



12
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

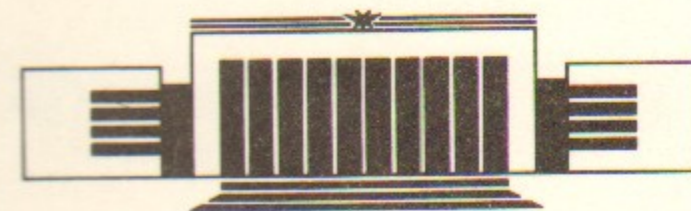
С.И. Долинский, В.П. Дружинин, М.С. Дубровин,
В.Б. Голубев, В.Н. Иванченко, Е.В. Пахтусова,
А.Н. Перышкин, С.И. Середняков, В.А. Сидоров
А.Н. Скринский, Ю.М. Шатунов

ОБЗОР e^+e^- ЭКСПЕРИМЕНТОВ
НЕЙТРАЛЬНОГО ДЕТЕКТОРА
НА КОЛЛАЙДЕРЕ ВЭПП-2М

Часть 2

Нерезонансные процессы с рождением адронов,
проверка квантовой электродинамики
и другие эксперименты

ПРЕПРИНТ 89-104



НОВОСИБИРСК

Обзор e^+e^- экспериментов
Нейтрального Детектора
на коллайдере ВЭПП-2М

Часть 2

Нерезонансные процессы с рождением адронов,
проверка квантовой электродинамики
и другие эксперименты

*С.И. Долинский, В.П. Дружинин, М.С. Дубровин,
В.Б. Голубев, В.Н. Иванченко, Е.В. Пахтусова,
А.Н. Перышкин, С.И. Середняков, В.А. Сидоров,
А.Н. Скринский, Ю.М. Шатунов*

Институт ядерной физики
630090, Новосибирск 90, СССР

АННОТАЦИЯ

Приводится обзор результатов экспериментов, выполненных с помощью Нейтрального детектора на e^+e^- -накопителе ВЭПП-2М в области энергии $2E = 0.5 \div 1.4$ ГэВ с интегральной светимостью 19 нб^{-1} .

1. ВВЕДЕНИЕ

Данная работа является продолжением обзора результатов экспериментов с Нейтральным детектором (НД) на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-2М, начатого в работе [1]. В работе [1] было проведено описание детектора и эксперимента, обсуждены основные методы анализа экспериментальных данных, приведены основные соотношения модели векторной доминантности (МВД) и другие теоретические формулы, которые использовались при обработке данных НД.

2. НЕРЕЗОНАНСНЫЕ ПРОЦЕССЫ С РОЖДЕНИЕМ АДРОНОВ

Полное сечение e^+e^- -аннигиляции в адроны играет фундаментальную роль, поскольку непосредственно связано с процессами аннигиляции на малых расстояниях и при высоких энергиях не зависит от процессов адронизации кварков и глюонов. Это сечение в области энергий ВЭПП-2М $2E < 1.4$ ГэВ вносит заметный вклад в интегралы, вычисляемые по правилам сумм КХД [2], оно используется при вычислении $(g-2)$ фактора мюона [3]. Сечения реакции $e^+e^- \rightarrow$ адроны с изотопическим спином $I=1$ связаны со спектрами масс адронных систем в распаде τ -лептона согласно гипотезе сохранения векторного тока [4—6]. Эксклюзивные адронные сечения важны для установления структуры уровней возбужденных состояний легких векторных мезонов и механизмов реакций.

В области энергии $2E < 1.4$ ГэВ был выполнен ряд работ на накопителях ВЭПП-2М [7—15], АСО [16—18] и DCI [19], в которых были измерены основные нерезонансные процессы. Данные по адронным сечениям при $2.2 \text{ ГэВ} > 2E > 1.4 \text{ ГэВ}$ получены на накопителях ADONE [20] и DCI [21—23]. Несмотря на достаточно большое число различных экспериментов, существующая экспериментальная точность недостаточна, не решен ряд важных проблем в этой области энергий. Например, имеет место систематическое отличие между собой экспериментальных данных разных групп по изучению реакций

$$e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-, \quad (2.1)$$

$$e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0. \quad (2.2)$$

До сих пор нет полной ясности в вопросе о количестве, массах и других параметрах радиальных возбуждений ρ -, ω - и Φ -мезонов.

Отличительной особенностью экспериментов с детектором НД, по сравнению с предыдущими, является измерение энергии фотонов, что давало возможность выделять π^0 - и η -мезоны по их двухфотонным распадам. Это позволило впервые в области энергий $2E > 1$ ГэВ четко выделить сечения процессов $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$ [24] и $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ [25, 26], осуществить поиск процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ [27]. Интегральная светимость в эксперименте НД в несколько раз превосходит интегральную светимость всех предыдущих измерений, поэтому интерес представляют наши измерения сечения реакции $e^+e^- \rightarrow 4\pi$ [25, 28] и наше изучение ω — Φ -интерференции в реакции $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ [29, 30]. В параграфе 2.5 мы приводим результаты определения полных сечений рождения адронов в e^+e^- -аннигиляции в нерезонансной области энергий.

2.1. Реакция $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$ [24]

Реакция $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$ определяет значительную долю полного сечения e^+e^- -аннигиляции в адроны в области энергии $2E > 1$ ГэВ. Кроме того, она представляет самостоятельный интерес по нескольким причинам. Во-первых, в связи с проблемой радиальных возбуждений ρ -мезона. В ряде работ обсуждалось возможное существование двух радиальных возбуждений ρ_1 и ρ_2 . Ранее предполагалось, что масса ρ_1 -мезона находится в районе 1250 МэВ [31, 32], в настоящее время предпочтительнее выглядит значение массы 1430 МэВ [33, 34]. В любом случае это должно

отразиться на энергетическом поведении сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$ в доступной нам области энергии. Во-вторых, как уже отмечалось в [1] (параграф 3.1), эта реакция определяется той же вершиной, что и распады ω -мезона $\omega \rightarrow 3\pi$, $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$, $\omega \rightarrow \mu^+\mu^-\pi^0$ (рис. 3 в [1]), что открывает дополнительные возможности для изучения этой вершины. В третьих, интенсивно развиваются методы расчета константы $g_{\rho\omega\pi}$ [35], и большой интерес представляет сравнение предсказаний теории и результатов эксперимента.

В экспериментах с НД впервые изучалась реакция

$$e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma, \quad (2.3)$$

в которой ω -мезон распадается по каналу $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$. Этот канал распада является предпочтительным по сравнению с основным $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ с точки зрения фоновых условий. Для выделения реакции (2.3) отбирались события с 4 или 5 фотонами, требовалось, чтобы 4-фотонные события содержали хотя бы один π^0 -мезон, а 5-фотонные два π^0 -мезона. В спектрах инвариантных масс $\pi^0\gamma$ отобранных таким образом событий доминирует искомая реакция (рис. 1), других процессов на уровне имеющейся статистики не наблюдается.

Основным фоном при таком отборе являются нейтральные распады Φ -мезона и нерезонансный процесс $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma\gamma$, сечение которого рассчитывалось согласно [36]. Уровень резонансного фона определялся в результате аппроксимации сечения регистрации в узкой области энергий вблизи Φ -мезонного резонанса. Суммарная величина фонового сечения вычиталась из наблюдаемого сечения, затем были внесены радиационные поправки, учтена эффективность регистрации в зависимости от энергии и с использованием величины $B(\omega \rightarrow \pi^0\gamma) = (8.7 \pm 0.5)\%$ были получены значения полного сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$ (табл. 1 (a)).

Позднее появился ряд новых экспериментальных и теоретических работ [6, 34, 37], результаты которых требуют некоторого переосмысления наших утверждений, так как экстраполяция данных НД в область больших энергий, выполненная в работе [24], противоречит результатам работ [6, 38]. При этом остаются в силе выводы, которые сделаны относительно сечения реакции $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$ в области энергий ВЭПП-2М. Дополнительная независимая статистика НД (табл. 1 (b)), набранная после опубликования работы [24], позволила расширить область энергий, в которой изучалась реакция (2.3), и провести сравнение с предыдущим

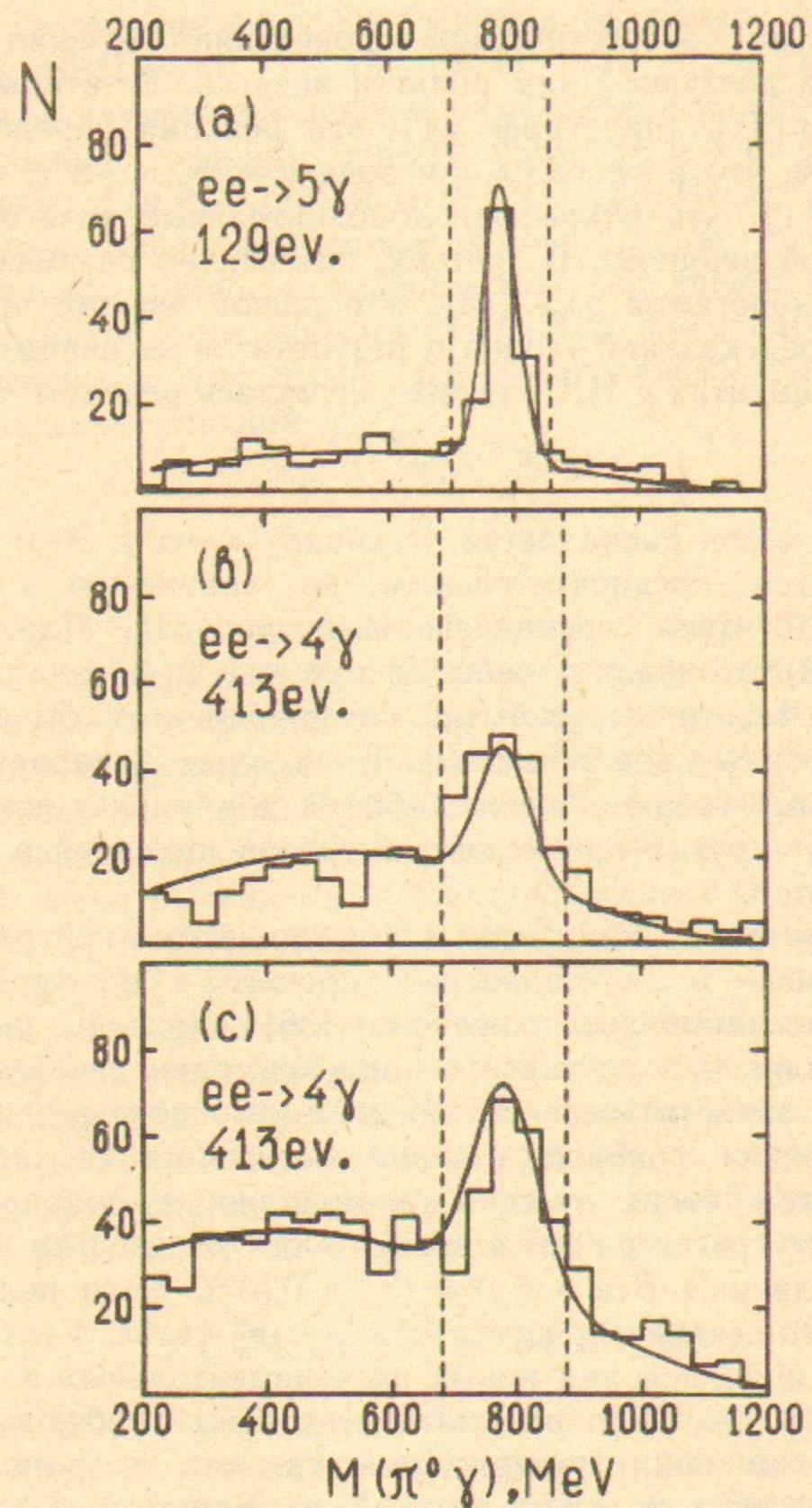


Рис. 1. Выделение событий $\omega\pi^0$ по спектрам инвариантных масс:
a — инвариантные массы π^0 -мезонов и фотона в пятифотонных событиях; *b* — массы отдачи π^0 -мезонов в четырехфотонных событиях; *c* — инвариантные массы π^0 -мезона и фотонов в четырехфотонных событиях. Штриховая линия — расчет методом Монте Карло для реакции $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$. Область энергии пучков $1.04 \text{ ГэВ} < 2E < 1.40 \text{ ГэВ}$.

Таблица 1

Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$

\sqrt{s} , ГэВ	$\sigma_{\omega\pi^0}$, нб			
	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>	<i>d</i>
0.93	—	6.6 ± 4.5	6.6 ± 4.5	—
0.95	—	4.4 ± 1.2	4.4 ± 1.2	—
0.97	—	6.1 ± 2.5	6.1 ± 2.5	—
0.99	—	9.7 ± 2.7	9.7 ± 2.7	—
1.0	—	—	—	7.8 ± 3.1
1.02	8.7 ± 1.0	—	8.7 ± 1.0	—
1.05	9.1 ± 2.1	—	9.1 ± 2.1	—
1.07	12.6 ± 2.6	—	12.6 ± 2.6	—
1.09	12.8 ± 2.6	12.5 ± 3.8	12.8 ± 2.1	—
1.1	—	—	—	11.6 ± 3.2
1.11	20.9 ± 6.2	14.5 ± 3.5	17.2 ± 3.2	—
1.13	10.8 ± 4.9	8.5 ± 2.3	9.3 ± 2.2	—
1.15	14.4 ± 5.0	11.5 ± 3.2	12.8 ± 2.8	—
1.17	9.4 ± 4.3	13.5 ± 3.4	11.9 ± 2.7	—
1.19	8.1 ± 4.0	7.6 ± 2.5	7.8 ± 2.2	—
1.2	—	—	—	8.1 ± 3.8
1.21	18.1 ± 3.7	12.6 ± 3.4	15.9 ± 2.5	—
1.23	15.0 ± 4.9	22.2 ± 4.4	19.1 ± 3.2	—
1.25	20.3 ± 6.4	14.9 ± 3.7	17.1 ± 3.3	—
1.27	15.5 ± 5.4	10.0 ± 3.3	12.5 ± 2.9	—
1.29	14.8 ± 3.0	—	14.8 ± 3.0	—
1.3	—	—	—	14.7 ± 3.2
1.31	15.0 ± 3.3	—	15.0 ± 3.3	—
1.33	14.7 ± 3.8	—	14.7 ± 3.8	—
1.35	14.6 ± 3.4	—	14.6 ± 3.4	—
1.37	21.9 ± 3.9	—	21.9 ± 3.9	—
1.39	19.1 ± 4.0	—	19.1 ± 4.0	—
1.4	—	—	—	12.1 ± 2.8
1.5	—	—	—	9.7 ± 2.9
1.6	—	—	—	3.3 ± 3.0

Приведены только статистические ошибки, систематическая ошибка данных НД 8%. *a* — данные работы [24], *b* — данные, полученные на НД позднее, *c* — результат усреднения всех данных НД, *d* — сечения, пересчитанные из данных детектора ARGUS [6] по формуле (2.4).

измерением. Новые данные находятся в хорошем согласии со старыми, поэтому в данной работе для аппроксимаций использовались суммарные данные НД (табл. 1(c)).

Кроме того, в настоящей работе мы пользуемся данными по адронным спектральным функциям в распаде τ -лептона $\tau^- \rightarrow \omega l^- \nu_\tau$, полученными в эксперименте с детектором ARGUS [6]. В общем случае спектральную функцию $v(q^2)$ распада $\tau^\pm \rightarrow h^\pm \nu_\tau$, где h — адронная система с квантовыми числами $I^G J^{PC} = 1^+ 1^{--}$, можно связать с сечением реакции $e^+ e^- \rightarrow h^0$ следующим образом [4, 5]:

$$v(q^2) = \frac{\sigma_h(q^2)}{4\pi^2 \alpha^2 \cos^2 \theta_c \cdot q^2}, \quad (2.4)$$

где θ_c — угол Каббиво. На основе этого соотношения и данных ARGUS [6] было рассчитано сечение реакции $e^+ e^- \rightarrow \omega l^0$ (табл. 1(d)). Данные НД и ARGUS хорошо согласуются между собой (рис. 2), при энергии $2E > 1.4$ ГэВ наблюдается спад сече-

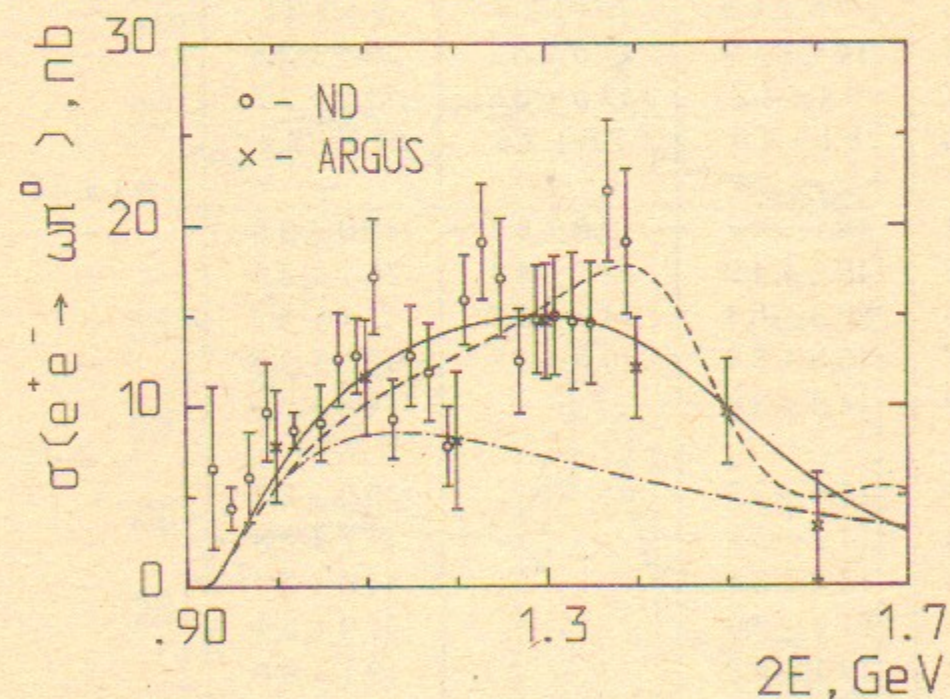


Рис. 2. Полное сечение реакции $e^+ e^- \rightarrow \omega l^0$, определенное из данных экспериментов НД [24] и ARGUS [6].

Показаны только статистические ошибки. Кривые — результаты аппроксимаций для разных моделей: штрихпунктирная линия — $\rho(770)$ (табл. 2(a)); сплошная линия — $\rho(770) + \rho_1$ (табл. 2(b)); штриховая линия — $\rho(770) + \rho_1 + \rho_2$ (табл. 2(d)).

ния, что согласуется с данными по фоторождению, полученными на Omega-спектрометре [38].

Важную роль при аппроксимациях сечений играло дополнительное условие (3.11) из [1], связывающее ширину распада

$\Gamma(\omega \rightarrow \pi^0 \gamma)$ с константами связи ρ -резонансов. При этом использовалось значение этой ширины (3.27) из [1], полученное в эксперименте НД [39]. Аппроксимации проводились по формуле (3.4) из [1], параметрами были константа $g_{\rho\omega l}$, массы и ширины неизвестных резонансов, а также амплитуды интерференции, которые определялись следующим образом:

$$A_k = \frac{g_{\rho\omega l}}{g_{\rho\omega l}} \frac{g_{\rho}}{g_{\rho_k}} \cdot e^{i\psi_k}, \quad \psi_k = \delta_{\rho_k} - \delta_{\rho}, \quad k=1, 2. \quad (2.5)$$

Поскольку изучаемый распад должен быть основным для ρ -резонансов, то при аппроксимациях мнимые части амплитуд A_k полагались равными нулю.

Таблица 2

Результаты аппроксимаций данных по сечению реакции $e^+ e^- \rightarrow \omega l^0$

n	a	b	c	d
Резонансы	ρ	ρ, ρ_1	ρ, ρ_1, ρ_2	ρ, ρ_1, ρ_2
$g_{\rho\omega l}, \text{ ГэВ}^{-1}$	14.0 ± 0.3	15.3 ± 0.8	14.6 ± 0.7	14.3 ± 0.4
$m_{\rho_1}, \text{ МэВ}$	—	1520 ± 100	1264	1465
$\Gamma_{\rho_1}, \text{ МэВ}$	—	520 ± 180	300	235
A_1	—	-0.22 ± 0.04	-0.32 ± 0.03	-0.09 ± 0.02
$m_{\rho_2}, \text{ МэВ}$	—	—	1590	1700
$\Gamma_{\rho_2}, \text{ МэВ}$	—	—	220	220
A_2	—	—	0.10 ± 0.02	-0.04 ± 0.02
χ^2/n_D	108/29	28/26	56/27	32/27

Величины, приведенные с ошибками, являлись свободными параметрами аппроксимации.

Были рассмотрены варианты аппроксимаций с различным числом радиальных возбуждений ρ -мезона (табл. 2). Как следует из результатов аппроксимаций (табл. 2(a)), вклада одного $\rho(770)$ -мезона недостаточно, оптимальная кривая, показанная штриховой линией на рис. 2, явно противоречит экспериментальным данным. Неплохо описывает эксперимент аппроксимация, в которой учитываются $\rho(770)$ и ρ_1 — первое радиальное возбуждение ρ -мезона (рис. 2). Оптимальные масса и ширина такого ρ_1 -ре-

зонанса не противоречат параметрам $\rho(1600)$ [40] или $\rho(1430)$ [33], а амплитуда интерференции A_1 оказывается отрицательной (табл. 2(b)). Отметим, что при аппроксимации со свободной фазой ψ_1 получается значение $\psi_1 = (190 \pm 25)^\circ$, что подтверждает правильность используемого предположения о малости мнимой части амплитуды интерференции.

Поскольку в сечении рис. 2 нет явных пиков и оно неплохо описывается вкладом ρ и ρ_1 , то при аппроксимации с тремя резонансами ρ , ρ_1 и ρ_2 необходимы дополнительные условия. Поэтому был выполнен ряд аппроксимаций с фиксированными значениями ширины и массы ρ_1 - и ρ_2 -мезонов. Результаты аппроксимаций со значением массы $m_{\rho_1} = 1264$ МэВ, которое было взято из таблиц PDG [40], показывают, что в этом случае не удается удовлетворительно описать данные при разумных фиксированных значениях m_{ρ_2} , Γ_{ρ_1} и Γ_{ρ_2} , уровень доверия по критерию χ^2 оказывается низким. В табл. 2(c) приводятся результаты одной из таких аппроксимаций. На наш взгляд, данные НД закрывают возможность существования нормального радиального возбуждения ρ -мезона с массой $m_{\rho_1} \sim 1250$ МэВ.

С другой стороны, аппроксимация с массами и ширинами ρ_1 - и ρ_2 -мезонов, взятыми из работ [34] (табл. 2(d)), неплохо описывает экспериментальные данные (рис. 2), причем вклад ρ_2 в этом случае вдвое меньше, чем ρ_1 . Таким образом, сечение на рис. 2 может быть удовлетворительно описано в рамках, по крайней мере, двух моделей. Вариант описания с двумя радиальными возбуждениями уже хорошо исследован авторами работ [34, 41], поэтому мы более детально рассматриваем модель с одним радиальным возбуждением. Из нашей аппроксимации следует значение его массы $m_{\rho_1} = 1520$ МэВ. Используя результаты аппроксимации для этой модели (табл. 2(b)) и величину $\Gamma(\rho_1 \rightarrow e^+e^-) = (7.8 \pm 2.6)$ кэВ [40], можно получить следующие параметры ρ_1 -резонанса:

$$\begin{aligned} g_{\rho_1\omega\pi} &= (4.5 \pm 0.8) \text{ ГэВ}^{-1}, \\ \Gamma(\rho_1 \rightarrow e^+e^-) B(\rho_1 \rightarrow \omega\pi^0) &= (1.3 \pm 0.5) \text{ кэВ}, \\ B(\rho_1 \rightarrow \omega\pi^0) &= (17 \pm 7) \%. \end{aligned} \quad (2.6)$$

Таким образом, несмотря на визуальное отсутствие пика в сечении реакции (2.3) на массе ρ_1 -мезона, мы получили достаточно большую константу связи $g_{\rho_1\omega\pi}$ и, соответственно, большую

относительную ширину распада $\rho_1 \rightarrow \omega\pi^0$. Это объясняется деструктивной интерференцией между ρ - и ρ_1 -мезонами, определяющей форму сечения. Используя (2.6) и данные PDG [40], можно оценить отношение ширины

$$B(\rho_1 \rightarrow \omega\pi^0) / B(\rho_1 \rightarrow K^*\bar{K} + \bar{K}^*K) = (1.9 \pm 0.9), \quad (2.7)$$

которое для двухкваркового ρ_1 -мезона должно составлять около 4 [5]. Таким образом, грубого противоречия между предсказаниями наивной кварковой модели и данными нашего эксперимента не наблюдается. Появляется также возможность отождествить резонанс $C(1480)$, обнаруженный на установке ЛЕПТОН-Г в $\Phi\pi^0$ -системе [42], с ρ_1 -мезоном, что подтверждает гипотезу, предложенную в работе [43]. В рамках обсуждаемой гипотезы естественно предположить, что ρ_1 -мезон есть радиальное возбуждение ρ -мезона.

Из вышесказанного следует, что гипотеза о наличии всего одного радиального возбуждения ρ -мезона не противоречит существующим экспериментальным данным в канале $\omega\pi^0$. Отметим, что мы получили $m_{\rho_1} \approx 1500$ МэВ и $\Gamma_{\rho_1} \approx 500$ МэВ, следовательно $\Gamma_{\rho_1} \sim m_{\rho_1}$, поэтому поправки на конечную ширину резонанса велики, параметры резонанса оказываются сильно зависящими от модели, которая используется при аппроксимации экспериментальных данных. Это может объяснить большой разброс в параметрах ρ_1 -мезона, полученных в различных экспериментах [40].

Столь же правдоподобной выглядит и гипотеза о наличии двух изовекторных резонансов в этой области энергий. Пока преждевременно отождествлять эти резонансы с радиальными возбуждениями ρ -мезона, так как возможен заметный вклад и экзотических состояний. Окончательные выводы можно будет сделать только после выполнения новых измерений с лучшей точностью в широком диапазоне энергий.

2.2. Реакция $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ [27, 30]

В экспериментах на встречных e^+e^- -пучках проведено большое число работ [8, 17—19, 44—48] по изучению реакции

$$e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 \quad (2.8)$$

в районе ω - и Φ -мезонов. В этих работах были определены массы, полные ширины мезонов, их парциальные ширины распада на

$\pi^+\pi^-\pi^0$, а также изучалась ω - Φ -интерференция. Было показано, что фаза интерференции близка к 180° , что соответствует кварковой модели. В области энергий выше Φ -мезона экспериментальные данные имеются только при энергии $2E > 1.4$ ГэВ [19, 22]. В экспериментах с НД хорошее разрешение по инвариантной массе и энергии π^0 -мезонов позволило выделить процесс (2.8) во всей области энергий накопителя ВЭПП-2М.

Условия эксперимента в разных областях энергии были различными, поэтому обработка велась отдельно в районе резонансов (см. главу 4) и во внерезонансных областях энергии. В области

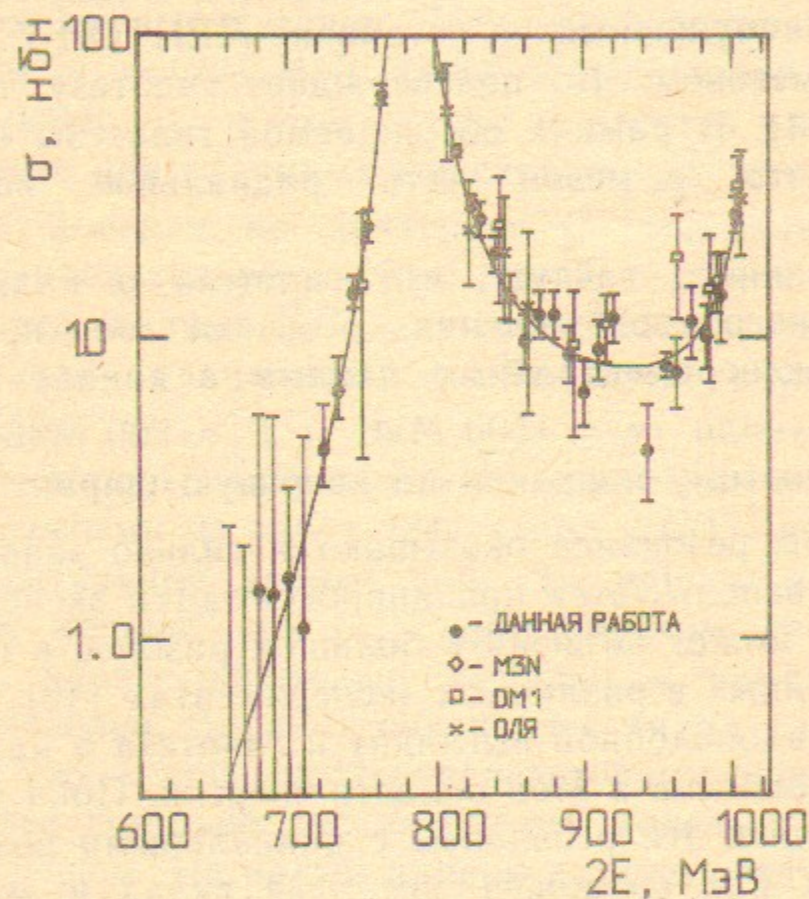


Рис. 3. Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, полученное в экспериментах НД [26, 30], МЗН [17], DM1 [18], ОЛЯ [8]. Показаны только статистические ошибки. Сплошная кривая — результат оптимизации данных НД.

энергий ω - Φ -интерференции $2E = (0.66 \div 0.77)$ ГэВ и $2E = (0.8 \div 1.0)$ ГэВ для подавления фона от основных фоновых процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$, $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ использовались ограничения на углы между частицами и процедура e/π -разделения [49]. Оставшийся фон этих процессов и процесса (2.2) был рассчитан с использованием данных наших измерений [25, 50].

Полученное наблюдаемое сечение аппроксимировались по фор-

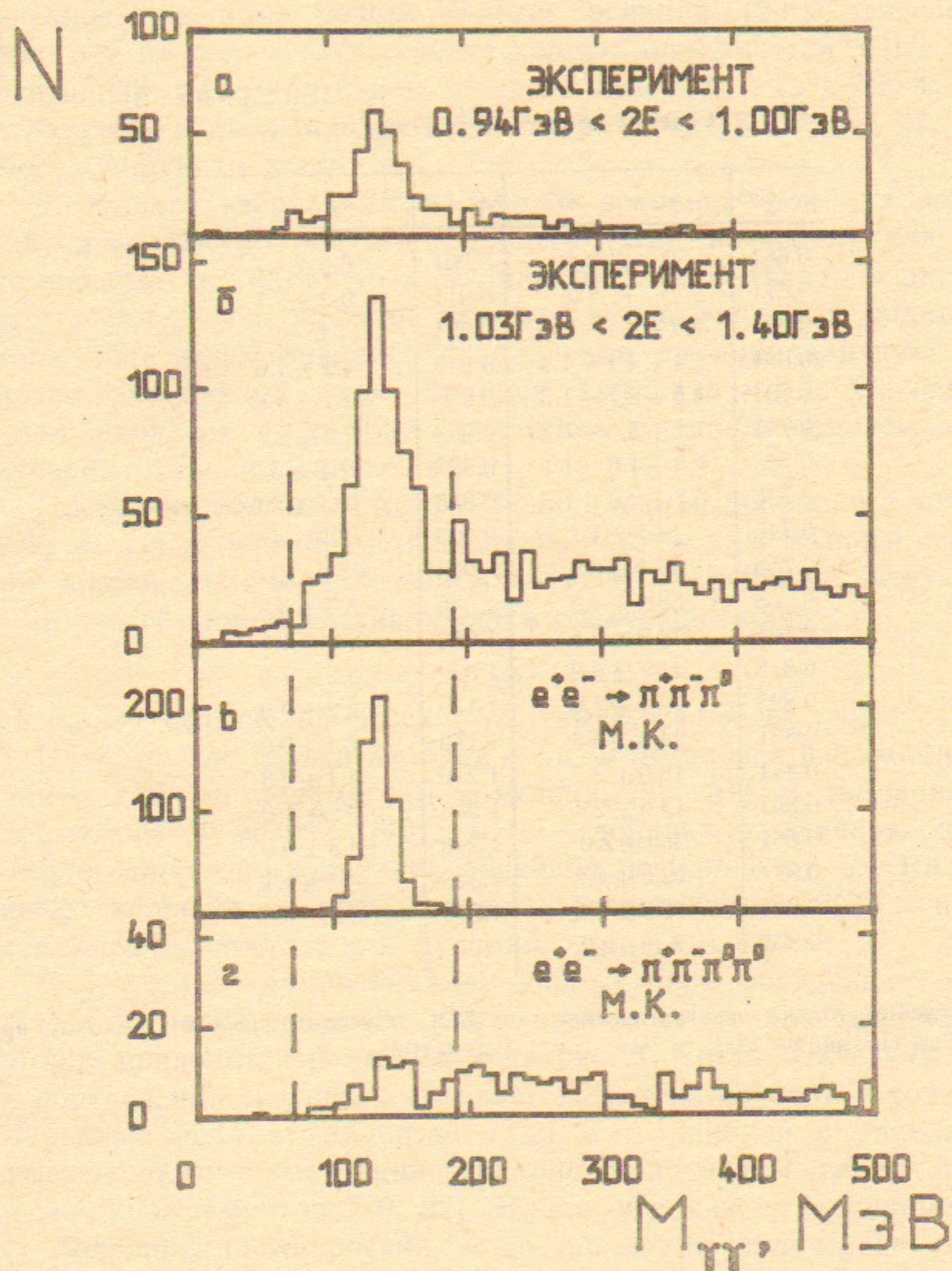


Рис. 4. Спектры инвариантных масс пар фотонов в $\pi^+\pi^-\gamma\gamma$ -событиях: a, b — эксперимент; c, d — расчет методом Монте-Карло.

Таблица 3
Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$

\sqrt{s} , ГэВ	$\sigma_{\pi^+\pi^-\pi^0}$, нб	\sqrt{s} , ГэВ	$\sigma_{\pi^+\pi^-\pi^0}$, нб
0.661	0. + 2.4	0.901	6.6 ± 1.7
0.671	0. + 2.0	0.911	9.2 ± 2.1
0.681	1.5 + 4.1 - 1.5	0.921	11.6 ± 2.2
0.691	1.4 + 4.1 - 1.4	0.943	4.2 ± 1.6
0.701	1.6 + 2.7 - 1.3	0.956	8.1 ± 0.8
0.711	1.1 + 3.6 - 1.3	0.963	7.7 ± 2.1
0.725	4.3 + 1.8 - 1.1	0.973	11.3 ± 3.2
0.735	6.7 + 2.0 - 1.3	0.983	10.1 ± 2.5
0.745	14.1 ± 1.7	0.993	13.8 ± 4.7
0.755	23.4 ± 2.9	1.003	25.6 ± 3.5
0.765	63.9 ± 4.8	1.036	5.0 ± 3.3
0.805	74.9 ± 3.5	1.059	1.4 ± 1.1
0.815	41.7 ± 2.0	1.099	3.2 ± 1.0
0.825	28.2 ± 1.6	1.139	2.2 ± 0.9
0.831	24.8 ± 3.3	1.179	2.3 ± 0.9
0.841	18.9 ± 2.7	1.219	3.4 ± 0.8
0.851	13.5 ± 2.4	1.259	2.2 ± 1.0
0.861	9.8 ± 2.0	1.299	3.3 ± 0.9
0.871	12.0 ± 2.2	1.339	4.3 ± 1.1
0.881	11.9 ± 2.2	1.379	3.8 ± 0.9
0.891	8.8 ± 2.0		

Приведены только статистические ошибки. Систематическая ошибка при $\sqrt{s} > 1$ ГэВ составляет 20%, а при $\sqrt{s} < 1$ ГэВ — 10%.

мулам (2.1) и (3.4) из [1] с учетом только ω - и Φ -мезонов. Определенное при этом полное сечение реакции (2.8) приведено в табл. 3 и на рис. 3. Это сечение хорошо описывается МВД с деструктивной интерференцией ω - и Φ -мезонов, $P(\chi^2) = 78\%$. Оно согласуется с данными других экспериментов [8, 17, 18, 47, 48] и имеет лучшую точность.

В области энергий $2E > 1.03$ ГэВ основной фон для реакции (2.8) дает быстро растущий процесс (2.2), поскольку для части его событий два из четырех фотонов либо не попадают в детектор, либо сливаются с другими ливнями в событии. Для подавления этого фона использовались ограничения на инвариантную массу зарегистрированной пары фотонов (рис. 4(b-d)). Оставшийся вклад процесса (2.2) был рассчитан с использованием наших экспериментальных данных [28].

Поскольку вблизи Φ -мезона радиационная поправка в формуле (2.1) из [1] сильно меняется и зависит от формы полного сечения, при аппроксимации наблюдаемого сечения реакции (2.8) выше Φ -мезона сечение представлялось в следующем виде:

$$\sigma(s) = \sigma_{\omega\Phi}(s) + \sigma_x(s), \quad (2.9)$$

где $\sigma_{\omega\Phi}(s)$ сечение процесса (2.8), вычисленное по формуле (3.4) из [1] с учетом только вкладов ω - и Φ -мезонов с использованием данных НД по параметрам ω -мезона [39, 51] и табличных по параметрам Φ -мезона [40]; $\sigma_x(s)$ — добавка к сечению $\sigma_{\omega\Phi}(s)$, которая аппроксимировалась линейной функцией от \sqrt{s} . Радиационные поправки и эффективность регистрации в (2.1) из [1] отдельно вычислялись для функций $\sigma_{\omega\Phi}(s)$ и $\sigma_x(s)$.

В результате аппроксимации данных было определено сечение $\sigma_x(s)$ и, с использованием (2.9), вычислено полное сечение $\sigma(s)$, которое приводится в табл. 3 и на рис. 5. Систематическая ошибка определения сечения составляет 20%, она связана с точностью вычитания фона от процесса (2.2) и с ошибкой в определении эффективности регистрации. На рис. 5 показаны также данные других экспериментов [19, 22]. Видно, что между экспериментами нет большого противоречия, в то же время полученное сечение противоречит расчету по МВД с учетом только ω - и Φ -мезонов. Возможны варианты описания этого сечения, если учесть вклады одного или двух радиальных возбуждений ω -мезона [34], лежащих вне диапазона энергий ВЭПП-2М. Поскольку нет надежных данных об этих состояниях, мы не проводили аппроксимаций для таких моделей.

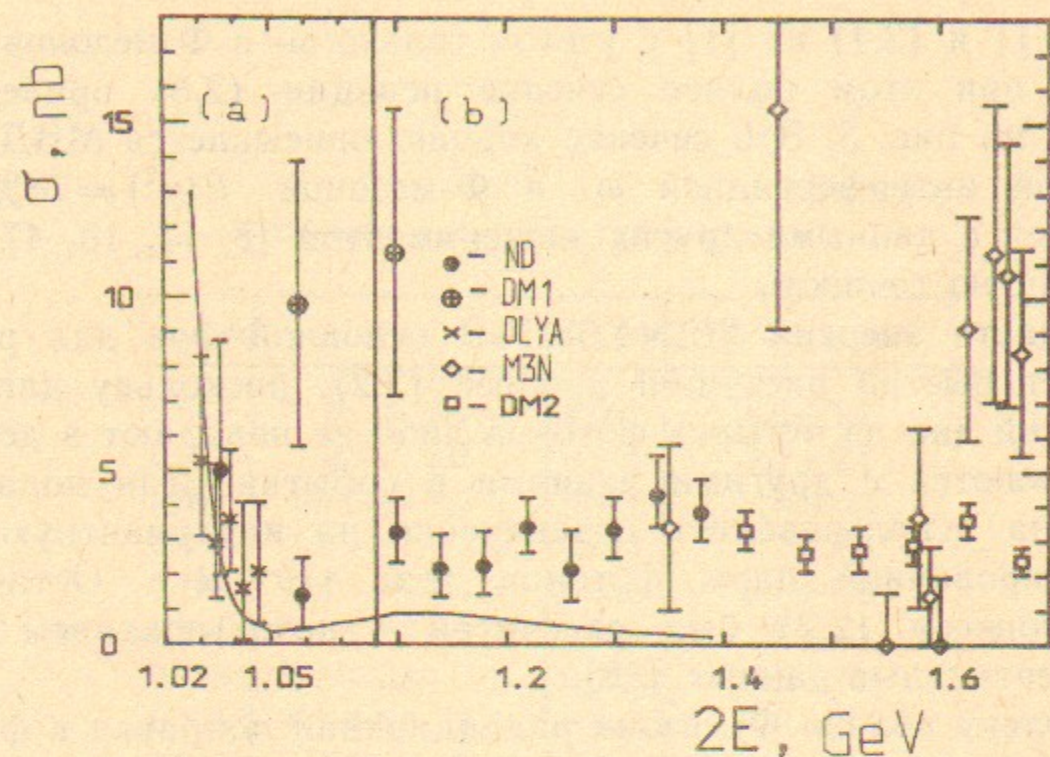


Рис. 5. Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$: $1.02 \text{ ГэВ} < 2E < 1.08 \text{ ГэВ}$ (a); $1.08 \text{ ГэВ} < 2E < 1.70 \text{ ГэВ}$ (b). Приведены данные экспериментов НД [26], DM1 [18], ОЛЯ [8], МЗН [23], DM2 [22]. Показаны только статистические ошибки. Сплошная кривая — расчет с учетом вкладов только ω - и Φ -мезонов.

Для анализа промежуточного состояния в реакции (2.8) для событий в области энергии $2E > 1.03 \text{ ГэВ}$ была построена двумерная диаграмма по массам отдачи нейтрального и заряженных пионов. Распределение событий на диаграмме аппроксимировалось суммой вкладов процессов (2.8) с промежуточным ρ -состоянием и лоренц-инвариантным фазовым объемом. В результате было получено, что вклад ρ -состояния составляет $(85 \pm 15)\%$. Систематическая ошибка, связанная с неточностью моделирования и неточностью вычитания фона от процесса (2.2), оценивается на уровне 25%.

2.3. Поиск реакции $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ [27]

Для изучения изовекторной части сечения e^+e^- -аннигиляции в адроны и выяснения спектра возбужденных состояний $\rho(770)$ -мезона большое значение имеет реакция

$$e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^- \quad (2.10)$$

Сечение этой реакции может быть использовано для вычисления относительных вероятностей распада τ -лептона $\tau^\pm \rightarrow \eta\pi^\pm\pi^0\nu_\tau$ [4,

52]. Непосредственным толчком для изучения реакции (2.10) на НД послужило сообщение об обнаружении на Омега-спектрометре резонанса с массой 1.28 ГэВ с возможными квантовыми числами $J^P = 1^-$ [53].

Поиск событий реакции (2.10) осуществлялся в двухфотонном канале распада η -мезона. В этом случае основной фон связан с событиями реакции (2.2), в которых зарегистрировано два из четырех фотонов. Выделение искомым событий осуществлялось по спектру инвариантных масс зарегистрированной пары фотонов. Для уменьшения систематической ошибки, вычитание фона от реакции (2.2) осуществлялось с использованием экспериментального спектра.

Таблица 4

Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$

\sqrt{s} , ГэВ	$\sigma_{\eta\pi^+\pi^-}$, нб
1.075	0 ± 0.5
1.15	0 ± 0.5
1.25	0.2 ± 0.4
1.325	0.3 ± 0.5
1.375	1.2 ± 0.6

В результате были получены значения сечения (2.10), которые приведены в табл. 4 и на рис. 6. Только в крайней точке по энергии сечение на два стандартных отклонения отлично от 0, что позволило установить следующий верхний предел:

$$\Gamma(\rho_1 \rightarrow e^+e^-) B(\rho_1 \rightarrow \eta\pi^+\pi^-) < 9 \text{ эВ}, \quad (2.11)$$

где ρ_1 -резонанс с массой 1.28 ГэВ.

Полученные результаты хорошо согласуются с данными детекторов DM1 [54] и DM2 [55] (рис. 6), они также согласуются с данными по фоторождению $\eta\pi^+\pi^-$ -системы [56] и данными по адронному рождению $\eta\pi^+\pi^-$ -системы [41]. Расчет сечения реакции (2.10), выполненный без учета вклада ρ_1 -мезона [57], согласуется с нашими данными при $2E < 1.35 \text{ ГэВ}$ и заметно противоречит нашим данным при $2E = 1.4 \text{ ГэВ}$ и, особенно, данным DCI при более высокой энергии [54, 55] (рис. 6).

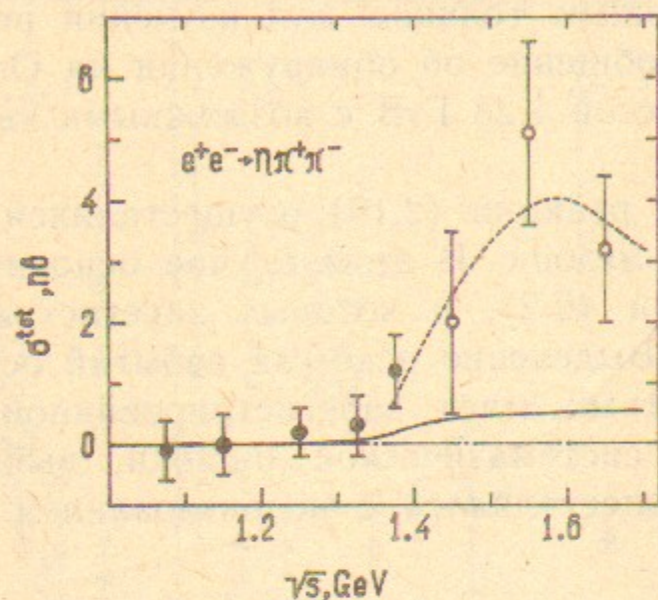


Рис. 6. Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$.

Приведены данные экспериментов НД [27] — ●, DM1 [54] — ○. Сплошная кривая — расчет согласно работе [57], пунктирная кривая — аппроксимация данных из работы [54].

2.4. Реакции $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ и $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ [25, 28]

При энергии $2E > 1$ ГэВ в e^+e^- -аннигиляции начинается рост сечений реакций (2.1) и (2.2), которые доминируют в широкой области энергий до $2E = 2$ ГэВ. Основная трудность состоит в том, что эти процессы могут проходить через различные промежуточные состояния $f_0(1400)\rho(770)$, $f_2(1270)\rho(770)$, $a_1^\pm(1260)\pi^\pm$ и другие, но неизвестны относительные вклады этих механизмов, что затрудняет анализ экспериментальных данных.

При анализе данных НД отбирались события, в которых зарегистрированы все заряженные π -мезоны и все фотоны от распадов π^0 -мезонов. Энергии заряженных π -мезонов восстанавливались с использованием законов сохранения энергии и импульса. При таком отборе фоном для процесса (2.1) является реакция $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$, ее вклад был рассчитан и вычтен. Для обоих изучаемых процессов имеет место фон от многочастичных распадов Φ -мезона вблизи резонанса. Этот фон вычитался благодаря характерной энергетической зависимости.

Для отобранных событий были построены спектры инвариантных масс 2π - и 3π -систем. В реакции (2.1) не удалось разделить вклады разных промежуточных состояний, поскольку знаки заряда π -мезонов не различаются детектором. В реакции (2.2) в спектре 3π -системы четко виден пик на массе ω -мезона (рис. 7), объясняющийся вкладом реакции

$$e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0. \quad (2.12)$$

С другой стороны, в спектре масс $\pi^+\pi^-$ системы не наблюдается пика на массе $\rho(770)$ -мезона, что говорит о малом вкладе состояния $\rho^0\pi^0\pi^0$ в реакцию (2.2), это согласуется с утверждением, полученным в экспериментах по фоторождению на Омега-спектрометре [58].

Полные сечения искоемых реакций определялись по формуле (2.1) из [1], их значения и величины их статистических ошибок приведены в табл. 5. Систематические ошибки определяются неточностями в определении эффективностей регистрации, что связано с неопределенностью механизмов реакций и неточностью моделирования взаимодействия адронов с ядрами. Систематические ошибки оценивались из результатов сравнения эффективностей, полученных для различных моделей изучаемых процессов. Для сечения реакции (2.1) суммарная систематическая ошибка составляет 10%, а для сечения реакции (2.2) — 15%.

На рис. 8 показано измеренное нами сечение реакции (2.1) из табл. 5 и данные других экспериментов [14, 15, 19, 20, 23]. Статистическая точность данных НД является пока наилучшей, наши данные особенно хорошо согласуются с данными детекторов DM1 [23], КМД [15] и M3N [19]. Если аппроксимировать данные каждого эксперимента гладкими кривыми, то разница между ними не превышает систематических ошибок, приведенных в этих работах.

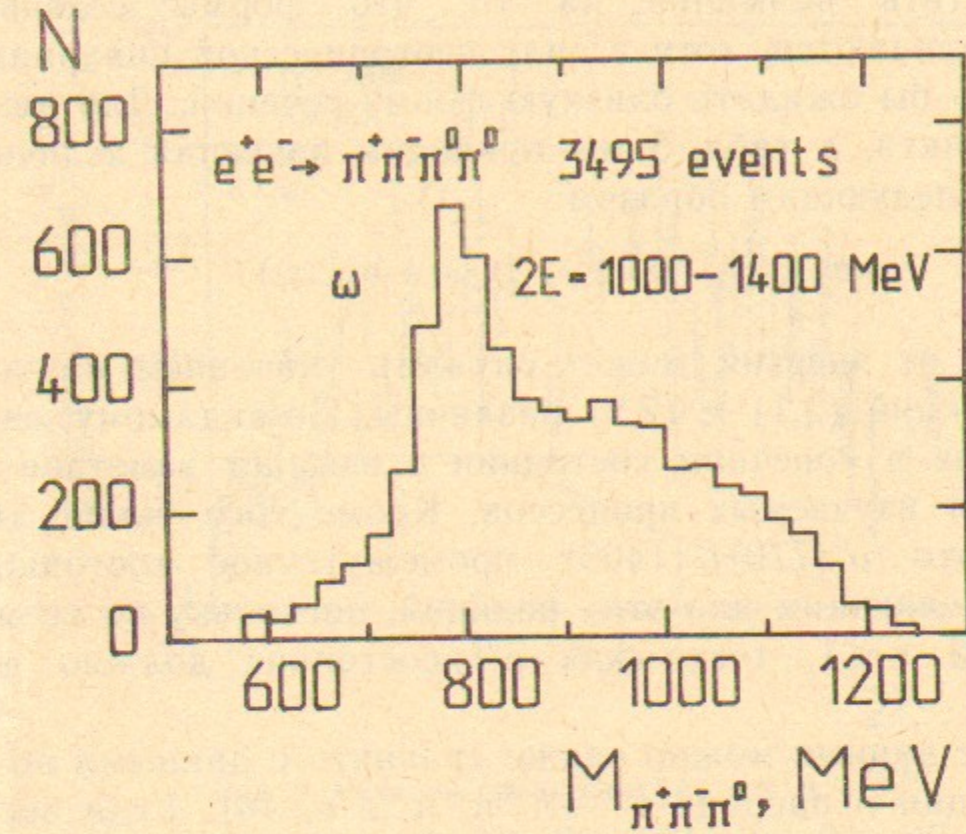
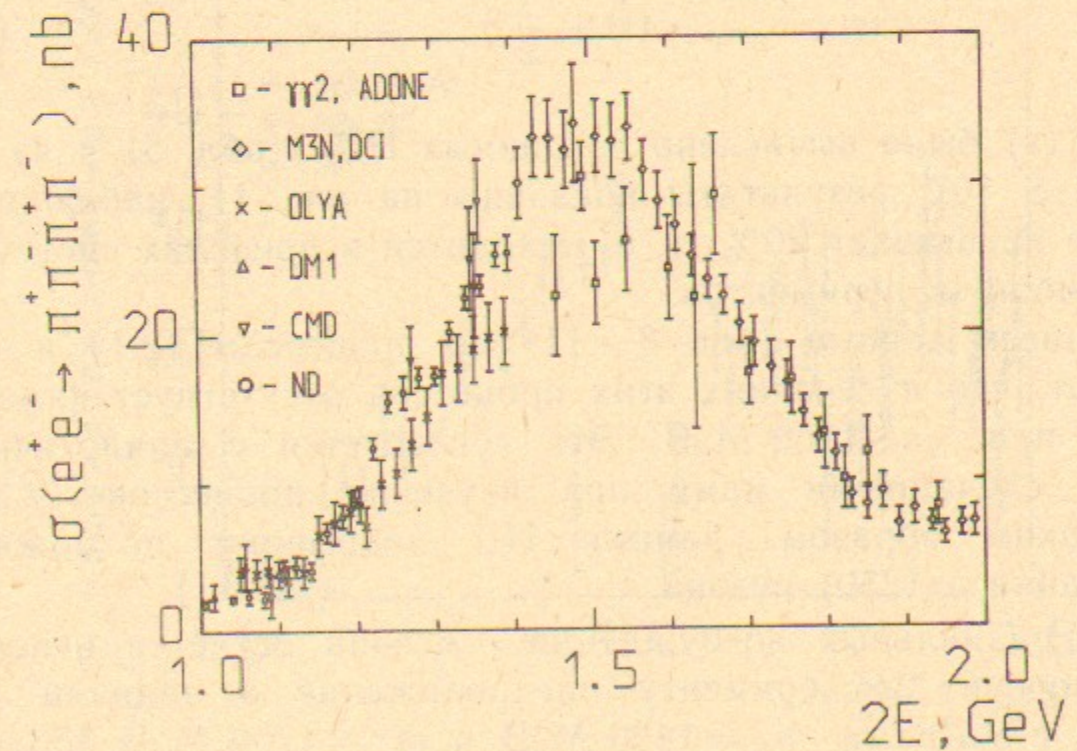
На рис. 9 показаны все существующие данные по процессу (2.2), включающие в себя данные НД и данные из работ [13, 20, 21]. Систематическая разница между данными разных групп в этом случае больше, например, при $2E = 1.4$ ГэВ данные НД превышают данные детектора ОЛЯ в 1.5 раза, а данные при больших энергиях в 2.5 раза. Однако и систематические ошибки экспериментов здесь больше, чем в процессе (2.1), поэтому в пределах систематических ошибок эксперименты не противоречат друг другу. Отметим, что данные НД имеют наименьшую статистическую ошибку.

Чтобы наглядно показать роль $\omega\pi^0$ -механизма, на рис. 9 сплошной линией показано сечение реакции (2.12), полученное в результате аппроксимации данных НД [24] и детектора ARGUS [6] (табл. 2(b)). На пороге реакции (2.2) ее сечение полностью объясняется этим механизмом, если вычесть его вклад, то оставшееся сечение уже определяется другими механизмами (рис. 10).

Таблица 5

Измеренные полные сечения процесса $e^+e^- \rightarrow 4\pi$

\sqrt{s} , ГэВ	$\sigma_{\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-}$, нб	$\sigma_{\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0}$, нб	r
0.91	—	0.46 ± 0.12	—
0.955	—	3.5 ± 0.3	—
0.98	—	5.0 ± 0.7	—
1.00	—	9.3 ± 1.1	—
1.005	1.9 ± 0.3	9.0 ± 1.1	$.86 \pm .48$
1.04	2.2 ± 0.2	11.4 ± 1.0	$.88 \pm .41$
1.06	2.4 ± 0.5	11.9 ± 1.8	$1.14 \pm .87$
1.08	2.2 ± 0.5	16.8 ± 2.2	$.35 \pm .14$
1.10	4.2 ± 0.7	22.3 ± 2.8	$.38 \pm .11$
1.12	4.4 ± 0.7	21.6 ± 2.9	$.45 \pm .15$
1.14	4.1 ± 0.6	21.5 ± 2.6	$.44 \pm .14$
1.16	6.7 ± 0.7	28.4 ± 2.8	$.43 \pm .09$
1.18	7.8 ± 0.8	27.4 ± 3.0	$.54 \pm .13$
1.20	9.0 ± 0.6	25.5 ± 2.1	$.74 \pm .14$
1.22	12.4 ± 0.7	30.8 ± 2.2	$.72 \pm .10$
1.24	15.5 ± 0.7	33.9 ± 3.1	$.78 \pm .13$
1.26	16.1 ± 1.1	28.5 ± 2.8	$1.12 \pm .24$
1.28	17.1 ± 0.7	36.0 ± 2.3	$.80 \pm .09$
1.30	17.2 ± 0.6	37.2 ± 1.9	$.77 \pm .07$
1.32	20.2 ± 0.7	40.3 ± 2.2	$.80 \pm .05$
1.34	22.5 ± 0.8	41.4 ± 2.3	$.86 \pm .08$
1.36	23.3 ± 0.7	41.1 ± 1.9	$.91 \pm .07$
1.38	25.4 ± 0.8	42.3 ± 2.1	$.96 \pm .08$
1.395	25.5 ± 1.2	44.9 ± 3.2	$.89 \pm .11$

Приведены только статистические ошибки. Величина r определена в тексте.Рис. 7. Экспериментальный спектр инвариантных масс $\pi^+\pi^-\pi^0$ -системы для $\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ -событий.Рис. 8. Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$.Приведены данные экспериментов $\gamma\gamma 2$ [20], M3N [23], ОЛЯ [14], DM1 [19], CMD [15], НД [28]. Показаны только статистические ошибки.

Следует обратить внимание на то, что формы сечений на рис. 8—10 различаются, хотя в силу изотопической инвариантности можно было бы ожидать близкую форму сечений. Для демонстрации этого факта, в табл. 5 мы приводим значения величины r , определенной следующим образом:

$$r = \sigma_{\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-}(s) / (\sigma_{\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0}(s) - \sigma_{\omega\pi^0}(s)). \quad (2.13)$$

Зависимость r от энергии может служить указанием на то, что механизмы реакций (2.1) и (2.2) различны. По-видимому, взаимодействие пионов в конечном состоянии оказывает заметное влияние на сечения изучаемых процессов. Кроме того, наши данные показывают, что $\rho^0(770)f_0(1400)$ промежуточное состояние не является определяющим для этих реакций, поскольку во всем диапазоне энергий $r < 1$, тогда как ρ^0f_0 -состояние должно давать $r = 2$.

Полученные данные можно также сравнить с данными по спектральной функции в распаде $\tau^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^-\pi^0\nu_\tau$ [6]. Если воспользоваться (2.4), то вычисленное сечение $\sigma^\tau(s)$ в силу изотопической инвариантности выражается через полные сечения процессов (2.1) и (2.2) следующим образом [4, 59]:

$$\sigma^\tau(s) = \sigma_{\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0}(s) + \frac{1}{2} \sigma_{\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-}(s). \quad (2.14)$$

Сечение $\sigma^\tau(s)$ было вычислено из данных НД (табл. 5) и из данных ARGUS [6], результаты показаны на рис. 11, наблюдаемое отличие не превышает 20%, т. е. находится в пределах систематических ошибок экспериментов.

Имеющиеся данные (рис. 8—11) по процессам (2.1) и (2.2) показывают, что в сечениях этих процессов отсутствует заметная структура при $\sqrt{s} \sim 1250$ МэВ. Это согласуется с аналогичными выводами, сделанными нами при изучении процессов (2.3) и (2.10). Таким образом, данные НД закрывают возможность существования $\rho(1250)$ -мезона.

Спектр радиальных возбуждений ρ -мезона остается неясным. Не противоречит эксперименту предположение о наличии двух резонансов с массами $m_{\rho_1} = 1430$ МэВ и $m_{\rho_2} = 1700$ МэВ [33, 34], тогда сложная структура сечений на рис. 8, 9 объясняется их интерференцией. Однако, также возможно, что имеется всего один, но широкий ($\Gamma_{\rho_1} \approx 500$ МэВ) резонанс с массой $m_{\rho_1} \approx 1500$ МэВ, а нестыковка данных отдельных групп связана с систематическими

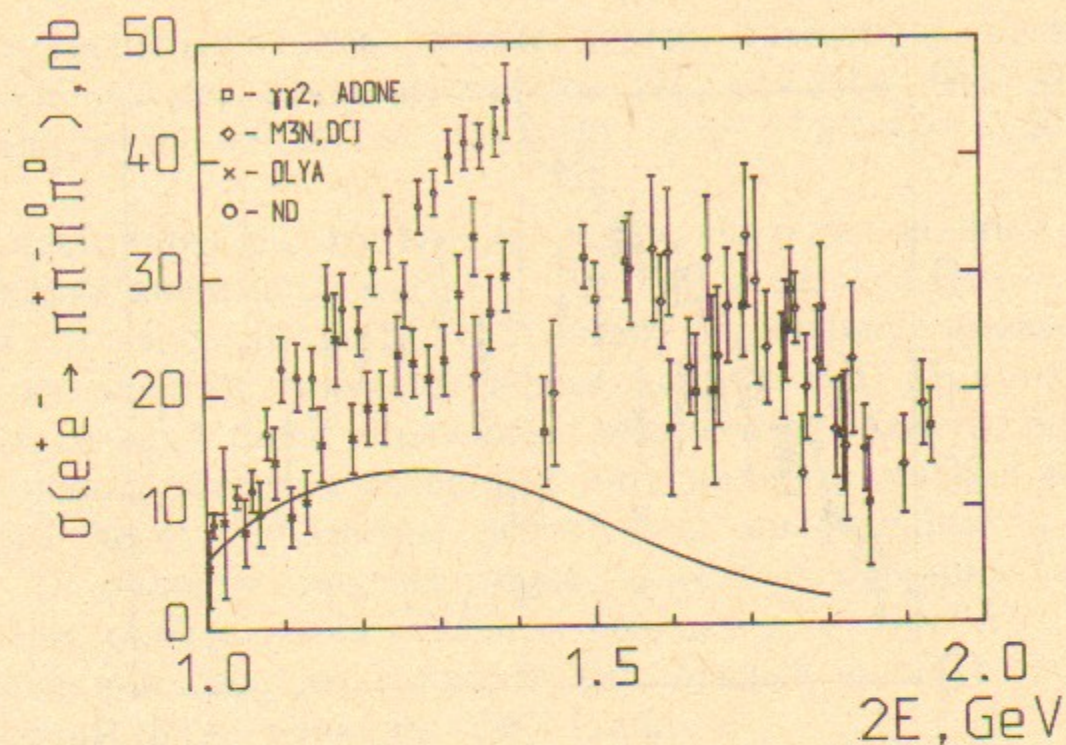


Рис. 9. Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$.

Приведены данные экспериментов $\gamma\gamma 2$ [20], МЗН [21], ОЛЯ [13], НД [25, 28]. Показаны только статистические ошибки. Сплошная линия — результат оптимизации сечения $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$ (табл. 2 (b)).

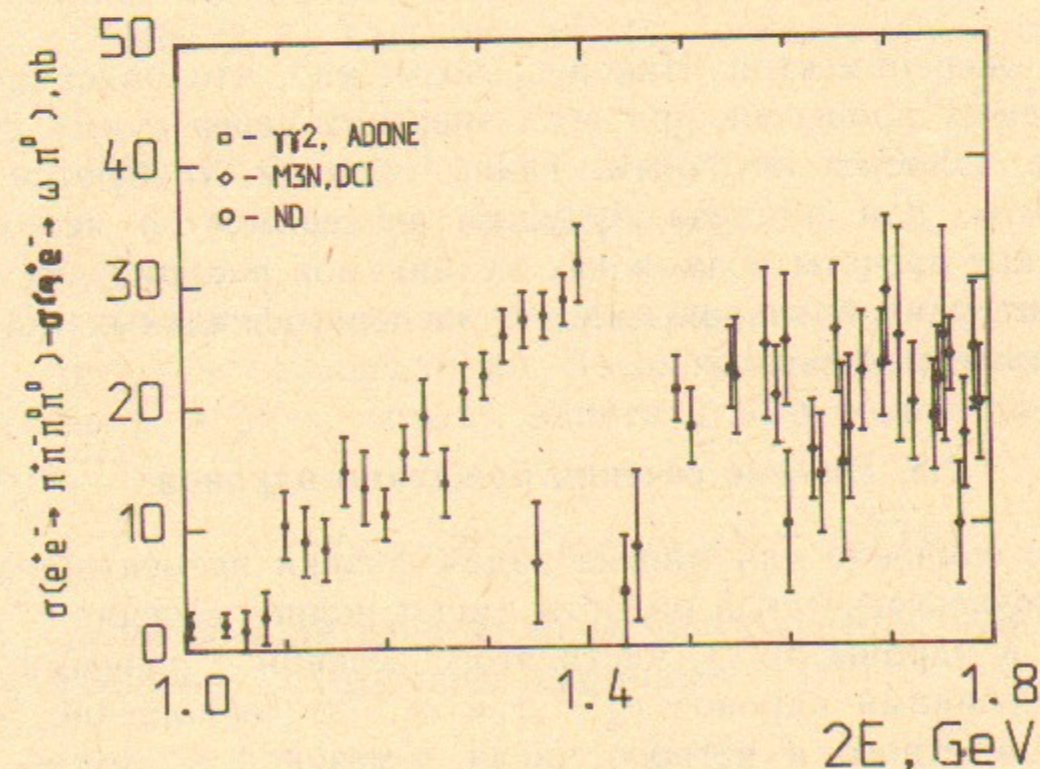


Рис. 10. Разница между экспериментальным сечением процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ и сечением реакции $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$, полученным в результате аппроксимации данных (табл. 2 (b)).

Показаны только статистические ошибки. Приведены данные экспериментов $\gamma\gamma 2$ [20], МЗН [21], НД [25, 28].

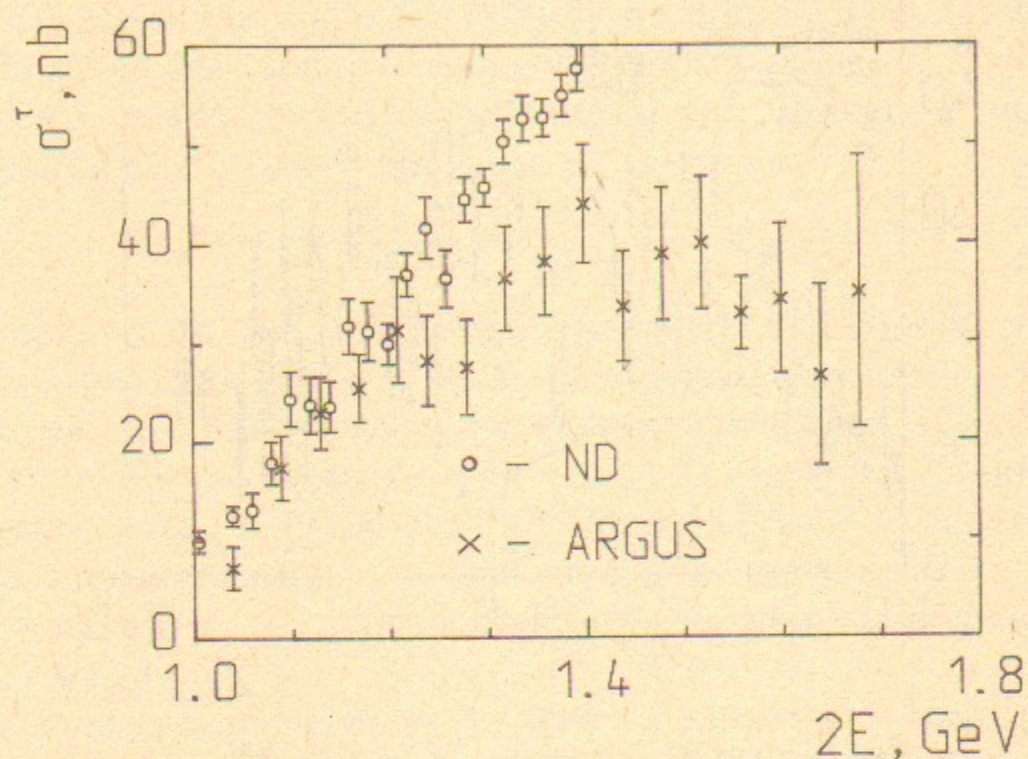


Рис. 11. Сечения σ^T , рассчитанные из данных НД (табл. 5) по формуле (2.14) и из данных ARGUS [6] по формуле (2.4). Показаны только статистические ошибки.

ошибками экспериментов. Наконец, возможно, что описание сечений изучаемых процессов при этих энергиях через сумму вкладов резонансов является неточным. Таким образом, требуются новые эксперименты, для анализа будущих экспериментов необходимы теоретические расчеты возможных механизмов реакций, отсутствие которых затрудняет аппроксимацию экспериментальных данных и интерпретацию результатов.

2.5. Полные сечения рождения адронов

Важное значение для многих задач физики элементарных частиц в низкоэнергетической области имеют полное сечение e^+e^- -аннигиляции в адроны $\sigma_h(s)$, части этого сечения с разными изотопическими спинами адронов $\sigma_h^{I=0}(s)$ и $\sigma_h^{I=1}(s)$, отношение сечений рождения нечетного и четного числа π -мезонов и другие интегральные характеристики. В данной работе мы приводим результаты определения некоторых из этих параметров по данным НД. В описанных выше экспериментах были измерены сечения основных реакций в нашей области энергий (2.1), (2.2), (2.3), (2.8) и (2.10). Остальные сечения в экспериментах с НД не изучались,

поэтому использовались данные других детекторов. Для реакции $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ они взяты из работы [9], для $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ из [10, 12], для $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ из [11, 12], для $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0$ из [15].

В настоящей работе мы приводим значения полных сечений в интервалах энергии $2E = (0.8 \div 1.0)$ ГэВ и $2E = (1.04 \div 1.40)$ ГэВ с шагом по энергии $\Delta(2E) = 20$ МэВ, поскольку именно в этих областях энергии получены новые данные НД. При определении полных сечений были исключены резонансные области, поскольку в резонансных областях сечения и интегралы от сечений могут быть найдены через параметры резонансов, приведенные в таблицах PDG. В области энергии ниже ω -мезона адронное сечение, в основном, определяется сечением реакции $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$, данные по этой реакции собраны в работе [9]. Малый вклад в полное сечение вносит также реакция (2.8) (табл. 2).

Для удобства использования, сечение каждого процесса аппроксимировалось гладкой кривой, и все экспериментальные значения, попавшие в данный интервал $\Delta(2E)$, сначала смещались к центру интервала с учетом наклона кривой, а затем складывались с учетом экспериментальных погрешностей. Результаты приведены в табл. 6, 7. Сечение $\sigma_h^{I=1}(s)$ определялось следующим образом:

$$\sigma_h^{I=1}(s) = \sigma_{\pi^+\pi^-}(s) + \sigma_{\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-}(s) + \sigma_{\pi^+\pi^-\pi^0\pi}(s) + \sigma_{\omega\pi}(s)B(\omega \rightarrow \pi^0\gamma) + \sigma_{K\bar{K}}^{I=1}(s), \quad (2.15)$$

где $\sigma_{K\bar{K}}^{I=1}(s)$ — изовекторная часть суммы сечений рождения K^+K^- - и $K_S K_L$ -пар в e^+e^- -аннигиляции. Введя также изоскалярную часть этого сечения $\sigma_{K\bar{K}}^{I=0}(s)$, можно записать выражение для полного сечения $\sigma_h^{I=0}(s)$

$$\sigma_h^{I=0}(s) = \sigma_{\pi^+\pi^-\pi}(s) + \sigma_{\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi}(s) + \sigma_{K\bar{K}}^{I=0}(s). \quad (2.16)$$

Для определения доли изовекторной части сечения рождения каонов использовалось следующее соотношение [60]:

$$\sigma_{K\bar{K}}^{I=1}(s) = \sigma_{\pi^+\pi^-}(s) \frac{\beta_{K^\pm}^3 + \beta_{K^0}^3}{4\beta_\pi^3}, \quad (2.17)$$

$$\beta_x = \sqrt{1 - \frac{4m_x^2}{s}}, \quad x = \pi^\pm, K^\pm, K^0.$$

Изоскалярная часть сечения была выражена через величины на-

Таблица 6

Сечения процессов e^+e^- -аннигиляции в адроны, полученные в экспериментах с НД, приведенные к серединам стандартных интервалов энергии. Систематические ошибки не приводятся

\sqrt{s} , ГэВ	Сечения, нб			
	$\sigma_{\pi^+\pi^-\pi^0}$	$\sigma_{\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0}$	$\sigma_{\text{др}}^0$	$\sigma_{\pi^+\pi^-\pi^0}$
0.81	—	—	—	50.9 ± 1.8
0.83	—	—	—	24.7 ± 1.4
0.85	—	0.3 ± 0.8	—	14.1 ± 1.8
0.87	—	0.8 ± 0.6	—	9.3 ± 1.5
0.89	—	0.8 ± 0.7	—	9.3 ± 1.5
0.91	—	0.2 ± 0.4	—	7.4 ± 1.4
0.93	—	2.1 ± 1.5	6.6 ± 4.5	13.2 ± 2.5
0.95	—	4.2 ± 0.6	4.4 ± 1.2	7.2 ± 0.7
0.97	—	6.4 ± 0.7	6.1 ± 2.5	9.0 ± 1.9
0.99	—	8.8 ± 1.5	9.7 ± 2.7	10.4 ± 2.3
1.05	2.0 ± 0.2	13.2 ± 0.9	9.1 ± 2.1	0.9 ± 1.7
1.07	2.3 ± 0.5	12.9 ± 1.4	12.6 ± 2.6	1.7 ± 1.4
1.09	2.4 ± 0.5	18.0 ± 2.3	12.8 ± 2.1	3.1 ± 1.2
1.11	4.8 ± 0.7	23.6 ± 2.9	17.2 ± 3.2	3.6 ± 1.8
1.13	5.1 ± 0.8	22.7 ± 3.0	9.3 ± 2.2	1.9 ± 1.3
1.15	4.7 ± 0.6	22.5 ± 2.7	12.8 ± 2.8	2.6 ± 1.5
1.17	7.6 ± 0.7	29.5 ± 2.9	11.9 ± 2.7	1.4 ± 1.4
1.19	8.8 ± 0.8	28.4 ± 3.1	7.8 ± 2.2	3.5 ± 1.5
1.21	10.0 ± 0.6	26.3 ± 2.1	15.9 ± 2.5	3.2 ± 1.1
1.23	13.5 ± 0.7	31.7 ± 2.2	19.1 ± 3.2	3.8 ± 1.4
1.25	16.7 ± 0.7	34.8 ± 3.1	17.1 ± 3.3	1.4 ± 1.3
1.27	17.2 ± 1.1	29.2 ± 2.8	12.5 ± 2.9	4.9 ± 2.4
1.29	18.0 ± 0.7	36.8 ± 2.3	14.8 ± 3.0	4.1 ± 1.4
1.31	17.9 ± 0.6	38.0 ± 1.9	15.0 ± 3.3	2.6 ± 1.3
1.33	20.8 ± 0.7	41.1 ± 2.2	14.7 ± 3.8	3.1 ± 1.6
1.35	23.0 ± 0.8	42.2 ± 2.3	14.6 ± 3.4	5.6 ± 1.6
1.37	23.5 ± 0.7	41.9 ± 1.9	21.9 ± 3.9	4.4 ± 1.4
1.39	25.4 ± 0.7	43.5 ± 1.8	19.1 ± 4.0	3.4 ± 1.4

Таблица 7

Сечения процессов e^+e^- -аннигиляции в адроны, полученные в экспериментах с другими детекторами, приведенные в серединам стандартных интервалов и статистически усредненные

\sqrt{s} , ГэВ	Сечения, нб			
	$\sigma_{\pi^+\pi^-}$	$\sigma_{K^+K^-}$	$\sigma_{K_S K_L}$	$\sigma_{\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-}$
0.81	684 ± 15	—	—	—
0.83	506 ± 11	—	—	—
0.85	373 ± 12	—	—	—
0.87	279 ± 7	—	—	—
0.89	205 ± 6	—	—	—
0.91	162 ± 5	—	—	—
0.93	120 ± 5	—	—	—
0.95	97.3 ± 3.7	—	—	—
0.97	78.0 ± 3.1	—	—	—
0.99	62.4 ± 2.5	—	—	—
1.05	44.5 ± 3.0	52.0 ± 10.2	—	—
1.07	37.6 ± 2.4	34.6 ± 7.8	—	—
1.09	32.1 ± 2.0	21.0 ± 3.9	4.2 ± 1.4	$0. \pm 2.5$
1.11	28.5 ± 2.0	8.2 ± 6.0	—	—
1.13	23.9 ± 1.8	10.0 ± 2.6	—	—
1.15	22.3 ± 2.7	8.6 ± 1.3	—	—
1.17	17.7 ± 1.7	8.0 ± 1.1	3.6 ± 3.4	—
1.19	17.8 ± 1.9	8.1 ± 0.9	—	—
1.21	13.0 ± 1.6	5.2 ± 0.7	1.2 ± 0.9	0.3 ± 0.4
1.23	14.0 ± 1.8	6.4 ± 0.8	—	—
1.25	11.3 ± 1.4	5.9 ± 0.7	—	—
1.27	6.7 ± 1.0	6.9 ± 0.7	—	0.6 ± 0.5
1.29	7.8 ± 1.1	5.8 ± 0.7	—	—
1.31	8.2 ± 1.1	6.6 ± 1.1	$0. \pm 0.3$	—
1.33	6.5 ± 1.2	5.8 ± 0.8	—	—
1.35	4.2 ± 0.7	6.1 ± 0.6	1.2 ± 1.7	1.0 ± 0.5
1.37	3.0 ± 0.6	6.0 ± 0.6	—	—
1.39	2.8 ± 0.5	5.5 ± 0.6	—	—

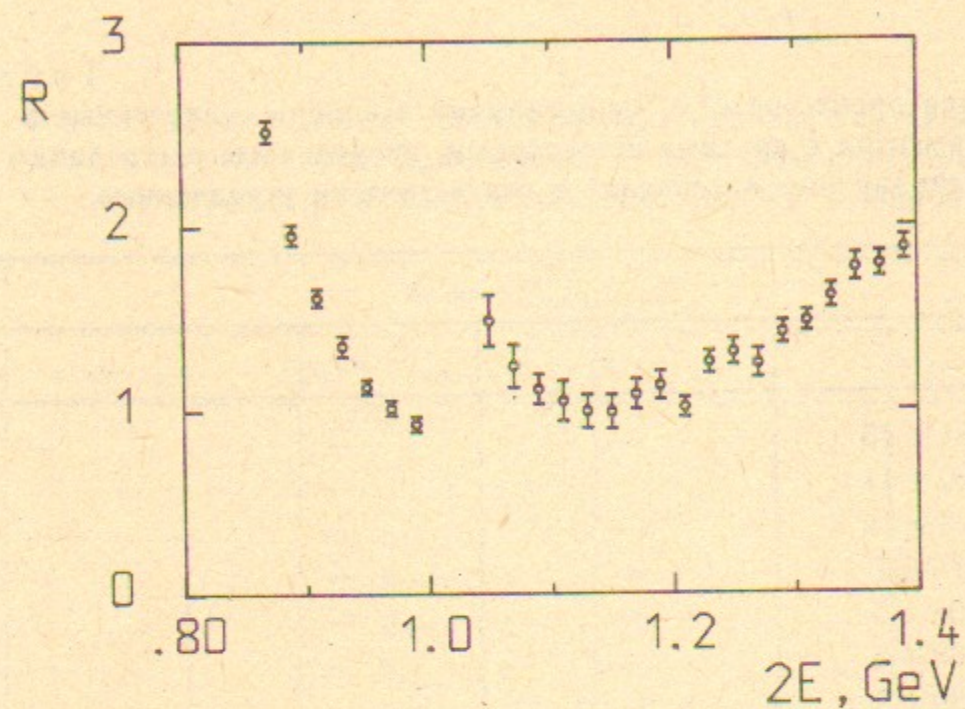


Рис. 12. Полное сечение $e^+e^- \rightarrow$ адроны, нормированное на сечение реакции $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, вне ω - и Φ -мезонов. Показаны только статистические ошибки.

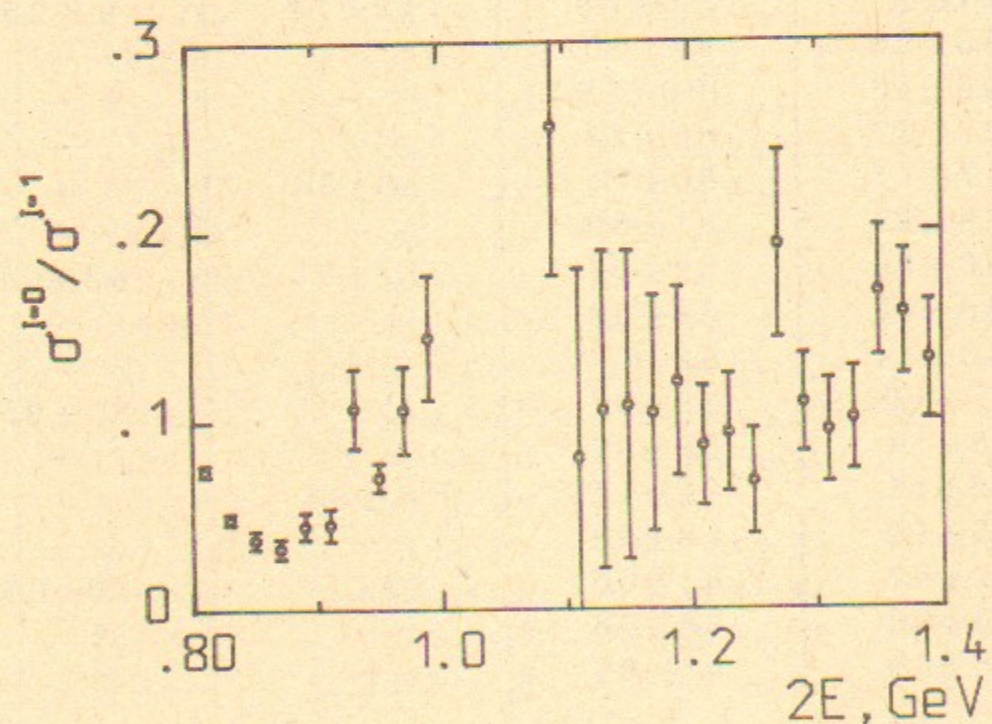


Рис. 13. Отношение полных сечений $e^+e^- \rightarrow$ адроны с изоспином 0 и 1 вне ω - и Φ -мезонов.

Таблица 8

Полные адронные сечения, нормированные на сечения рождения мюонных пар в e^+e^- -аннигиляции

$\sqrt{s}, \text{ГэВ}$	R	$R^{j=0}$	$R^{j=1}$
0.81	5.545 ± 0.111	0.385 ± 0.014	5.161 ± 0.110
0.83	4.204 ± 0.086	0.196 ± 0.011	4.009 ± 0.085
0.85	3.219 ± 0.101	0.117 ± 0.015	3.102 ± 0.100
0.87	2.516 ± 0.060	0.081 ± 0.013	2.435 ± 0.058
0.89	1.958 ± 0.054	0.085 ± 0.013	1.873 ± 0.053
0.91	1.617 ± 0.047	0.071 ± 0.013	1.547 ± 0.045
0.93	1.355 ± 0.057	0.131 ± 0.025	1.224 ± 0.051
0.95	1.134 ± 0.039	0.075 ± 0.008	1.059 ± 0.038
0.97	1.018 ± 0.041	0.098 ± 0.021	0.920 ± 0.035
0.99	0.930 ± 0.043	0.118 ± 0.027	0.812 ± 0.034
1.05	1.492 ± 0.142	0.526 ± 0.136	0.965 ± 0.042
1.07	1.245 ± 0.117	0.358 ± 0.111	0.887 ± 0.039
1.09	1.118 ± 0.081	0.228 ± 0.069	0.890 ± 0.043
1.11	1.056 ± 0.110	0.079 ± 0.098	0.977 ± 0.052
1.13	0.998 ± 0.092	0.096 ± 0.076	0.902 ± 0.054
1.15	0.995 ± 0.092	0.097 ± 0.073	0.898 ± 0.061
1.17	1.090 ± 0.081	0.103 ± 0.062	0.987 ± 0.055
1.19	1.140 ± 0.078	0.123 ± 0.050	1.017 ± 0.061
1.21	1.021 ± 0.054	0.082 ± 0.030	0.939 ± 0.048
1.23	1.264 ± 0.062	0.109 ± 0.036	1.156 ± 0.053
1.25	1.320 ± 0.071	0.084 ± 0.034	1.236 ± 0.064
1.27	1.257 ± 0.078	0.204 ± 0.051	1.054 ± 0.060
1.29	1.424 ± 0.061	0.141 ± 0.033	1.283 ± 0.052
1.31	1.486 ± 0.058	0.129 ± 0.037	1.357 ± 0.047
1.33	1.622 ± 0.066	0.149 ± 0.040	1.473 ± 0.055
1.35	1.774 ± 0.075	0.255 ± 0.052	1.518 ± 0.055
1.37	1.789 ± 0.068	0.243 ± 0.050	1.546 ± 0.047
1.39	1.877 ± 0.068	0.219 ± 0.051	1.658 ± 0.045

Приведены только статистические ошибки. Систематическая ошибка составляет 10%.

блюдаемых полных сечений

$$\sigma_{K\bar{K}}^{I=0}(s) = \sigma_{K^+K^-}(s) + \sigma_{K_S K_L}(s) - \sigma_{K\bar{K}}^{I=1}(s). \quad (2.18)$$

С использованием выражений (2.15) — (2.18) из данных табл. 6, 7 были найдены полные адронные сечения. В табл. 8 приведены величины $R(s)$, $R^{I=0}(s)$, $R^{I=1}(s)$, которые равны отношениям этих сечений к величинам сечений рождения $\mu^+\mu^-$ -пар

$$\sigma_{\mu^+\mu^-}(s) = 4\pi\alpha^2/3s. \quad (2.19)$$

Систематическая ошибка величины $R(s)$ оценивается на уровне 10%. На рис. 12 показана энергетическая зависимость $R(s)$, в изучаемом диапазоне энергий $R(s)$ не достигает асимптотического значения $R=2$. Это может объясняться близостью порога рождения $K\bar{K}$ -пар. Сравнение с КХД расчетом не проводилось, поскольку в изучаемом диапазоне энергий асимптотические формулы КХД (см. [33] с. 99) не являются точными, так как константа сильного взаимодействия $\alpha_s \approx 1$ при $\sqrt{s} \sim 1$ ГэВ. Отношение сечений с различным изотопическим спином (рис. 13) также отличается от идеального значения 1/9.

3. ПРОВЕРКА КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ

Квантовая электродинамика (КЭД) с высокой точностью описывает электромагнитные взаимодействия электронов и фотонов. Детальная проверка во многих экспериментах показывает, что КЭД с учетом поправок на слабое взаимодействие и адронную поляризацию вакуума можно считать точной теорией. Благодаря этому процессы КЭД широко используются как нормировочные в экспериментах на e^+e^- -коллайдерах.

Проводятся также исследования КЭД-процессов на предмет поиска возможных нарушений. Нарушения КЭД принято описывать в терминах параметров обрезания в электронном и фотонном пропагаторах $\Lambda_{i\pm}$, $i=e, \gamma$. Введение таких параметров изменяет сечения КЭД-процессов, например, дифференциальное сечение двухквантовой аннигиляции приобретает следующий вид [61]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx \frac{d\sigma_{\text{QED}}}{d\Omega} \cdot \left(1 + \frac{s^2}{2\Lambda_{e\pm}^4} \cdot F(\theta) \right), \quad (3.1)$$

где $F(\theta)$ — функция, зависящая от азимутального угла, она различна для различных моделей нарушения. Если нарушение КЭД связано с конечным размером электрона, то модифицируется электронный пропагатор и $F(\theta) = \pm \sin^2(\theta)/(1 + \cos^2(\theta))$ [61].

При стандартном введении нарушения КЭД может нарушаться калибровочная инвариантность. Н.М. Кролл сформулировал рецепт [62], позволяющий построить множество возможных модификаций КЭД, сохраняющих калибровочную инвариантность, и предложил простейший вариант такой модификации, в которой для процесса двухквантовой аннигиляции $F(\theta) = -\sin^2(\theta)$.

Другой вид нарушения КЭД связан с введением новых частиц, например, предложенного Лоу тяжелого электрона e^* [63]. Если масса e^* велика $M_{e^*}^2 \gg s$, то его вклад в КЭД эквивалентен модификации электронного пропагатора с параметром обрезания

$$\Lambda_{e^+}^2 = M_{e^*}^2/\lambda, \quad (3.2)$$

где λ — константа связи e^* с электроном и фотоном. В этом случае $F(\theta) = \sin^2(\theta)$. Если же $M_{e^*}^2 < s$, то возможно прямое рождение e^* , что должно проявиться в спектрах конечных частиц. Кроме того, в процессах, где в конечном состоянии имеются только фотоны, меняются сечения. В частности, при $M_{e^*}^2 \ll s$ для процесса двухквантовой аннигиляции

$$\Lambda_{e^+}^4 = M_{e^*}^2 s / \lambda^2. \quad (3.3)$$

Таким образом, формулы для сечений КЭД-процессов в различных моделях нарушения оказываются близки между собой. Экспериментально нарушение КЭД искалось при высоких энергиях на коллайдерах PEP [61], PETRA [64—66] и TRISTAN [67]. В последней работе имеется полная библиография работ, посвященных поиску нарушений КЭД на коллайдерах. Лучшие ограничения на параметры обрезания на уровне 95% достоверности составляют: $\Lambda_{e^+} > 94$ ГэВ [67], $\Lambda_{e^-} > 67$ ГэВ [61], $\Lambda_{\gamma^+} > 184$ ГэВ [65], $\Lambda_{\gamma^-} > 251$ ГэВ [64].

В области энергий ВЭПП-2М проверка КЭД также возможна, поскольку высока светимость коллайдера. В экспериментах с НД КЭД процессы изучались с разных точек зрения. Реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ использовались для определения интегральной светимости, процесс $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma\gamma$ с излучением фотонов на малые углы — для оперативного контроля за светимостью. Другие КЭД-процессы являлись, как правило, фоном при изучении

адронных реакций, что в свою очередь требовало их детального изучения. Кроме того, нами были исследованы КЭД-процессы, представляющие самостоятельный интерес. К ним относится реакция $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma$ в кинематической области виртуального Комpton-эффекта (ВКЭ), впервые детально изученная на НД [68].

Впервые на НД наблюдался процесс четырехквантовой аннигиляции [69, 70]. Были изучены также характеристики КЭД-процессов $2 \rightarrow 4$, т. е. процессов e^+e^- -аннигиляции с четырьмя частицами (γ, e^+, e^-) в конечном состоянии в кинематической области вылета конечных частиц на большие углы относительно друг друга и пучков [71]. Особенностью этих экспериментов была регистрация всех конечных частиц в детекторе. Для анализа характеристик реакций использовались точные в низшем порядке теории возмущений формулы КЭД. Установлены верхние пределы нарушения КЭД в этих процессах.

3.1. Виртуальный Комpton-эффект [68]

Впервые процесс ВКЭ наблюдался в эксперименте на e^+e^- -коллайдере АСО [72]. В дальнейшем этот процесс изучался на ADONE [73], где было зарегистрировано около 150 событий. Изучение ВКЭ дает возможность проверки КЭД на встречных e^+e^- -пучках в области, где сечение определяется поведением электронного пропагатора при больших положительных q^2 , в отличие от экспериментов по упругому e^+e^- -рассеянию, рождению $\mu^+\mu^-$ -пар и двухквантовой аннигиляции. Эта кинематическая область интересна с точки зрения поиска прямого рождения тяжелого электрона, распадающегося по каналу $e^* \rightarrow e\gamma$.

Кинематика ВКЭ изображена на рис. 14. Пусть p_1 — это 4-импульс электрона. Как показано на рисунке, электрон излучает квазиреальный фотон, отклоняясь при этом на малый угол, выбывает из пучка, но не попадает в детектор. Излученный квазиреальный фотон сталкивается с позитроном, имеющим 4-импульс p_2 . Они оба рассеиваются на большие углы и регистрируются в детекторе. Поперечный импульс квазиреального фотона мал, поэтому угол между пучком и плоскостью разлета позитрона и фотона также мал, в то же время продольный импульс квазиреального фотона может быть большим, как и угол расколлинеарности фотона и позитрона.

Особенностью кинематики ВКЭ является возможность одно-

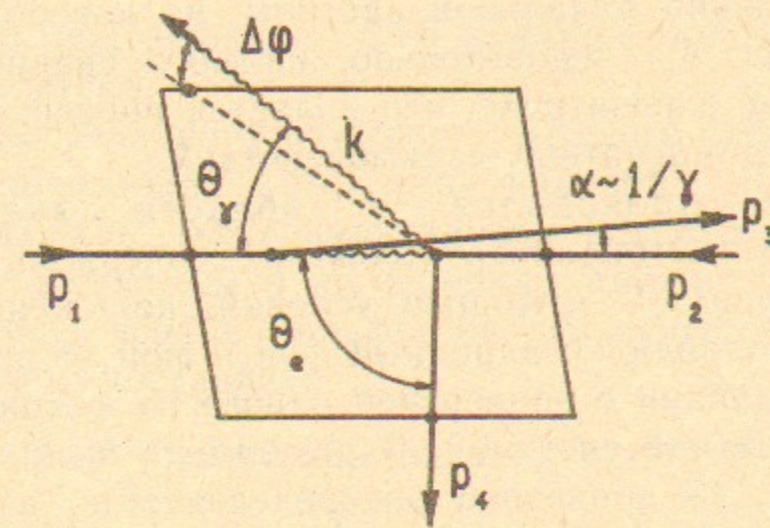


Рис. 14. Кинематика процесса ВКЭ.

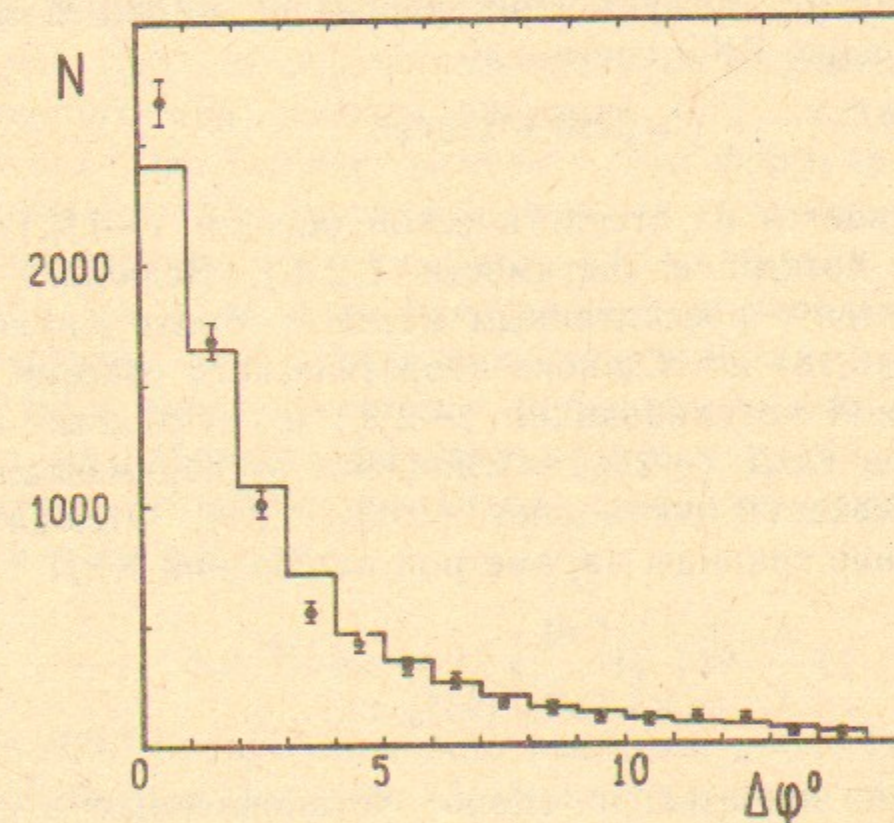


Рис. 15. Распределение по азимутальному углу отклонения от коллинеарности между фотоном и электроном (позитроном) в процессе ВКЭ. Гистограмма — эксперимент, точки — моделирование процесса ВКЭ.

значного определения начальной частицы, на которой происходит рассеяние фотона, и, следовательно, прямого сравнения сечений ВКЭ на электроне и позитроне, что является проверкой СРТ-инвариантности электромагнитных взаимодействий.

Эксперимент проводился в области энергии $2E = 1.00 \div 1.05$ ГэВ. Отбирались события, содержащие фотон и электрон (позитрон). С помощью условий, наложенных на углы вылета частиц, подавлялся адронный фон и фон от процесса двухквантовой аннигиляции с конверсией одного из фотонов в веществе перед координатной системой. В результате было отобрано 10^4 событий. На рис. 15 приведено распределение по азимутальному углу расколлинearности. Его ширина намного превышает аппаратную и определяется в конечном счете угловым распределением квазиреальных фотонов. Форма распределения хорошо согласуется с предсказаниями КЭД. Зависимость наблюдаемого сечения ВКЭ от энергии хорошо согласуется с зависимостью $1/E^2$, подъем в области Ф-мезона отсутствует. При энергии $2E = 1020$ МэВ полное наблюдаемое сечение ВКЭ составило

$$\sigma = (6.96 \pm 0.15) \text{ нб.} \quad (3.4)$$

Ошибка складывается из статистической ошибки ($\sim 1\%$) и неопределенности в интеграле светимости (2%). Величина сечения хорошо согласуется с рассчитанным методом Монте Карло значением $\sigma = (6.74 \pm 0.18)$ нб. Ошибка теоретического сечения определяется статистикой моделирования ($\sim 2\%$) и неучтенным вкладом высших порядков КЭД ($\sim 2\%$). Отношение экспериментального и теоретического сечений составляет (1.03 ± 0.04) . Отсюда можно установить верхние границы параметров нарушения КЭД

$$\begin{aligned} \Lambda_{e^+} &> 1.2 \text{ ГэВ,} \\ \Lambda_{e^-} &> 1.5 \text{ ГэВ, (95\% с.л.).} \end{aligned} \quad (3.5)$$

Эти ограничения значительно слабее установленных в процессе $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ [61, 67], но они получены в другой кинематической области — при положительных q^2 .

Было произведено также сравнение ВКЭ на электроне и позитроне как по величине полных наблюдаемых сечений, так и по угловым распределениям. Отношение наблюдаемых сечений составило $\sigma(e^- \gamma^*) / \sigma(e^+ \gamma^*) = (0.99 \pm 0.02)$, распределения по углам вылета конечных частиц не обнаруживают статистически значимых

различий, что подтверждает СРТ-инвариантность электромагнитных взаимодействий.

Для поиска реального рождения тяжелого электрона использовалось распределение по инвариантной массе $e\gamma$ -системы (рис. 16). Так как экспериментальное распределение полностью согласуется с расчетным и не содержит никаких пиков, то можно установить лишь верхний предел на его существование, который для параметра λ^2 составляет

$$\lambda^2 < 3 \cdot 10^{-5} \quad (500 \text{ МэВ} < M_e < 900 \text{ МэВ, 95\% с.л.}) \quad (3.6)$$

Нижняя граница области чувствительности эксперимента НД по массе тяжелого электрона M_e определяется телесным углом детектора. В указанном диапазоне масс ограничение НД примерно в 5 раз сильнее, чем в экспериментах по изучению реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma$ в кинематической области больших передач [74, 75] (рис. 17). Верхний предел параметра λ , который можно получить по формуле (3.3) из верхнего предела на параметр Λ_{e^+} , недавно установленного при высоких энергиях [67], составляет $0.8 \cdot 10^{-5}$ при $M_e = 0.7$ ГэВ. Следует отметить, что формула (3.3) справедлива только в предположении точечности тяжелого электрона.

В заключение отметим, что ВКЭ, наряду с процессами $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, представляется удобным дополнительным процессом для определения светимости e^+e^- -коллайдеров. Процесс ВКЭ имеет достаточно большое сечение, его кинематика позволяет разработать эффективный триггер для этого процесса, что в итоге позволит уменьшить систематические ошибки при определении светимости.

3.2. Процесс $e^+e^- \rightarrow 4\gamma$ [69—71]

Среди КЭД-процессов можно выделить процессы e^+e^- -аннигиляции в несколько фотонов. Особенностью этих процессов является наличие только фермионных пропагаторов в соответствующих диаграммах Фейнмана в низшем порядке теории возмущений. Проверка применимости КЭД для фермионного пропагатора в отличие от фотонного не требует учета поправок на поляризацию вакуума и учета вклада Z-бозона, что существенно упрощает сравнение с экспериментом. До сих пор изучались процессы только с двумя и тремя фотонами в конечном состоянии. В эксперименте НД проведено первое наблюдение процесса с четырьмя фотонами

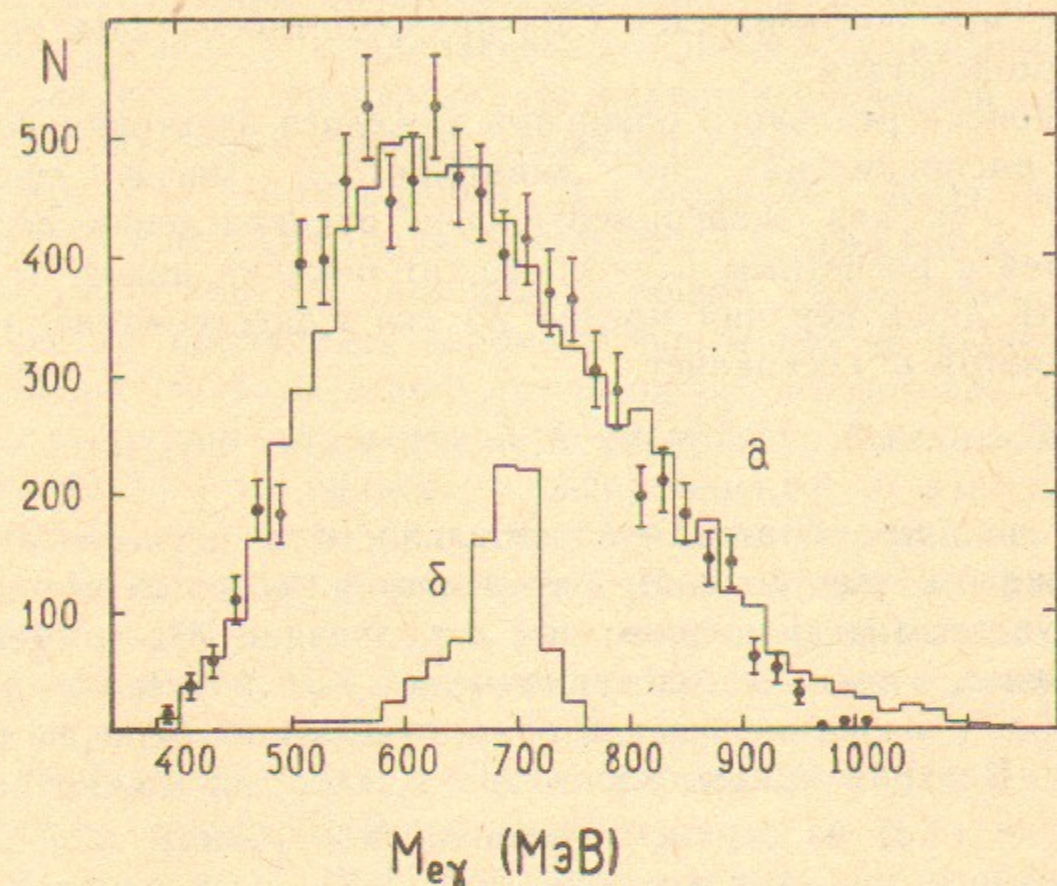


Рис. 16. Спектр инвариантных масс фотона и электрона (позитрона) в процессе ВКЭ.

Гистограмма *a* — эксперимент, точки — моделирование процесса ВКЭ; гистограмма *b* — ожидаемый вклад от тяжелого электрона с массой 700 МэВ при $\lambda^2 = 3 \cdot 10^{-5}$.

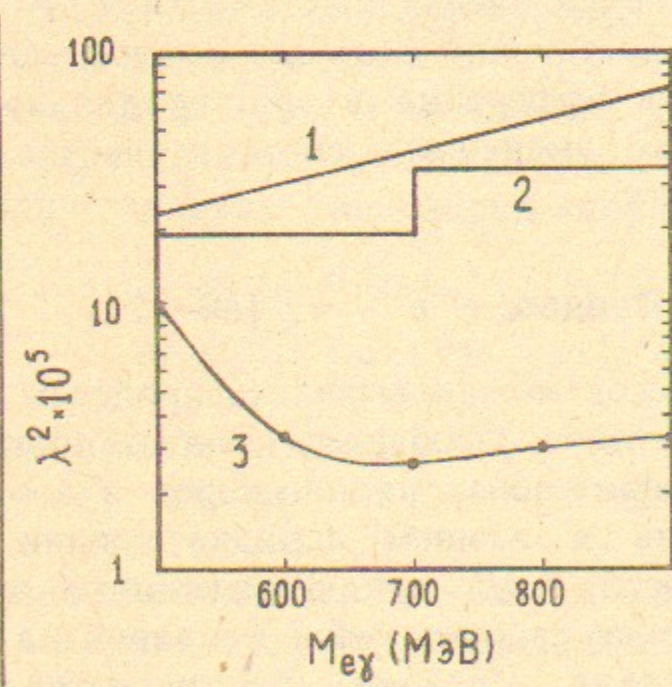


Рис. 17. Верхняя граница параметра λ^2 (95% уровень достоверности), полученный в различных экспериментах:

1 — ОЛЯ [75], 2 — $\gamma\gamma 2$ [74], 3 — НД [68].

$$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma\gamma. \quad (3.7)$$

Позднее была опубликована работа [61], в которой сообщалось о наблюдении 2 событий этого процесса при высоких энергиях, где его сечение заметно меньше, поскольку зависит от энергии как $1/s$. Впоследствии появилась работа [66], выполненная также при высоких энергиях, в которой наблюдалось уже 19 событий процесса (3.7).

При обработке данных НД для выделения процесса (3.7) рассматривались события с четырьмя фотонами и проводилась полная кинематическая их реконструкция. Фон в этом случае дают адронные реакции с π^0 -мезонами в конечном состоянии, он подавлялся условиями отбора, наложенными на углы вылета фотонов и на инвариантные массы пар и троек фотонов, причем, условия были различными в разных областях по энергии, поскольку фон резко зависел от энергии.

В области энергии $2E < 750$ МэВ, где вклад фона менее 10%, было зарегистрировано 20 событий процесса (3.7), для которых проводились сравнения некоторых экспериментальных распределений с расчетом по КЭД, выполненным согласно работе [36]. Наблюдается согласие эксперимента с расчетом в пределах статистической точности (рис. 18, 19).

Во всем диапазоне энергий было зарегистрировано (87 ± 12) событий, ошибка в числе которых связана с неопределенностью вычитания фона. Сравнение интегрального расчетного и экспериментального сечений проводилось для кинематической области конечных частиц, ограниченной следующими условиями:

$$E_i > 20 \text{ МэВ}, \quad 140^\circ > \theta_i > 40^\circ,$$

где E_i — энергии фотонов, θ_i — углы между фотонами и осью пучков. Эксперимент хорошо согласуется с расчетом по КЭД (рис. 20). Это позволило установить ограничение на параметр нарушения КЭД

$$\Lambda_{e\pm} > 0.58 \text{ ГэВ}, \quad (3.9)$$

которое было получено в модели Кролла [62], для этого был проведен полный расчет процесса (3.7) в этой модели [76]. Хотя ограничение (3.9) на два порядка ниже, чем лучшие ограничения, полученные при изучении процесса двухквантовой аннигиляции [61, 67], ценность данного результата в том, что он получен для процесса четвертого порядка.

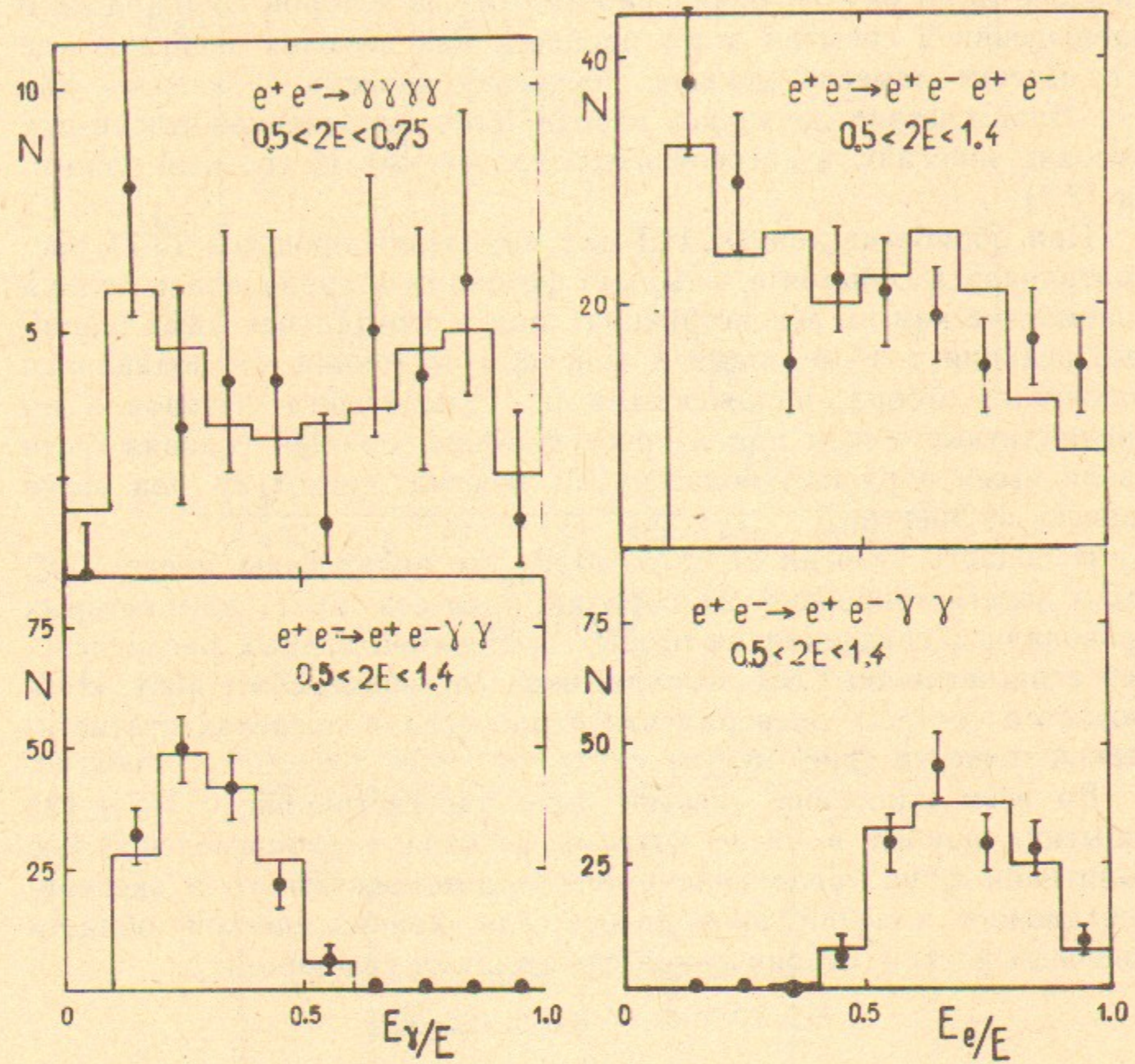


Рис. 18. Распределения по энергиям фотонов и электронов (позитронов) для отобранных событий КЭД процессов $2 \rightarrow 4$.

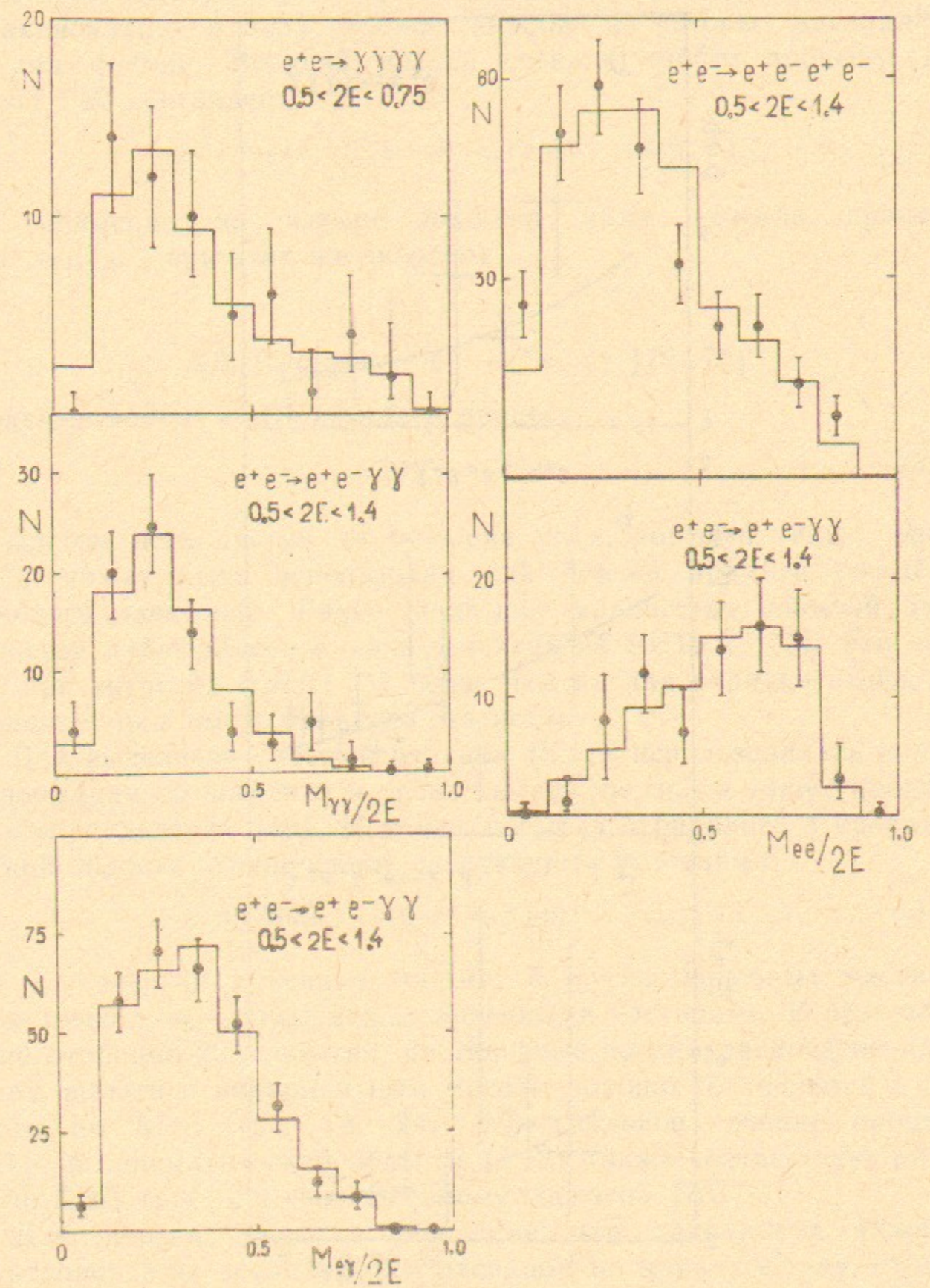


Рис. 19. Спектры инвариантных масс пар конечных частиц для отобранных событий КЭД процессов $2 \rightarrow 4$.

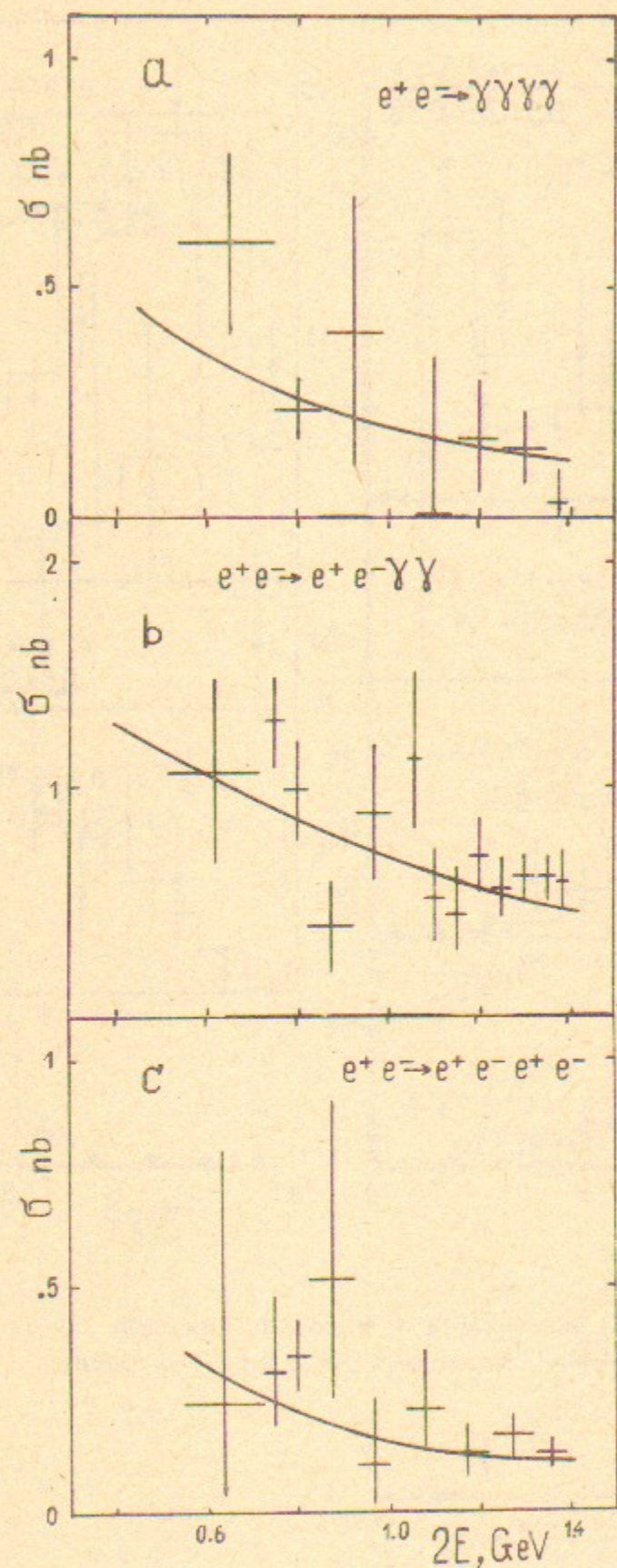


Рис. 20. Интегральные сечения КЭД процессов 2→4 в кинематические области больших передач, описанные в тексте.

Точки — эксперимент, сплошные линии — расчет.

В этом эксперименте НД был также осуществлен поиск процесса аннигиляции в пару бозонов, каждый из которых распадается на два фотона. Верхний предел сечения такого процесса при $2E = 1$ ГэВ составляет

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow hh) \cdot B^2(h \rightarrow \gamma\gamma) < 10 \text{ пб} \quad (90\% \text{ с.л.}), \quad (3.10)$$

что примерно на четыре порядка ниже сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ при этих же энергиях.

3.3. Процесс $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma\gamma$ [70, 71]

В экспериментах с НД изучался процесс

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma\gamma \quad (3.11)$$

с вылетом всех частиц на большие углы, который также, как и ВКЭ, может быть использован для поиска прямого рождения тяжелого электрона. Ранее некоторое количество событий этого процесса наблюдалось в экспериментах на PETRA [77]. Его сечение при энергиях ВЭПП-2М более чем на два порядка выше, что позволяет нам иметь большую статистику.

Для выделения событий реакции (3.11) использовалась полная информация об энергиях и углах вылета частиц, а также процедура e/π -разделения [49]. Искомые события отбирались в кинематической области ограниченной следующими условиями:

$$E_i > 40 \text{ МэВ}, \quad 40^\circ < \theta_i < 140^\circ, \quad \omega_{ij} > 15^\circ, \quad (3.12)$$

где E_i — энергии конечных частиц, θ_i — углы конечных частиц с осью пучков, ω_{ij} — углы между конечными частицами. В результате было отобрано 223 события, построенные по ним распределения по углам вылета и инвариантным массам хорошо согласуются с расчетом по КЭД (рис. 18, 19). Интегральное сечение процесса (3.11) в кинематической области (3.12) также соответствует расчету по КЭД (рис. 20), выполненному согласно [78].

Для поиска процесса рождения пар одинаковых тяжелых электронов с их последующим распадом по каналу $e^* \rightarrow e\gamma$, отбирались события, в которых инвариантные массы двух разных $e\gamma$ пар равны с точностью до аппаратного разрешения. В каждом событии рассматривались две различные комбинации для вычисления этих масс. Событий рождения e^* не было найдено, что позволило установить верхние пределы сечения реакции $e^+e^- \rightarrow e^{*+}e^{*-}$ в

зависимости от массы e^* в диапазоне масс $M_{e^*} = (40 - 650)$ МэВ, при $M_{e^*} = 500$ МэВ этот предел составляет

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^{*-}) < 20 \text{ пб} \quad (90\% \text{ с.л.}), \quad (3.13)$$

что примерно на четыре порядка ниже, чем сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$.

3.4. Процесс $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ [70—71]

Исследование процесса

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^- \quad (3.14)$$

позволяет установить верхний предел параметра нарушения КЭД, связанного с модификацией фотонного пропагатора. Ранее события этого процесса наблюдались при высоких энергиях [79]. В эксперименте НД процесс (3.14) изучался в кинематической области конечных частиц

$$E_i > 20 \text{ МэВ}, \quad 25^\circ < \theta_i < 155^\circ, \quad \omega_{ij} > 10^\circ, \quad (3.15)$$

где E_i — энергии конечных частиц, θ_i — углы конечных частиц с осью пучков, ω_{ij} — углы между конечными частицами. Было найдено 48 событий реакции (3.14), удовлетворяющих условиям (3.15), адронный фон при этом не превышает 10%. Дифференциальные характеристики (рис. 18, 19) и интегральное сечение в кинематическую область (3.15) (рис. 20) хорошо согласуются с расчетом по КЭД [80]. Верхний предел параметра нарушения КЭД, связанный с модификацией фотонного пропагатора, составил

$$\Lambda_{\gamma\pm} > 3 \text{ ГэВ} \quad (3.16)$$

Был осуществлен также поиск процесса рождения пар нейтральных бозонов с их последующим распадом на e^+e^- -пары, отбирались события, в которых есть две e^+e^- -пары с одинаковыми с точностью до аппаратного разрешения эффективными массами. В каждом событии рассматривались три различные комбинации для вычисления эффективных масс. В результате установлен следующий верхний предел при $2E = 1$ ГэВ:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow hh) \cdot B^2(h \rightarrow e^+e^-) < 20 \text{ пб} \quad (90\% \text{ с.л.}) \quad (3.17)$$

4. ДРУГИЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

В данной главе собраны результаты изучения ряда процессов с помощью НД в доступной на ВЭПП-2М области энергии. Эти работы не планировались заранее при сооружении детектора и являются как бы побочным продуктом эксперимента. Большая часть этих экспериментов интересна скорее с методической точки зрения, а результаты могут быть использованы для подготовки новых экспериментов в этой области энергии.

4.1. Новое определение параметров ω -мезона [39, 51]

Один из неожиданных результатов НД был получен в эксперименте по изучению ω -мезона, значение его полной ширины оказалось на 15% меньше табличной величины [40]. Полная ширина ω -мезона Γ_ω является одним из фундаментальных параметров физики мезонов, состоящих из легких кварков. Этот параметр входит в соотношения кварковой модели, SU(3)-симметрии и МВД. Большинство прежних измерений величины Γ_ω было выполнено в экспериментах с неподвижной мишенью, в которых аппаратное разрешение сравнимо с относительной шириной $\Gamma_\omega/m_\omega \sim 1\%$ [81]. Эксперименты на встречных e^+e^- -пучках [8,18] имеют лучшее энергетическое разрешение ($\sim 10^{-3}$) и высокую стабильность средней энергии ($\sim 10^{-4}$), однако статистическая точность этих экспериментов была невысока (~ 1 МэВ).

В эксперименте НД изучался процесс

$$e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 \quad (4.1)$$

Для определения параметров ω -мезона использовался энергетический интервал $2E = (740 \div 814)$ МэВ. Отбирались события с двумя заряженными частицами и двумя фотонами. Для подавления фона требовалось, чтобы углы между любыми частицами превышали 30° , условия на величину инвариантной массы пары фотонов не накладывались, чтобы уменьшить возможную систематическую ошибку. Эффективность регистрации процесса (4.1) в этих критериях отбора составила $(3.1 \pm 0.1)\%$. Полученное сечение регистрации (рис. 21) аппроксимировалось по формулам (2.1) и (3.4) из [1], при этом учитывались энергетический разброс в пучке 0.17 МэВ, стабильность средней энергии пучка 0.05 МэВ и статистическая ошибка измерения интегральной светимости. В результа-

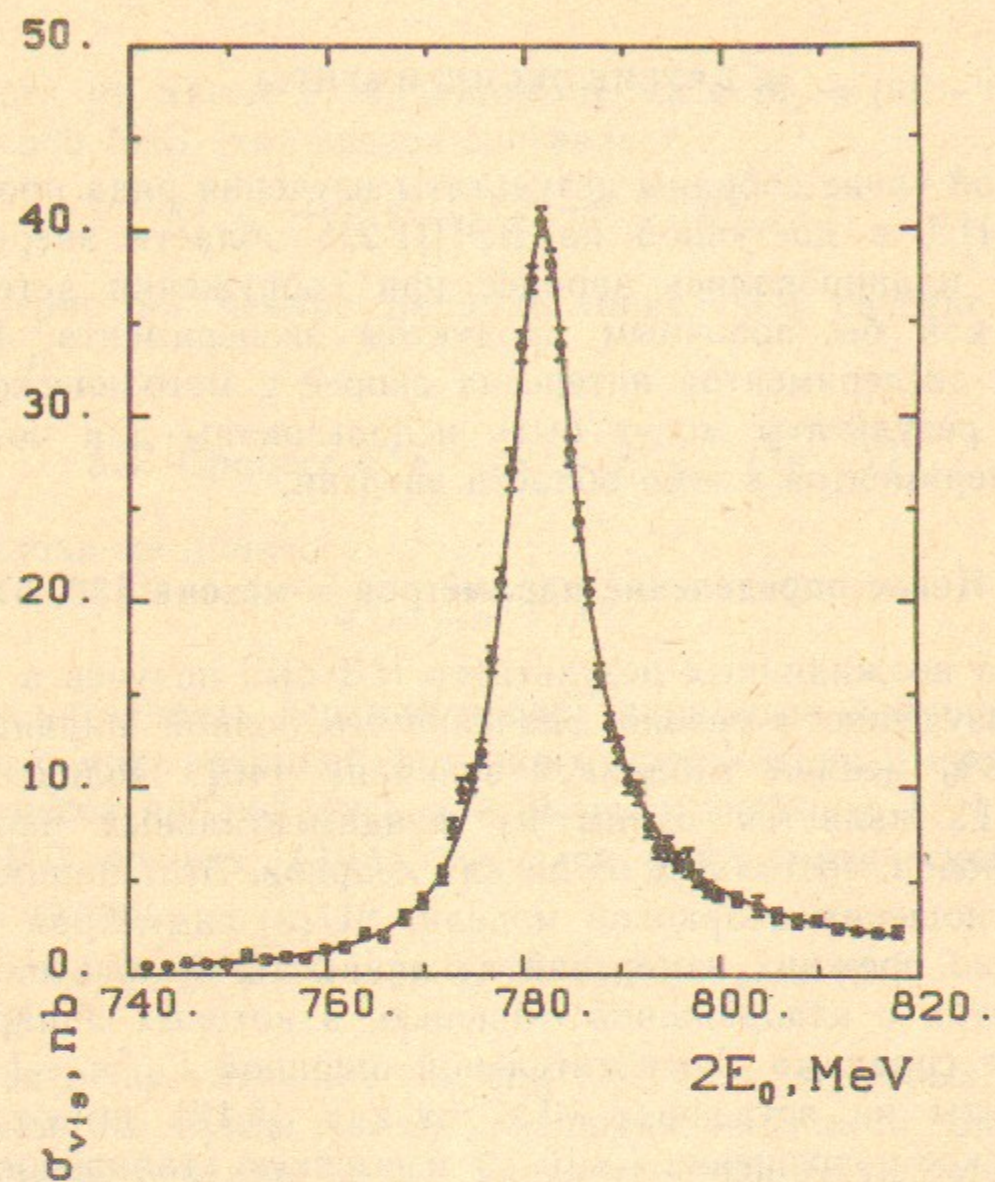


Рис. 21. Кривая возбуждения ω -мезона в реакции $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.

те аппроксимации экспериментальных данных (рис. 21) с учетом данных по распаду $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ [1] были получены следующие величины:

$$\begin{aligned} \Gamma_\omega &= (8.4 \pm 0.1) \text{ МэВ}, \\ \sigma_0(e^+e^- \rightarrow \omega) &= (1711 \pm 86) \text{ нб}, \\ B(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) &= (89.4 \pm 0.6)\%, \\ B(\omega \rightarrow e^+e^-) &= (7.14 \pm 0.36) \cdot 10^{-5}, \end{aligned} \quad (4.2)$$

где σ_0 — полное сечение в максимуме резонанса. Уровень нерезонансного сечения к реакции (4.1), составляет менее одного процента от $\sigma_0(e^+e^- \rightarrow \omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$. Величина сечения не противоречит прежним измерениям. Ошибка в величине Γ_ω целиком статистическая. Значение ширины не противоречит прежним измерениям на встречных e^+e^- -пучках, но имеет гораздо лучшую статистичес-

кую точность. Масса ω -мезона в настоящем эксперименте не находилась, поскольку не проводилась абсолютная калибровка энергетической шкалы накопителя.

Значение Γ_ω , полученное в эксперименте НД по процессу (4.1), было подтверждено при изучении реакции $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ [82]:

$$\Gamma_\omega = (8.2 \pm 0.3) \text{ МэВ}. \quad (4.3)$$

Позднее был получен результат эксперимента КМД на ВЭПП-2М $\Gamma_\omega = (8.3 \pm 0.4) \text{ МэВ}$ [47], который также находится в хорошем согласии с (4.2).

4.2. Распады $\Phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ и $\Phi \rightarrow K_S K_L$ [29, 83]

Основные распады Φ -мезона

$$\Phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, \quad (4.4)$$

$$\Phi \rightarrow K_S K_L. \quad (4.5)$$

изучались во многих экспериментах [33], их относительные вероятности известны с точностью порядка нескольких процентов. В эксперименте НД, несмотря на высокую статистику, улучшить эту точность не представляется возможным из-за неопределенности в моделировании ядерного взаимодействия π^\pm - и K_L -мезонов с веществом электромагнитного калориметра. С другой стороны, процессы (4.4) и (4.5) очень важны для экспериментов с НД, поскольку они являются фоновыми для всех остальных распадов Φ -мезона.

Реакция (4.5) с распадом $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$ использовалась для абсолютной калибровки энергетической шкалы накопителя. Эта реакция регистрируется на НД практически без фона. Точность такой калибровки составляла 0.05 МэВ. В результате аппроксимации совокупности данных в этом канале распада по формулам (2.1) и (3.4) из [1] была получена величина

$$B(\Phi \rightarrow K_S K_L) = (31.0 \pm 2.4)\%, \quad (4.6)$$

точность которой в основном определяется ошибкой величины эффективности регистрации. Реакция (4.5) изучалась также и в канале распада $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$. В этом случае конечные состояния реакций (4.5) и (4.4) похожи, однако распределения по пространственному углу между π^+ - и π^- -мезонами для них резко

различны, что позволяет разделить эти реакции между собой. В результате аппроксимации экспериментальных данных с учетом вклада ω -мезона в сечение процесса (4.4), получены следующие величины:

$$\begin{aligned}\sigma_0(e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) &= (0.62 \pm 0.03 \pm 0.07) \text{ мкб}, \\ \sigma_0(e^+e^- \rightarrow K_S K_L) &= (1.43 \pm 0.03 \pm 0.14) \text{ мкб}, \\ B(\Phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) &= (14.3 \pm 0.7)\%, \\ B(\Phi \rightarrow K_S K_L) &= (32.6 \pm 3.5)\%, \\ \delta_\Phi &= (155 \pm 14)^\circ,\end{aligned}\quad (4.7)$$

первая ошибка в величинах сечений статистическая, вторая — систематическая, ошибка в величинах относительной вероятности в основном систематическая. Ошибка в фазе δ_Φ в основном статистическая, величина фазы находится в хорошем согласии с предыдущими измерениями [8, 17, 18]. Величины относительных вероятностей распадов (4.4) и (4.5) согласуются с табличными значениями [33]. Это показывает, что систематическая ошибка экспериментов НД с заряженными π -мезонами и K_L -мезонами не превышает 10%.

4.3. Поиск процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ [24, 84]

Реакция

$$e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma \quad (4.8)$$

изучалась на НД в области энергий ВЭПП-2М впервые. В работе [24] (см. параграф 2.1) было показано, что эта реакция идет через промежуточное состояние $\omega\pi^0$, оно доминирует в спектре инвариантных масс $\pi^0\gamma$ -системы (рис. 1). На фоне этого основного механизма другие не наблюдаются, поэтому был установлен верхний предел сечения суммы всех возможных механизмов реакции (4.8), за исключением $\omega\pi^0$,

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma) < 0.14 \text{ нб} \quad (90\% \text{ с.л.}) \quad (4.9)$$

К этим механизмам можно, например, отнести $S\gamma$ промежуточные состояния, где S — скалярный или тензорный резонанс, распадающийся на $\pi^0\pi^0$. Реакция (4.8) может быть также обусловлена поляризуемостью π^0 -мезона [85], в этом случае она описывается диаграммой рис. 22. Поляризуемость — это важный параметр эле-

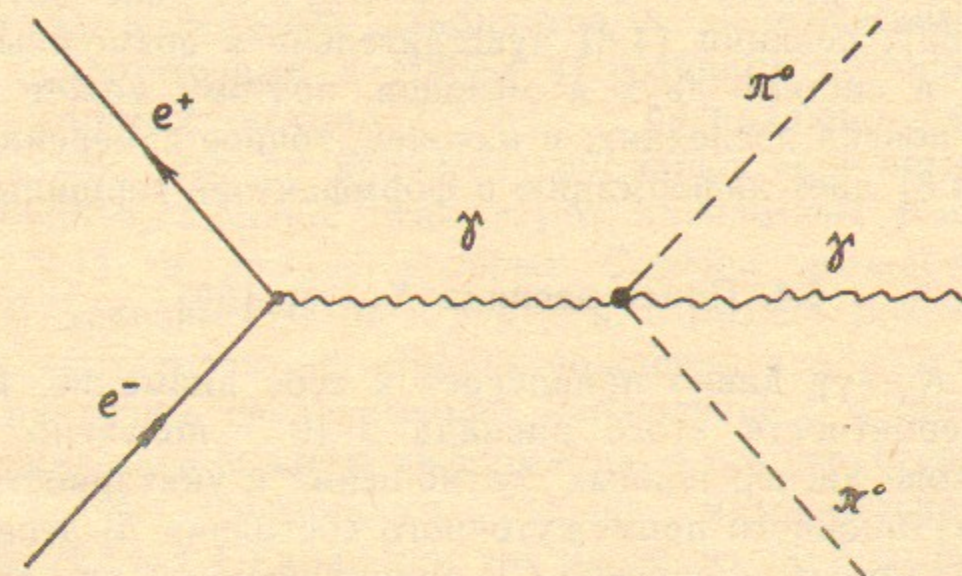


Рис. 22. Диаграмма реакции $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$.

ментарной частицы, описывающий ее взаимодействие с электромагнитным полем при низких энергиях [86]. В работе [85] сделана попытка рассчитать сечение процесса (4.8) в области энергии $2E \sim 1$ ГэВ и получено следующее выражение:

$$\sigma(s) = 0.02\alpha^2\beta^2s, \quad (4.10)$$

где β — поляризуемость π^0 -мезона, электрическая и магнитная поляризуемости при таком расчете считаются одинаковыми. Используя (4.9) и (4.10), мы впервые установили верхний предел

$$\beta < 35 \cdot 10^{-43} \text{ см}^3 \quad (90\% \text{ с.л.}), \quad (4.11)$$

который оказался заметно выше ожидаемой величины $\beta \approx 10^{-43} \text{ см}^3$ [87], что не позволяет еще разделить между собой различные модели расчета величины поляризуемости. Следует отметить, что для заряженного пиона измеренные и расчетные значения поляризуемости согласуются, и экспериментальная величина составляет $6.8 \cdot 10^{-43} \text{ см}^3$ [88].

Конечно, интерпретация верхнего предела (4.9) в терминах поляризуемости нам не представляется вполне адекватной. По своему определению поляризуемость является параметром существенно статическим и нерелятивистским, в то время как в процессе (4.8) один из фотонов, входящих в вершину $\pi^0\pi^0\gamma$, является глубоко виртуальным. Тем не менее, независимо от интерпретации, стоит продолжить изучение процесса (4.8) на более высоком уровне точности по следующим причинам: имеется связь между про-

цессом (4.8) и реакцией $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\pi^0\pi^0$, сечение которой уже измерено [89]; реакция (4.8) чувствительна к возможным легким резонансам в системе двух π^0 -мезонов, поэтому может использоваться для поиска последних; и наконец, точное измерение сечения процесса (4.8) дает информацию о формфакторе вершины $\gamma\gamma\pi^0\pi^0$.

4.4. Поиск распада $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ [90]

Распад $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ давно привлекает к себе внимание. Расчетное значение вероятности этого распада $2 \cdot 10^{-6}$ получено в работе [91] на основе дисперсионных соотношений и унитарности в приближении двухпионного промежуточного состояния. В этом распаде может проявляться нарушение CP-инвариантности на уровне 10^{-3} от расчетной вероятности [92].

Попытка обнаружить распад $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ была предпринята в эксперименте НД на ВЭПП-2М в распаде (4.5). При анализе событий учитывались особенности прохождения K_L -мезонов в калориметре НД. Эксперимент и моделирование показали, что с вероятностью 10% K_L -мезон не регистрируется в детекторе, а в 60% случаев воспринимается как одиночный фотон. Поэтому для поиска распада отбирались события с тремя фотонами, при этом предполагалось, что два фотона происходят от искомого распада, а третий фотон является зарегистрированным K_L -мезоном. Основным источником фона являлся процесс (4.5) с основным распадом $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$, который может имитировать распад $K_S \rightarrow \gamma\gamma$, за счет слияния близких фотонов в калориметре или вылета фотонов вне детектора. Для подавления этого фона накладывались ограничения на углы вылета частиц и использовались кинематические соотношения. Тем не менее, измеренное сечение регистрации целиком определялось фоном, поэтому можно было установить лишь верхний предел

$$B(K_S \rightarrow \gamma\gamma) < 2 \cdot 10^{-4} \quad (90\% \text{ с.л.}) \quad (4.12)$$

Через год после нашего эксперимента распад $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ был обнаружен в CERN на SPS [93]. Измеренная вероятность $(2.4 \pm 1.2) \cdot 10^{-6}$ хорошо согласуется с расчетной. Однако мы ожидаем, что в будущих экспериментах на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-2М с более высокой интегральной светимостью возможно радикальное улучшение результата. Для этой цели прежде всего необходим детектор с большим телесным углом и с более низким порогом регистрации фотонов.

4.5. Поиск состояния C (1480) в реакции $e^+e^- \rightarrow \Phi\pi^0$ [94]

Одним из возможных кандидатов в экзотические состояния является обнаруженный в ИФВЭ (Протвино) резонанс $C(1480)$ [42] с квантовыми числами $J^{PC} = 1^{--}$, распадающийся по каналу $\Phi\pi^0$. Возможно, что он является гибридным или четырехкварковым состоянием. Однако, существуют и гипотезы (см. [43] или параграф 2.1), в рамках которых C -мезон отождествляется с $\rho(1700)$. В зависимости от структуры C -мезона его электронная ширина и, соответственно, сечение рождения в e^+e^- -столкновениях будут различны, следовательно, наблюдение C в таких экспериментах может дать важную информацию о его структуре.

Хотя масса C -резонанса больше максимальной энергии ВЭПП-2М ($2E = 1.4$ ГэВ), тем не менее из-за большой ширины левый склон резонанса может наблюдаться в нашем эксперименте в следующей реакции

$$e^+e^- \rightarrow \Phi\pi^0 \rightarrow K_L\pi^0\pi^0\pi^0 \quad (4.13)$$

Для поиска процесса (4.13) отбирались события с энерговыделением в калориметре в пределах от 0.5 до 1.4 ГэВ с пятью или более зарегистрированными фотонами в области энергии $2E = (1.28 \div 1.40)$ ГэВ, в которых было найдено не менее двух π^0 -мезонов. Такие условия отбора необходимы для подавления фона от процесса (2.3), доминирующего в нейтральном канале в этой области энергий. Основной особенностью процесса (4.13) является наличие пика на массе Φ -мезона в спектре масс отдачи π^0 -мезона, однако в отобранных событиях такого пика не наблюдалось, что позволило установить лишь верхние пределы сечения этого процесса (табл. 9).

Ранее поиск процесса $e^+e^- \rightarrow \Phi\pi^0$ проводился в эксперименте КМД на ВЭПП-2М [12] и в эксперименте DM1 на DCI [54] в канале распада $\Phi \rightarrow K^+K^-$ (табл. 9). Используя верхние пределы сечений из табл. 9, соотношение (3.7) из [1] и экспериментальные параметры C -мезона [42], мы получили верхние пределы произведения электронной ширины C -мезона на относительную вероятность его распада по каналу $\Phi\pi^0$ (табл. 9). Совместный верхний предел по результатам всех групп составил

$$\Gamma(C \rightarrow e^+e^-) \cdot B(C \rightarrow \Phi\pi^0) < 70 \text{ эВ} \quad (90\% \text{ с.л.}) \quad (4.14)$$

Верхние пределы сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \Phi\pi^0$, полученные в различных экспериментах и вычисленные верхние пределы произведения $\Gamma(C \rightarrow e^+e^-) \cdot B(C \rightarrow \Phi\pi^0)$ (уровень доверия 90%)

Эксперимент	$2E, \text{ГэВ}$	$\sigma_{\Phi\pi^0}, \text{нб}$	$\Gamma(C \rightarrow e^+e^-) \cdot B(C \rightarrow \Phi\pi^0), \text{эВ}$
НД [94]	1.28—1.32	1.3	130
	1.32—1.36	4.1	
	1.36—1.40	2.3	
КМД [12]	1.348	0.5	90
DM1 [54]	1.5—1.6	2.2	80
	1.6—1.7	0.8	
	1.7—1.8	0.5	

Векторные мезоны в этой области масс — $\rho(770)$, $\omega(783)$, $\Phi(1020)$ и $\rho(1700)$ — являются, согласно общепринятой квалификации, двухкварковыми состояниями и имеют электронные ширины порядка 1 кэВ. Полученное в нашей работе ограничение значительно меньше этой величины. Если квантовые числа C -состояния действительно равны $J^{PC} = 1^{--}$ и распад $C \rightarrow \Phi\pi^0$ является основным, то полученный предел свидетельствует в пользу его экзотической структуры. Теоретические оценки электронной ширины C -состояния в предположении четырехкваркового состава дают величину 10 эВ, что выглядит вполне доступным для наблюдения в будущем.

4.6. Верхние пределы электронных ширин скалярных и тензорных мезонов [95]

Прямое рождение C -четного мезона на встречных e^+e^- -пучках возможно через двухфотонное промежуточное состояние (рис. 23). В унитарном пределе, когда оба фотона являются реальными частицами, нижняя граница ширины перехода C -четного мезона в электрон и позитрон выражается через его двухфотонную ширину. Для тензорных мезонов электронная ширина примерно в α^2 раз меньше двухфотонной. Используя результаты работы [96], можно оценить ее величину 0.01 эВ для $a_2(1340)$ и 0.03 эВ для $f_2(1270)$. По сравнению с тензорными мезонами электронные ширины скалярных и псевдоскалярных мезонов дополнительно подавлены по

спиральности в $(m_e/m_s)^2$ раз, где m_e и m_s — массы электрона и мезона. Оценка электронной ширины для псевдоскалярного η' -мезона дает значение $2 \cdot 10^{-4}$ эВ [97]. Расчет электронной ширины для $a_0(980)$, выполненный по аналогии с работами [98] (псевдоскалярный матричный элемент заменен на скалярный), дает значение $4 \cdot 10^{-6}$ эВ. Для точного расчета электронной ширины необходимо знать формфактор перехода C -четного мезона в два фотона. Учет формфактора может увеличить значение электронной ширины на порядок [97, 99].

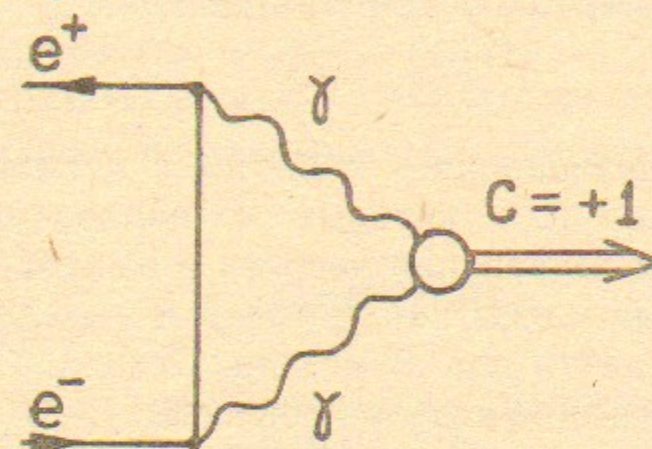
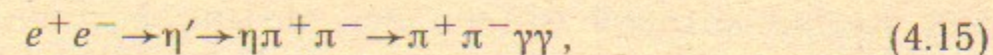


Рис. 23. Диаграмма прямого рождения C -четного резонанса на встречных e^+e^- -пучках.

В настоящее время измерены двухфотонные ширины η' , $f_2(1270)$, $a_0(980)$, $a_2(1320)$ [33]. Электронные ширины этих и других мезонов с четным спином не измерялись. Несмотря на малость электронных ширин C -четных мезонов, была предпринята попытка обнаружить их или установить верхний предел в эксперименте НД на ВЭПП-2М. Высокая интегральная светимость в наших экспериментах и хорошие возможности НД по регистрации многофотонных событий позволили провести такое исследование.

Для определения электронной ширины η' -мезона было проведено специальное измерение в интервале энергии $2E = (955.5 \div 959.5)$ МэВ с шагом 0.5 МэВ с интегральной светимостью 0.5 пб^{-1} . Прямое рождение η' -мезона можно идентифицировать в реакции



в которой, заряженные π -мезоны имеют низкую энергию $E_\pi < 250$ МэВ и останавливаются в первом слое калориметра, а инвариантная масса пары фотонов с аппаратной точностью равна массе η -мезона. Эти особенности реакции (4.15) использовались при отборе событий, эффективность регистрации в этом случае составила около 1% по отношению ко всем распадам η' -мезо-

на. В эксперименте не было обнаружено событий искомого процесса и был установлен верхний предел его сечения, откуда по формуле (3.7) из [1] был найден верхний предел

$$\Gamma(\eta' \rightarrow e^+e^-) < 0.06 \text{ эВ} \quad (90\% \text{ с.л.}) \quad (4.16)$$

Для определения верхних пределов электронных ширин $f_0(975)$ -, $f_2(1270)$ - и $f_0(1300)$ -мезонов использовался тот факт, что эти мезоны имеют заметную моду распада на $2\pi^0$, поэтому была сделана попытка обнаружить события реакции

$$e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0 \quad (4.17)$$

С этой целью анализировались события с четырьмя фотонами в конечном состоянии, для которых с аппаратурной точностью выполнялись законы сохранения энергии и импульса. Далее вычислялись инвариантные массы пар фотонов и выделялись события, в которых удавалось найти два π^0 -мезона. Основной фон в этом случае определяется нерезонансным процессом (2.3) и нейтральными модами распадов ω - и Φ -мезонов вблизи резонансов. Сечение регистрации аппроксимировалось по формуле (2.1) из [1], оно полностью объясняется фоновыми процессами, что позволило установить верхние пределы сечений в максимумах f -мезонов. Используя верхние пределы сечений и (3.7) из [1], были получены следующие верхние пределы на 90% уровне достоверности:

$$\begin{aligned} \Gamma(f_0(975) \rightarrow e^+e^-) &< 8.4 \text{ эВ}, \\ \Gamma(f_2(1270) \rightarrow e^+e^-) &< 1.7 \text{ эВ}, \\ \Gamma(f_0(1300) \rightarrow e^+e^-) &< 20. \text{ эВ}, \end{aligned} \quad (4.18)$$

Для определения верхних пределов электронных ширин $a_0(980)$ и $a_2(1320)$ мезонов изучалась реакция

$$e^+e^- \rightarrow \eta\pi^0, \quad (4.19)$$

для поиска которой отбирались четырехфотонные события с π^0 - и η -мезонами в конечном состоянии. Как и в случае реакции (4.17), наблюдаемое сечение процесса (4.19) определяется основным нерезонансным фоновым процессом (2.3). Аппроксимируя это сечение суммой фонового процесса и процесса (4.19) и используя (3.7) из [1], были установлены верхние пределы на 90%-ном уровне достоверности

$$\begin{aligned} \Gamma(a_0(980) \rightarrow e^+e^-) \cdot B(a_0(980) \rightarrow \eta\pi^0) &< 1.5 \text{ эВ}, \\ \Gamma(a_2(1320) \rightarrow e^+e^-) &< 25 \text{ эВ}. \end{aligned} \quad (4.20)$$

Полученные впервые экспериментальные ограничения (4.18) и (4.20) на два порядка выше унитарного предела для тензорных мезонов и на шесть порядков для скалярных. Установленный верхний предел электронной ширины для псевдоскалярного η' -мезона на три порядка больше унитарного предела. Эти результаты не противоречат ни одной из существующих моделей формфакторов. В будущих экспериментах на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-2М возможно наблюдение прямого рождения тензорных мезонов и η' -мезона, что позволит измерить их электронные ширины.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Перечислим основные физические результаты, полученные с Нейтральным детектором на ВЭПП-2М:

1. Измерены вероятности радиационных распадов легких векторных мезонов:

$$\begin{aligned} B(\Phi \rightarrow \eta\gamma) &= (1.30 \pm 0.06) \% \quad [83], \\ B(\Phi \rightarrow \pi^0\gamma) &= (0.130 \pm 0.013) \% \quad [83], \\ B(\omega \rightarrow \pi^0\gamma) &= (0.089 \pm 0.006) \quad [39], \\ B(\omega \rightarrow \eta\gamma) &= (7.3 \pm 2.9) \cdot 10^{-4} \quad [39], \\ B(\rho \rightarrow \eta\gamma) &= (4.0 \pm 1.1) \cdot 10^{-4} \quad [39], \\ B(\rho^0 \rightarrow \pi^0\gamma) &= (7.9 \pm 2.0) \cdot 10^{-4} \quad [39]. \end{aligned}$$

2. Наблюдались следующие новые редкие распады векторных мезонов:

$$\begin{aligned} B(\Phi \rightarrow \eta e^+e^-) &= (1.3_{-0.6}^{+0.8}) \cdot 10^{-4} \quad [100], \\ B(\omega \rightarrow \pi^0 e^+e^-) &= (0.6 \pm 0.2) \cdot 10^{-3} \quad [101], \\ B(\rho \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma) &= (0.99 \pm 0.16) \%, \quad E_\gamma > 50 \text{ МэВ} \quad [50]. \end{aligned}$$

3. Измерены некоторые параметры векторных мезонов:

$$\begin{aligned} \Gamma_\omega &= (8.4 \pm 0.1) \text{ МэВ} \quad [51], \\ B(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) &= (89.4 \pm 0.6) \% \quad [39], \end{aligned}$$

$$B(\omega \rightarrow e^+e^-) = (7.14 \pm 0.36) \cdot 10^{-5} \quad [39],$$

$$B(\Phi \rightarrow K_S K_L) = (31.0 \pm 2.4) \% \quad [83],$$

$$B(\Phi \rightarrow K_S K_L) = (32.6 \pm 3.5) \% \quad [29],$$

$$B(\Phi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) = (14.3 \pm 0.7) \% \quad [29],$$

$$B(\Phi \rightarrow \pi^+ \pi^-) = (0.63_{-0.28}^{+0.37}) \cdot 10^{-4} \quad [102].$$

4. Были изучены следующие процессы нерезонансного рождения адронов:

$$e^+e^- \rightarrow \omega \pi^0 \quad 2E = 0.9 \div 1.4 \text{ ГэВ} \quad [24],$$

$$e^+e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \quad 2E = 0.6 \div 1.4 \text{ ГэВ} \quad [26],$$

$$e^+e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \quad 2E = 1.0 \div 1.4 \text{ ГэВ} \quad [25],$$

$$e^+e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0 \quad 2E = 0.9 \div 1.4 \text{ ГэВ} \quad [25, 28],$$

$$e^+e^- \rightarrow \eta \pi^+ \pi^- \quad 2E = 1.0 \div 1.4 \text{ ГэВ} \quad [27],$$

$$e^+e^- \rightarrow \Phi \pi^0 \quad 2E = 1.2 \div 1.4 \text{ ГэВ} \quad [94],$$

$$e^+e^- \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma \quad 2E = 0.6 \div 1.4 \text{ ГэВ} \quad [24, 84].$$

5. Изучались следующие КЭД процессы:

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma, \quad \text{виртуальный Комптон-эффект} \quad [68],$$

$$e^+e^- \rightarrow \gamma \gamma \gamma \gamma \quad [69, 70],$$

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma \gamma \quad [70, 71],$$

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^- e^+e^- \quad [70, 71].$$

6. Установлены верхние пределы на 90% уровне достоверности:

$$B(\Phi \rightarrow \eta' \gamma) < 4 \cdot 10^{-4} \quad [103],$$

$$B(\Phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma) < 10^{-3} \quad [103],$$

$$B(\Phi \rightarrow f_0(975) \gamma) < 2 \cdot 10^{-3} \quad [103],$$

$$B(\Phi \rightarrow a_0(980) \gamma) < 2.5 \cdot 10^{-3} \quad [28],$$

$$B(\Phi \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) < 1.2 \cdot 10^{-4} \quad [101],$$

$$B(\Phi \rightarrow H \gamma) B(H \rightarrow \pi^0 \pi^0) < 0.8 \cdot 10^{-4}, \quad 600 \text{ МэВ} < M_H < 1000 \text{ МэВ} \quad [103],$$

$$B(\Phi \rightarrow a \gamma) B(a \rightarrow e^+ e^-) < 5 \cdot 10^{-5} \quad [103],$$

$$B(\Phi \rightarrow a \gamma) B(a \rightarrow \gamma \gamma) < 2 \cdot 10^{-3} \quad [103],$$

$$B(\Phi \rightarrow a \gamma) < 0.7 \cdot 10^{-5} \quad [103],$$

$$B(\omega \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma) < 4 \cdot 10^{-4} \quad [39],$$

$$B(\rho \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma) < 5 \cdot 10^{-3}, \quad \text{структурное излучение} \quad [50],$$

$$B(K_S \rightarrow \gamma \gamma) < 2 \cdot 10^{-4} \quad [90],$$

$$\Gamma(\eta' \rightarrow e^+ e^-) < 0.06 \text{ эВ} \quad [95],$$

$$\Gamma(f_0(975) \rightarrow e^+ e^-) < 8.4 \text{ эВ} \quad [95],$$

$$\Gamma(f_2(1270) \rightarrow e^+ e^-) < 1.7 \text{ эВ} \quad [95],$$

$$\Gamma(f_0(1300) \rightarrow e^+ e^-) < 20 \text{ эВ} \quad [95],$$

$$\Gamma(a_0(980) \rightarrow e^+ e^-) B(a_0(980) \rightarrow \pi \eta) < 1.5 \text{ эВ} \quad [95],$$

$$\Gamma(a_2(1320) \rightarrow e^+ e^-) < 25 \text{ эВ} \quad [95],$$

$$\lambda^2 < 3 \cdot 10^{-5}, \quad 500 \text{ МэВ} < M_e < 900 \text{ МэВ} \quad [68],$$

здесь a — аксионоподобная частица, H — легкая Хиггсовская частица, λ — константа связи тяжелого электрона с электроном и фотоном.

Несмотря на достигнутый в последние годы прогресс, область энергий $2E \sim 1$ ГэВ остается весьма интересной. В настоящее время заканчивается модернизация комплекса ВЭПП-2М, в результате которой ожидается повышение средней светимости до $5 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ при $2E = 1$ ГэВ [104]. Для экспериментов на ВЭПП-2М сооружаются два новых детектора: Криогенный магнитный детектор КМД-2 [105] и Сферический нейтральный детектор СНД [106]. Поэтому в ближайшие годы ожидается получение новых, более интересных данных.

В заключение авторы хотели бы выразить благодарность Н.Н. Ачасову, В.С. Фадину и Г.Н. Шестакову за многократные полезные обсуждения во время написания обзора.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.И. Долинский и др. Препринт ИЯФ 89-68. Новосибирск, 1989.
2. Shifman M.A. et al. Nucl. Phys., B147 (1979) 448.
3. V. Barger. Phys. Lett. 60B (1975) 89.
4. F.J. Gilman, S.H. Rhee. Phys. Rev. D31 (1985) 1066.
5. B.C. Barish. Preprint CALT-68-1321, Pasadena, 1985, presented at the Tenth Hawaii Conference on High Energy Physics, August, 1985.
6. Albrecht N. et al. Phys. Lett., 185B (1987) 223.
7. Л.М. Курдадзе и др. ЯФ, 40 (1984) 451.

8. Л.М. Курдадзе и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР 84-07. Новосибирск, 1984.
9. L.M. Barkov et al. Nucl. Phys. B256 (1985) 365.
10. Ivanov P.M. et al. Phys. Lett., 107B (1981) 297.
11. Иванов П.М. и др. Письма в ЖЭТФ, 36 (1982) 91.
12. G.V. Anikin et al. Preprint INP 83-85. Novosibirsk, 1983.
13. Курдадзе Л.М. и др. Письма в ЖЭТФ, 43 (1986) 497.
14. Курдадзе Л.М. и др. Письма в ЖЭТФ, 47 (1988) 432.
15. Барков Л.М. и др. ЯФ, 47 (1988) 393.
16. Cosme G. et al. Phys. Lett., 63B (1976) 349.
17. G. Parrour et al. Phys. Lett., 63B (1976) 357.
18. Cordier A. et al. Nucl. Phys., B172 (1980) 13.
19. Poulot C. et al. Preprint LAL/79-14, Orsay, 1979.
20. Bacci C. et al. Nucl. Phys., B184 (1981) 31.
21. Cosme G. et al. Nucl. Phys., B152 (1979) 215.
22. Augustin J.E. et al. Preprint LAL/83-21, Orsay, 1983.
23. Cordier A. et al. Phys. Lett., 109B (1982) 129.
24. S.I. Dolinsky et al. Phys. Lett., 174B (1986) 453.
25. V.M. Aulchenko et al. Preprint INP 86-106. Novosibirsk, 1987.
26. А.Д. Букин и др. ЯФ, 50 (1989).
27. Druzhinin V.P. et al. Phys. Lett., 174B (1986) 115.
28. V.M. Aulchenko et al. Preprint INP 87-90. Novosibirsk, 1987.
29. V.P. Druzhinin et al. Preprint INP 85-97. Novosibirsk, 1985.
30. Вассерман И.Б. и др. ЯФ, 48 (1988) 753.
31. Review of Particle Properties, Particle Data Group, 1984.
32. V.M. Budnev et al. Phys. Lett., 70B (1977) 365;
S.B. Gerasimov, A.B. Govorkov. Z. Phys., C 29 (1985) 61.
33. Review of Particle Properties, Particle Data Group, 1988.
34. A. Donnachie, H. Mirzaie. Z. Phys., C 33 (1987) 407;
A. Donnachie, A.B. Clegg. Z. Phys., C 34 (1987) 257;
A. Donnachie, A.B. Clegg. Preprint CERN-TH. 5210/88, Geneva, 1988;
A. Donnachie. Preprint CERN-TH. 5246/88, Geneva, 1988;
А.Б. Говорков. ЯФ, 48 (1988) 237.
35. Eletsky V.L. et al. Phys. Lett., 122B (1983) 423;
L.I. Reinders et al. Nucl. Phys., B213 (1983) 109;
S. Narison, N. Paper. Z. Phys. C22 (1984) 69;
Хацимовский В.М. ЯФ, 41 (1985) 814;
M.V. Margvelashvili, M.E. Saposhnikov. Z. Phys. C38 (1988) 467.
V.G. Ejimov, M.A. Ivanov. Int. Jour. Mod. Phys., A4 (1989) 2031.
36. Berends F.A. et al. Nucl. Phys., B239 (1984) 395.
37. N.N. Achasov, A.A. Kozhevnikov. Phys. Lett., 209B (1988) 373;
Ачасов Н.Н., Кожевников А.А. ЯФ, 48 (1988) 1316.
38. M. Atkinson et al. Nucl. Phys., B243 (1984) 1.
39. S.I. Dolinsky et al. Z. Phys., C42 (1989) 511.
40. Review of Particle Properties, Particle Data Group, 1986.
41. S. Fukui et al. Phys. Lett., 202B (1988) 441.
42. Bitukov S.I. et al. Phys. Lett., 188B (1987) 383;
Битюков С.И. и др. ЯФ, 46 (1987) 506;
Кубаровский В.П. и др. ЯФ, 48 (1988) 1316;
L.G. Landsberg. Preprint IHEP 88-143. Serpukhov, 1988.
43. N.N. Achasov, A.A. Kozhevnikov. Phys. Lett., 207B (1988) 199.

44. А.Д. Букин и др. ЯФ, 27 (1978) 985.
45. G. Parrour et al. Phys. Lett., 63B (1976) 362.
46. Курдадзе Л.М. и др. Письма в ЖЭТФ, 36 (1982) 221.
47. Барков Л.М. и др. Письма в ЖЭТФ, 46 (1987) 132.
48. Барков Л.М. и др. Препринт ИЯФ 89-15. Новосибирск, 1989.
49. V.P. Druzhinin et al. Proc. of the Third Internat. Conf. on Instrumentation for Colliding Beam Phys., Novosibirsk, 1984, 77.
50. Вассерман И.Б. и др. ЯФ, 47 (1988) 1635.
51. V.M. Aulchenko et al. Phys. Lett., 186B (1987) 432.
52. F.J. Gilman. Phys. Rev., D35 (1987) 3541.
53. M. Atkinson et al. Nucl. Phys., B242 (1984) 269.
54. Delcourt B. et al. Phys. Lett., 113B (1982) 93.
55. A. Antonelli et al. Phys. Lett., 212B (1988) 133.
56. M. Atkinson et al. Z. Phys., C30 (1986) 531.
57. Н.Н. Ачасов, В.А. Карнаков. Письма в ЖЭТФ, 39 (1984) 285.
58. M. Atkinson et al. Z. Phys., C26 (1985) 499.
59. A. Pais. Annals of Phys., 9 (1960) 548.
60. N.M. Kröll et al. Phys. Rev., 157 (1967) 1376.
61. E. Fernandez et al. Phys. Rev., D35 (1987) 1.
62. Kroll N.M. Nuovo Cimento, 45A (1966) 65.
63. F.E. Low. Phys. Rev. Lett., 14 (1965) 238.
64. M. Althoff et al. Z. Phys., C22 (1984) 13.
65. Ch. Berger et al. Z. Phys., C27 (1985) 341.
66. Behrend H.-J. et al. Phys. Lett., 202B (1988) 154.
67. I. Adachi et al. Phys. Lett., 200B (1988) 391.
68. Голубев В.Б. и др. ЯФ, 41 (1985) 1176.
69. Вассерман И.Б. и др. Письма в ЖЭТФ, 44 (1986) 493.
70. V.P. Druzhinin et al. Preprint INP 85-98. Novosibirsk, 1985.
71. Аульченко В.М. и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР 86-173. Новосибирск, 1986.
72. Cosme G. et al. Lett. Nuovo Cimento, 8 (1973) 509.
73. Bacci C. et al. Phys. Lett., 71B (1977) 227.
74. Bacci C. et al. Phys. Lett., 44B (1973) 530.
75. Букин А.Д. и др. ЯФ, 35 (1982) 1444.
76. Кураев Э.А. и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР 88-4. Новосибирск, 1988.
77. Bartel W. et al. Z. Phys. C24 (1984) 223;
Behrend H.-J. et al. Phys. Lett. 168B (1986) 421.
78. Кураев Э.А., Перышкин А.Н. ЯФ, 42 (1985) 1195.
79. Bartel W. et al. Z. Phys., C30 (1986) 545;
Behrend H.-J. et al. Phys. Lett., 191B (1987) 209.
80. Fadin V.S. et al. Preprint INP 86-91, Novosibirsk, 1986.
81. Keune J. et al. Phys. Rev., D14 (1976) 28.
82. Аульченко В.М. и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР 86-105. Новосибирск, 1986.
83. V.P. Druzhinin et al. Phys. Lett., 144B (1984) 136.
84. Голубев В.Б. и др. ЯФ, 45 (1987) 1004.
85. Eidelman S.I., Kuraev E.A. Preprint INP 85-101. Novosibirsk, 1985.
86. Терентьев М.В. УФН, 112 (1974) 37;
Петрунькин В.А. ЭЧАЯ, 12 (1981) 692.
87. Волков М.К., Первушин В.Н. ЯФ, 22 (1975) 346,
Динейхан М. и др. Письма в ЖЭТФ, 35 (1982) 443;
Волков М.К., Осипов А.А. ЯФ, 41 (1985) 1027.

88. Antipov Yu.M. et al. Phys. Lett., 121B (1983) 445.
 89. Edwards C. et al. Phys. Lett., 110B (1982) 82.
 90. Вассерман И.Б. и др. Письма в ЖЭТФ, 43 (1986) 457.
 91. Kohara Y. Progr. Theor. Phys., 48 (1972) 261.
 92. Chan L., Cheng H. Phys. Rev. Lett., 54 (1985) 786.
 93. Burkhardt H. et al. Phys. Lett., 199B (1987) 139.
 94. Аульченко В.М. и др. Письма в ЖЭТФ, 45 (1987) 118.
 95. Воробьев П.В. и др. ЯФ, 48 (1988) 436.
 96. Вайцштейн А.И., Хрилович И.Б. ЯФ, 13 (1971) 620.
 97. Ландсберг Л.Г. УФН, 146 (1985) 185; Phys. Rep., 128 (1985) 301.
 98. Drell S.D. Nuovo Cim., 11 (1959) 693;
 Berma S.M. Geffen D.A. Nuovo Cim., 18 (1960) 1192.
 99. Иванов А.Н., Шехтер В.М. ЯФ, 32 (1980) 796.
 100. В.Б. Голубев и др. ЯФ, 41 (1985) 1183.
 101. Долинский С.И. и др. ЯФ, 48 (1988) 442.
 102. В.Б. Голубев и др. ЯФ, 44 (1986) 633.
 103. V.P. Druzhinin et al. Z. Phys., C37 (1987) 1.
 104. Anashin V.V. et al. Preprint INP 84-123. Novosibirsk, 1984.
 105. Аксенов Г.А. и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР 85-118. Новосибирск, 1985;
 CMD-2 Collaboration, ICFA Instrumentation Bulletin, 5 (1988) 18.
 106. Аульченко В.М. и др. Труды Межд. Симп. по координатам детекторам в физ. выс. энергий, Дубна, сентябрь 1987, Дубна 1988, с.262. Препринт ИЯФ СО АН СССР 87-36. Новосибирск, 1987.

ОГЛАВЛЕНИЕ

1. Введение	3
2. Нерезонансные процессы с рождением адронов	3
2.1 Реакция $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$	4
2.2 Реакция $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	11
2.3 Реакция $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$	16
2.4 Реакции $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ и $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$	18
2.5 Полное сечение рождения адронов	24
3. Проверка квантовой электродинамики	30
3.1. Виртуальный Комптон-эффект	32
3.2. Процесс $e^+e^- \rightarrow 4\gamma$	35
3.3. Процесс $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$	41
3.4. Процесс $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$	42
4. Другие эксперименты	43
4.1. Новое определение параметров ω -мезона	43
4.2. Распады $\Phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ и $\Phi \rightarrow K_S K_L$	45
4.3. Поиск процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$	46
4.4. Поиск распада $K_S \rightarrow \gamma\gamma$	48
4.5. Поиск состояния $C(1480)$ в реакции $e^+e^- \rightarrow \Phi\pi^0$	49
4.6. Верхние пределы электронных ширин скалярных и тензорных мезонов	50
5. Заключение	53
Литература	55

С.И. Долинский, В.П. Дружинин, М.С. Дубровин,
В.А. Голубев, В.Н. Иванченко, Е.В. Пахтусова,
А.Н. Перышкин, С.И. Середняков, В.А. Сидоров,
А.Н. Скринский, Ю.М. Шатунов

Обзор e^+e^- экспериментов
Нейтрального Детектора
на коллайдере ВЭПП-2М

Часть 2

Нерезонансные процессы с рождением адронов,
проверка квантовой электродинамики
и другие эксперименты

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Работа поступила 29 июня 1989 г.
Подписано в печать 5.07. 1989 г. МН 10316
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 4,4 печ.л., 3,0 уч.-изд.л.
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 104

Набрано в автоматизированной системе на базе фото-
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и
отпечатано на ротапинтере Института ядерной физики
СО АН СССР,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.