующие усовершенствования: 1) улучшили систему выделения и идентификации электронов; 2) увеличили толщину пробужных камер, с тем чтобы в них укладывались пробеги π -мезонов с энергией до 440 Мэв включительно; 3) уменьшили толщину поглотителей, которые помещены между областями взаимодействия и сцинтилляционными счетчиками, запускающими камеры; 4) уменьшили фон рассеянных частиц на остаточном газе на 35%; 5) увеличили интенсивность пучка в кольце (примерно в 3—4 раза); 6) увеличили точность измерения энергии электронов в кольце до $\pm 0,3\%$.

Основные параметры установки приводятся в табл. 11.

Таблица 11

Энергия, Мэв	2×322,0	2×352,3	2×382,0	2×412,4	2×442,9
L ($10^{31} \text{ см}^{-2} \cdot \text{ч}^{-1}$)	1,3	1,7	2,5	3,4	4,5
$\int L dt$, 10^{32} см^{-2}	3,0	6,7	8,2	10,4	6,2
I^+ , I^- , ма	6	6,7	7,3	8,5	10
τ^+ , τ^- , ч	11	14	18	20	20
σ_l , см	4,8	5,2	5,6	6,0	6,5
Число снимков, тыс.	20	30	50	45	45
S , мм ²	1,9	2,2	2,1	2,4	2,6
p_{exp} , 10^{-10} , торр	1,15	1,5	1,7	2,0	2,15

Примечание: L —максимальная светимость пучка; $\int L dt$ —интегральная светимость; I^\pm —ток электронов (позитронов) в цикле; τ^\pm —время жизни пучка; σ_l —продольный разброс частиц в пучке; S —площадь сечения области взаимодействия пучков; p_{exp} —давление газа в экспериментальной секции кольца.

Экспериментальные данные. При первоначальном просмотре исключали большую часть фоновых событий, возникающих из-за рассеяния пучка частиц или космических лучей. Затем отбирали события, для которых: 1) продолжения треков пересекаются в области взаимодействия двух пучков; 2) угол между проекциями двух треков на плоскость, перпендикулярную направлению пучка, меньше 10° ; 3) пространственный угол между двумя треками не превышает 15° ; 4) угол, образуемый треками с нормалью к поверхности искровых камер, менее 42° ; 5) имеется совпадение между временем срабатывания сцинтилляционных счетчиков $Sc. 1$ — $Sc. 4$, запускающих искровые камеры, и временем взаимодействия электрон-позитронных пучков. Последнее условие позволяет снизить фон нейтральных частиц космического излучения в пять раз, т. е. до величины порядка нескольких процентов.

Анализ экспериментальных данных. Экспериментальные данные состоят в основном из событий, содержащих e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ и $\pi^+\pi^-$ -пары. Разделение $\mu^+\mu^-$ -событий от $\pi^+\pi^-$ -событий производится за счет разницы в пробегах μ - и π -мезонов в искровых камерах. Ввиду того, что не все вторичные частицы можно однозначно идентифицировать,

при их анализе применяется статистический метод. Метод основан на независимой проверке каждого трека события. Треки классифицируются только в том случае, если характер искр типичен. Исходя из числа событий с двумя, одним или равным нулю треками, обозначаемых как π или e , можно оценить вероятность маркировки пионного трека или электронного ливня. Последнее позволяет определить отношение $\pi^+\pi^-$ - и e^+e^- -пар среди немаркированных событий, а также статистическую точность, с которой определяется отношение $N_{\pi^+\pi^-} / N_{e^+e^-}$. Была учтена также возможность маркировки пионного трека как электронного в результате перезарядки. Число немаркированных событий при всех энергиях не превышает 20%. Для каждой энергии число $N_{\pi^+\pi^-}$ -пар и число $N_{e^+e^-}$ -пар и поправки к ним приведены в табл. 12.

Поглощение пионов λ_π до второй группы сцинтилляционных счетчиков было рассчитано на основе известных из литературы результатов по неупругим сечениям взаимодействия пионов с углеродом и медью. В работах учитывалась возможность запуска второго счетчика неупругим событием. Этот эффект можно оценить экспериментально наблюдением неупругих событий в первых промежуточных пробежных искровых камер. Была рассчитана также величина λ_e , учитывающая поглощение электронов. Здесь на точность расчета влияет большая неопределенность (около 60%), связанная с оценкой тормозного спектра и пробега низкоэнергетических электронов. Радиационные поправки, включая эффекты, учитывающие поляризацию вакуума, были рассчитаны на основании результатов, полученных в работах [50, 51]. Форм-фактор пиона рассчитывается по формуле

$$|F_\pi|^2 = \frac{N_{\pi\pi}}{N_{ee}} \cdot \frac{(1 + \lambda_\pi)}{(1 + \lambda_e)} \cdot \frac{(1 + \delta_e)}{(1 + \delta_\pi)} \cdot \frac{12\sigma_{ee}}{\epsilon_\pi r_e^2} \left(\frac{E}{m_0 c^2} \right)^2 \cdot \frac{1}{\beta_\pi^2}, \quad (32)$$

Т а б л и ц а 12

Энергия, Мэв	2×322,0	2×352,3	2×382,0	2×412,4	2×442,9
Число $\pi\pi$ -пар $N_{\pi\pi}$	41	157	389	182	68
Число ee -пар N_{ee}	183	344	355	387	225
$N_{\pi\pi}/N_{ee}$	$0,223 \pm 0,046$	$0,457 \pm 0,053$	$1,098 \pm 0,095$	$0,469 \pm 0,050$	$0,304 \pm 0,053$
Поправка на поглощение пионов $1 + \lambda_\pi$	$1,21 \pm 0,06$	$1,21 \pm 0,06$	$1,20 \pm 0,06$	$1,195 \pm 0,06$	$1,185 \pm 0,06$
Поправка на поглощение электронов $1 + \lambda_e$	$1,053 \pm 0,03$	$1,047 \pm 0,028$	$1,041 \pm 0,025$	$1,036 \pm 0,022$	$1,033 \pm 0,020$
Форм-фактор пионов F_π^2	$13,1 \pm 2,8$	$26,3 \pm 3,4$	$58,0 \pm 6,2$	$19,5 \pm 2,4$	$11,7 \pm 2,1$

где σ_{ee} — эффективное сечение реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$; ε_π — число $\pi^+\pi^-$ -пар. Ошибки $|F_\pi|^2$, приводимые в табл. 12, являются статистическими. Измеренные в эксперименте значения $|F|^2$ (рис. 31) аппроксимируются формулой (30). В окончательном расчете учитывалась систематическая ошибка, равная $\pm 6\%$ и возникающая из-за неопределенности, с которой учитывается поглощение пионов и электронов (при этом величина относительной вероятности также меняется на $\pm 6\%$), и эффект поляризации ускоренных в кольце частиц по отношению к направлению магнитного поля ускорителя. Этот эффект рассчитан в работе [52] и уменьшает m_ρ , Γ_ρ и B соответственно на 0,1, 0,7 и 3,6%.

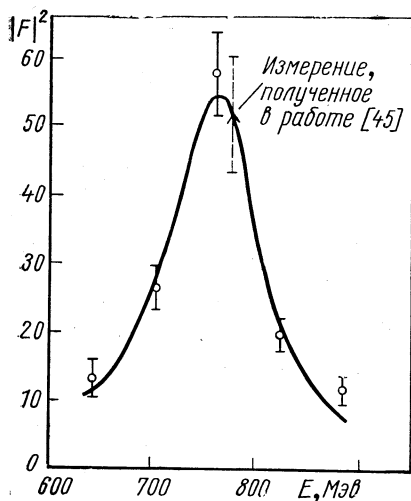


Рис. 31. Форм-фактор ρ -мезона $e^+ + e^- \rightarrow \rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Экспериментальные точки аппроксимируются кривой Брейта—Вигнера.

точных и фона отбором событий с двумя неколлинеарными треками.

Одним из источников фона могут быть π -мезоны, рассеянные в стенке вакуумной камеры. В случае, когда угол между треками двух π -мезонов достаточно велик, точность геометрической реконструкции позволяет исключить из анализа события, в которых угол θ_s между треками меньше 20° .

Источником фона являются также двухчастичные события типа

$$\left. \begin{aligned} e^+ + e^- &\rightarrow e^+ + e^- + \gamma; \\ e^+ + e^- &\rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma. \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

В этих реакциях направление вылета фотона совпадает с направлением электронов, откуда следует, что угол между проекциями треков на плоскость, перпендикулярную направлению пучка, всегда равен 0° . Это позволяет исключить события, для которых угол θ_τ между треками в перпендикулярной пучку плоскости меньше 10° .

При анализе бракуются также события, которые в плоскости, перпендикулярной направлению пучка, имеют угол с нормалью к плоскости искровых камер больше 40° , а в плоскости пучка — больше 55° . Геометрическая эффективность аппаратуры (с учетом критериев отбора и длины банча, полная ширина которой на полувывоте равна $17,7$ см) рассчитывалась методом Монте-Карло. Сечение генерации и распада ω -мезонов вычисляется по формуле

$$\frac{d^3\sigma}{d\omega_+ d\omega_- d(\cos\theta_N)} \sim \frac{\alpha}{(2\pi)^2} \cdot \frac{1}{64E^2} |H \times A|^2 \sin^2\theta_N (\mathbf{p}_+ \mathbf{p}_-)^2,$$

где

$$\begin{aligned} H &= 1/(4E^2 - m_\omega^2 + im_\omega \Gamma_\omega); \\ A &= \sum_i 1/(4E^2 + m_\pi^2 - m_\rho^2 - 4E\omega_i + im_\rho \Gamma_\rho); \end{aligned} \quad (34)$$

ω_+ , ω_- — полная энергия π^+ и π^- ; θ_N — угол между нормалью к плоскости распада ω и направлением пучка; E — энергия электронов пучка.

В моделирующую программу включают поправки, учитывающие ядерное поглощение пионов в поглотителе, расположенном перед счетчиками. Эти поправки уменьшают число зарегистрированных событий на величину, равную $0,710 \pm 0,078$.

Учитывают также потери, возникающие из-за того, что один из пионов имеет слишком маленькую энергию, чтобы достигнуть счетчика, включенного в триггер. Доля таких событий составляет 14%. Методом Монте-Карло рассчитывают также эффективность к событиям, в которых регистрируются заряженный пион и γ -квант от распада π^0 -мезона, испытавшего конверсию в стенке вакуумной камеры. Число таких событий составляет $25 \pm 8\%$.

Поляризация электрон-позитронного пучка уменьшает эффективность аппаратуры на $7,2 \pm 6,6\%$. Величина эффективности после учета всех поправок равна $5,2\%$. Полная светимость для каждой энергии вычисляется подсчетом двухчастичных событий. Эти события представляют собой e^+e^- -пары и $\pi^+\pi^-$ -пары от распадов мезонов. Число двухчастичных событий сравнивается с расчетным числом для процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow \rho^0$. Эти результаты представлены в табл. 13. Радиационные поправки вычислялись по формуле [53]

$$p(k) = \frac{d}{dk} e^{-\delta_s(k)}, \quad (35)$$

где $p(k)$ — вероятность излучения γ -кванта с энергией k ,

$$\delta_s(k) = b [\lg(E/k) - 13/12]; \quad b = \frac{4\alpha}{\pi} \left[\lg(2E/m) - \frac{1}{2} \right].$$

Поправки, учитывающие поляризацию вакуума, взяты из работы [51]. Экспериментальные результаты приведены на рис. 32. Кривая на рис. 32 вычислена по формуле Брейта—Вигнера.

Таблица 13

$E - m_\omega, \text{ Мэв}$	-10	-5	-2,5	0	2,5	5	20
Число событий	8	17	30	122	27	21	4
Поправка на адронную поляризацию вакуума	1,01	1,01	1,01	0,978	0,949	0,951	0,96
Радиационная поправка	1,255	1,28	1,29	1,255	1,14	1,01	0,645
Светимость, 10^{32} см^{-2}	9,17	6,63	7,00	16,62	5,59	6,63	9,17
$\sigma_0, \text{ мкбарн}$	$0,213 \pm 0,075$	$0,637 \pm 0,159$	$1,08 \pm 0,204$	$1,74 \pm 0,165$	$1,05 \pm 0,205$	$0,575 \pm 0,132$	$0,051 \pm 0,026$

Для сечения реакции $e^+e^- \rightarrow 3\pi$ получено значение, равное $1,71 \pm 0,165 \text{ мкбарн}$ и для $\Gamma(\omega) = 14,0 \pm 2,4 \text{ Мэв}$. Ошибка эффективного сечения включает поправки, учитывающие ядерное погло-

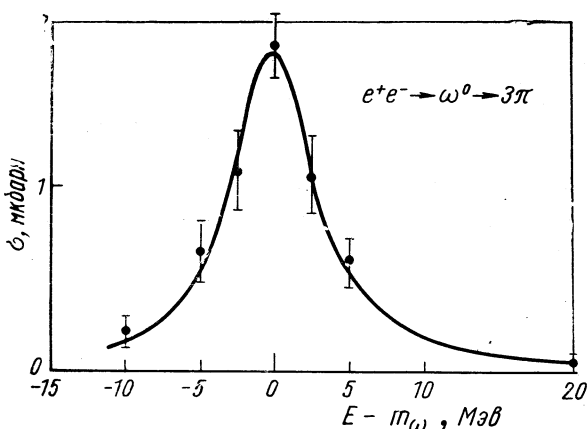


Рис. 32. Сечение реакции $e^+ + e^- \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$. Экспериментальные точки аппроксимируются кривой Брейта—Вигнера.

щение пионов ($\pm 11\%$), ошибку монитора ($\pm 5\%$), ошибки измерения поляризации пучка ($\pm 6,6\%$) и эффективности регистрации $\pi^\pm\gamma$ -событий. При вычислении полного сечения генерации ω -мезонов необходимо также ввести поправку, учитывающую долю распадов $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ ($10 \pm 1\%$).

Величины $B(\omega \rightarrow e^+e^-)$, $\Gamma(\omega \rightarrow e^+e^-)$ и $f_\omega^2/4\pi$ после суммирования систематических и статистических ошибок приведены в табл. 13.

в) $e^+ + e^- \rightarrow \phi$. Третья серия экспериментов была посвящена исследованию реакции $e^+e^- \rightarrow \phi$. Так как ширина ϕ -мезона мала (около 4 Мэв), то точное значение энергии пучка в этом эксперименте имеет первостепенное значение. Для абсолютной энергетической калибровки используют известное значение массы ϕ -мезона, равное $1019,3 \text{ Мэв}$. Кривая возбуждения резонанса измеряется изменением энергии каждого пучка, ступенями по $0,5 \text{ Мэв}$, в интервале от 502 до 525 Мэв . В эксперименте применяется пучок с интенсивностью $3 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-2} \cdot \text{ч}^{-1}$. При указанной интенсивности пучка число ложных запусков от фоновых частиц не превышает 70 отсчет/мин . Общее количество фотографий, полученных в эксперименте, равно 500 000 .

1. $e^+ + e^- \rightarrow \phi \rightarrow K_S^0 + K_L^0$. Этот вид идентифицировался по распадам $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Для $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ угол θ между двумя π -мезонами близок к 180° и при $2E = m(\phi)$ всегда превышает минимальный угол $\theta = 150^\circ$. Это позволяет легко идентифицировать распады K_S^0 , расчетная эффективность регистрации которых равна $10,2\%$. Рассмотрение фоновых процессов показало, что: а) возможна имитация $K_S^0 \rightarrow 2\pi$ распадами на 3π ($5 \pm 1\%$); б) распадами регенерированных K_L^0 , ($K_L^0 \rightarrow K_S^0 \rightarrow 2\pi$); в) события типа $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ частично исключались отбором по углу θ ($\theta < 170^\circ$). Соответствующая поправка к числу зарегистрированных событий равна $4 \pm 1\%$. Реакция типа $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ или аналогичные ей разделялись от эффекта проектированием угла θ на поперечную к пучку плоскость согласно критерию $\theta_\pi < 175^\circ$. Соответствующая поправка к числу распадов K_S^0 равна $10 \pm 2\%$; г) рассматривалась также возможность имитации π -мезона конверсионными электронами (например, в $\pi^+\pi^-\pi^0$ -распадах). Соответствующая поправка порядка 1% при регистрации K_S^0 и около $5 \pm 2\%$ в $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$; д) в результате рассеяния π -мезонов возникают поправки, учитывающие рассеяние π -мезонов до камер S_1 (4%) и поглощение заряженных π -мезонов в медном поглотителе, расположенном между счетчиками $S_1(S_1')$ и $S_2(S_2')$ $23 \pm 7\%$; е) в результате зарядовообменного рассеяния часть заряженных π -мезонов может образовать ливни ($\pi^+ \rightarrow \pi^0 \rightarrow 2\gamma$). Соответствующая поправка, учитывающая долю отброшенных событий, равна $5 \pm 2\%$; ж) на несколько процентов может понизить число зарегистрированных K^0 -мезонов поляризация электронного пучка.

По распадам $K_S^0 \rightarrow 2\pi$ было идентифицировано 150ϕ -мезонов. Эти данные приведены на рис. 33.

2. $e^+ + e^- \rightarrow \phi \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$. В этой реакции угол между заряженными мезонами (π^0 -мезон не регистрируется) не выделен, максимум вблизи 180° отсутствует, и поэтому кинематику процесса восстановить нельзя. Эффективность регистрации $\phi \rightarrow 3\pi$ по расчетам равна 4% . В эксперименте идентифицировано $53 \phi \rightarrow 3\pi$ -распада. Распределение этих событий приводится на рис. 34. При фитировании экспериментальных результатов были использованы ширина $\Gamma(\phi)$ и положение максимума кривой возбуждения, измеренные по распадам K_S^0 .

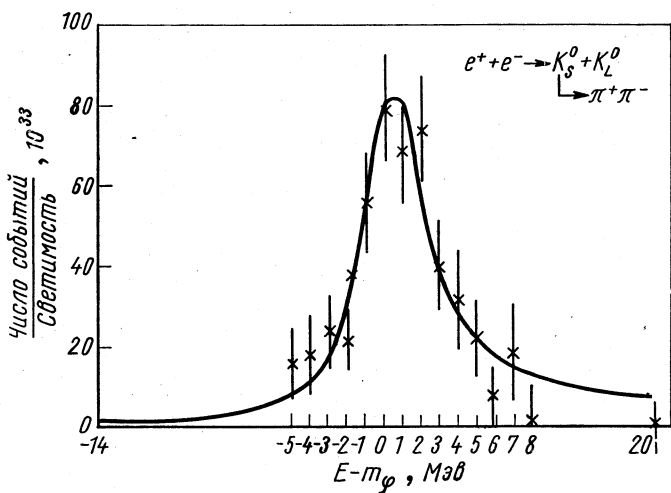


Рис. 33. Кривая возбуждения $e^+ + e^- \rightarrow K_S^0 + K_L^0$, $K_S^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$.

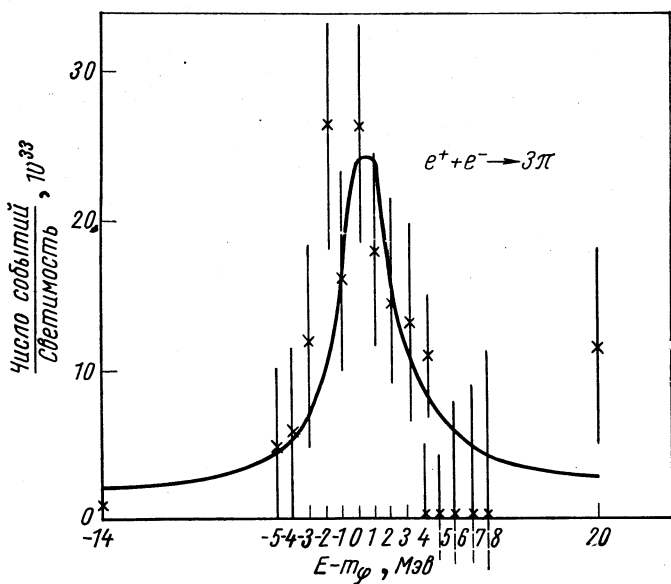


Рис. 34. Кривая возбуждения реакции $e^+ + e^- \rightarrow 3\pi$.

3. $e^+ + e^- \rightarrow \varphi \rightarrow K^+K^-$. Эксперименты этого цикла стимулировались в значительной степени противоречивостью результатов, полученных по двум предыдущим видам распада φ -мезона. Так как K -мезоны, образующиеся в результате распада φ -мезона, имеют небольшую энергию, то были предприняты усилия для уменьшения количества вещества (включая стенки камеры ускорителя) до величины $0,14 \text{ г/см}^2$. Это усовершенствование позволило увеличить эффективность регистрации каонов в сцинтилляционных счетчиках. K^+K^- -пары отбираются по минимальному числу искр в треке и коллинеарности треков в пределах 10° . События, треки которых пересекаются на расстоянии больше 12 мм от места взаимодействия пучков, бракуются. В эксперименте интенсивность запусков от космических частиц составляет двадцать в 1 ч . Среднее число запусков от распадов $\varphi \rightarrow K^+K^-$ равно пятнадцати в 1 ч (при резонансной энергии).

В окончательный результат вводятся поправки, учитывающие фон космических лучей, ядерное поглощение и многократное рассеяние K -мезонов. Интегральная ошибка измерений, обусловленная всеми поправками и статистикой отсчетов ($3,8\%$), составляет $6,5\%$. Измерения производились при пятнадцати различных энергиях вблизи m_φ (около 1500 событий). Эти данные иллюстрирует рис. 35. Основные экспериментальные результаты, полученные в Орсе, представлены в табл. 14.

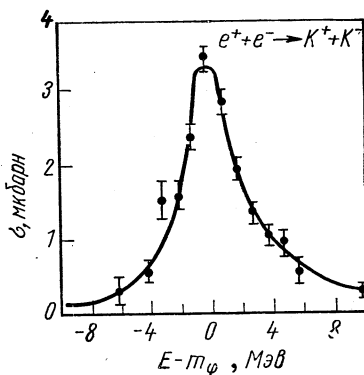


Рис. 35. Кривая возбуждения реакции $e^+ + e^- \rightarrow K^+ + K^-$.

Т а б л и ц а 14

Параметр	$e^+e^- \rightarrow \rho^0$	$e^+e^- \rightarrow \omega$	$e^+e^- \rightarrow \varphi$
$\sigma_V, 10^{-30} \text{ см}^{-2}$	$1,60 \pm 0,20$	$1,82 \pm 0,34$	$5,27 \pm 0,35$
$B(V \rightarrow e^+e^-), 10^{-5}$	$6,4 \pm 0,8$	$7,7 \pm 1,4$	$37,3 \pm 2,5$
$\Gamma(V \rightarrow e^+e^-), \text{кэВ}$	$7,4 \pm 0,6$	$0,94 \pm 0,18$	$1,58 \pm 0,13$
$f_V^2/4\pi$	$1,99 \pm 0,11$	$14,9 \pm 2,8$	$11,5 \pm 0,9$
$\Gamma(V \rightarrow \text{total}), \text{МэВ}$	$110,7 \pm 5,3$	$14,0 \pm 2,4$	$4,24 \pm 0,28$
$m_V, \text{МэВ}$	$773,5 \pm 5,4$	—	—

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

1. ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ВЕРОЯТНОСТИ, ПАРЦИАЛЬНЫЕ ШИРИНЫ И КОНСТАНТЫ СВЯЗИ $V \rightarrow e^+ e^-$ -РАСПАДОВ

Основные результаты, полученные в шести лабораториях, сведены в табл. 15. Относительные вероятности $V \rightarrow e^+ e^-$ -распадов, измеренные разными методами, различаются в пределах одной стандартной ошибки. Средние значения для $B(V \rightarrow e^+ e^-)$, $\Gamma(V \rightarrow e^+ e^-)$ и $f_V^2/4\pi$ рассчитаны по результатам табл. 15.

Т а б л и ц а 15

Лаборатория	$B = \frac{\Gamma(V \rightarrow e^+ e^-)}{\Gamma(V \rightarrow \text{total})}$		
	$B(\rho \rightarrow e^+ e^-) \times 10^5$	$B(\omega \rightarrow e^+ e^-) \times 10^5$	$B(\varphi \rightarrow e^+ e^-) \times 10^5$
Дубна	$5,1 \pm 1,0$	—	66^{+44}_{-28}
ЦЕРН	—	$4,0 \pm 1,5$	61 ± 26
ДЕЗИ—МТИ*	$6,4 \pm 1,5$	—	29 ± 8
Новосибирск	$5,0 \pm 1,0$	—	34 ± 4
Орсэ	$6,4 \pm 0,8$	$7,7 \pm 1,4$	$37,3 \pm 2,5$
Резерфордская лаборатория	—	21^{+39}_{-16}	72 ± 39
$B(V \rightarrow e^+ e^-)$, среднее	$5,7 \pm 0,5$	$6,0 \pm 1,0$	$36,3 \pm 2,0$
$\Gamma(V \rightarrow e^+ e^-)$, среднее, кэВ	$7,1 \pm 0,6$	$0,76 \pm 0,13$	$1,41 \pm 0,078$
$f_V^2/4\pi$ среднее	$1,92 \pm 0,018$	$18,4 \pm 3,1$	$12,8 \pm 0,7$

* См. «Проблемы физики элементарных частиц и атомного ядра». Т.1, вып. 1, М., Атомиздат, 1970.

2. ω — φ -СМЕШИВАНИЕ

Как уже отмечалось во введении, проблема ω — φ -смешивания является одной из фундаментальных проблем физики элементарных частиц. Важность проблемы в значительной степени связана с возможностью выяснения природы взаимодействия, нарушающего $SU(3)$ -симметрию. В настоящее время кроме классического угла смешивания θ , введенного Сакураи [9], в литературе обсуждаются углы θ_Y , θ_N и обобщенный угол смешивания θ_a [8, 9, 54—59]. Углы θ_Y и θ_N и константы f_Y и f_N связывают токи, соответствующие

$\omega_\mu(x)$ и $\varphi_\mu(x)$ полям, с барионным (N) и гиперзарядным (Y) токами. Смысл введения углов θ_Y и θ_N заключается в следующем. Так как φ_1 и φ_8 имеют одинаковые квантовые числа, то возможен переход

$$\varphi_8 \longleftrightarrow \varphi_1. \quad (36)$$

Взаимопревращение двух состояний становится возможным ввиду того, что оно не нарушает каких-либо законов сохранения, за исключением $SU(3)$ -симметрии. Условие (36) позволяет вычислить обратное значение пропагатора смешанной системы

$$D = AK^2 + BM^2, \quad (37)$$

где A и B — двухрядные матрицы; K — квадрат импульса; M — масса двух состояний.

Эффект смешивания проявляется в двух видах [8, 57]: 1) смешивание масс и 2) смешивание токов. В первом случае предполагается, что условие (36) нарушает диагональность матрицы B_0 (D_0 , A_0 и B_0 — значения матриц D , A и B до смешивания). Матрица A_0 при этом остается диагональной. При смешивании токов нарушается диагональность матрицы A_0 и сохраняется диагональность матрицы B_0 . Для описания смешивания в этом случае используется четыре параметра, которые выражаются через константы связи f_Y и f_N и углы смешивания θ_Y и θ_N . Матрицы A и B_0 являются симметричными (из условия T инвариантности). Это позволяет связать между собой углы смешивания θ_Y и θ_N в виде соотношения [8]:

$$\frac{\operatorname{tg} \theta_Y}{\operatorname{tg} \theta_N} = \frac{m_\varphi^2}{m_\omega^2}, \quad (38)$$

которое можно представить также в несколько другой форме:

$$\frac{m_\omega}{m_\varphi} \operatorname{tg} \theta_Y = \frac{m_\varphi}{m_\omega} \operatorname{tg} \theta_N = \operatorname{tg} \theta_a. \quad (39)$$

Соотношение (39) имеет место при смешивании токов. В случае смешивания масс

$$\theta_a = \theta_Y = \theta_N. \quad (40)$$

Константы связи f_ω и f_φ выражаются через f_Y и угол смешивания θ_Y соотношениями

$$\left. \begin{aligned} f_\varphi &= 2f_Y [\cos \theta_Y]^{-1}; \\ f_\omega &= 2f_Y [\sin \theta_Y]^{-1} \end{aligned} \right\} \quad (41)$$

и могут быть вычислены по формуле

$$\frac{f_Y^2}{4\pi} = \frac{\alpha^2}{12} \left[\frac{\Gamma(\omega \rightarrow e^+ e^-)}{m_\omega} + \frac{\Gamma(\varphi \rightarrow e^+ e^-)}{m_\varphi} \right]^{-1}. \quad (42)$$

Связь параметров θ_Y и θ_N с парциальными ширинами $\Gamma(\omega \rightarrow e^+ e^-)$ и $\Gamma(\varphi \rightarrow e^+ e^-)$ обнаруживается с помощью соотношений (43) и (44)

$$\operatorname{tg}^2 \theta_Y = \frac{m_\varphi}{m_\omega} \cdot \frac{\Gamma(\omega \rightarrow e^+ e^-)}{\Gamma(\varphi \rightarrow e^+ e^-)}; \quad (43)$$

$$(1 + \operatorname{tg} \theta_Y \cdot \operatorname{tg} \theta_N)^2 = \frac{\alpha^2}{144} \cdot \frac{\beta_R^2 m_\varphi^2}{\Gamma(\varphi \rightarrow e^+ e^-) \cdot \Gamma(\varphi \rightarrow \bar{K}K)}. \quad (44)^*$$

Экспериментальные значения констант связи и углов смешивания, измеренные в Орсе, сравниваются в табл. 16 с теоретическими предсказаниями [8, 58—60].

Таблица 16

Данные эксперимента	$\theta_Y, \text{град}$	$\theta_N, \text{град}$	$\theta_a, \text{град}$	Kf_ρ^{-2}	Kf_ω^{-2}	Kf_φ^{-2}	Kf_Y^{-2}	Литература
Орсе	$41,6 \pm 3,0$	29 ± 5	$31,2 \pm 3$	9	$1,20 \pm 0,24$	$1,56 \pm 0,15$	$11,1 \pm 1,2$	—
SU (6)	33,3	33,3	—	9	1,0	2,00	12,00	—
Смешивание токов	33	21	26,5	9	0,79	1,89	10,8	[8]
Смешивание масс	39	39	—	9	0,72	1,11	7,3	[8]
	47,2	32,7	39,8	9	1,17	1,0	8,7	[58]
	35	22,5	28,2	9	0,65	1,33	7,9	[59]
	—	—	—	9	0,97	1,14	8,5	[60]
	40	26,3	32,8	—	—	—	—	[62]
	—	—	—	9	1,24	1,76	—	[63]

Результат ЦЕРНа для угла смешивания $\theta_a = 23 \pm 5^\circ$. В случае полностью конструктивной или деструктивной $\omega - \rho$ -интерференции величина θ_a меняется на $\pm 3^\circ$, т. е. от 20 до 26° .

3. СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРАВИЛА СУММ ВАЙНБЕРГА

Из первого правила сумм Вайнберга [64], связанного с моделью смешивания токов, можно вывести соотношение для ширины $\Gamma(V \rightarrow e^+ e^-)$ лептонных распадов V -мезонов:

$$\Sigma_1 = \frac{1}{3} m_\rho \Gamma(\rho \rightarrow e^+ e^-) - m_\omega \Gamma(\omega \rightarrow e^+ e^-) - m_\varphi \Gamma(\varphi \rightarrow e^+ e^-) \equiv 0. \quad (45)$$

Экспериментальные результаты, полученные в Орсе, позволяют вычислить

$$\Sigma_1 = (-0,44 \pm 0,24) (M\text{эв}/c)^2. \quad (46)$$

* Формула (44) справедлива в приближении модели векторной доминантности.

Другая форма соотношения (45), в котором учитывается нарушение $SU(3)$ -симметрии [61], имеет вид

$$\Sigma_2 = \frac{1}{3} \frac{4m_{K^*}^2 - m_\rho^2}{3m_\rho} \Gamma(\rho \rightarrow e^+ e^-) - m_\omega \Gamma(\omega \rightarrow e^+ e^-) - m_\phi \Gamma(\phi \rightarrow e^+ e^-) = 0; \quad (47)$$

$$\Sigma_2 = (+0,39 \pm 0,27) (Mэв/c)^2. \quad (48)$$

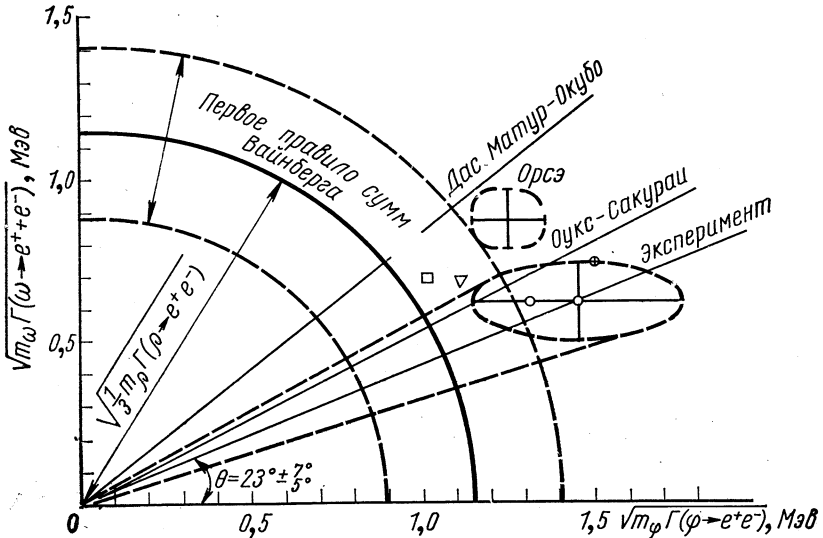


Рис. 36. Сравнение экспериментальных данных для $V \rightarrow e^+ e^-$ с первым правилом сумм Вайнберга и различными теоретическими моделями:

□ — модель кварка; ▽ — модель смешивания масс ($\theta_V = \theta_N = 39^\circ$); ○ — модель смешивания масс ($\theta_V = \theta_N = 32^\circ$); ⊕ — модель смешивания токов ($\theta_V = 33^\circ$; $\theta_N = 21^\circ$).

Оба результата в пределах ошибок согласуются с соотношениями (45) и (47). Согласие экспериментальных данных для $V \rightarrow e^+ e^-$ -распадов с первым правилом сумм Вайнберга и различными теоретическими моделями иллюстрирует рис. 36. Радиусы окружностей на рис. 36 равны $1/3 m_\rho \Gamma(\rho \rightarrow e^+ e^-)$. Их граничные значения определяются экспериментальными ошибками.

4. $\omega - \rho$ -ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ

Экспериментальные данные, полученные в Орсе, дают указание на возможное существование $\omega - \rho$ -интерференции. Результаты анализа представлены на рис. 37. Кривая 1 рассчитана по формуле (32) с учетом только форм-фактора π -мезона, и кривая 2 — по формуле

$$|F_\pi(s)|^2 = |F_{\rho\pi}(s) + \xi e^{i\alpha} F_{\omega\pi}(s)|^2, \quad (49)$$

где $F_{\rho\pi}(s)$ и $F_{\omega\pi}(s)$ — вклады ρ - и ω -мезонов в форм-фактор π -мезона. В формуле (49) $\xi e^{i\alpha}$ учитывает связь между ω - и $\pi^+\pi^-$ -мезонами конечного состояния; ξ выражается через парциальную ширину $\Gamma(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-)$ равенством

$$\xi = \frac{6}{\alpha} \frac{[\Gamma(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-) \Gamma(\omega \rightarrow e^+e^-)]^{1/2}}{\beta_{\pi}^{3/2} m_{\omega}}. \quad (50)$$

Параметры, использованные при вычислении кривых, даны в табл. 17.

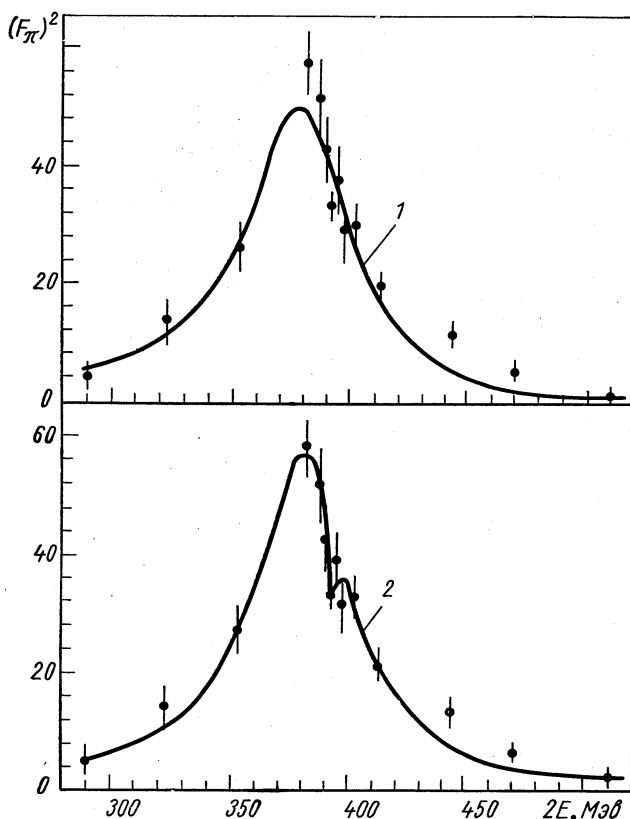


Рис. 37. Форм-фактор π -мезона и ρ — ω -интерференция:

1 — получена в предположении, что ρ — ω -интерференция отсутствует; 2 — в предположении, что имеется ρ — ω -интерференция.

Таблица 17

Кривая	Доверительный уровень, %	$[\Gamma(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-)]^{1/2}$, Мэв ^{1/2}	α , град	m_{ρ} , Мэв	Γ_{ρ} , Мэв
1	15	0	0	$769,5 \pm 5$	$120,5 \pm 3$
2	55	$0,63 \pm 0,23$	197 ± 27	$773,6 \pm 53$	$111 \pm 5,3$

Полученные результаты свидетельствуют, по-видимому, в пользу существования ω — ρ -смешивания с довольно большой величиной парциальной ширины $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-$ -распадов. Однако не исключено, что наблюдаемый эффект из-за больших экспериментальных ошибок является результатом статистической флуктуации.

5. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. Доказано существование распадов $\rho^0 \rightarrow e^+e^-$, $\omega \rightarrow e^+e^-$ и $\phi \rightarrow e^+e^-$;

2. Измерены относительные вероятности $V \rightarrow e^+e^-$ -распадов и вычислены константы связи между γ -квантом и векторными мезонами.

3. Экспериментально подтверждена гипотеза ω — ϕ -смешивания.

4. Показано согласие экспериментальных данных для $\Gamma(V \rightarrow e^+e^-)$ с первым правилом сумм Вайнберга.

5. Измерены масса ρ^0 -мезона и полные ширины ρ -, ω - и ϕ -мезонов по их лептонным распадам.

В заключение следует отметить, что большие экспериментальные ошибки не позволяют, к сожалению, сделать однозначный выбор модели ω — ϕ -смешивания. В настоящее время менее точно измерена парциальная ширина $\omega \rightarrow e^+e^-$ ($\sim 20\%$). Будущие экспериментальные работы, учитывая большой интерес проблемы, по-видимому, в ближайшее время восполнят этот пробел.

Говоря о дальнейших исследованиях, можно отметить также, что фундаментальное значение для теории имеют поиски тяжелых векторных частиц с массой, превосходящей массу ϕ -мезона. В этой связи большой интерес вызывают предсказания, сделанные на основе модели Венециано [65], о существовании векторных мезонов с массой 1,3 (ϕ'), 1,7 (ρ''), 2,0 $G_{\text{эв}}$ (ρ''') и т. д. Однако реализация соответствующих экспериментов, учитывая, что $1/f_{\rho'}^2$ и $1/f_{\rho''}^2$ существенно меньше $1/f_{\rho}^2$, требует разработки новых, эффективных экспериментальных методов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Yang C., Mills R. Phys. Rev., 1954, 96, 191.
2. Sakurai I. Ann. phys., 1960, 11, 1.
3. Utiijama R. Phys. Rev., 1956, 101, 1597.
4. Nambu Y. Phys. Rev., 1957, 106, 1366.
5. Frazer W., Fulko J. Phys. Rev. Lett., 1959, 2, 365.
6. Gell-Mann M., Zachariassen F. Phys. Rev., 1961, 124, 953.
7. Kramer M., Schildknecht D. DESY Preprint 68/33 (1968).
8. Kroll N., Lee T., Zumino B. Phys. Rev., 1967, 157, 1376.
9. Sakurai I. Phys. Rev. Lett., 1962, 9, 472.
10. Бармин В. и др. ЖЭТФ, 1963, 45, 6 (12), 2082.
11. Murray J. e. a. Phys. Lett., 1963, 7, 358.
12. Bezaguet A. e. a. Phys. Lett., 1964, 12, 70.
13. Zdanis R. e. a. Phys. Rev. Lett., 1965, 14, 721.

14. Barbaro-Galtieri A. e. a. UCRL-11428 (1964).
15. Nambu I., Sakurai I. Phys. Rev. Lett., 1962, 8, 79.
16. Gell-Mann M. e. a. Phys. Rev. Lett., 1962, 8, 261.
17. Dachen R., Sharp D. Phys. Rev., 1964, 133, B1585.
18. Нгуен Ван Хьеу и Фан Кун Ты. Препринт ОИЯИ Р-2338, 1965.
19. Хачатурян М. Н. и др. Авторское свидетельство № 182249, 1966, Азимов М. А. и др. Препринт ОИЯИ Б-7-2070, 1964.
20. Azimov M. A. e. a. Nucl. Instrum. and Meth., 1967, 51, 309.
21. ABBHLM — collaboration. Nuovo cimento, 1964, 31, 729.
22. Derado I. e. a. Phys. Rev. Lett., 1965, 14, 872.
23. Eisner e. a. Phys. Rev., 1967, 164, 1699.
24. Lee Y. e. a. Phys. Rev., 1967, 159, 1156.
25. Bacon T. e. a. Phys. Rev., 1967, 157, 1263.
26. Allard J. e. a. Nuovo cimento, 1967, 50, 106.
27. Cohn H. e. a. Phys. Lett., 1965, 15, 344.
28. Berson G. Thesis University of Michigan, 1966.
29. Азимов М. А., Хачатурян М. Н. и др. «Ядерная физика», 1967, 3, 6, 515.
30. Azimov M. A. e. a. JINR; Preprint EI-3148 (1967).
31. Khachatryan M. N. e. a. Phys. Lett., 1967, 24B, 349.
32. Astvachaturov R. G. e. a. Phys. Lett., 1968, 27B, 45.
33. Bollini D. e. a. Nuovo cimento, 1968, 56A, 404.
34. Bollini D. e. a. Nuovo cimento, 1968, 56A, 1173.
35. Bacon T. e. a. Phys. Rev., 1967, 157, 1263.
35. Abolins M. e. a. Proc. Conf. on Elementary Particles, Heidelberg, 1967, p. 509.
- 35a. Baracca A. Submitted to Nuovo cimento.
36. Ehlotzky E., Mitter H. Nuovo cimento, 1968, 55A, 181.
37. Rosenfeld A. e. a. Rev. Mod. Phys., 1968, 40, 77.
38. Binnie D. e. a. Phys. Lett., 1965, 18, 348.
39. Kroll N., Wada W. Phys. Rev., 1954, 95, 1360.
40. Binnie D., e. a. Phys. Lett., 1968, 27B, 106.
41. Rosenfeld A. e. a. UCRL-8030, September 1967.
42. Auslander V. e. a. Phys. Lett., 1967, 25B, 433.
43. Baier V., Fadin V. Phys. Lett., 1968, 27B, 223.
44. Балакин В. Е. и др. Препринт 327, Институт ядерной физики СО АН СССР, 1969.
45. Augustin J. e. a. Phys. Rev. Lett., 1968, 20, 126.
46. Augustin J. e. a. Phys. Lett., 1969, 28B, 508.
47. Augustin J. e. a. Phys. Lett., 1969, 28B, 513.
48. Augustin J. e. a. Phys. Lett., 1969, 28B, 517.
49. Perez-Jorba J. LAL 1222, September 1969.
50. Tavernier S. RI-68/7. LAL, Orsay.
51. Altarelli G. e. a. Nuovo cimento, 1967, 47, 113.
52. Sokolov A., Ternov I. Dokl. Sov. Phys., 1964, 8, 1203.
53. Perez-Jorba J. Raport Technique A.C.O. 15—67.
54. Sakurai J. Phys. Rev., 1963, 132, 434.
55. Glasgow S. Phys. Rev. Lett., 1963, 11, 48.
56. Okubo S. Phys. Rev., Lett., 1963, 5, 165.
57. Coleman S., Schnitzer H. Phys. Rev., 1964, 134B, 863.
58. Das T., Mathur V., Okubo S. Phys. Rev. Lett., 1967, 19, 470.
59. Oakes R., Sakurai J. Phys. Rev. Lett., 1967, 19, 1266.
60. Dar A., Weisskopf V. Phys. Lett., 1968, 26B, 670.
61. Sugawara H. Phys. Rev. Lett., 1968, 21, 772.
62. Glavelli, Torgenson R. Submitted to Phys. Rev.
63. Gerasimov S. B. Preprint JINR P2-4522, 1969.
64. Weinberg S. Phys. Rev. Lett., 1967, 18, 507.
65. Veneziano G. Nuovo cimento, 1968, 57A, 190.