

Сибирское отделение Российской Академии наук
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Г.И. Будкера

В.М. Аульченко, М.Н. Ачасов, К.И. Белобородов,
А.В. Бердюгин, А.Г. Богданчиков, А.В. Боженок,
А.Д. Букин, Д.А. Букин, С.В. Бурдин, А.А. Валишев,
А.В. Васильев, И.А. Гапоненко, В.Б. Голубев,
Т.В. Димова, В.П. Дружинин, М.С. Дубровин,
П.М. Иванов, В.Н. Иванченко, А.А. Король,
С.В. Кошуба, Г.А. Кукарцев, А.А. Мамуткин,
А.В. Отбоев, Е.В. Пахтусова, А.А. Сальников,
С.И. Середняков, В.А. Сидоров, З.К. Силагадзе,
А.Н. Скринский, В.В. Шарый, Ю.М. Шатунов

ИЗУЧЕНИЕ КОНВЕРСИОННЫХ
РАСПАДОВ $\phi \rightarrow \eta e^+ e^-$ и $\eta \rightarrow \gamma e^+ e^-$
В ЭКСПЕРИМЕНТЕ С ДЕТЕКТОРОМ СНД
НА e^+e^- КОЛЛАЙДЕРЕ ВЭПП-2М

ИЯФ 2000-60

Новосибирск
2000

**Изучение конверсионных распадов $\phi \rightarrow \eta e^+ e^-$ и $\eta \rightarrow \gamma e^+ e^-$
в эксперименте с детектором СНД
на $e^+ e^-$ коллайдере ВЭПП-2М**

*В.М. Аульченко, М.Н. Ачасов, К.И. Белобородов, А.В. Бердюгин,
А.Г. Богданчиков, А.В. Боженок, А.Д. Букин, Д.А. Букин,
С.В. Бурдин, А.А. Валишев, А.В. Васильев, И.А. Гапоненко,
В.Б. Голубев, Т.В. Димова, В.П. Дружинин, М.С. Дубровин,
П.М. Иванов, В.Н. Иванченко, А.А. Король, С.В. Кошуба,
Г.А. Кужарцев, А.А. Мамуткин, А.В. Отбоев, Е.В. Пахтусова,
А.А. Сальников, С.И. Середняков, В.А. Сидоров, З.К. Силагадзе,
А.Н. Скринский, В.В. Шарый, Ю.М. Шатунов*

Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера,
630090, Новосибирск, Россия

Аннотация

В эксперименте на $e^+ e^-$ коллайдере ВЭПП-2М с детектором СНД в процессе $e^+ e^- \rightarrow \phi$ изучались конверсионные распады $\phi \rightarrow \eta e^+ e^-$ и $\eta \rightarrow \gamma e^+ e^-$. Измерены вероятности распадов: $Br(\phi \rightarrow \eta e^+ e^-) = (1.19 \pm 0.19 \pm 0.07) \cdot 10^{-4}$ и $Br(\eta \rightarrow \gamma e^+ e^-) = (5.15 \pm 0.62 \pm 0.39) \cdot 10^{-3}$. Получены спектры масс $e^+ e^-$ -пар и измерены переходные формфакторы конверсионных распадов.

**Study of conversion decays $\phi \rightarrow \eta e^+ e^-$ and $\eta \rightarrow \gamma e^+ e^-$
in the experiment with SND detector
at the VEPP-2M collider**

*M.N. Achasov, V.M. Aulchenko, K.I. Beloborodov, A.V. Berdyugin,
A.G. Bogdanchikov, A.V. Bozhenok, A.D. Bukin, D.A. Bukin,
S.V. Burdin, T.V. Dimova, V.P. Druzhinin, M.S. Dubrovin,
I.A. Gaponenko, V.B. Golubev, V.N. Ivanchenko, P.M. Ivanov,
A.A. Korol, S.V. Koshuba, G.A. Kukartsev, A.A. Mamutkin,
A.V. Otboev, E.V. Pakhtusova, A.A. Salnikov, S.I. Serednyakov,
V.V. Shary, Yu.M. Shatunov, V.A. Sidorov, Z.K. Silagadze,
A.N. Skrinsky, A.A. Valishev, A.V. Vasiljev*

Budker Institute of Nuclear Physics,
630090, Novosibirsk, Russia

Abstract

The conversion decays $\phi \rightarrow \eta e^+ e^-$ and $\eta \rightarrow \gamma e^+ e^-$ were studied in the reaction $e^+ e^- \rightarrow \phi$ with the SND detector at VEPP-2M collider. The branching ratios of these decays were measured: $Br(\phi \rightarrow \eta e^+ e^-) = (1.19 \pm 0.19 \pm 0.07) \cdot 10^{-4}$ and $Br(\eta \rightarrow \gamma e^+ e^-) = (5.15 \pm 0.62 \pm 0.39) \cdot 10^{-3}$. The $e^+ e^-$ -pair mass spectra and transition form factors were studied.

©Институт ядерной физики им.Г.И.Будкера СО РАН

1 Введение

В настоящее время экспериментально изучено большинство радиационных распадов векторных (V) и псевдоскалярных (P) мезонов $V \rightarrow P\gamma$ и $P \rightarrow V\gamma$. Наряду с этими распадами существуют родственные процессы с виртуальным фотоном γ^* , который переходит в лептонную пару $\gamma^* \rightarrow l^+l^-$: $V \rightarrow Pl^+l^-$, или $P \rightarrow Vl^+l^-$, где l – электрон или мюон. Эти процессы называются конверсионными или далитц-распадами. В них вероятность испускания виртуального фотона с 4-импульсом q определяется структурой электромагнитного перехода V – P , которая описывается соответствующим электромагнитным переходным формфактором. Влияние переходного формфактора проявляется, в основном, в жесткой части спектра инвариантных масс e^+e^- -пар, тогда как полная вероятность распада определяется областью малых масс $q^2 \geq 4m^2$ (m – масса электрона), где отличие переходного формфактора от единицы пренебрежимо мало. По порядку величины вероятность конверсионного распада составляет $\sim 10^{-2}$ от соответствующего радиационного распада.

В данной работе изучались распады:

$$\phi \rightarrow \eta e^+e^-, \quad \eta \rightarrow \gamma\gamma, \quad (1)$$

$$\eta \rightarrow \gamma e^+e^-. \quad (2)$$

В качестве источника η -мезонов для изучения процесса (2) служил радиационный распад $\phi \rightarrow \eta\gamma$. Согласно [1] выражение для спектра

масс e^+e^- пары в распаде $\phi \rightarrow \eta e^+e^-$ имеет следующий вид:

$$\frac{d}{dq^2} \frac{B(\phi \rightarrow \eta e^+e^-)}{B(\phi \rightarrow \eta \gamma)} = \frac{\alpha}{3\pi} \frac{|F_{\phi\eta}(q^2)|^2}{q^2} \sqrt{1 - \frac{4m^2}{q^2}} \left(1 + \frac{2m^2}{q^2}\right) \cdot \left[\left(1 + \frac{q^2}{m_\phi^2 - m_\eta^2}\right)^2 - \frac{4m_\phi^2 q^2}{(m_\phi^2 - m_\eta^2)^2} \right]^{3/2}, \quad (3)$$

где m – масса электрона, m_ϕ, m_η – массы ϕ и η -мезонов, $\sqrt{q^2} = m_{ee}$ – инвариантная масса e^+e^- -пары, $F_{\phi\eta}$ – переходный формфактор. Формула для спектра масс e^+e^- пары для процесса (2) получается из (3) с помощью замен: $m_\phi \rightarrow m_\eta$, $m_\eta \rightarrow 0$, $F_{\phi\eta} \rightarrow F_\eta$ и дополнительного множителя 2. Приближенную оценку вероятностей распадов можно получить, положив переходный формфактор равный единице. Тогда, интегрируя приведенную выше формулу, получаем следующие теоретические значения: $B(\phi \rightarrow \eta e^+e^-) = 1.04 \cdot 10^{-4}$ и $B(\eta \rightarrow \gamma e^+e^-) = 6.32 \cdot 10^{-3}$.

В рамках модели векторной доминантности (VDM) переходные формфакторы описываются диаграммами, приведенными на рис.1. Переходный формфактор в распаде (2) имеет следующий вид [1]:

$$F_\eta(q^2) = \frac{1}{\sum_{V=\phi,\rho,\omega} g_{\eta V \gamma} / 2g_V} \cdot \sum_{V=\phi,\rho,\omega} \frac{g_{\eta V \gamma} \cdot m_V^2}{2g_V (m_V^2 - q^2)}, \quad (4)$$

где $g_{\eta V \gamma}$ и g_V – соответствующие константы взаимодействия. При $q^2 \ll m_V^2$ выражение (4) переходит в

$$F_\eta(q^2) = \frac{1}{1 - q^2/\Lambda_\eta^2}, \quad (5)$$

где $1/\Lambda_\eta^2$ – наклон формфактора при $q^2 = 0$.

На основе формул (4) и (5), можно вычислить наклон формфактора. Величина наклона для распада (2) зависит только от отношений констант $g_\phi : g_\omega : g_\rho$ и $g_{\eta\phi\gamma} : g_{\eta\omega\gamma} : g_{\eta\rho\gamma}$. Используя отношения, вычисленные на основе SU(3)[2], получаем $b_\eta = \Lambda_\eta^{-2} \approx 1.1/m_\rho^2 = 1.8 \text{ ГэВ}^{-2}$. В распаде (1) можно пренебречь величинами $g_{\phi\eta\rho}$ и $g_{\phi\eta\omega}$,

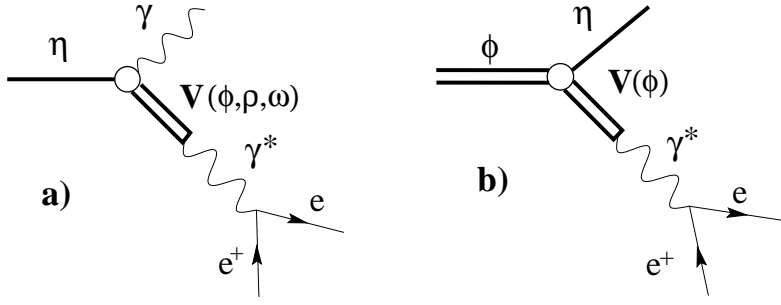


Рис. 1: Диаграммы для переходных формфакторов распадов а) $\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$ и б) $\phi \rightarrow \eta e^+e^-$ в модели VDM.

которые соответствуют переходам, подавленным по правилу OZI и/или нарушающих сохранение G-четности [3]. В результате получаем наклон формфактора $b_{\phi\eta} = \Lambda_{\phi\eta}^{-2} \approx 1./m_\phi^2 = 1. \text{ ГэВ}^{-2}$.

Среди конверсионных распадов легких мезонов в настоящее время лучше всего изучен распад $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$. Вероятность этого распада и наклон формфактора хорошо согласуются с предсказаниями VDM. Распад (1) впервые наблюдался в эксперименте с детектором НД[4], а распад (2) — в эксперименте с пузырьковой камерой[5]. Вероятности изучаемых процессов были недавно измерены на детекторе КМД-2 с точностью $\sim 17\%$ [6]. Спектр масс лептонной пары и переходный формфактор были измерены[7] для распада (2), причем измеренная величина наклона формфактора отличается от предсказания VDM на два стандартных отклонения и имеет противоположный знак.

2 Детектор, эксперимент

Детектор СНД[8] представляет собой универсальный немагнитный детектор, главной частью которого является трехслойный электромагнитный калориметр на 1632 кристаллах NaI(Tl). Калориметр имеет энергетическое разрешение для фотонов

$\sigma_E/E = 4.2\%/\sqrt[4]{E(\text{ГэВ})}$ и угловое разрешение около 1.5° . Телесный угол калориметра – 90% от 4π . Углы заряженных частиц измеряются системой из двух дрейфовых камер. Точность измерения азимутального угла составляет около 0.5° , полярного – около 2° . Телесный угол системы дрейфовых камер – 95% от 4π .

В данной работе использовалась статистика, набранная в экспериментах по сканированию области ϕ -мезонного резонанса 1996 и 1998 года[9]. Использовались данные, записанные в интервале энергии $2E_0 = 1016 - 1024$ МэВ в системе центра масс, с интегральной светимостью 8.8пб^{-1} , соответствующей $2.0 \cdot 10^7$ распадов ϕ -мезона.

3 Анализ данных

В большей части событий изучаемых процессов угол разлета электрон-позитронной пары мал, поэтому в дрейфовых камерах СНД электрон и позитрон детектируются как одна заряженная частица. По таким событиям измерялись вероятности распадов. Для измерения формфактора представляют интерес события с большим углом разлета заряженных частиц. В детекторе СНД эти события реконструируются как события с двумя заряженными частицами. По этим событиям изучались спектры масс e^+e^- пар и переходные формфакторы.

3.1 Измерение вероятностей распадов

Для определения вероятности распадов (1) и (2) использовались события с малым углом между электроном и позитроном, которые отбирались с помощью следующих условий:

- в событии найдены 1 заряженная частица и 2 фотона с энергией превышающей 150 МэВ;
- найден центральный трек в дрейфовой камере – расстояние между треком и осью пучка в R - ϕ плоскости лежит в пределах $R < 0.5$ см, z -координата в точке, ближайшей к оси пучков, ограничена условием $|Z| < 10$ см;

- полярный угол всех частиц находится в пределах $36^\circ < \theta < 144^\circ$;
- угол расколлинearности между заряженной частицей и фотоном с наибольшей энергией в плоскости перпендикулярной пучку $\Delta\phi_{e\gamma} = |180^\circ - |\phi_e - \phi_\gamma||$ превышает 5° ;
- нормированное полное энерговыделение в калориметре ограничено условием $E_{tot}/2E_0 > 0.8$;
- нормированный полный импульс ограничен условием $P_{tot}/E_{tot} < 0.15$;
- инвариантная масса пары фотонов лежит вне области 110 – 170 МэВ;
- $\chi^2 < 15$, где χ^2 – параметр кинематической реконструкции, описывающий степень сохранения энергии и импульса в событии.

Для 2142 событий, прошедших описанные условия отбора, были построены распределения по инвариантной массе двух фотонов и по инвариантной массе e^+e^- пары и фотона, ближайшей к массе η -мезона (рис.2). В обоих спектрах видны четкие пики: от распада $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ в процессе (1) (рис.2а) и от распада $\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$ (рис.2b). Число событий для каждого из распадов определялось с помощью аппроксимации описанных спектров суммой функции Гаусса и полинома второй степени. В итоге для числа событий в пике η -мезона было получено $N_1 = 435 \pm 34$ и $N_2 = 749 \pm 35$ для процессов (1) и (2) соответственно.

В измеренном числе событий N_1 и N_2 присутствует два вклада: собственно события искомого процесса и события от процесса $\phi \rightarrow \eta\gamma$ ($\eta \rightarrow \gamma\gamma$) с конверсией одного из трех фотонов на веществе до дрейфовой камеры. Количество конвертировавших на веществе фотонов определялось из моделирования и составило: $N_{K1} = 222 \pm 10$ и $N_{K2} = 466 \pm 12$ для процессов (1) и (2) соответственно.

Для экспериментальной проверки правильности моделирования конверсии фотона на веществе детектора изучался процесс

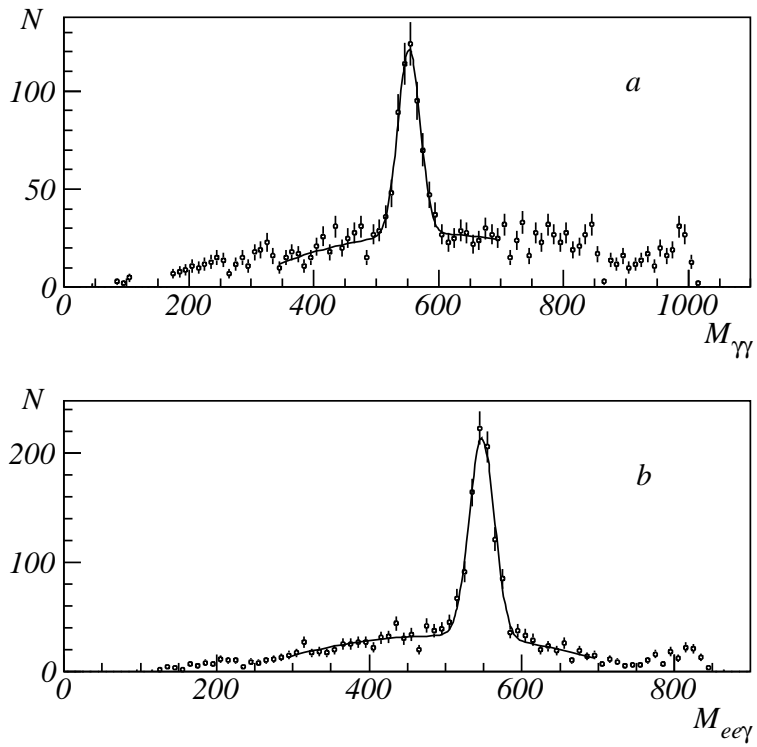


Рис. 2: Распределения событий, прошедших условия отбора из п.3.1, по инвариантным массам: а – $M_{\gamma\gamma}$ и б – $M_{ee\gamma}$, точки – экспериментальные данные, кривая – аппроксимация распределений суммой функции Гаусса и полинома второй степени.

$e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ с малым углом разлета одной из пар заряженных частиц. В таких событиях в детекторе СНД обычно регистрируются 3 заряженные частицы. Имеется два источника таких событий: процесс $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^*$, $\gamma^* \rightarrow e^+e^-$ (внутренняя конверсия) и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ с конверсией фотона на веществе до дрейфовой камеры. Вклад от внутренней конверсии определялся согласно формулам из [10]: $(0.61 \pm 0.06)\%$, а от конверсии на веществе до дрейфовой камеры – по моделированию: $(0.61 \pm 0.10)\%$. Сумма двух вкладов составляет $(1.22 \pm 0.12)\%$. Экспериментально вероятность суммарной конверсии ϵ_c измерялась относительно событий процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$: $\epsilon_c = \sigma_{e^+e^-e^+e^-} / \sigma_{e^+e^-\gamma}$. Для определения значения ϵ_c отбирались события с тремя заряженными частицами и с двумя заряженными частицами и фотоном. Измеренная вероятность конверсии $\epsilon_c = (1.16 \pm 0.04)\%$ оказалась близкой к расчетной.

Эффективность регистрации изучаемых распадов определялась по моделированию и составила $\epsilon_1 = 22.5\%$ и $\epsilon_2 = 21.4\%$ для процессов (1) и (2), соответственно. Вероятности распадов вычислялись следующим образом:

$$Br(\phi \rightarrow \eta e^+e^-) = \frac{N_1 - N_{K1}}{N_\phi \epsilon_1 Br(\eta \rightarrow \gamma\gamma)} = (1.19 \pm 0.19)10^{-4},$$

$$Br(\eta \rightarrow \gamma e^+e^-) = \frac{N_2 - N_{K2}}{N_\phi \epsilon_2 Br(\phi \rightarrow \eta\gamma)} = (5.15 \pm 0.62)10^{-3}.$$

Приведены только статистические ошибки. Систематические ошибки для процессов (1) и (2) составляют 6.2% и 7.5%, соответственно. Имеются общие для изучаемых процессов источники систематических ошибок: ошибка в числе ϕ -мезонов (3%), ограниченная статистика моделирования (2% и 1%), ошибки в определении эффективности регистрации (2%) и ошибка в определении фона от конверсии фотонов на веществе перед дрейфовой камерой (4.6% и 4.2%). В систематическую ошибку для процесса (1) дает вклад погрешность вероятности распада $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ (0.8%), а для процесса (2) – погрешность вероятности распада $\phi \rightarrow \eta\gamma$ (5%) [11].

3.2 Измерение переходных электромагнитных формфакторов

Для изучения переходных формфакторов использовались события, в которых угол между электроном и позитроном достаточно велик и реконструируются оба трека в дрейфовых камерах. Применялись следующие условия отбора:

- в событии найдены 2 заряженные частицы и 2 фотона с энергией более 150 МэВ;
- найдены 2 центральных трека с расстоянием между треками и осью пучка в R - ϕ плоскости $R_{1,2}$ менее 0.5 см, z -координата в точке, ближайшей к оси пучков, $|Z_{1,2}|$ не превышает 10 см;
- полярный угол находится в пределах $36^\circ < \theta < 144^\circ$ для всех частиц;
- угол расколлинеарности между заряженными частицами в плоскости перпендикулярной пучку $\Delta\phi_{ee} = |180^\circ - |\phi_1 - \phi_2||$ превышает 5° ;
- нормированное полное энергосодержание в калориметре ограничено условием $E_{tot}/2E_0 > 0.8$;
- нормированный полный импульс ограничен условием $P_{tot}/E_{tot} < 0.15$;
- инвариантная масса двух фотонов лежит вне области 110 – 170 МэВ;
- $\chi^2 < 15$, где χ^2 – параметр кинематической реконструкции, описывающий степень сохранения энергии и импульса в событии.

Для отобранных 425 событий было построено двумерное распределение (рис.3а) по инвариантной массе пары фотонов $M_{\gamma\gamma}$ и массе e^+e^- -пары и фотона $M_{ee\gamma}$ ближайшей к массе η -мезона. Такое же распределение было построено для моделированных событий (рис.3б) Кроме изучаемых процессов (1) и (2) наблюдается фон

от процесса квантовой электродинамики $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$. Возможный фон от событий процесса $\phi \rightarrow \eta\gamma, \eta \rightarrow \gamma\gamma$ с конверсией одного из фотонов на веществе до дрейфовой камеры изучался на моделировании. На статистике, в 4 раза превышающей экспериментальную, событий, удовлетворяющих описанным выше условиям отбора, найдено не было.

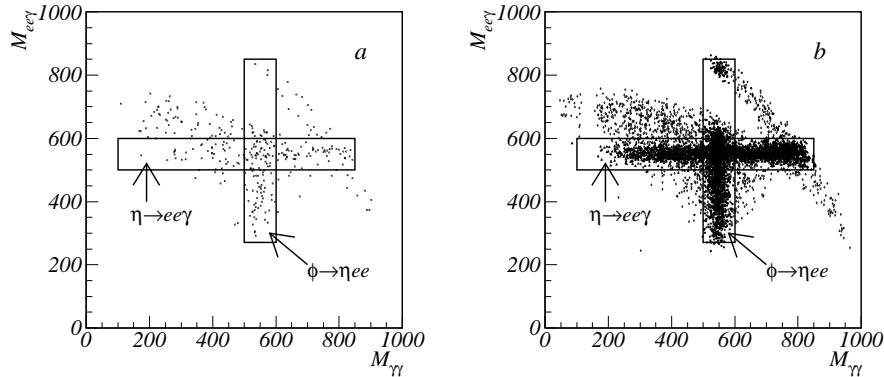


Рис. 3: Двумерное распределение событий $e^+e^-\gamma\gamma$, прошедших условия отбора из п.3.2: а) эксперимент; б) моделирование процессов (1), (2) и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$.

Для окончательного выделения событий искомым процессом накладывались следующие дополнительные условия:

1. процесс $\phi \rightarrow \eta e^+e^-, \eta \rightarrow \gamma\gamma$

- инвариантная масса двух фотонов лежит в области 500 – 600 МэВ
- инвариантная масса e^+e^- пары и фотона, ближайшая к массе η -мезона, лежит вне области 500 – 600 МэВ.

2. процесс $\phi \rightarrow \eta\gamma, \eta \rightarrow e^+e^-\gamma$

- инвариантная масса e^+e^- пары и фотона, ближайшая к массе η -мезона, лежит в области 500 – 600 МэВ.
- инвариантная масса двух фотонов лежит вне области 500 – 600 МэВ

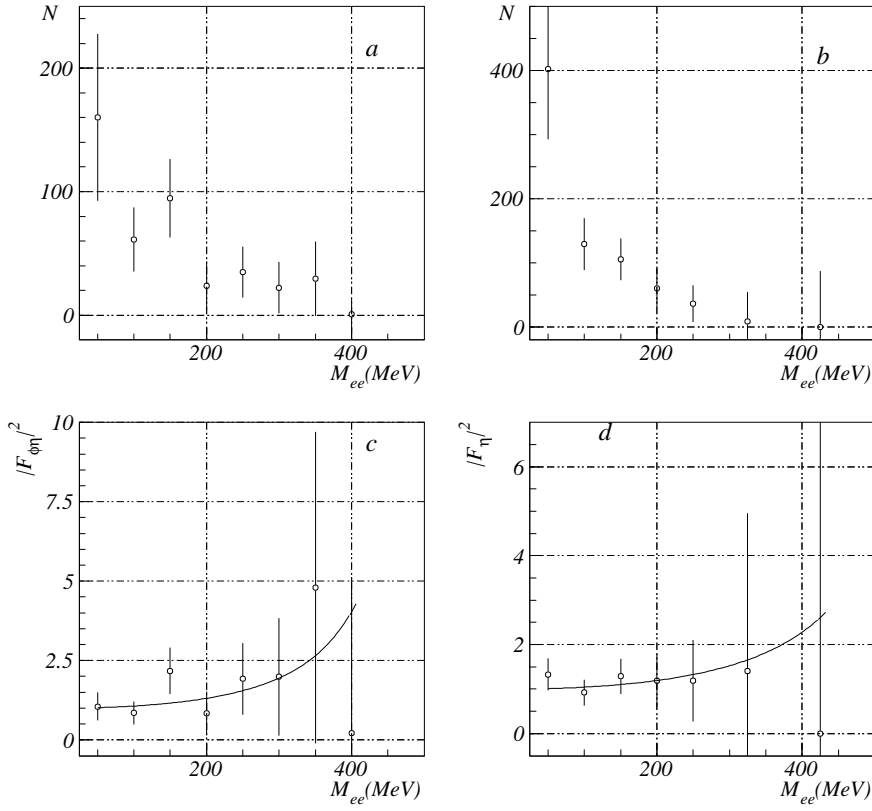


Рис. 4: a,b – спектры масс e^+e^- -пар для процессов $\phi \rightarrow \eta e^+e^-$ (a) и $\eta \rightarrow e^+e^- \gamma$ (b); c – переходный формфактор для процесса $\phi \rightarrow \eta e^+e^-$; d – переходный формфактор для процесса $\eta \rightarrow e^+e^- \gamma$; точки – эксперимент, кривые – аппроксимация переходных формфакторов функцией (5).

Число отобранных событий N_s для процессов (1) и (2) составило 74 и 109 соответственно. Количество фоновых событий N_b от процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma \gamma$ для заданной инвариантной массы e^+e^- -пары M_{ee_i} и эффективность регистрации $\epsilon(M_{ee_i})$ определялись по

моделированию. Вклад событий процесса (1) для процесса (2) и наоборот пренебрежимо мал. Для отобранных событий были построены спектры масс e^+e^- пары (рис.4а,б), причем число событий N_i для каждого M_{ee_i} вычислялось следующим образом: $N_i = (N_{s_i} - N_{b_i})/\epsilon(M_{ee_i})$.

С помощью формулы (3), для обоих процессов были получены зависимости переходных формфакторов от инвариантной массы e^+e^- -пары (рис.4с,д). В результате аппроксимации переходных формфакторов функцией (5), были определены наклоны формфакторов: $b_{\phi\eta} = 3.8 \pm 1.8 \text{ ГэВ}^{-2}$ для процесса (1) и $b_\eta = 1.6 \pm 2.0 \text{ ГэВ}^{-2}$ для процесса (2). Приведенная ошибка является статистической. Систематическая ошибка мала по сравнению со статистической.

4 Обсуждение

Основные результаты данной работы суммированы в табл. 1, из которой видно, что измеренные вероятности распадов $\phi \rightarrow \eta e^+e^-$ и $\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$ в пределах двух стандартных отклонений согласуются как с расчетом, так и с предыдущим экспериментом [6]. Систематическая ошибка наших измерений в 2 раза ниже чем в эксперименте КМД-2 [6]. Вследствие этого, несмотря на большую статистическую ошибку, наши результаты для вероятностей распадов имеют такую же суммарную точность.

Наклон формфактора $b_{\phi\eta}$ в распаде $\phi \rightarrow \eta e^+e^-$ был измерен впервые. Хотя величина наклона $b_{\phi\eta} = 3.8 \pm 1.8 \text{ ГэВ}^{-2}$ превышает почти в 4 раза расчетное значение, тем не менее, из-за большой статистической ошибки явного противоречия с VDM нет.

Измерение наклона формфактора b_η в распаде $\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$ дает результат $b_\eta = 1.6 \pm 2.0 \text{ ГэВ}^{-2}$, близкий к расчетной величине. Статистического противоречия с предыдущим экспериментом [7] здесь также нет.

Таблица 1: Сравнение вероятностей распадов и наклонов форм-факторов конверсионных распадов $\phi \rightarrow \eta e^+ e^-$ и $\eta \rightarrow e^+ e^- \gamma$ с предсказаниями модели VDM и с наиболее точными предыдущими экспериментами.

	Настоящая работа	предсказание модели VDM [1]	другие эксперименты
$B(\phi \rightarrow \eta e^+ e^-) \cdot 10^{-4}$	$1.19 \pm 0.19 \pm 0.07$	1.04	$1.01 \pm 0.14 \pm 0.15$ [6]
$B(\eta \rightarrow \gamma e^+ e^-) \cdot 10^{-3}$	$5.15 \pm 0.62 \pm 0.39$	6.3	$6.85 \pm 0.60 \pm 1.00$ [6]
$b_{\phi\eta}, \text{ГэВ}^{-2}$	3.8 ± 1.8	≈ 1.0	—
$b_\eta, \text{ГэВ}^{-2}$	1.6 ± 2.0	1.8	-0.7 ± 1.5 [7]

5 Заключение

В эксперименте с детектором СНД на e^+e^- коллайдере ВЭПП-2М при изучении процесса $e^+e^- \rightarrow \phi(1020)$ измерены вероятности распадов:

$$Br(\phi \rightarrow \eta e^+ e^-) = (1.19 \pm 0.19 \pm 0.07) \cdot 10^{-4},$$

$$Br(\eta \rightarrow \gamma e^+ e^-) = (5.15 \pm 0.62 \pm 0.39) \cdot 10^{-3}.$$

Измеренные значения согласуются с расчетными значениями и данными других экспериментов и имеют точность, сравнимую с лучшими предыдущими экспериментами.

Измерен спектр масс e^+e^- -пар в распадах $\phi \rightarrow \eta e^+ e^-$ и $\eta \rightarrow \gamma e^+ e^-$. Наблюдаемый наклон переходного формфактора не противоречит ожидаемому в модели векторной доминантности.

Работа выполнена при финансовой поддержке фонда STP Интеграция”, грант №274 и Российского фонда фундаментальных исследований, гранты №00-15-96802, 99-02-17155, 99-02-16815.

Список литературы

- [1] L.G.Landsberg, Phys.Rep 128, (1985), 301.
- [2] Буднев В.М., Карнаков В.А., Письма ЖЭТФ, т.29, (1979), 439.
- [3] Ачасов Н.Н., Кожевников А.А., Ядерная физика, т.55, (1992), 809.
- [4] V.P.Druzhinin et al., Preprint Budker INP 84-93, Novosibirsk, 1984.
- [5] Kotlewski A, Preprint Columbia University, New York, 1973.
- [6] A.I.Milstein et al., hep-ex/0001049 (2000).
- [7] M.R.Jane et al., Phys.Lett.B **59**, (1975), 103.
- [8] M.N.Achasov et al., hep-ex/9909015, to be published in NIM, Section A.
- [9] M.N.Achasov et al., Preprint Budker INP 98-65, Novosibirsk, 1998.
- [10] V.N.Baier et al, “Излучение Релятивистских электронов”, Москва, Атомиздат 1973г.
- [11] C.Caso *et al.*, Eur. Phys. J. **C3**, (1998) p.775.