

# ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ФОТОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ

Самюэль Ч. Ч. Тинг

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ И ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
МАССАЧУСЕТСКОГО ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА  
И  
ГАМБУРГСКИЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ СИНХРОТРОН

*Перев. с англ. В. М. Дубовика  
под ред. канд. физ.-матем. наук Л. Н. Штаркова*

## А Н Н О Т А Ц И Я

Дан обзор последних экспериментальных работ по взаимодействию фотонов с веществом. Обзор состоит из трех частей:

1) проверки справедливости квантовой электродинамики на расстояниях  $10^{-14}$  —  $10^{-15}$  см (взаимодействие фотонов с электронами);

2) лептонных распадов векторных мезонов (взаимодействие фотонов с фотоподобными частицами);

3) фоторождения векторных мезонов (взаимодействие фотонов с ядрами).

В обзоре упомянуты наиболее важные и самые последние эксперименты. Перечень и детали других аналогичных экспериментов можно найти в сб. Венской конференции [1]\*.

## А B S T R A C T

Interaction of photons with matter is discussed. The review consists of three parts:

1) the validity of quantum electrodynamics at distances of  $10^{-14}$  —  $10^{-15}$  cm;

2) leptonic decays of vector mesons;

3) photoproduction of vector mesons.

The paper deals only with the most important and most up-to-date experiments. The complete details of other related experiments are listed mostly in the Proceedings of the Vienna Conference [1].

---

\* Автор обзора — руководитель широкой программы экспериментов на электронном синхротроне ДЭЗИ (ФРГ). Экспериментам по фоторождению (3) посвящена большая часть обзора. — *Прим. ред.*

# 1. СПРАВЕДЛИВОСТЬ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ (К.Э.Д.) НА МАЛЫХ РАССТОЯНИЯХ — ФОТОРОЖДЕНИЕ $e^+e^-$ -ПАР ПРИ БОЛЬШИХ ПЕРЕДАВАЕМЫХ ИМПУЛЬСАХ \*

В процесс рождения пар дают вклад три диаграммы первого порядка (рис. 1). Две первые, диаграммы Бете—Гайтлера (Б.—Г.), могут быть вычислены точно. Последняя, диаграмма комптоновского рассеяния не может быть вычислена точно, но условия эксперимента могут быть выбраны так, что ее вклад будет мал. Это возможно потому, что  $e^+e^-$ -пары диаграммы Б.—Г. ведут себя при зарядовом сопряжении подобно двум фотонам ( $C = +1$ ) и сечение Б.—Г. сильно зависит от угла (пропорционально  $\theta^{-6}$ , ...,  $\theta^{-8}$ ), в то время как комптоновский вклад имеет зарядовые свойства одного фотона ( $C = -1$ ) и комптоновское сечение уменьшается с углом медленнее (пропорционально  $\theta^{-3}$ ).

При использовании симметричного детектора, настроенного на регистрацию пар с малым углом разлета интерференция между Б.—Г. и комптоновской амплитудами исчезает, а вклад от чисто комптоновской диаграммы снижается при этом до нескольких процентов.

Для симметричных пар с углами  $\theta_+ = \theta_- \leq 10^\circ$  передача импульса ядру отдачи ограничивается  $|q| \simeq E\theta^2 \leq 100 \text{ Мэв/с}$ , в то время как масса виртуального электрона (пропагатора) приближенно равна  $|t| \simeq \sqrt{2E\theta} \simeq 1000 \text{ Мэв/с}$ . Следовательно, при этих условиях может быть использована с относительно малыми поправками на форм-факторы мишень из тяжелых ядер. Выход возрастает как  $Z^2$ , поэтому можно сравнивать измеряемое сечение образования  $e^+e^-$ -пар с предсказаниями к. э. д. при передаваемом импульсе  $1 \text{ Гэв/с}$ .

Группа ДЭЗИ — МТИ\*\* сообщила о новых результатах для процесса рождения пар с инвариантной массой вплоть до  $1 \text{ Гэв/с}^2$ , полученных с точностью  $\pm 5\%$ . Эксперимент был выполнен на синхротроне с максимальной энергией  $7,5 \text{ Гэв}$ , ограничиваясь интервалом углов образования пары  $\leq 7,7^\circ$ . Использовалась углеродная мишень, четыре счетчика Черенкова с высоким разрешением для подавления пионов, а также быстродействующая электроника для уменьшения числа случайных совпадений. Результаты работы,

\* В этой части обзора очень кратко (по материалам ДЭЗИ) рассмотрен лишь один аспект проверки к. э. д. на малых расстояниях — фоторождение  $e^+e^-$ -пар при больших значениях переданного импульса. Полный обзор положения в к.э.д. можно найти в сб. «Электромагнитные взаимодействия и структура элементарных частиц». Перев. с англ. М., «Мир», 1969. — *Прим. ред.*

\*\* ДЭЗИ—лаборатория электронного синхротрона в Гамбурге, ФРГ. МТИ — Массачусетский технологический институт, США. Ниже встретится СЛАК — лаборатория Станфордского линейного ускорителя, США. — *Прим. ред.*

обеспеченные 400—1000 событиями для каждого значения массы пары, хорошо согласуются с предсказаниями к. э. д. Эти результаты, совместно с результатами, полученными на той же самой установке ранее, приведены на рис. 1.

Согласно Кроллу, корректное применение тождеств Уорда более высоких порядков требует модификации сечения Б.—Г. в виде  $\sigma_{\text{эксп}}/\sigma_{\text{Б.-Г.}} = 1 \pm (m/\Lambda)^n$ ,  $n \geq 4$ , где  $\Lambda$  — параметр обрезания,

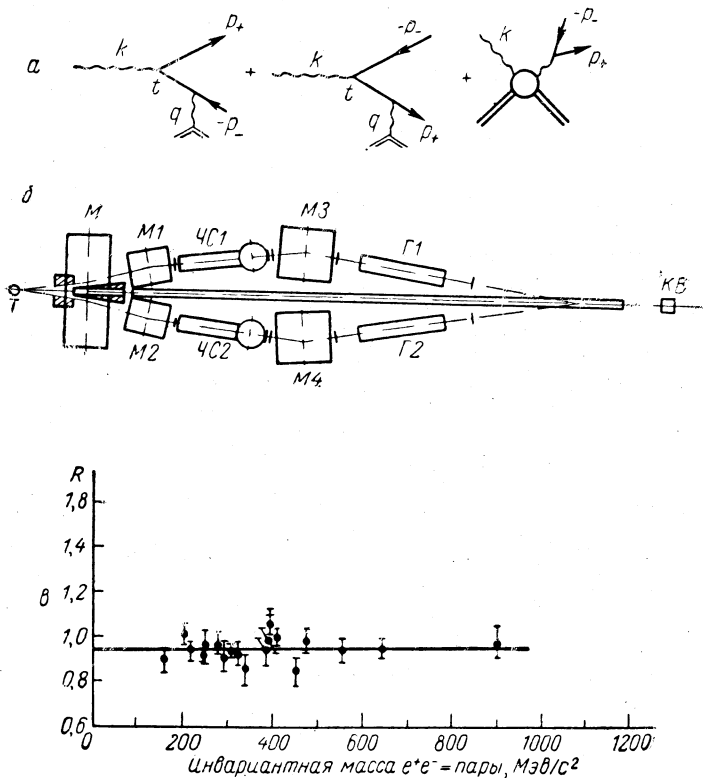


Рис. 1. Исследование фоторождения  $e^+e^-$ -пар с большим углом разлета:

*а* — диаграммы низшего порядка, две первые — Бете—Гайтлера, последняя — комптоновская; *б* — схема эксперимента ДЭЗИ—МТИ; *Т* — мишень, *М*—*М4* — магниты спектрометра, *ЧС1*, *ЧС2* — черенковские счетчики, *Г1*, *Г2* — годоскопы, *КВ* — квантометр; *в* — основной результат ДЭЗИ—МТИ — отношение измеренного выхода пар к теоретическому (*R*).

который может быть использован как стандарт для сравнения различных экспериментов по проверке к. э. д. Следуя выражению Кролла, группа ДЭЗИ — МТИ получила по своим экспериментальным данным  $\Lambda > 2 \text{ Гэв}$  при уровне достоверности 68% ( $n = 4$ ). В настоящее время этот эксперимент дает возможность наиболее точной проверки к. э. д.

## 2. ЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ\*

Имея экспериментальные доказательства справедливости к. э. д. при передаваемых импульсах вплоть до  $1 \text{ Гэв}/c$ , обратимся к экспериментам по детальному изучению природы света.

Все последующее обсуждение посвящено экспериментам, рассчитанным на измерение константы связи между фотонами и векторными мезонами («массивными» фотонами, имеющими те же квантовые числа, что и фотон  $J=1, C=-1, P=-1$ , но отличную от нуля массу покоя), и экспериментам по фоторождению векторных мезонов.

### § 2.1. ОБОСНОВАНИЕ ЦЕЛЕСООБРАЗНОСТИ ИССЛЕДОВАНИЙ

Изучение лептонных распадов векторных мезонов интересно по следующим причинам [1].

1. Измерение относительной вероятности распадов ( $B$ )

$$B = \frac{V^0 \rightarrow e^+ + e^-}{V^0 \rightarrow \text{Все моды}}$$

является единственным способом прямого определения константы связи между  $\gamma$ -квантами и векторными мезонами  $\rho, \omega, \phi$ .

Константа связи  $\gamma_V$  связана с парциальной шириной распада  $\Gamma(V^0 \rightarrow e^+ + e^-)$  следующим образом:

$$\frac{\gamma_V^2}{4\pi} = \frac{\alpha^2}{12} \cdot \frac{m_V}{B \cdot \Gamma_{\text{полн}}} = \frac{\alpha^2}{12} \cdot \frac{m_V}{\Gamma(V^0 \rightarrow e^+ e^-)}$$

Точное определение  $\gamma_V$  или  $\Gamma(V^0 \rightarrow e^+ e^-)$  дает нам возможность:

а) вычислить угол смешивания  $\phi-\omega$  через соотношения:

$$\text{tg } \theta = \frac{m_\omega}{m_\phi} \text{tg } \theta_Y = \frac{m_\phi}{m_\omega} \text{tg } \theta_B;$$

$$\frac{\Gamma(\omega \rightarrow e^+ e^-)}{\Gamma(\phi \rightarrow e^+ e^-)} = \frac{m_\omega}{m_\phi} \text{tg}^2 \theta_Y = \frac{m_\phi}{m_\omega} \text{tg}^2 \theta = \frac{\gamma_\phi^2}{\gamma_\omega^2};$$

б) проверить первое правило сумм Вайнберга, основанное на модели смешивания токов и предсказывающее соотношение

$$\frac{1}{3} \cdot \frac{m_\rho^2}{\gamma_\rho^2} = \frac{m_\omega^2}{\gamma_\omega^2} + \frac{m_\phi^2}{\gamma_\phi^2};$$

в) сравнить экспериментальные данные с результатами вычислений, выполненных Даром и Вайскопфом [2] по кварковой модели:

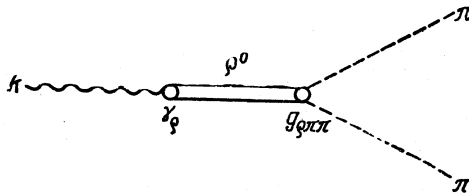
$$\Gamma(\rho \rightarrow e^+ e^-) = 5,8 \text{ кэв}/c^2, \quad \Gamma(\phi \rightarrow e^+ e^-) = 0,95 \text{ кэв}/c^2$$

\* Исследования лептонных распадов векторных мезонов проводились в последние годы широким фронтом: в пучках  $\pi$ -мезонов, на встречных  $e^+e^-$ -пучках и в пучках  $\gamma$ -квантов. Данный обзор посвящен исследованию с  $\gamma$ -квантами. По другим вопросам необходимо смотреть оригинальные публикации. — *Прим. ред.*

и т. д. В частности, величина  $\gamma_V$  появляется непосредственно в приближении модели векторной доминантности, которая связывает электромагнитный ток адронов  $J_\mu(x)$  и феноменологические векторные поля  $\rho_\mu(x)$ ,  $\omega_\mu(x)$ ,  $\varphi_\mu(x)$  следующим образом:

$$J_\mu(x) = - \left[ \frac{m_\rho^2}{2\gamma_\rho} \rho_\mu(x) + \frac{m_\omega^2}{2\gamma_\omega} \omega_\mu(x) + \frac{m_\varphi^2}{2\gamma_\varphi} \varphi_\mu(x) \right]. \quad (1)$$

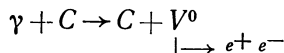
Таким образом, в модели векторной доминантности знание величин  $\gamma_V$  существенно для понимания электромагнитных форм-факторов нуклонов и псевдоскалярных мезонов, а также для понимания процессов электромагнитных распадов мезонов. Например, в простой модели векторной доминантности пионный форм-фактор находится из диаграммы [3], дающей результат  $F_\pi(k^2) = \frac{g_{\rho\pi\pi}}{2\gamma_\rho} \times$



$\times \frac{m_\rho^2}{m_\rho^2 - k^2}$ , где  $g_{\rho\pi\pi}$  может быть вычислено по ширине распада  $\rho \rightarrow \pi\pi$ , а соотношение нормировки  $F_\pi(0) = 1$  дает значение  $g_{\rho\pi\pi} = 2\gamma_\rho$ .

2. Сравнение вероятностей распадов  $V^0 \rightarrow e^+ + e^-$  и  $V^0 \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ \* дает прямую проверку  $\mu$ - $e$ -универсальности во времениподобной области при больших передаваемых импульсах  $q^2 = m_V^2 > 0$ . С помощью этих реакций можно уловить любые различия форм-факторов электрона  $F_e(q^2)$  и мюона  $F_\mu(q^2)$  в области, которая недоступна в любых опытах по упругому рассеянию ( $\mu + p \rightarrow \mu + p$  и  $e + p \rightarrow e + p$ , где  $q^2 < 0$ ) или в экспериментах с малыми передаваемыми импульсами, подобных измерению гиромангнитных отношений  $\left(\frac{g-2}{2}\right)_e$  и  $\left(\frac{g-2}{2}\right)_\mu$ .

3. Изучение спектра масс  $e^+e^-$ -пары с помощью реакций



и



\* Вопросы  $\mu$ -универсальности ниже в тексте обзора не обсуждаются. — Прим. ред.

дает наилучший способ определения массы  $m_V$  и ширины  $\Gamma_V$  векторных мезонов \*, так как вклад фона в пик, соответствующий  $V^0 \rightarrow e^+e^-$ , может быть вычислен точно.

4. Из (1) следует, что сечение фоторождения векторных мезонов может быть связано с сечениями рассеяния векторных мезонов на нуклонах [4] соотношением

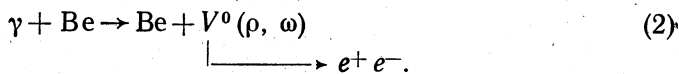
$$\sigma(\gamma + A \rightarrow B + C) = \sum_V \frac{\alpha\pi}{\gamma_V^2} \sigma_{\text{полн}}(V + A \rightarrow V + A).$$

Физический смысл этого положения мы обсудим позднее.

## § 2.2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ:

### ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ВЕРОЯТНОСТИ РАСПАДОВ $\rho \rightarrow e^-e^+$ , $\omega \rightarrow e^-e^+$ И НАБЛЮДЕНИЕ КОГЕРЕНТНОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ МЕЖДУ $\rho$ -, $\omega$ -РАСПАДАМИ

Группа ДЭЗИ—МТИ выполнила эксперимент по определению относительных вероятностей распадов  $\rho \rightarrow e^-e^+$  и  $\omega \rightarrow e^-e^+$ , а также исследовала редкое, прежде не наблюдавшееся явление когерентной интерференции распадов  $\rho \rightarrow e^-e^+$  и  $\omega \rightarrow e^-e^+$  при фоторождении векторных мезонов. Интерференция была выявлена по результатам измерений выхода  $e^+e^-$ -пар от реакции



В районе значений массы  $m_{e^+e^-} \simeq m_\rho \simeq m_\omega$  в реакцию (2) дают вклад пять диаграмм (рис. 2). Две первые — диаграммы Б.—Гейтлера, вклад

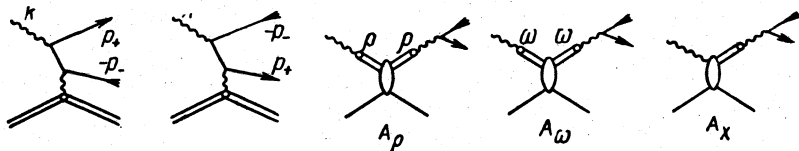


Рис. 2. Диаграммы Фейнмана для процесса фоторождения пар (2). Две первые — диаграммы Бете—Гейтлера.

от которых может быть вычислен [5]; две следующие — диаграммы дифракционного рождения, когда  $e^+e^-$ -пары возникают в результате лептонных распадов дифракционно образованных  $\rho$ - и  $\omega$ -мезонов. Последняя диаграмма представляет те  $e^+e^-$ -пары, которые происходят от распада векторных мезонов, образующихся в результате однопионного обмена (далее о. п. о.) или некогерентного рождения, либо от обоих этих процессов.

\* Мнение автора, не включившего в этот список реакцию  $\pi^-p \rightarrow \pi^+e^-$ , не является общепринятым. — Прим. ред.

Полная амплитуда образования  $e^+e^-$ -пар равна сумме амплитуд:

$$A = A_{Б.-Г.} + A_{\rho} + A_{\omega} + A_X. \quad (3)$$

В описываемом эксперименте предполагалось измерить вклад в образование  $e^+e^-$ -пар от  $A = A_{\rho} + A_{\omega}$  и изучить эффект интерференции между этими двумя амплитудами.

**Физический смысл.** Выход  $e^+e^-$ -пар, связанный с амплитудами когерентного  $\rho$ - и  $\omega$ -образования, определяется следующим образом [6]:

$$A_{\rho} = g_{\gamma\rho} A(\rho A \rightarrow \rho A) g_{\gamma\rho} \frac{1}{m_{\rho}^2 - m^2 - im_{\rho}\Gamma_{\rho}} A(\gamma \rightarrow e^+e^-);$$

$$|A|^2 = g_{\gamma\rho}^4 |A(\rho A \rightarrow \rho A)|^2 \left(\frac{m_{\rho}}{m}\right)^4 \left| \frac{\sqrt{\delta(m)}}{m_{\rho}^2 - m^2 - im_{\rho}\Gamma_{\rho}} + \right. \quad (4)$$

$$\left. + \frac{g_{\gamma\omega}^2}{g_{\gamma\rho}^2} |R| e^{i\varphi} \frac{1}{m_{\omega}^2 - m^2 - im_{\omega}\Gamma_{\omega}} \right|^2,$$

где  $g_{\gamma\rho}$ ,  $g_{\gamma\omega}$  — константы связи векторных мезонов с фотоном;  $\Gamma_{\rho}$ ,  $\Gamma_{\omega}$  — ширины резонансов;  $\delta(m)$  — возможная поправка на выход с массовой поверхности, равная единице для нормальной брейт-вигнеровской формы, и  $(m_{\rho}/m)^4$  — в остальных случаях;

$\frac{A_{\omega A \rightarrow \omega A}}{A_{\rho A \rightarrow \rho A}} = |R| e^{i\varphi}$ , где  $\varphi$  — относительная фаза рождения  $\rho$ - и  $\omega$ -мезонов. Несмотря на то что абсолютное значение  $\omega$ -амплитуды, вероятно, мало, вклад интерференции  $\rho$ - и  $\omega$ -амплитуд может быть довольно значителен вблизи  $\omega$ -пика.

Вклад интерференции  $\rho$ - и  $\omega$ -амплитуд в  $\rho \rightarrow e^+e^-$ -спектр при разумных значениях параметров [7] показан на рис. 3. Видно, что для значения  $\varphi = 0^\circ$  (равные фазы амплитуд рождения  $\rho$ - и  $\omega$ -мезонов) в интервале масс, близком к массе  $\omega$ -мезона (750—800 Мэв), подъем кривой из-за интерференции примерно в два раза больше, чем соответствующий вклад от распада только  $\rho$ -мезона.

Долго оставалось загадкой, почему во всех экспериментах по фоторождению  $\rho \rightarrow e^+e^-$  не удалось наблюдать ожидаемого подъема кривой [8]. Частично это можно было объяснить бедной статистикой. Например, данные ДЭЗИ для распадов  $\rho \rightarrow e^+e^-$  имели 12 событий вблизи массы  $\omega$ -мезона. Но поскольку ожидаемый пик не наблюдался ни в одном из экспериментов, можно было думать, что наши взгляды на векторную доминантность нуждаются в радикальном пересмотре.

Целью описываемого эксперимента являлось исследование ожидаемого пика при высокой статистике (3000 событий) и с хорошим разрешением по массе ( $\Delta m = \pm 5$  Мэв), а также сравнение результата измерений с предсказаниями модели векторной доминантности.

**Основы планирования эксперимента.** Из равенства (3) следует, что при проектировании эксперимента по обнаружению узкого пика должны быть приняты во внимание следующие обстоятельства.



а. Скорость счета. Для достижения максимально высокой эффективной скорости счета событий вклад к. э. д.,  $A_{Б.-Г.}$ , должен поддерживаться малым. Поскольку когерентное дифракционное рождение векторных мезонов на ядрах описывается формулой

$$N_{\rho} \sim \frac{d\sigma}{d\Omega} \sim A^{1.7} p^2 e^{at},$$

где  $t = (k - p_+ - p_-)^2$ ,  $a = a_0 A^{2/3}$ , в то время как  $N_{Б.-Г.} \sim |A_{Б.-Г.}|^2 \sim Z^2 |G_E(q^2)|^2 p^{-2} \theta^{-7}$ , то для уменьшения Б.—Г. фона должно

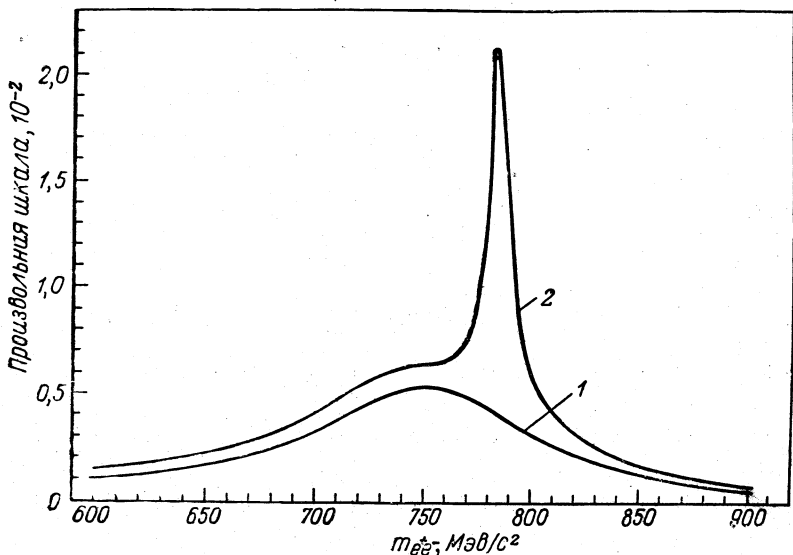


Рис. 3. Спектры эффективных масс от распадов  $\rho \rightarrow e^+ e^-$  (кривая 1) и от их интерференции с распадами  $\omega \rightarrow e^+ e^-$  (кривая 2), рассчитанные по формуле (4) при следующих значениях параметров [7]:  $\varphi = 0^\circ$ ,  $\delta(m) = 1$ ;  $m_\rho = 765 \text{ МэВ}/c^2$ ;  $\Gamma_\rho = 128 \text{ МэВ}/c^2$ ;  $m_\omega = 783,3 \text{ МэВ}/c^2$ ;  $\Gamma_\omega = 12,2 \text{ МэВ}/c^2$ ;  $(\gamma_\nu^2/\gamma_\omega^2) = 1/9$ .

быть максимальным следующее отношение:

$$\frac{N_{\rho}}{\sqrt{N_{\rho} + N_{Б.-Г.}}} = \frac{A^{1.7} p^2 e^{at}}{(\rho^2 A^{1.7} e^{at} + cZ^2 |G_E(q^2)|^2 p^{-2} \theta^{-7})^{1/2}}, \quad c = \text{const.} \quad (5)$$

Далее, так как конечное состояние  $e^+e^-$ -пары в диаграммах Б.—Г. ведет себя относительно операции зарядового сопряжения (C) подобно системе из двух фотонов, а зарядовые свойства  $e^+e^-$ -пары в других диаграммах подобны одному фотону, то из инвариантности относительно зарядового сопряжения следует, что при симметрич-

ном детектировании  $e^+e^-$ -пар интерференционный член между диаграммой Б.—Г. и остальными диаграммами должен исчезать.

б. Разрешение по массе. Из рис. 3 видно, что для обнаружения интерференционного члена разрешение по массе должно быть сравнимо с малой шириной  $\omega$ -резонанса ( $\Delta m = \pm 5 M\epsilon\theta$ ). При заданной толщине мишени многократное рассеяние и потери на тормозное излучение  $e^+e^-$ -пар в мишени оказываются основными эффектами, ухудшающими разрешение по массе. Поэтому, чтобы получить хорошее разрешение, переменные  $p$  и  $X$  выбирают таким образом, чтобы отклонение из-за многократного рассеяния

$$\langle \theta_s \rangle = \frac{21M\epsilon\theta}{\rho\beta(M\epsilon\theta)} \sqrt{\frac{X}{X_0}} \quad (6)$$

и потери на тормозное излучение

$$W = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{X}{X_0 \ln 2} \left( \ln \frac{p}{p_1} \right) \left( \frac{X}{X_0 \ln 2} - 1 \right)$$

были бы по возможности малыми. Здесь  $(X/X_0)$  — толщина мишени в радиационных единицах, а  $p, p_1$  — импульс электронов до и после акта тормозного излучения.

в. Некогерентные вклады и вклады однопионного обмена. В целях облегчения непосредственного сравнения экспериментальных данных с теорией вклады в  $\rho$ -,  $\omega$ -образование от некогерентных дифракционных процессов ( $\sigma_{\rho, \omega}^i$ ) и вклады в  $\omega$ -рождение из-за о. п. о. ( $\sigma_{\omega}^0$ ) должны оставаться малыми. Действительно, эти члены достаточно малы

$$\sigma_{\omega}^0 \sim E^{-1,6} \text{ и } \sigma_{\rho, \omega}^i \rightarrow 0 (\theta \rightarrow 0^\circ). \quad (7)$$

Совместный анализ выражений (5) — (7) приводит к следующим оптимальным условиям для выделения узкого  $\rho$ -,  $\omega$ -пика из электродинамического фона и для ограничения нежелательных вкладов от некогерентных членов:  $A = 9$  (Be),  $7^\circ \leq \theta \leq 9^\circ$ .

**Экспериментальная установка.** На рис. 4 изображен новый спектрометр (вид сверху), сконструированный для описываемого эксперимента. Он обладает следующими качествами, существенными для экспериментов подобного рода.

а. Скорость счета. Для того чтобы получить максимальное число событий (в двадцать раз больше прежнего [8]), сцинтилляционные счетчики, определяющие геометрическую эффективность, располагаются после четырех больших отклоняющих магнитов. Максимальная напряженность поля в магнитах достигает 18 кэс. Ни один из счетчиков не виден из мишени непосредственно. Поправки на мертвое время и случайные совпадения в этом эксперименте меньше 1,2% при значении циркулирующего в синхротроне тока 12 ма.

б. Подавление пионов. Так как относительные вероятности лептонных распадов  $\rho$ - и  $\omega$ -мезонов имеют величину порядка  $10^{-5}$ , то для эксперимента с однопроцентной точностью требуется подавление

ние пионов  $10^7 : 1$  или даже лучше. Для достижения этого были использованы четыре пороговых черенковских счетчика с большой апертурой и два ливневых счетчика. Полученное при градуировке полное подавление пионов в этой системе имеет величину  $10^{10} : 1$ . Это подавление контролировалось сравнением запуска  $T(3C)$  от трех черенковских счетчиков с запуском  $T(4C)$  от четырех черенковских счетчиков. Так как каждый счетчик имеет эффективность к электронам выше 99% и измеренное подавление пионов  $10^3 : 1$ , равенство  $T(3C) = T(4C)$  приводит к заключению, что примесь счета пионов в этом эксперименте значительно меньше одного процента.

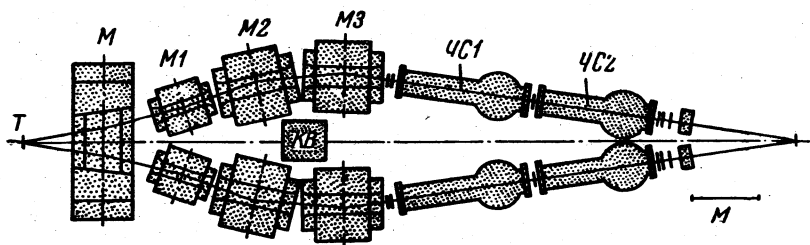


Рис. 4. Схема нового спектрометра, сконструированного для поиска интерференции распадов  $\rho \rightarrow e^+ e^-$  и  $\omega \rightarrow e^+ e^-$ :  
 $T$  — мишень,  $M, M1, M2, M3$  — магниты,  $ЧС1, ЧС2$  — черенковские счетчики,  $КВ$  — квантометр.

в. Разрешение по массе. Для уменьшения влияния многократного рассеяния и тормозного излучения на разрешающую способность применялась тонкая бериллиевая мишень и все счетчики были размещены в дальней части спектрометра после всех магнитов. Использование малых годоскопов и анализ\* 202 500 годоскопных комбинаций для определения кинематических параметров  $e^+e^-$ -пары позволили достигнуть разрешения по массе  $\Delta m = \pm 5 \text{ Мэв}$ . Использование в спектрометре вакуумпроводов и гелиевых полостей позволило снизить счет установки без мишени до величины  $\leq 10\%$ .

**Процедура выполнения эксперимента и меры контроля.** В ходе выполнения эксперимента принимались многочисленные меры контроля с целью убедиться, что работа спектрометра соответствует расчетам и что все систематические погрешности учтены правильно. Приведем следующие примеры.

а. Для поддержания на постоянном уровне радиационных поправок и потерь на тормозное излучение отношение  $k/k_{\text{макс}}$  фиксировалось на протяжении всего эксперимента значениями  $k = 2\rho = 2 \times 2,56 \text{ Гэв}$  и  $k_{\text{макс}} = 7,00 \text{ Гэв}$ . Спектр масс получался путем изменения угла раскрытия пары.

б. Для проверки того, что эффективность спектрометра не снижается краями магнитов или защитой, были использованы два набора счетчиков различных размеров; изменение в скорости счета со-

\* Анализ производился электронной вычислительной машиной, работающей «в линию» с экспериментом. — *Прим. ред.*

гласовалось в пределах  $\pm 3\%$  с изменением, ожидаемым из-за размеров счетчика.

в. Для проверки малости вклада процессов второго порядка была измерена зависимость выхода от толщины мишени. Установлено, что в пределах точности  $\pm 3\%$  (1000 событий) выход реакции возрастает линейно с ростом толщины мишени в интервале от 0,5 до 3 см Ве.

г. Высокая степень подавления пионов, необходимая в этом эксперименте, а также мертвое время черенковских счетчиков и случайные совпадения в основном канале запуска (не все полностью независимые) контролировались с помощью двумерной системы запуска  $T_{ij}$ , где  $i = 2, 3, 4$  — число черенковских счетчиков в системе, а  $j = 4, 5, 6, 10$  нсек — разрешающее время между двумя плечами установки. Условие  $T_{3j} = T_{4j}$  означает отсутствие пионов и случайных совпадений в счете установки.

д. Чтобы скомпенсировать любые возможные асимметрии в спектрометре и свести к нулю интерференционный вклад Б.—Г. и комптоновской диаграмм, половина данных была получена при одной полярности спектрометра, другая — с противоположной.

е. Для проверки абсолютной нормировки детектирующей системы и проверки разрешения по массе измерялся выход от к. э. д. при углах вылета  $4^\circ$ . Результаты, приведенные на рис. 5, содержат 4000 событий и находятся в хорошем согласии с предсказаниями к. э. д. как по форме (в интервалах  $\Delta t = \pm 5 M\text{эв}$ ), так и по абсолютной нормировке. Это согласие означает, что желаемое разрешение по массе получено и все систематические поправки внесены.

ж. Чтобы застраховаться от влияния любых систематических погрешностей в вычислениях эффективности, мы использовали три различных положения спектрометра ( $\theta_{\pm} = 7,5; 8,4; 8,8^\circ$ ;  $p_{\pm} = 2,560 M\text{эв}$ ). Максимум эффективности находится либо на восходящей стороне ( $8,8^\circ$ ), либо на спадающей стороне ( $8,4^\circ$ ) ожидаемого пика. Данные при  $7,5^\circ$  использовались для построения кривой в области  $\rho \rightarrow e^+e^-$ .

**Выводы и заключения.** Результаты измерений были исправлены на выход без мишени, потери на тормозное излучение, мертвое время, случайные совпадения и т. д.

При анализе данных из общего числа событий, зарегистрированных в каждом интервале гистограммы, следует вычесть ожидаемый Б.—Г. вклад. Этот вклад вычисляется с использованием измеренных для Ве<sup>9</sup> упругих форм-факторов и поправок на неупругость, вычисленных согласно правилам сумм Дрелла—Шварца [9, 10] (порядка 5%). Полный Б.—Г. вклад вблизи  $\omega$ -пика составляет  $\simeq 40\%$  общего выхода в эксперименте. Спектр масс, полученный после вычитания Б.—Г. вклада с учетом механизма образования (4) изображен на рис. 6. Из приведенного графика видно, что имеется отчетливый подъем кривой вблизи массы  $\omega$ -мезона, соответствующий в общих чертах предсказаниям модели векторной доминантности (4) (см. рис. 3).

Для сравнения спектра (рис. 6) с уравнением (4) прежде всего вычтем вклад слагаемого  $|A_X|^2$ , составляющего, согласно оценкам работы [11], 5% члена  $|A_\rho|^2$ . При этом используем следующие значения:  $m_\rho = 765$ ,  $\Gamma_\rho = 130$ ,  $m_\omega = 783,4$ ,  $\Gamma_\omega = 12 \text{ Мэв}/c^2$ . Неизвестными параметрами являются  $(\gamma_\omega^2 \sigma_{\rho N} / \gamma_\rho^2 \sigma_{\omega N})$  и  $\phi$ . Результат аппроксимации показан на рис. 7 и в табл. 1.

Во избежание систематических ошибок аппроксимация выполнена в интервале масс  $m > m_c$ , где  $m_c$  — параметр обрезания, вы-

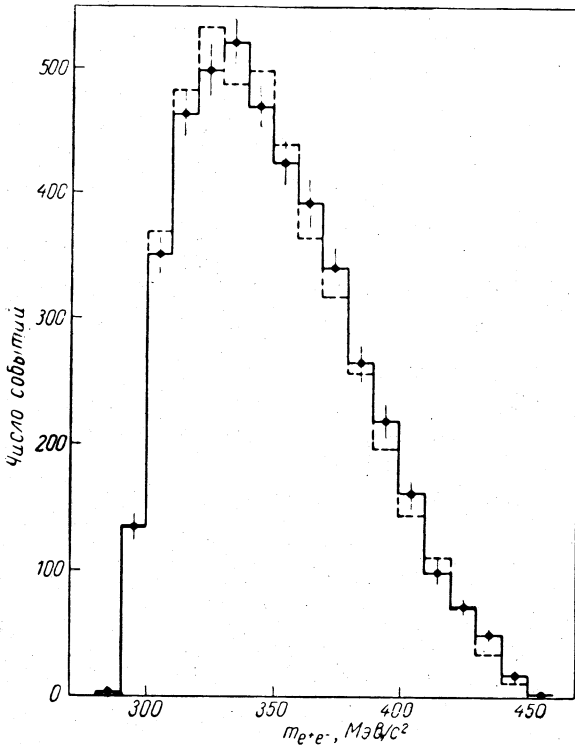


Рис. 5. Результаты измерений (точки и сплошная кривая) и расчета по к. э. д. (пунктирная кривая) для выхода  $e^+ e^-$ -пар при  $\theta_\pm = 4^\circ$ ,  $p_\pm = 2560 \text{ Мэв}/c$ . Согласие подтверждает правильность расчетов абсолютной эффективности и разрешения по массам.

бранный таким образом, что трехпроцентное изменение абсолютной нормировки не влияет существенно на результаты аппроксимации. Результаты чувствительны к выбору значения  $\Gamma_\omega$  и достаточно мало чувствительны к выбору величин  $\phi$  и  $\Gamma_\rho$  в области  $|\phi| < 60^\circ$  и  $100 < \Gamma_\rho < 140 \text{ Мэв}/c^2$ .

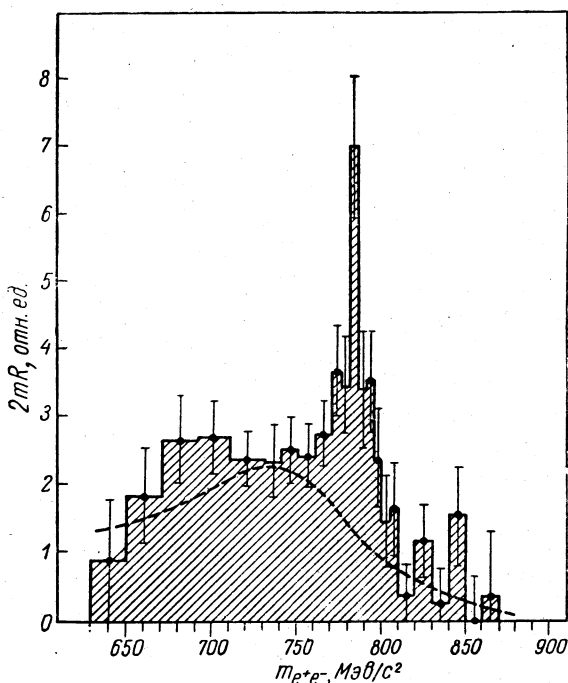


Рис. 6. Спектр эффективных масс  $e^+e^-$ -пар, полученный из экспериментальных выходов после вычитания Б.—Г. вклада (около 40% выхода в районе  $\omega$ -пика). Пунктирная кривая соответствует распадам только  $\rho$ -мезонов.

При аппроксимации данных уравнением (4) использовались две формы  $\delta(m)$ , а именно  $\delta(m) = 1$  и  $\delta(m) = (m_\rho/m)^4$ . Как видно из табл. 1 и рис. 7, результаты не чувствительны к точному виду  $\delta(m)$ . Ошибки, указанные в табл. 1, происходят главным образом от сис-

Таблица 1  
 Результаты для параметров, полученные в двух вариантах аппроксимации данных рис. 6 выражением (4).

Варианты аппроксимации	Результаты аппроксимации		
	$\frac{\gamma_\omega^2 \sigma_{\rho N}}{\gamma_\rho^2 \sigma_{\omega N}}$	$\varphi, \text{град}$	$C$
$\delta(m) = 1; m_c = 700 \text{ МэВ}/c^2$ . . . . .	$12 \pm 4$	$22 \pm 25$	$1,0 \pm 0,2$
$\delta(m) = \left(\frac{m_\rho}{m}\right)^4; m_c = 650 \text{ МэВ}/c^2$ . . . . .	$10,7 \pm 3$	$11 \pm 20$	$1,0 \pm 0,2$

тематических погрешностей и неопределенностей в параметрах ( $\Gamma_\omega$  и т. д.).

В табл. 1 приведено также отношение ( $C$ ) числа событий  $\rho \rightarrow e^+e^-$ , ожидаемого из наших измерений относительной вероятности  $\rho \rightarrow e^+e^-$  [8] и сечения рождения  $\rho$ -мезона [11], к результату под-

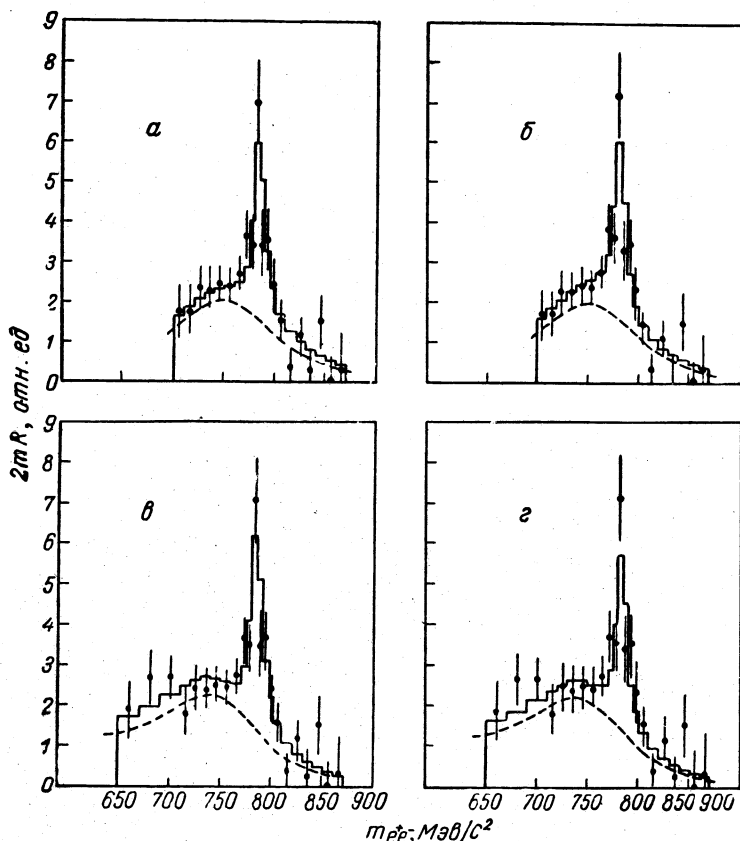


Рис. 7. Сравнение полученных данных (точки) с расчетами (гистограммы) по формуле (4) при различных предположениях:

а —  $\delta(m) = 1$ ,  $m_c = 700$  МэВ/с<sup>2</sup>,  $\varphi = 0^\circ$ ; б —  $\delta(m) = 1$ ,  $m_c = 700$  МэВ/с<sup>2</sup>,  $\varphi = 22^\circ$ ;  
 в —  $\delta(m) = (m_\rho/m)^4$ ,  $m_c = 650$  МэВ/с<sup>2</sup>,  $\varphi = 0^\circ$ ; г —  $\delta(m) = (m_\rho/m)^4$ ,  $m_c = 650$  МэВ/с<sup>2</sup>,  
 $\varphi = 11^\circ$ . Переход от  $\delta(m) = 1$  к  $\delta(m) = (m_\rho/m)^4$  соответствует учету [19] поправки Росса—Стодольского или Крамера—Уресского. Пунктирная кривая соответствует распадам только  $\rho$ -мезонов.

гонки. Значение  $C = 1,0 \pm 0,2$  указывает на полную согласованность между этими экспериментами.

В заключение отметим, что наши данные, в отличие от всех прежних измерений, обнаруживают сильный подъем спектра в районе  $\omega$ , наложенный на пик от лептонных распадов  $\rho$ -мезона. Далее если предположить, что  $\sigma_{\omega N} = \sigma_{\rho N}$ , то наше значение величины  $\gamma_\rho^2/\gamma_\omega^2$

близко к измеренному на встречных пучках [12]. Таким образом, спектр масс находится в разумном согласии с предсказаниями модели векторной доминантности.

Таблица 2

Результаты измерений распадов  $\rho \rightarrow e^+ e^-$

Группа	$m_\rho, \text{ Мэв}/c^2$	$\Gamma_\rho, \text{ Мэв}/c^2$	$B \cdot 10^6$	$\Gamma_{\rho \rightarrow e^+ e^-}, \text{ Кэв}/c^2$
Новосибирск . . . . .	$754 \pm 9$	$105 \pm 20$	$5,0 \pm 1,0$	—
Гарвард . . . . .	—	$97 \pm 20$	$5,8 \pm 1,2$	—
Орсэ . . . . .	$760 \pm 4$	$112 \pm 12$	$6,54 \pm 0,72$	$7,13 \pm 0,51^*$
ДЭЗИ—МТИ . . . . .	—	—	$6,4 \pm 1,5$	—
Средние значения . . . . .	$759 \pm 4,0$	$108 \pm 8,5$	$6,04 \pm 0,150$	$6,52 \pm 0,75^{**}$

\* По аппроксимации авторов.  
 \*\* По среднему значению  $B$ .

В табл. 2 собраны результаты двух экспериментов на встречных пучках, а также более ранние результаты, полученные группой ДЭЗИ—МТИ и Гарвардской группой\*.

Для значения константы связи, когда  $\rho$ -мезон находится на массовой оболочке, получим

$$\frac{\gamma_\rho^2}{4\pi} = \frac{\alpha^2}{12} \cdot \frac{m_\rho}{\Gamma_{\rho \rightarrow ee}} = 0,52^{+0,07}_{-0,06}.$$

Для случая, когда на массовой оболочке находится фотон, используя соотношение  $\frac{\gamma_\rho^2}{4\pi} = \frac{3\Gamma_0}{m_0} \left(1 - \frac{4m^2\pi}{m_c^2}\right)^{-3/2}$ , из форм-фактора  $\pi$ -мезона получаем значение  $\gamma_\rho^2/4\pi = 0,53 \pm 0,04$ .

### § 2.3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ: ОТНОСИТЕЛЬНАЯ ВЕРОЯТНОСТЬ РАСПАДОВ $\phi \rightarrow e^+e^-$

Эксперимент был выполнен на синхротроне ДЭЗИ группой ДЭЗИ—МТИ, использовавшей прецизионный спектрометр и технику счетчиков.

1. **Нормировка и поляризация.** На одной и той же установке были измерены фоторождение  $\phi$ -мезонов на углероде (число событий  $10^4$ ) и распад  $\phi \rightarrow e^+e^-$  (40 событий), что уменьшает основные систематические ошибки при нормировке. Используемая экспериментальная установка имела разрешение по массе около  $\pm 5 \text{ Мэв}/c^2$  для распадов  $\phi \rightarrow K^+K^-$  и около  $\pm 20 \text{ Мэв}/c^2$  для распадов  $\phi \rightarrow e^+e^-$ . При статистике  $10^4$  событий установлено, что фоторождение  $\phi$  на сложных ядрах происходит согласно дифракцион-

\* Первый в мире результат  $B \cdot 10^6 = 5,3 \pm 1,1$  для распадов  $\rho \rightarrow e^+e^-$  был получен и опубликован в Дубне в совместной работе ОИЯИ и ФИАН СССР. М. А. А з и м о в и др. Phys. Lett., 24В, 349 (1967) и Р. Г. А с т в а - ц а т у р о в и др. Phys. Lett., 27В, 45 (1968). Из табл. 2 видно, что этот результат блестяще подтвердился. — Прим. ред.



ному механизму. Следовательно, угловое распределение  $K^+K^-$ -пар и  $e^+e^-$ -пар имеют вид

$$W_{KK} = \frac{3}{8\pi} \sin^2\theta^*, \quad W_{ee} = \frac{3}{16\pi} (1 + \cos^2\theta^*).$$

2. **Примесь пар от к. э. д. в общем выходе.** В первом порядке в реакцию  $\gamma + C \rightarrow C + e^+e^-$  дают вклад Б.—Г. диаграммы и диаграммы  $\varphi \rightarrow e^+e^-$ . Но, так как Б.—Г. сечение сильно зависит от угла ( $\sim \theta^{-6}$ ), а сечение  $\varphi \rightarrow e^+e^-$  от угла зависит слабо, то отношение [эффект ( $\varphi \rightarrow e^+e^-$ )/фон (Б.—Г.  $e^+e^-$ -пары)] ведет себя пропорционально  $\theta^3$ .

Для уменьшения Б.—Г. фона  $e^+e^-$ -пары регистрировались при больших углах — порядка  $22-30^\circ$ . При этом Б.—Г. фон под узким  $\varphi$ -пиком составляет меньше половины общего выхода.

3. **Поскольку  $\rho^0$ -мезон имеет большую ширину, выход реакции  $\rho \rightarrow e^+e^-$  загрязняет спектр  $\varphi \rightarrow e^+e^-$ .** Однако из-за малой ширины  $\varphi$ -мезона хорошее разрешение по массе регистрируемых  $e^+e^-$ -пар позволяет извлечь  $\varphi$ -пик с малой примесью  $\rho$ -фона. Оценка, использующая спектр  $\rho \rightarrow e^+e^-$ , полученный на той же самой установке, и измеренное дифракционное сечение (чисто мнимая амплитуда), показала, что общая примесь фона под  $\varphi$ -пиком от  $\rho$ - и ( $\rho$ ,  $\varphi$ )-интерференций не превышала 10%.

На рис. 8 изображен окончательный вид спектров  $\varphi \rightarrow K^+K^-$  и  $\varphi \rightarrow e^+e^-$ . Интегрируя по областям под спектрами, немедленно получаем

$$\Gamma(\varphi \rightarrow e^+e^-)/\Gamma(\varphi \rightarrow K^+K^-) = (5,7 \pm 1,7) \cdot 10^{-4}.$$

Используя отношение  $\Gamma(\varphi \rightarrow K^+K^-)/\Gamma(\varphi \rightarrow \text{все моды}) = 0,473$ , получаем  $B = (2,90 \pm 0,80) \cdot 10^{-4}$ .

Таблица 3

Результаты измерений распадов  $\varphi \rightarrow e^+e^-$

Группа	$\Gamma_\varphi, \text{ Мэв}/c^2$	$B \cdot 10^4$	$\Gamma_{\varphi \rightarrow e^+e^-}, \text{ кэв}/c^2$
ДЭЗИ—МТИ . . . . .	—	$2,9 \pm 0,8$	—
Орсэ . . . . .	$4,2 \pm 0,3$	$3,7 \pm 0,3$	$1,58 \pm 0,13^*$

\* По аппроксимации авторов.

В табл. 3 собраны результаты измерений распадов  $\varphi \rightarrow e^+e^-$ . Учитывая новые данные для  $\Gamma_{\text{полн}}$ , полученные в Орсэ,  $\Gamma_{\text{полн}} = 4,2 \pm 0,3$ , приведенные выше результаты впервые дают точное значение величины  $\gamma_\varphi^2/4\pi = 3,04_{-0,66}^{+1,07}$ .

\* Для распадов  $\varphi \rightarrow e^+e^-$  первый в мире результат,  $B \cdot 10^4 = 6,6_{-2,8}^{+4,4}$  был получен и опубликован в Дубне (совместная работа ОИЯИ и ФИАН СССР. Р. Г. А с т в а ц а т у р о в и др. Phys. Lett., 27B, 45 (1968)). Затем был опубликован результат ЦЕРНа  $6,1 \pm 2,6$ . Эти результаты совпадают и отличаются от полученных позже результатов ДЭЗИ — МТИ и Орсэ на один стандарт. — Прим. ред.

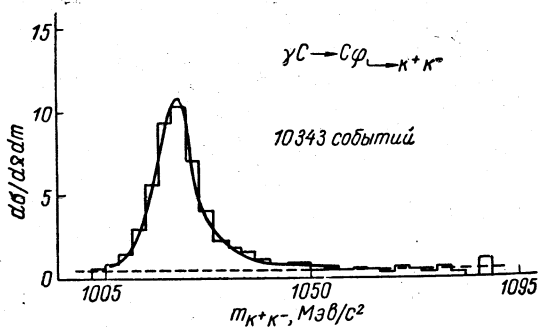
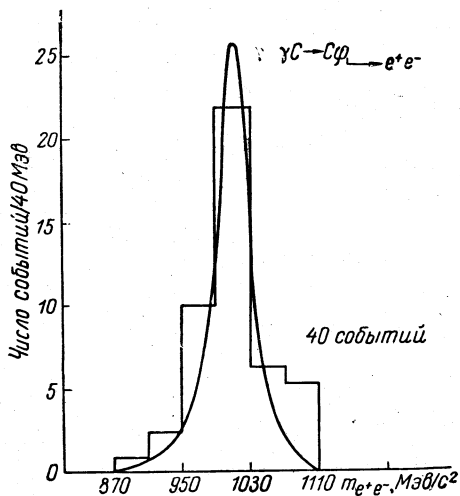


Рис. 8. Спектр масс от распадов  $\phi \rightarrow e^+e^-$  и  $\phi \rightarrow K^+K^-$ , измеренный группой ДЭЗИ—МТИ.

## § 2.4. ИТОГИ

Достаточно многочисленные и точные данные по лептонным распадам векторных мезонов ( $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\phi$ ), полученные как из экспериментов по образованию, так и из опытов со встречными пучками, находятся в хорошем согласии друг с другом. Результаты, усредненные по трем независимым экспериментам и нанесенные на круговую диаграмму Сакураи (соответствующую первому правилу сумм Вайнберга), приведены на рис. 9. Эти результаты дают следующие значения обобщенных углов смешивания  $\theta$  (табл. 4).

Сравнение средних экспериментальных результатов для распадов  $V^0 \rightarrow e^+e^-$  с предсказаниями различных теоретических моделей приведено в табл. 5.

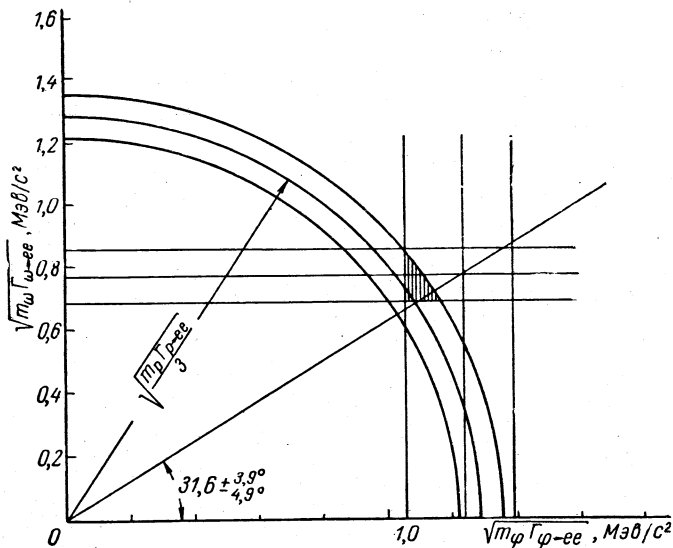


Рис. 9. Сравнение усредненных по трем работам экспериментальных данных для лептонных распадов векторных мезонов с первым правилом сумм Вайнберга. Область данных (с учетом ошибок) заштрихована.

## § 2.5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Экспериментальные данные для распадов  $V^0 \rightarrow e^+e^-$  согласуются с предсказаниями первого правила сумм Вайнберга, которое основано на модели смешивания токов. Однако следует заметить, что без поправки на конечную ширину  $\rho$ -мезона результат Орсе отклоняется от предсказания первого правила сумм Вайнберга на 1,8 стандартной ошибки.

2. Средние значения парциальных ширин распадов  $V^0 \rightarrow e^+e^-$  замечательно согласуются с вычислениями Дара и Вайскопфа по модели кварков.

3. Данные Орсе и данные, полученные группой ДЭЗИ — МТИ, приводят к углу смешивания  $\theta = 39^\circ$ , предсказанному Дэзом, Мазуром и Окубо [7].

4. Полные ширины векторных мезонов, определенные непосредственно по их лептонным распадам, равны:  $\Gamma_\rho = 108,0 \pm 8,5 \text{ Мэв}/c^2$ ,  $\Gamma_\omega = 14,0 \text{ Мэв}/c^2$ ,  $\Gamma_\phi = 4,2 \pm 0,9 \text{ Мэв}/c^2$ . Эти значения несколько отличаются от тех, что получены из анализа опытов по сильному взаимодействию:  $\Gamma_\rho = 90 \div 150 \text{ Мэв}/c^2$ ,  $\Gamma_\omega = 12,2 \pm 1,3 \text{ Мэв}/c^2$ ,  $\Gamma_\phi = 3,4 \pm 0,8 \text{ Мэв}/c^2$ .

Таблица 4  
Значения обобщенных углов смешивания  $\theta$

Группа	$\theta$ , град
ЦЕРН	$23^{+7}_{-5}$
Орсе	$35,1 \pm 3,5$
ДЭЗИ — МТИ	$40^{+5*}_{-7}$

\* Использован результат Орсе  $\Gamma_{\omega \rightarrow e^+e^-} = 1,04 \pm 0,19 \text{ кэв}/c^2$ .

Таблица 5

Сравнение средних экспериментальных результатов для распадов  $V^0 \rightarrow e^+e^-$   
с предсказаниями различных теоретических моделей

Лептонные распады	Средние экспериментальные результаты						Предсказания теоретических моделей				
	B	$\Gamma_{\text{полн}},$ Мэв/с <sup>2</sup>	$\Gamma_{V \rightarrow e^+e^-},$ кэв/с <sup>2</sup>	$\frac{\gamma_V^2}{4\pi}$	$\gamma_V^{-2}$	Группа	$\gamma_V^{-2}$			$\Gamma_{V \rightarrow e^+e^-},$ кэв/с <sup>2</sup>	
							SU <sub>3</sub>	Сакураи	Дэз, Мазур, Окубо		кварковая модель
$\rho$	$(6,04 \pm \pm 0,50) \times \times 10^{-5}$	$108,0 \pm \pm 8,5$	$6,52 \pm 0,75$	$0,52 \left( \begin{array}{l} +0,07 \\ -0,06 \end{array} \right)$	9	ДЭЗИ— МТИ Новоси- бирск Орсэ Гарвард	9	9	9	5,7	—
$\omega$	$(6,01 \pm \pm 1,1) \times \times 10^{-4}$	$12,2 \pm 1,3$	$0,74 \pm 0,16$	$4,69 \left( \begin{array}{l} +1,24 \\ -0,81 \end{array} \right)$	$1,00 \left( \begin{array}{l} +0,21 \\ -0,21 \end{array} \right)$	ЦЕРН Орсэ	1	0,65	1,21	0,61	0,6
$\varphi$	$(3,55 \pm \pm 0,48) \times \times 10^{-4}$	$4,2 \pm 0,9$	$1,49 \pm 0,35$	$3,04 \left( \begin{array}{l} +1,07 \\ -0,66 \end{array} \right)$	$1,54 \left( \begin{array}{l} +0,43 \\ -0,40 \end{array} \right)$	ЦЕРН— ДЭЗИ МТИ Орсэ	2	1,33	1,34	0,95	1,2

### 3. ФОТОРОЖДЕНИЕ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ

#### § 3.1. ОБОСНОВАНИЕ ЦЕЛЕСООБРАЗНОСТИ ИССЛЕДОВАНИЙ

Так как фотоны и векторные мезоны имеют одинаковые квантовые числа, весьма вероятно, что при высоких энергиях и малых передаваемых импульсах реакция  $\gamma A \rightarrow V^0 A$  обладает теми же чертами, что и  $\pi A \rightarrow \pi A$ , а именно:

1) обе они должны иметь следующую зависимость:

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim |J_1(R\sqrt{-t})|_{\text{малые } t}^2 \simeq \exp[a(A, t)t],$$

где  $a(A, t)$  — ядерная плотность, величина которой существенно зависит от значения  $t$  и от значения  $A$ .

2) как и в случае  $\pi p$ -рассеяния, полное сечение должно либо слабо падать с увеличением энергии, либо оставаться почти постоянным;

3) при дифракционном рассеянии образующиеся векторные мезоны имеют ту же поляризацию, что и первоначальные фотоны. Следовательно, угловое распределение пар  $K$ -мезонов, образующихся при фоторождении и распаде  $\phi$ -мезонов, должно быть пропорционально  $\sim \sin^2\theta^*$ , где  $\theta^*$  — угол в системе покоя  $\phi$ -мезона между импульсом  $K$ -мезона и импульсом ядра отдачи;

4) чтобы детально изучить механизм рождения векторных мезонов на сложных ядрах при высоких энергиях и малых передаваемых импульсах, сравним данные опыта с предсказаниями дифракционных моделей Марголиса [13] для сечения  $\rho$ -мезон — нуклонного рассеяния  $\sigma_{\rho N}$ , эффективного сечения образования  $\rho$ -мезона на водороде  $|f_0|^2$  и константы связи  $\rho$ -мезон — фотон  $\gamma_\rho^2/4\pi$ .

#### § 3.2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ОБРАЗОВАНИЮ $\rho$ -МЕЗОНА НА ВОДОРОДЕ

Группа ДЭЗИ — МТИ недавно опубликовала свои последние результаты по реакции [14]



для рассеяния вперед при энергии столкновения от 2,6 до 6,8 Гэв и в интервале двухпионных масс от 500 до 1000 Мэв/ $c^2$ .

При полном числе событий порядка  $10^5$  были измерены сечения реакций в интервалах энергий  $\Delta E_\gamma = 0,6$  Гэв и в интервалах масс  $\Delta m = 30$  Мэв/ $c^2$ .

Цели этого эксперимента:

1. Детально исследовать механизм рождения пионных пар без каких бы то ни было теоретических предположений путем точных измерений зависимости двухпионного спектра от массы и от энергии.

2. Изучить энергетическую зависимость сечения образования  $\rho$ -мезона с помощью одновременной подгонки (на большом числе полученных экспериментальных точек) нескольких параметров: сечения образования, массы и ширины  $\rho$ -мезона и величины общего фона.

Данное исследование образования  $\rho$ -мезона заметно отличается от большинства прежних, где либо ограничивались получением статистики, либо сечения определяли из измеренных  $\pi\pi$ -спектров при произвольных предположениях о массе и о ширине  $\rho$ -мезона и в предположении, что фон равен нулю [15].

**Эксперимент.** Опыт был поставлен на электронном синхротроне ДЭЗИ на энергию 7,5 Гэв, при средней интенсивности тормозного излучения  $3 \cdot 10^{10}$  эквивалентных фотонов в секунду. Использовались 60-сантиметровая водородная мишень и спектрометр пар, подобный описанному выше. Два пороговых черенковских счетчика отделяли электроны от пионов; протоны отсекались по времени пролета. На протяжении всего эксперимента магнитные поля поддерживались постоянными в отношении 3 к  $10^4$ , а напряжения на счетчиках — в пределах  $\pm 5\text{в}$ .

Каждые четыре часа проводились калибровочные измерения рождения  $\rho$ -мезона на углеродной мишени, которые показали, что воспроизводимость равнялась  $\pm 1\%$  в течение полного периода измерения. 22 500 комбинаций счетчиков годоскопа в магнитном спектрометре позволили получить разрешение по массе  $\Delta m/m = \pm 1,7\%$  и разрешение по импульсу  $\Delta p/p = \pm 3,0\%$ . Интенсивность пучка поддерживалась такой, что поправки на мертвое время не превышали 2%, а случайные совпадения, оцениваемые по счету схем с различными временами разрешения, были  $\leq 1\%$ . Были внесены поправки на ослабление пучка в водородной мишени, на эффекты пустой мишени и на поглощение за счет ядерных взаимодействий в водородной мишени, в стенках мишени, в скintилляционных и в черенковских счетчиках.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

На рис. 10, а представлены в трехмерном виде результаты измерений сечения [16] в зависимости от переменных  $m$  и  $p$ . Эти данные позволяют провести непосредственное сравнение различных моделей. Две основные особенности видны на рис. 10, а:

- 1) спектры в основном определяются  $\rho$ -мезонами;
- 2) в каждом единичном интервале масс от 500 до 1000 Мэв/с<sup>2</sup> спектр имеет зависимость типа

$$d\sigma/d\Omega dm \sim p^2 \left(1 + \frac{R}{p}\right)^2 \text{ при } R > 0,$$

а не зависимость вида  $p^2$ . Такое поведение спектра указывает на то, что сечение  $\pi\pi$ -рождения вперед  $d\sigma/dtdm$  уменьшается с ростом энергии, подобно сечению  $\pi N$ -рассеяния.

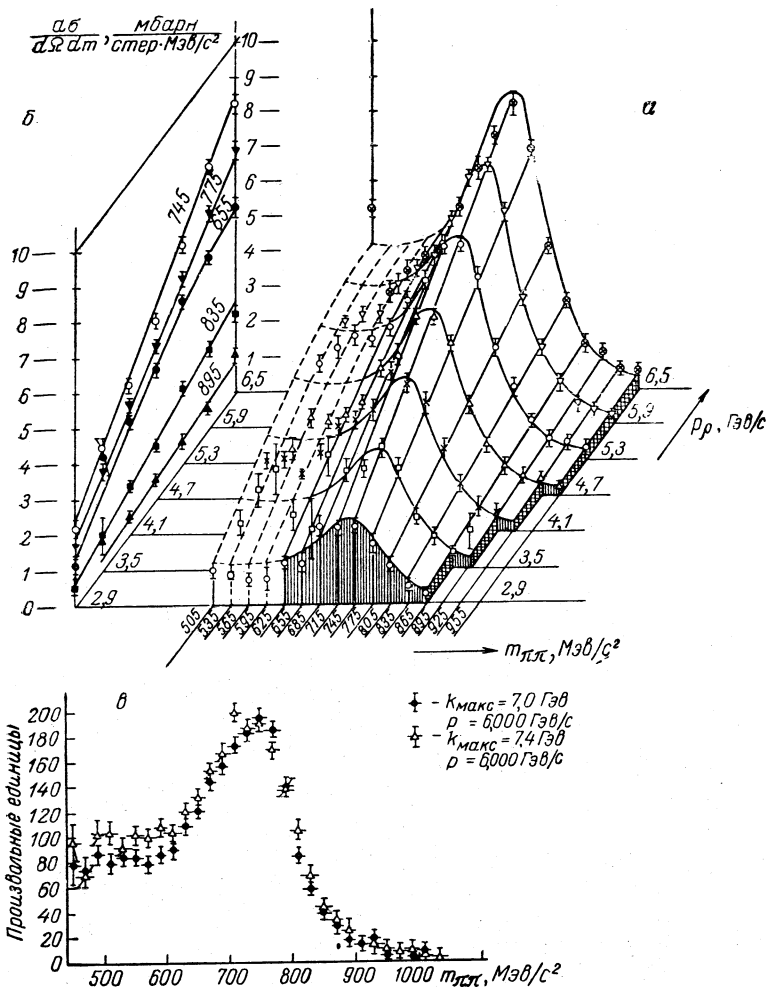


Рис. 10. Экспериментальные результаты для сечения фоторождения  $\rho$ -мезона

$$\text{на водороде } \frac{d\sigma}{d\Omega d\tau} \quad (8):$$

$a$ —трехмерная картина зависимости сечения от инвариантной массы  $\pi^+\pi^-$ -пары ( $m$ ) и от полного импульса пары в л. с. к. ( $p$ ); кривые—результат аппроксимации выражением (9) (фон не показан); аппроксимации (10) и (11) дали аналогичные кривые (на рисунке не изображены);  $b$ —проекция данных на плоскость  $\left(p, \frac{d\sigma}{d\Omega d\tau}\right)$  для фиксированных  $m$ ; кривые—результат аппроксимации выражением  $\frac{d\sigma}{d\Omega d\tau} = p^2 (1+R/p)^2$ ; отчетливо видно, что при фиксированном  $m$  данные возрастают медленнее, чем  $p^2$  ( $R > 0$ );  $v$ —сравнение спектров масс, полученных с различными значениями максимальной энергии спектра тормозного излучения ( $k_{\text{макс}}$ ) при одинаковом среднем импульсе спектрометра ( $p$ ); согласие спектров выше  $610 \text{ Мэв}/c^2$  показывает, что в этой области вклады неупругих процессов малы.

На рис. 10, б изображены типичные зависимости сечения от  $p$  при фиксированных  $m$ , полученные проектированием объемного графика (см. рис. 10, а).

**Анализ результатов.** Анализ реакции (8) в области образования  $\rho$ -мезона сложен, так как отсутствует теория широких резонансов и неизвестна форма фона. Именно по этим причинам в табл. 6 представлены прямые данные эксперимента. Чтобы проанализировать полученные данные, мы подгоняли сечения реакции, представленные в табл. 6 следующими выражениями:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega dm} = Cg(p) 2mR(m) \left(\frac{m_\rho}{m}\right)^4 + BG(p, m); \quad (9)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega dm} = Cg(p) [2mR(m) + I(m)] + BG(p, m); \quad (10)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega dm} = Cg(p) \left[ 2mR(m) \left(\frac{m_\rho}{m}\right)^4 + I(m) \right] + BG(p, m); \quad (11)$$

$$R(m) = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{m_\rho \Gamma_\rho(m)}{(m_\rho^2 - m^2)^2 + m_\rho^2 \Gamma_\rho^2(m)};$$

$$\Gamma_\rho(m) = \frac{m_\rho}{m} \left[ \frac{(m/2)^2 - m_\pi^2}{(m_\rho/2)^2 - m_\pi^2} \right]^{3/2} \Gamma_0; \quad g(p) = p^2 (1 + R/p)^2;$$

$$I(m) = A \frac{m^2 - m_\rho^2}{(m_\rho^2 - m^2)^2 + m_\rho^2 \Gamma_\rho^2(m)};$$

$$BG(p, m) = \left( \sum_{i=1}^4 a_i p^{i-1} \right) \left( \sum_{j=1}^4 b_j m^{j-1} \right) \geq 0.$$

Здесь  $g(p)$  — энергетическая зависимость сечения рождения вперед. Если  $g(p) = p^2$  ( $R = 0$ ), то происходит классическое дифракционное рассеяние при постоянном полном поперечном сечении. При  $g(p) = p^2(1 + R/p)^2$  и  $R > 0$  сечение  $d\sigma/dt|_{t=0}$  уменьшается с ростом энергии  $\rho$ -мезона. Зависимость фона  $BG(m, p)$  имеет вид произведение двух общего вида полиномов третьего порядка от  $m$  и от  $p$ . Функция  $I(m)$  (член Сединга [17]) описывает интерференцию  $\rho$ -амплитуды с той частью нерезонансного фона, которая соответствует дифракционному образованию пар.  $R(m)$  и  $\Gamma_\rho(m)$  — это релятивистские формулы для  $p$ -волновых резонансов, предложенные Джексоном [18].

Уравнение (9) соответствует аппроксимации сечения образования  $\rho$ -мезона, где в резонансный член введен коэффициент Росса — Стодольского [19],  $(m_\rho/m)^4$ , и учтен общий фон. Коэффициент  $(m_\rho/m)^4$  появляется также в модели Крамера—Уретского [19] и использовался на ДЭЗИ и СЛАКе для учета сдвигов и искажения формы спектра масс при фотообразовании  $\rho$ -мезона. Уравнение (10) представляет другой распространенный способ подгонки спектра, когда сдвиг и искажение формы учитываются интерференционным членом



Таблица 6

Матрица данных для фоторождения  $\tau$ -мезона на водороде ( $\delta$ ),  $d\tau/d\Omega dt$ ,  $dB_{\text{арк}}/(\text{стер} \cdot M_{\text{эв}}/c^2)$ , как функция полного импульса пионной пары в л. с. к. ( $p$ , Гэв/с) и инвариантной массы пионной пары ( $m$ ,  $M_{\text{эв}}/c^2$ )

$m$	$p$	6,5	5,9	5,3	4,7	4,1	3,5	2,9
955		$0,51 \pm 0,13$	$0,29 \pm 0,06$	$0,38 \pm 0,12$	$0,25 \pm 0,11$	—	—	—
925		$0,57 \pm 0,10$	$0,42 \pm 0,08$	$0,55 \pm 0,10$	$0,52 \pm 0,11$	$0,17 \pm 0,12$	—	—
895		$1,06 \pm 0,11$	$0,59 \pm 0,08$	$0,64 \pm 0,09$	$0,60 \pm 0,09$	$0,53 \pm 0,11$	$1,02 \pm 0,48$	—
865		$1,32 \pm 0,14$	$1,24 \pm 0,09$	$1,16 \pm 0,10$	$0,87 \pm 0,09$	$0,62 \pm 0,09$	$0,38 \pm 0,09$	$0,26 \pm 0,13$
835		$2,55 \pm 0,16$	$2,20 \pm 0,11$	$2,11 \pm 0,12$	$1,48 \pm 0,09$	$1,39 \pm 0,13$	$0,92 \pm 0,12$	$0,49 \pm 0,10$
805		$4,08 \pm 0,19$	$3,62 \pm 0,15$	$3,20 \pm 0,14$	$2,63 \pm 0,11$	$2,34 \pm 0,14$	$1,43 \pm 0,15$	$1,09 \pm 0,20$
775		$6,86 \pm 0,21$	$6,09 \pm 0,17$	$5,23 \pm 0,18$	$4,33 \pm 0,13$	$3,67 \pm 0,16$	$2,80 \pm 0,19$	$1,70 \pm 0,29$
745		$8,21 \pm 0,25$	$7,42 \pm 0,18$	$6,17 \pm 0,20$	$5,07 \pm 0,17$	$4,24 \pm 0,16$	$3,42 \pm 0,23$	$2,17 \pm 0,20$
715		$7,26 \pm 0,22$	$7,07 \pm 0,17$	$6,08 \pm 0,18$	$5,11 \pm 0,19$	$4,54 \pm 0,18$	$2,79 \pm 0,19$	$2,14 \pm 0,15$
685		$6,29 \pm 0,23$	$5,85 \pm 0,17$	$5,45 \pm 0,17$	$3,96 \pm 0,17$	$3,47 \pm 0,20$	$2,73 \pm 0,25$	$2,17 \pm 0,22$
655		$5,23 \pm 0,25$	$4,84 \pm 0,15$	$4,59 \pm 0,18$	$3,65 \pm 0,16$	$3,19 \pm 0,20$	$3,20 \pm 0,51$	$1,13 \pm 0,21$
625		$4,18 \pm 0,32$	$4,50 \pm 0,16$	$3,84 \pm 0,17$	$2,68 \pm 0,15$	$3,02 \pm 0,19$	$1,08 \pm 0,85$	$1,17 \pm 0,14$
595		$3,13 \pm 0,25$	$4,05 \pm 0,23$	$3,49 \pm 0,16$	$2,34 \pm 0,14$	$2,23 \pm 0,18$	$1,49 \pm 0,38$	$0,73 \pm 0,33$
565		$3,44 \pm 0,21$	$3,21 \pm 0,22$	$3,56 \pm 0,20$	$2,15 \pm 0,13$	$1,67 \pm 0,14$	$2,78 \pm 0,69$	$0,70 \pm 0,18$
535		$2,82 \pm 0,26$	$3,17 \pm 0,15$	$3,24 \pm 0,30$	$2,26 \pm 0,15$	$2,12 \pm 0,15$	$2,21 \pm 0,44$	$0,81 \pm 0,09$
505		$5,17 \pm 0,80$	$2,96 \pm 0,17$	$2,77 \pm 0,18$	$1,33 \pm 0,28$	$2,07 \pm 0,16$	$1,28 \pm 0,34$	$0,95 \pm 0,17$

$I(m)$ , величина которого ( $A$ ) определяется из подгонки. Уравнение (11) предполагает существование обоих механизмов.

Подгонка была выполнена двумя способами. Во-первых, данные, заключенные в табл. 6, аппроксимировались каждым из выражений (9) — (11) по черновской программе, MINUIT [20]. В качестве свободных параметров оставались следующие величины:  $a_i$ ;  $b_j$ ;  $c$ ;  $m_\rho$ ,  $\Gamma_0$ ,  $R$  и  $A$ . Нижняя граница  $m_0$ , используемая при аппроксимации данных, выбиралась следующим образом. На рис. 10,  $\nu$  изображены два спектра масс от 460 до 1000  $Mэв/c^2$ . Один из них был получен при максимальной энергии тормозного излучения 7,4  $Гэв$ , а другой — при 7,0  $Гэв$ . Оба спектра были получены при среднем импульсе спектрометра 6,0  $Гэв/c$ . Из графика видно, что спектры совпадают выше 610  $Mэв/c^2$ . Отсюда можно заключить, что неупругий вклад в области более высоких значений массы мал. Тот же самый результат найден и для спектров при  $K_{\text{макс}} = 5,55$  и 5,25  $Гэв$ . Поэтому  $m_0$  было выбрано равным 610  $Mэв/c^2$ . Законность такого выбора проверялась путем варьирования  $m_0$  в интервале  $610 < m_0 < 760 Mэв/c^2$ . Значения величин  $m_\rho$ ,  $\Gamma_0$ ,  $C$ ,  $R$ ,  $A$  и функция фона оказались не чувствительными к этим изменениям. Было изучено также выражение для фона  $BG(m, p)$  и найдено, что произведение полиномов второго порядка приводит к тому же результату, что и полиномы высших порядков, описанные выше. Величины  $m_\rho$  и  $\Gamma_0$ , полученные во всех этих подгонках, согласуются со значениями  $m_\rho = 765 \pm 10 Mэв/c^2$  и  $\Gamma_0 = 145 \pm 10 Mэв/c^2$ .

Во-вторых, при значениях  $m_\rho = 765 Mэв/c^2$  и  $\Gamma_0 = 145 Mэв/c^2$ , полученных выше, массовые спектры в каждом интервале импульсов отдельно подгонялись выражениями (9) — (11). В этом случае и поперечные сечения, и фон имели произвольную зависимость от импульса, в противоположность к обработке по первому способу, когда и сечение, и фон предполагались гладкими функциями импульса. Результаты этих подгонок оказались не чувствительными к значениям  $m_\rho$  и  $\Gamma_0$  в пределах  $m_\rho = 765 \pm 10 Mэв/c^2$  и  $\Gamma_0 = 145 \pm 10 Mэв/c^2$ , указанных выше. На рис. 11 показаны полученные описанным способом [21] зависимости от  $p$  величины  $d\sigma/dt|_{t=0}$ . Видно, что результаты не зависят от того, какой из функций (9), (10) или (11) производилась подгонка. На рис. 11 приведены также результаты других экспериментов. Видно, что они хорошо согласуются с настоящим экспериментом. (Данные, полученные методом счетчиков в Корнелле, не включены, так как они анализировались без какого-либо вычитания фона и при фиксированной ширине 120  $Mэв/c^2$ , а не при 145  $Mэв/c^2$ , использованной нами и группами, работающими с пузырьковыми камерами.) Из приведенных подгонок были получены следующие результаты.

1. Подгонка  $d\sigma/dt|_{t=0}$  зависимостью от  $p$  вида  $(1 + R/p)^2$  дала: а) с использованием выражения (9) (коэффициент Росса — Стодольского):

$$d\sigma/dt|_{t=0} \sim \left(1 + \frac{1,0 \pm 0,3}{p}\right)^2;$$

б) с использованием (10) (учет интерференции):

$$d\sigma/dt|_{t=0} \sim \left(1 + \frac{1,3 \pm 0,3}{p}\right)^2;$$

в) с использованием (11) (учет и коэффициента Росса—Стодольского, и интерференционного члена):

$$d\sigma/dt|_{t=0} \sim \left(1 + \frac{1,0 \pm 0,4}{p}\right)^2.$$

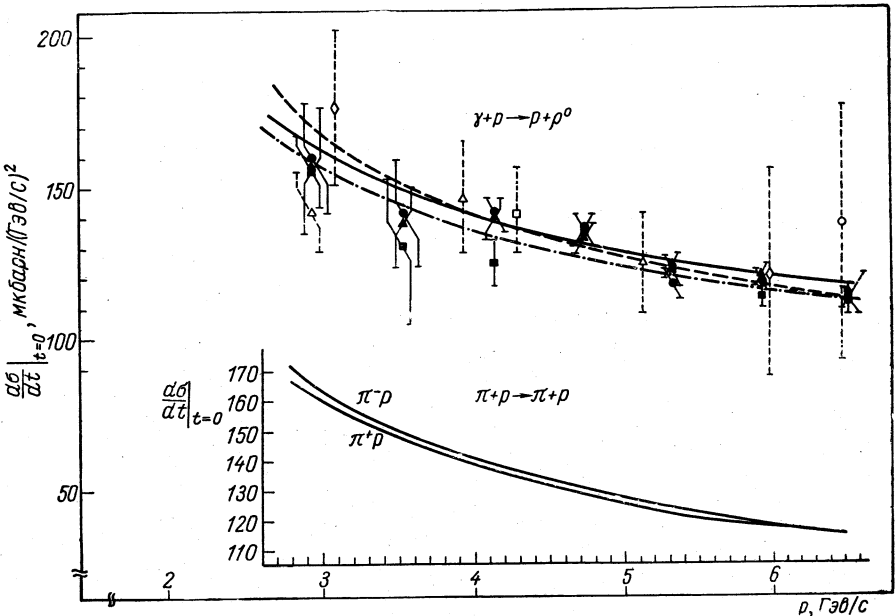


Рис. 11. Результаты для сечения фоторождения  $\rho$ -мезона на водороде при  $t=0$ ,  $[d\sigma/dt]_{t=0}$ , полученные при аппроксимации данных табл. 6 в трех вариантах:

— · — · —, ■ — по (9); — — —, ● — по (10); — — —, ▲ — по (11). Для сравнения приведены данные других работ [1]:

△ — совместная работа Аахен—Бонн и др.; ○ — Дэвнер и др.; □ — Айзенберг и др.; ○ — Джонс и др. Данные [15] не приведены. Внизу приведены кривые сечений  $\pi p$ -рассеяния:  $(1,0 + 1,2/p)^2$  для  $\pi^- p$  и  $(1,0 + 1,1/p)^2$  для  $\pi^+ p$ .

Полученные формулы следует сравнить с зависимостью от импульса сечений рассеяния  $\pi^+ p$  и  $\pi^- p$  в области энергий  $(3,0 \div 7,0)$  Гэв [22]:

$$d\sigma/dt|_{t=0} \sim \sigma_{\pi^+ p}^2 (1 + \alpha_+^2) \sim \left(1 + \frac{1,1 \pm 0,1}{p}\right)^2;$$

$$d\sigma/dt|_{t=0} \sim \sigma_{\pi^- p}^2 (1 + \alpha_-^2) \sim \left(1 + \frac{1,2 \pm 0,1}{p}\right)^2,$$

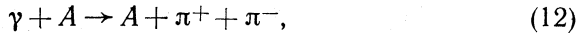
где  $p$  — импульс,  $G\text{эв}/c$ , а  $\alpha_+$  и  $\alpha_-$  равняются отношениям действительной части амплитуды  $\pi^\pm p$ -рассеяния к мнимой. Следовательно, установлено, что независимо от наших предположений энергетическое поведение реакции образования  $\rho$ -мезона очень близко к поведению  $\pi N$ -рассеяния в области тех же энергий.

Измеренная по распадам  $\rho \rightarrow \pi^+\pi^-$ , масса  $\rho$ -мезона, приближенно совпадает с тем, что получено из реакций  $\rho \rightleftharpoons e^+e^-$ , но ширина  $\rho$ -мезона оказывается большей примерно на  $30 M\text{эв}/c^2$  [12].

3. Используя измеренную этой же группой [23] величину  $\gamma_p^2/4\pi = 0,45 \pm 0,10$  и аппроксимацию  $d\sigma/dt|_{t=0}$  при  $6,0 G\text{эв}$ , получаем  $\sigma_{\rho N} = 24 \pm 3$  мбарн.

### § 3.3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ОБРАЗОВАНИЮ $\rho$ -МЕЗОНА НА СЛОЖНЫХ ЯДРАХ

Группа ДЭЗИ — МТИ опубликовала также свои данные по реакции



полученные для 14 элементов: водород ( $A = 1$ ), бериллий (9), углерод (12), алюминий (27), титан (47,9), медь (63,5), серебро (107,9), кадмий (112,4), индий (114,7), тантал (181), вольфрам (183,9), золото (197), свинец (207,2) и уран (238,1).

Измерения проводились для 25 интервалов двухпионной массы ( $m$ ) в области от 400 до  $1000 M\text{эв}/c^2$ , для 10 интервалов импульса  $\rho$ -мезона ( $p$ ) в области от 3,5 до  $7 G\text{эв}/c$  и для 20 интервалов поперечного импульса, переданного ядру ( $t_\perp$ ), в области от 0,001 до  $0,04 G\text{эв}/c^2$ .

Таким образом, результаты измерений представляют собой четырехмерную матрицу  $(A, m, p, t_\perp) = (14, 25, 10, 20)$ , содержащую примерно один миллион зарегистрированных событий  $\pi^+\pi^-$ . Высокое статистическое обеспечение в эксперименте (в  $10^2 - 10^3$  раз больше, чем в прошлой работе) и разнообразие изученных элементов (в два раза больше, чем в предыдущих экспериментах) [24—26] позволили провести прецизионное исследование физики образования  $\rho$ -мезона. Эта информация, совместно с измеренной зависимостью сечения образования от энергии, массы и переданного импульса, дала возможность точно определить полное сечение  $\rho N$ -рассеяния  $\sigma_{\rho N}$  и константу связи  $\rho$ -мезон — фотон ( $\gamma_p^2/4\pi$ ).

**Целесообразность эксперимента.** Точное измерение сечения фоторождения  $\rho$ -мезона на сложных ядрах, как функции переменных  $A, m, p, t_\perp$ , позволяет выяснить следующие вопросы.

1. Распределение ядерной плотности. Для данного  $A$  зависимость от  $t$  дает информацию (с точностью  $\pm 2\%$ ) о величине радиуса ядра  $R(A)$ , устанавливаемого  $\rho$ -мезоном. Сравнивая это значение с радиусами, полученными из рассеяния электронов и из сильных взаимодействий, мы надеемся изучить природу взаимодействия  $\rho$ -мезонов с ядерным веществом.

2. Абсолютное и относительное сечения  $\rho$ -образования вперед  $\frac{d\sigma}{d\Omega dm}(A, m, p, t_{\perp})$ . При фиксированных  $A, p$  и  $t_{\perp}$  измерения  $\pi\pi$ -спектров дают уникальную возможность определения формы  $\rho$ -пика и фона.

3. Сечение ( $\sigma_{\rho N}$ ) и  $\gamma$  —  $\rho$ -константа связи ( $\gamma_{\rho}^2/4\pi$ ). Измерения распределений ядерной плотности и сечений рождения на 14 элементах позволяют определить коэффициент реабсорбции  $\rho$ -мезонов ядерным веществом и эффективное сечение рождения вперед на одном нуклоне  $|f_0|^2$ .

Таким образом, можно определить  $\sigma_{\rho N}$  и  $\gamma_{\rho}^2/4\pi$  самосогласующимся способом 
$$\left( \gamma_{\rho}^2/4\pi = \frac{\alpha}{64\pi} \frac{\sigma_{\rho N}^2}{|f_0|^2} \right).$$

**Эксперимент.** Эксперимент был выполнен на электронном синхротроне с максимальной энергией 7,5 Гэв. Поток фотонов тормозного излучения взаимодействовал с мишенью, и образующиеся пары детектировались затем магнитным спектрометром с широкой апертурой, описание которого давалось отдельно [27]. 22 500 годоскопных комбинаций позволяли описать каждое событие с точностями  $\Delta m = \pm 15 \text{ Мэв}/c^2$ ,  $\Delta p = \pm 150 \text{ Мэв}/c$  и  $\Delta t_{\perp} = \pm 0,001 \text{ (Гэв}/c)^2$ .

Вакуумпровод и наполненные гелием мешки были размещены внутри спектрометра, чтобы уменьшить эффекты многократного рассеяния и ядерное поглощение пионов.

На протяжении всего эксперимента принимались многочисленные меры контроля с целью убедиться, что спектрометр работает в заданном режиме и что все систематические погрешности учтены. Перечислим следующие десять примеров.

1. Чтобы убедиться, что данные не чувствительны к происходящим в мишени эффектам второго порядка, таким, как ослабление фотонного пучка и поглощение пионов, мы измеряли выход реакции (12) в зависимости от толщины мишени в пределах от 0 до 5 г/см<sup>2</sup> углерода с точностью 1%. Скорректированная скорость счета росла линейно с увеличением толщины мишени.

2. Число случайных совпадений определялось с помощью ряда дублирующих логических схем с различными разрешающими временами и поддерживалось на уровне ниже 2% путем контроля над интенсивностью пучка.

3. Мертвое время электроники контролировалось непрерывной регистрацией скорости счета отдельных счетчиков. Интенсивность пучка регулировалась так, чтобы мертвое время было менее 2%.

4. Ядерное поглощение пионов веществом в спектрометре исследовалось введением дополнительного материала и изменением давления газа в черенковских счетчиках. Измеренные потери пионных пар совпали с точностью до 1% с результатами вычислений на основе опубликованных данных.

5. Чтобы избежать каких-либо возможных эффектов асимметрии спектрометра, половина данных была получена с одной поляри-

ностью спектрометра, другая — с противоположной. Скорости счета при двух различных полярностях спектрометра были идентичными.

6. Напряжение на всех счетчиках поддерживалось постоянным с точностью до  $\pm 5$  в, а все магнитные поля оставались стабильными на уровне  $3 \cdot 10^4$ .

7. Чтобы быть уверенным, что при больших  $Z$  к пионным парам с малой эффективной массой не примешиваются  $e^+e^-$ -пары, использовались черенковские счетчики для счета и для подавления  $e^+e^-$ -пар. Они показали, что максимальная примесь была менее  $1 \cdot 10^4$ .

8. Через каждые несколько часов производились калибровочные измерения для контроля воспроизводимости данных. На протяжении периода измерений воспроизводимость системы оставалась неизменной с точностью до  $\pm 1\%$ .

9. Все данные были получены при  $p$  близком к максимальной энергии фотонов  $k_{\text{макс}}$ , чтобы избежать погрешностей из-за неупругих вкладов в реакцию (12).

10. Чистота используемых материалов мишеней была более чем 99,9%. Толщина мишеней подбиралась так, чтобы поправки на ослабление пучка и на абсорбцию пионов были одинаковыми для всех элементов и чтобы счет без мишени был мал.

**Результаты.** Результаты были исправлены на малые систематические эффекты, такие, как ослабление пучка, счет без мишени, ядерное поглощение, мертвое время, случайные совпадения и т. д. Все эти поправки контролировались измерениями на том же самом спектрометре, чтобы достичь точности в 1%. Геометрическая эффективность спектрометра рассчитывалась методом Монте-Карло с использованием уравнений четвертого порядка для транспортировки пучка в магнитном поле. Принимались во внимание такие эффекты, как многократное рассеяние, угловое распределение распада, распад на лету и т. д.

По методу Монте-Карло разыгрывалось достаточно большое число событий, чтобы при расчете сечений не привносились дополнительные погрешности.

Чтобы облегчить анализ и сделать возможным изучение зависимости сечения от всех динамических переменных, экспериментальные данные были объединены в четырехмерную матрицу  $(A, m, p, t_{\perp}) = (14, 25, 10, 20)$ .

Из-за недостатка места все ее 70 000 ячеек не могут быть здесь приведены. Приводятся только некоторые характерные черты экспериментальных данных и результаты общего анализа всей совокупности данных из [28].

Проекция 2% данных на трехмерное пространство  $(A, m, t_{\perp})$  при  $p = 6,2 \pm 0,2$  Гэв/с показана на рис. 12. Легко видеть, что во всех спектрах доминирует  $\rho$ -мезон и что он дифракционно рождается вне ядра. Массовый профиль резко меняется при изменении  $A$  и  $m$ , следовательно, не все  $\pi$ -мезонные пары происходят от  $\rho$ -рас-

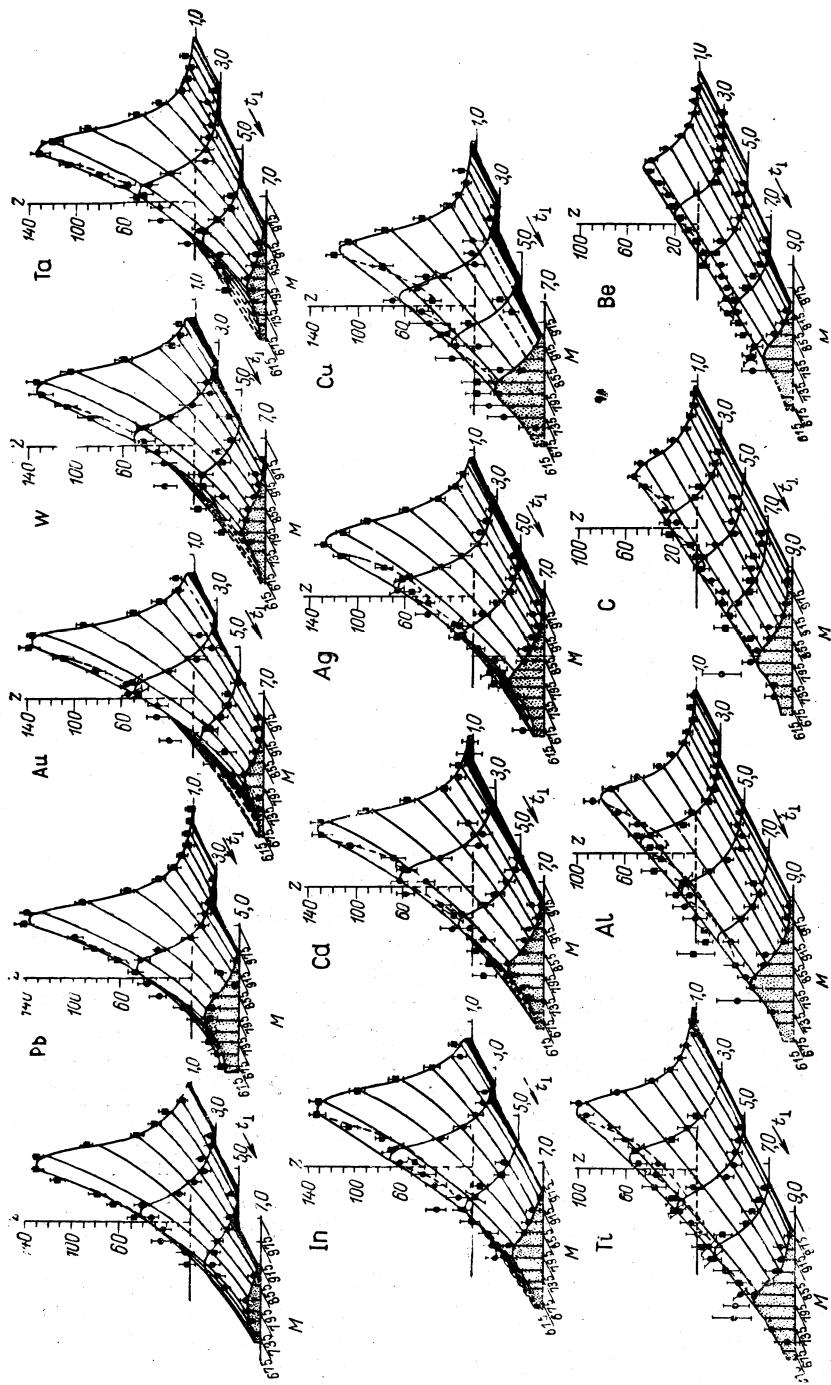


Рис. 12. Сечение фоторождения  $\rho$ -мезона на различных ядрах,  $z \equiv d\sigma/d\Omega dt$ , мкбарн/(циклон.стер.Мэв/с<sup>2</sup>). Приведены данные для  $p = 6,2$  Гэв/с в зависимости от  $t$  и  $t_1$ , что соответствует лишь 2% всех данных [28]. Кривые соответствуют лучшей аппроксимации данных.

пада и должен существовать значительный нерезонансный фон, который зависит от  $A$ ,  $m$  и  $t_{\perp}$ .

На рис. 13 показана проекция 5% данных на плоскость [29] ( $A$ ,  $m$ ) при  $\langle p \rangle = 6,0$  Гэв/с. Форма и ширина спектра (полная ширина на половине максимума) сильно меняются при переходе от элементов с небольшим  $A$  к тяжелым элементам. Это еще раз свидетельствует о том, что нерезонансный фон сильно зависит от  $A$ .

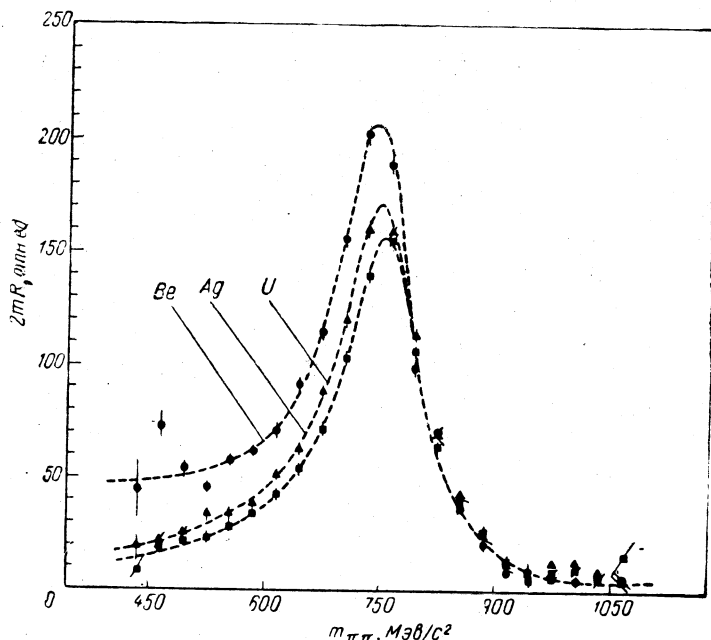


Рис. 13. Спектры  $2mR$  при  $p = 6,0$  Гэв/с в зависимости от  $m$  (5% всех данных). При отсутствии фона все спектры были бы тождественными.

Для проверки экспериментальной методики были рассчитаны гипотетические  $\rho$ -мезонные сечения по измеренным нами сечениям образования  $\pi$ -мезонных пар вблизи значений массы  $m = m_{\rho}$  при импульсе  $6,2$  Гэв/с, предполагая для ширины  $\rho$ -мезона значения  $120$  Мэв/с<sup>2</sup>. Оказалось, что результаты находятся в хорошем согласии с сечениями при  $\theta = 0^{\circ}$ , полученными тем же способом в Корнелле [25] (рис. 14). Полученные величины не являются, однако, истинными сечениями, поскольку игнорируется фон, не учитывается детальный профиль  $\pi\pi$  и сделано произвольное предположение относительно ширины  $\rho$ -мезона.

Результаты, полученные на СЛАКе [26], сильно отличаются от наших результатов и это расхождение не может быть отнесено лишь за счет нашего недостаточного понимания физики ядерных процессов. Как показано на рис. 14, данные более ранних экспериментов



на ДЭЗИ хорошо согласуются с результатами, полученными в настоящих измерениях.

**Анализ.** На основе сформулированных принципов и сделанного выше вывода, что в  $\rho$ -спектрах доминирует образование  $\rho$ -мезона, был произведен следующий анализ.

Четырехмерная матрица данных  $\frac{d\sigma}{d\Omega dm}(A, m, p, t_{\perp})$  была аппроксимирована теоретической функцией вида

$$\frac{d\sigma}{d\Omega dm}(A, m, p, t_{\perp}) = \\ = p^2 2mR(m)(f_{ii} + f_{iv}) + \\ + BG(A, m, p, t_{\perp}). \quad (13)$$

Первый член представляет главный вклад от  $\rho$ -образования, а второй член — вклад, определяемый как нерезонансным фоном, так и любой возможной интерференцией между  $\rho$ -образованием и  $p$ -волновой частью фона

$$f_{\kappa} = f_{\kappa}(A, t_{\perp}, t_{\parallel}, \sigma, \beta) = \left(\frac{\sigma'}{\sigma}\right)^2 \left| 2\pi f_0 \int_0^{\infty} b db \int_{-\infty}^{\infty} dz J_0(b\sqrt{t_{\perp}}) \times \right. \\ \left. \times \exp(iz\sqrt{t_{\parallel}}) \rho(z, b) \exp\left[-\frac{\sigma'}{2}(1-i\beta) \int_z^{\infty} \rho(z', b) dz'\right] \right|^2;$$

$$\sigma' = \sigma(1 - \xi\eta\sigma); \quad \xi = \frac{1}{16\pi a} \int \exp(-b^2/4a) g(\mathbf{b}, z) d^2 b dz;$$

$$\eta = \eta(\sigma) = \int \exp[-T(b)\sigma/2] Q(b) d^2 b / \int \exp[-T(b)\sigma/2] T(b) d^2 b;$$

$$Q(b) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho^2(b, z) dz, \quad \sigma = \sigma_{\rho N}, \quad T(b) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(b, z) dz.$$

Здесь  $f_{\kappa}$  — сечение когерентного образования [13], причем в выражении учтено, что  $\rho$ -мезон, образованный на отдельном нуклоне с эффективным сечением вперед  $|f_0|^2$ , затем поглощается в ядерной материи по закону  $\exp(-\frac{\sigma'}{2} \int_z^{\infty} \rho dz')$ . Фактор  $J_0(b\sqrt{t_{\perp}})\rho(b, z)$  связан с формой ядра:  $\rho = \rho_0(1 + \exp[(z - R)/\alpha])^{-1}$  — потенциал Вуда—Саксона, где  $R$  — радиус ядра и  $\alpha = 0,545$  ферми. Далее  $\exp(iz\sqrt{t_{\parallel}})$  учитывает различие начальной и конечной массы, а  $\sigma'$  — эффективное полное  $\rho$ -нуклонное сечение, в котором учтены эффекты второго порядка для корреляции нуклонов внутри ядра. При этом  $\xi$  обозначает корреляционную длину, а  $g(r_1, r_2)$  — корреляционную

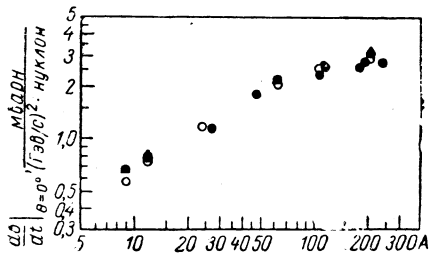


Рис. 14. Сравнение с данными [25] (Корнелль, США) для величины  $d\sigma/dt_{(\theta=0^\circ)}$  в предположении, что фон отсутствует и  $\Gamma_{\rho} = 120$  Мэв/с<sup>2</sup>.

▲ — ДЭЗИ I; ● — ДЭЗИ II; ○ — Корнелль.

волновую функцию [30];  $\beta$  — отношение действительной части амплитуды рождения на нуклоне к мнимой. Для величины  $\beta$  было принято значение  $\beta = -0,2$  из анализа измерений полного  $\gamma\rho$ -сечения при  $6,0 \text{ Гэв}$  [31];  $f_{\text{нк}}$  — сечение некогерентного образования, когда ядро отдачи остается в возбужденном состоянии или расщепляется. Некогерентный вклад ( $\sim 10\%$ ) наиболее заметен при небольших  $A$  и становится пренебрежимо малым при  $A = 100$ . Наконец,  $2mR(m)$  — это релятивистское распределение масс Брейта—Вигнера.

Фоновая функция состоит из  $BG(A, m, p, t_{\perp}) = G(A, m, p, t_{\perp}) + I(m)$ , где  $G$  — полиномиальная функция общего вида в пространстве  $(A, m, p, t_{\perp})$ , а функция

$$I(m) = \frac{\text{const} (m^2 - m_{\rho}^2)}{(m_{\rho}^2 - m^2)^2 + m_{\rho}^2 \Gamma^2}$$
 обусловлена интерференцией между  $\rho$ -мезоном и  $p$ -волновым фоном.

Сравнение данных 70 000 ячеек четырехмерной матрицы результатов с теоретической функцией (13) позволяет прямо определить параметры:  $m_{\rho}$ ,  $\Gamma_0$ ,  $\sigma_{\rho N}$ ,  $R(A)$ ,  $|f_0|^2$ ,  $\frac{d\sigma}{dt}(A)|_{t=0^{\circ}}$ ,  $\gamma_{\rho}^2/4\pi$ . Подгонка производилась с помощью церновской программы MINUIT. Процедуру определения различных параметров легко пояснить следующим образом.

1. Нахождение фоновой функции  $BG(A, m, p, t)$ . Подгонка производилась с учетом и без учета фонового члена вида

$$BG(A, m, p, t_{\perp}) = \left( \sum_{i=0}^l a_i(A) m^i \right) \left( \sum_{j=0}^m b_j(A) p^j \right) \times \\ \times \left( \sum_{k=0}^n c_k(A) t_{\perp}^k \right) + I(m).$$

В области  $m > m_c$  (где  $m_c$  — параметр обрезания, равный  $600 \text{ Мэв}/c^2$ ) фон сложно зависит от  $m$ ,  $p$ ,  $t$  и  $A$ . Оказалось, что подгонка существенно улучшается при выборе  $l = 2$ ,  $m = n = 0$ . После этого не наблюдаются никаких улучшений от увеличения  $l$ ,  $m$  или  $n$ , а также от включения члена вида  $I(m)$ . Результаты подгонки были не чувствительны к изменениям  $m_c$  при  $m_c > 600 \text{ Мэв}/c^2$ , и впоследствии все данные анализировались с  $m_c > 600 \text{ Мэв}/c^2$ . Процентное содержание фона довольно велико при малых  $A$  и  $m$ , но падает с возрастанием  $A$  и  $m$ , составляя малую величину для уравнения.

2. Определение  $R(A)$  — параметра ядерной плотности. Для фиксированного  $A$  зависимость сечений от  $t$  определяется характером дифракции вне исследуемого ядра. Сравнение дифракционных кривых с уравнением (13) позволяет найти средний радиус ядра, обнаруживаемый  $\rho$ -мезоном. Результаты измерения радиуса приведены на рис. 15 и в табл. 7. Данные приводят к формуле  $R(A) = (1,12 \pm 0,02)A^{1/3}$  ферми, которая на сегодняшний день является

ся наиболее точным выражением для ядерного радиуса в сильных взаимодействиях [33]. Определенные таким образом радиусы ядер оказываются большими, чем соответствующие величины из экспериментов по рассеянию на ядрах электронов ( $R(A) \simeq 1,08 A^{1/2}$  ферми).

Таблица 7

Типичные результаты по сечениям фоторождения  $\rho$ -мезонов на различных ядрах под  $0^\circ$  и радиусам ядер  $R$

Ядро	$\frac{d\sigma}{dt}(\theta = 0^\circ, t_{\parallel} = 0,002 \text{ (Гэв/с)}^2, p = 6,54 \text{ (Гэв/с)}) \frac{\text{мкбарн}}{\text{(Гэв/с}^2\text{)/нуклон}}$		$R, \text{ ферми}$
	$\frac{k_{\text{макс}}}{p} = 1,23$	$\frac{k_{\text{макс}}}{p} = 1,12$	
Be	$652 \pm 32$	$615 \pm 30$	$2,35 \pm 0,12$
C	$804 \pm 50$	$741 \pm 53$	$2,50 \pm 0,16$
Al	$1336 \pm 62$	$1290 \pm 63$	$3,37 \pm 0,16$
Ti	$1748 \pm 89$	$1838 \pm 65$	$3,94 \pm 0,10$
Cu	$2172 \pm 125$	$2073 \pm 110$	$4,55 \pm 0,11$
Ag	$2671 \pm 98$	$2577 \pm 59$	$5,35 \pm 0,09$
Cd	$2679 \pm 114$	$2640 \pm 72$	$5,40 \pm 0,14$
In	$2810 \pm 118$	$2680 \pm 62$	$5,56 \pm 0,25$
Ta	$2993 \pm 181$	$2940 \pm 127$	$6,50 \pm 0,15$
W	$2964 \pm 111$	$2896 \pm 170$	$6,30 \pm 0,12$
Au	$3039 \pm 141$	$3068 \pm 115$	$6,45 \pm 0,27$
Pb	$3302 \pm 65$	$3147 \pm 122$	$6,82 \pm 0,20$
U	$3160 \pm 92$	$3093 \pm 93$	$6,90 \pm 0,14$

3. Определение  $m_\rho$  и  $\Gamma_\rho$  — массы и ширины  $\rho$ -мезона. Для фиксированных  $A, p, t_\perp$  масса и ширина  $m_\rho$  и  $\Gamma_\rho$  находятся прямо из сравнения зависимости  $d\sigma/d\Omega dm$  от массы  $s$  с выражением (13). Мы получаем  $m_\rho = 765 \pm 5 \text{ Мэв/с}^2$ ;  $\Gamma_\rho = 140 \pm 10 \text{ Мэв/с}^2$ .

4. Определение когерентных сечений  $d\sigma/dt(A)|_{\theta=0^\circ}$ . Матрица данных сравнивалась с выражением (13), причем вместо  $R(A), m_\rho, \Gamma_\rho$  и  $BG$  в него подставлялись определенные нами величины. Результаты показаны на рис. 16 для  $p = 6,54 \text{ Гэв/с}$  и приведены в табл. 7 для  $k_{\text{макс}}/p = 1,23$  и  $1,12$  при  $p = 6,54 \text{ Гэв/с}$ . Ошибки в сечениях включают неопределенности величин  $R(A), m_\rho, \Gamma_\rho$  и  $BG$ . Чтобы проверить согласованность данных и анализа, различные подсистемы данных аппроксимировались в ограниченных диапазонах  $m, p$  и  $t$ . Оказалось, что результаты хорошо согласуются со всеми величинами, приведенными в табл. 7.

5. Определение  $\sigma_{\rho N}, |\hat{f}_0|^2$  и  $\gamma_\rho^2/4\pi$ . Сечения  $d\sigma/dt(A)|_{\theta=0^\circ}$  аппроксимировались выражением (13) при  $\beta = -0,2$  и значениях  $R(A)$ , найденных выше.

В результате аппроксимации (рис. 16) были получены следующие значения параметров:

$$\begin{aligned}\sigma_{\rho N} &= 26 \pm 2 \text{ мбарн}, \quad |f_0|^2 = \frac{d\sigma}{dt}(t=0, A=1) = \\ &= 117 \pm 5 \text{ мбарн}/(\text{Гэв}/c)^2\end{aligned}$$

$$\text{и } \gamma_{\rho}^2/4\pi = 0,54 \pm 0,10.$$

Найденное значение  $\sigma_{\rho N}$  отличается примерно в 1,5 раза от результата  $38 \pm 3$  мбарн, полученного в Корнелле [25], а наше  $\gamma_{\rho}^2/4\pi$  отличается в два раза от значения 1,1, полученного в Корнелле и на СЛАК [26]. Источники расхождения оказываются следующими\*.

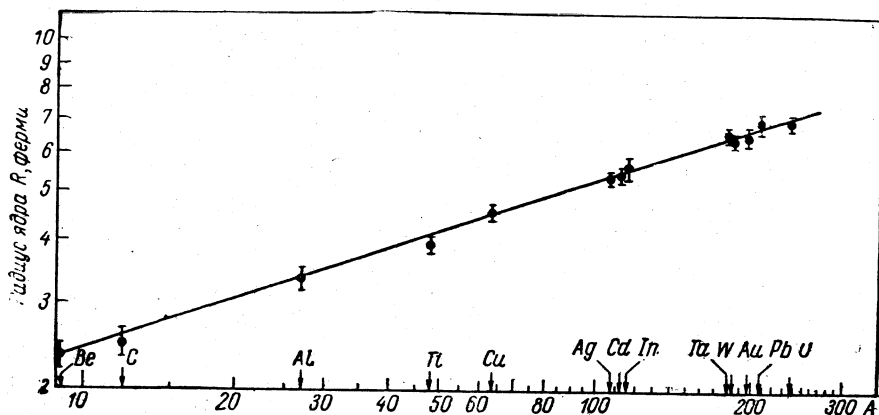


Рис. 15. Радиусы ядер, полученные по измеренной  $t$ -зависимости сечения фоторождения  $\rho$ -мезона на ядрах. Прямая линия — результат аппроксимации,  $R = (1,12 \pm 0,02) A^{1/3}$ .

Используя опубликованные данные СЛАК и параметры  $R(A)$ ,  $\sigma' = \sigma_{\rho N}$ ,  $\beta = \xi = 0$ , можно было воспроизвести опубликованные нами результаты. Расхождение происходит главным образом из-за различий в экспериментальных данных. Причины расхождения с результатами из Корнеллы более сложные. Сечения не согласуются и здесь. Например, как показано на рис. 16, измеренное нами сечение на свинце  $3302 \pm 65$  мкбарн/ $(\text{Гэв}/c)^2$  отличается на 25% от полученного в Корнелле  $2630 \pm 80$  мкбарн/ $(\text{Гэв}/c)^2$ . Обе величины измерены при  $\theta = 0^\circ$  при одинаковых кинематических условиях. Кроме того, мы не смогли воспроизвести опубликованные ими результаты с помощью их данных и подгоночных параметров.

Наша величина  $|f_0|^2$  согласуется с измеренным нами ранее сечением на  $\text{H}_2$ :  $d\sigma/dt|_{t=0} = 119 \pm 7$  мкбарн/ $(\text{Гэв}/c)^2$  при 6,0 Гэв/с.

\* Сравнение с данными других работ и анализ причин расхождения написаны в оригинале довольно небрежно. Заинтересованные читатели должны обратиться к оригинальным публикациям. — Прим. ред.

Наш результат для  $\gamma_\rho^2/4\pi$  согласуется с первоначальным результатом ДЭЗИ  $0,45 \pm 0,10$  и со значением, независимо полученным на ДЭЗИ из измерений полных адронных сечений  $\sigma_{A\gamma}$  [34].

Сравнивая наш результат для  $\gamma_\rho^2/4\pi$  с величиной  $0,52_{-0,06}^{+0,07}$ , определенной из распада  $\rho \rightarrow e^+e^-$ , заключаем, что в пределах точности  $\pm 20\%$  константа взаимодействия  $\rho$ -мезон — фотон не зависит от величины  $m_\gamma$  (массы фотона) в пределах  $0 < m_\gamma < m_\rho$ .

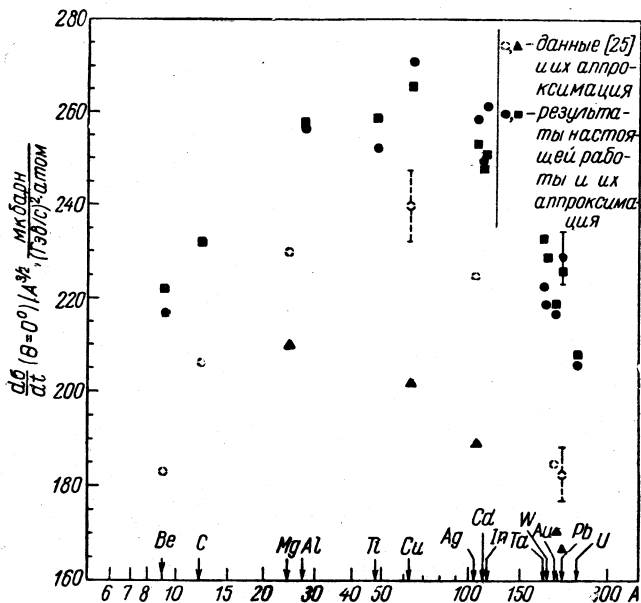


Рис. 16. Результаты для сечения фоторождения  $\rho$ -мезонов на ядрах  $d\sigma/dt (\theta = 0^\circ)$  при  $p/k_{\text{макс}} = 1,23$  и их аппроксимация. Для сравнения приведены данные [25] (Корнелль, США) и наша аппроксимация этих данных, соответствующая их значениям параметров:

$$\sigma_{\rho N} = 38 \text{ мкбарн}; \quad d\sigma/dt (t=0; A=1) = 124 \text{ мкбарн}/(\text{Гэв}/\text{с})^2; \quad \beta = \xi = 0; \\ m_\rho = 770 \text{ Мэв}/\text{с}^2; \quad \rho = 6,2 \text{ Гэв}/\text{с}; \quad t_{\parallel} = m_\rho^4/4\rho^2 = 0,0023 (\text{Гэв}/\text{с})^2.$$

### § 3.4. ПОЛНЫЕ ФОТОН-АДРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ

В модели векторной доминантности сечение фоторождения векторных мезонов можно связать с сечениями нуклон — векторный мезон. В частности, полное сечение  $\gamma\rho$  можно выразить следующим образом:

$$\sigma_{\text{полн}} (\gamma\rho) = \sqrt{4\pi\alpha} \left[ \left( \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0} (\gamma\rho | \rho\rho) \right)^{1/2} + \left( \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0} (\gamma\rho | \rho\omega) \right)^{1/2} + \dots \right]$$

$$+ \left( \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0} (\gamma\rho | \rho\Phi) \right)^{1/2} \Big] \gamma_\rho^2/4\pi$$

Сечения  $d\sigma/dt|_{t=0} (\gamma\rho/pV^0)$ ,  $V^0 = \rho$ ,  $\omega$ ,  $\Phi$  все измеряются, а  $\gamma_\rho^2/4\pi$ ,  $\gamma_\omega^2/4\pi$ ,  $\gamma_\rho^2/4\pi$  определяются из лептонных распадов. Следовательно, измерение  $\sigma_{\text{полн}} (\gamma\rho)$  позволяет прямо проверить предсказания модели векторной доминантности и убедиться в том, что константы связи  $\gamma_\rho^2/4\pi$  и т. д. имеют одно и то же значение, независимо от того, что находится на массовой оболочке: фотон или  $\rho$ -мезон.

### § 3.5. СВОДКА РЕЗУЛЬТАТОВ ДЛЯ КОНСТАНТЫ СВЯЗИ $\gamma_\rho^2/4\pi$ ИЗ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ФОТОРОЖДЕНИЮ $\rho^0$ -МЕЗОНОВ

1. По данным настоящей работы для рождения  $\rho^0$ -мезона на ядрах:  $\gamma + A \rightarrow A + \rho^0$

$$\frac{\gamma_\rho^2}{4\pi} = 0,54 \pm 0,10.$$

2. По данным Мейера (ДЭЗИ) [34] и Гирагосяна [1] для полного сечения на водороде:  $\sigma_{\text{полн}} (\gamma\rho) = 110 \text{ мкбарн}$ ;  $\frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0} (\gamma\rho | \rho\rho) = 120 \text{ мкбарн}/(\text{Гэв}/c^2)$ .

$$\sigma_{\text{полн}} (\gamma\rho) = \sqrt{4\pi\alpha} \left( \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0} (\gamma\rho | \rho\rho) \right)^{1/2} \gamma_\rho^2/4\pi$$

$$\frac{\gamma_\rho^2}{4\pi} = 0,5 \pm 0,1.$$

3. По данным Мейера [34] для полного сечения на ядрах Be, C, Al, Cu

$$\sigma_{\text{полн}} (\gamma A) |_{E \rightarrow \infty} = \sqrt{4\pi\alpha} \left( \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0} (\gamma A | A\rho) \right)^{1/2} \gamma_\rho^2/4\pi$$

$$\frac{\gamma_\rho^2}{4\pi} = 0,4 \pm 0,1.$$

4. По данным Марголиса [30]  $\sigma_{\rho N} \cong 25 \text{ мбарн}$

$$\frac{\gamma_\rho^2}{4\pi} = 0,4 \pm 0,1.$$

## ЛИТЕРАТУРА

1. Более полную библиографию можно найти в обзоре: Ting S. C. C. Proceedings of the 1967 International Conference on Photons and Electrons. Stanford, California, and J. J. Sakurai: Vector Mesons 1960—1968, University of Chicago, Preprint EFI 68—59.
2. Dar A., Weisskopf V. F. Phys. Lett., **26B**, 670 (1968).
3. Geil-Mann M., Sharp D., Wagner W. G. Phys. Rev. Lett., **8**, 261 (1962).
4. Joos H. Proceedings of 1967 International Conference on High Energy Physics, Heidelberg, Germany.
5. Alvensleben H. et al. Phys. Rev. Lett., **21**, 1501 (1968).
6. Parsons R. G., Weinstein R. Phys. Rev. Lett., **20**, 1314 (1968); Davier M. Phys. Lett., **27B**, 27 (1968).
7. Samuel C. T. Rapporteur's Summary of the Proceedings of the XIVth International Conference on High Energy Physics, Vienna, 1968, (CERN Scientific Information Service, Geneva, 1968), p. 43.
8. Asbury J. et al. Phys. Rev. Lett., **19**, 869 (1967). Эксперименты по поиску  $\mu^+\mu^-$ -пар в области  $\rho$ ,  $\omega$  масс перечислены ниже. Никакого эффекта от  $\omega$  зарегистрировано не было. De Pagter J. K. et al. Phys. Rev. Lett., **16**, 35 (1966); Rothwell P. L. et al. Proceedings of the Third International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, Stanford, 1967 (Clearing House of Federal Scientific and Technical Information, Washington, D. C. 1968), p. 644; Hayes S. et al. Phys. Rev. Lett., **21**, 1134 (1969).
9. Collard H. R., Elton L. R. B., Hofstadter R. Landolt-Boernstein-Tables I. Vol. 2. Nuclear Radii (Springer Verlag, Berlin, 1967).
10. Drell S. D., Swartz C. L. Phys. Rev., **112**, 568 (1958).
11. Alvensleben H. et al. To be published; Lohrmann E. SLAC Conference Report, 1967.
12. Augustin J. E. et al. Phys. Lett., **28B**, 508 and 513 (1969).
13. Koelbig K. S., Margolis B. Nucl. Phys., **B6**, 85 (1968).
14. Более ранние ссылки на эту реакцию можно найти в статье: Cambridge Bubble Chamber Collaboration — Phys. Rev., **146**, 994 (1966); **163**, 1510 (1967).  
Ballam J. et al. Phys. Rev. Lett., **21**, 1541; 1544 (1968);  
Lanzerotti L. J. et al. Phys. Rev., **166**, 1365 (1968); Blechschmidt H. et al. Nuovo cimento, **52A**, 1348 (1967). Jones W. G. et al. Phys. Rev. Lett., **21**, 586 (1969). ABBNМ collaboration, **175**, 1669 (1968); Phys. Lett., **27B**, 54 (1968); Eisenberg Y. et al. Phys. Rev. Lett., **22**, 669 (1969); Davier M. et al. Phys. Rev. Lett., **21**, 841 (1968); Phys. Lett., **28B**, 619 (1969).
15. McClellan G. et al. Phys. Rev. Lett., **22**, 374 (1969). Asbury J. G. et al. Phys. Rev., **161**, 1344—1355 (1967). Longo M. J., Moyer B. J. Phys. Rev., **125**, 701 (1962).
16. При объединении данных, полученных при углах  $\langle\theta_{\pi\pi}\rangle < 1^\circ$  со средним  $t \simeq 0,01$  ( $\text{Гэв}/c$ )<sup>2</sup>, влияния  $t$ -зависимости и углового распределения распада оказываются малыми. Эти особенности были установлены в измерениях [14] и учтены при расчете сечений.
17. Soeding P. Phys. Lett., **19**, 702 (1965).
18. Jackson J. D. Nuovo cimento, **34**, 1644 (1964).
19. Значение члена  $(m_\rho/m)^4$  в формуле Брейта—Вигнера: Ross M., Stodolsky L. Phys. Rev., **149**, 1172 (1966); Kramer G., Uretsky J. L. ANL/HEP (1968).
20. James F., Ross M. CERN 6600 Computer Library Long Write—Up 67/623/1.
21. При получении  $d\sigma/dt|_{t=0}$  из  $d\sigma/d\Omega dm$  возникла неопределенность нор-

- мировки в  $\pm 10\%$  из-за используемых спектральных функций. Эта неопределенность не показана на рис. 2.
22. F o s s a c c i M. N., G i a c o m e l l i G. CERN—Report 66—18.
  23. T i n g, S a m u e l C. C. Rapporteur's Summary of the XIVth Intern. Conference on High Energy Phys., Vienna, 1968.
  24. A s b u r y J. G. et al. Phys. Rev. Lett., **19**, 867 (1967). L a n z e r o t t i L. J. et al. Phys. Rev., **166**, 1305 (1968).
  25. M c C l e l l a n G. et al. Phys. Rev. Lett., **22**, 377 (1969).
  26. B u l o s F. et al. Phys. Rev. Lett., **22**, 490 (1969).
  27. A s b u r y J. G. et al. Phys. Rev., **161**, 1344 (1967); L o n g o M. T. M o y e r B. T. Phys. Rev., **125**, 701 (1962).
  28. Эти данные записаны на магнитную ленту и могут быть высланы.
  29. На рис. 10, б экспериментальное сечение  $d\sigma/d\Omega dm$  поделено на  $p^2(f_R + f_{NR})$ . Таким образом, из спектра масс выделяется механизм образования  $\rho$ -мезона (но не фон).
  30. B o c h m a n n G. V., M a r g o l i s B., T a n g C. L. To be published; W a l e s k a D. et al. Contributions to Conference on Nuclear Interaction, Columbia University, Sept. 1969.
  31. Сведения об экспериментальном определении  $\beta$  можно найти в работе: W e b e r J. Ph. D. thesis, DESY, 1969. Мы благодарны профессорам А. Дару и Б. Марголису, указавшим нам на важность включения этого члена.
  32. T r e f i l J. S. Nuclear Physics, **B11**, 1969, 330.
  33. G l a u b e r R. J., M a t t h i a e G. ISS 67/16.
  34. M e y e r H. Частное сообщение.