

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Г.И.Будкера СО РАН

Р.Р. Ахметшин, Э.В. Анашкин, В.М. Аульченко, В.Ш. Банзаров,
А. Барат, Л.М. Барков, С.Е. Бару, Н.С. Баштовой,
А.Е. Бондарь, Д.В. Бондарев, А.В. Брагин, А.А. Валишев,
Н.И. Габышев, А.А. Гребенюк, Д.Н. Григорьев, С.Г. Зверев,
Ф.В. Игнатов, С.В. Карпов, И.А. Кооп, П.П. Кроковный,
Л.М. Курдадзе, А.С. Кузьмин, И.Б. Логашенко, П.А. Лукин,
А.П. Лысенко, К.Ю. Михайлов, А.И. Мильштейн, И.Н. Нестеренко,
В.С. Охалкин, А.В. Отбоев, Е.А. Переведенцев, А.С. Попов,
Н.И. Роот, А.А. Рубан, Н.М. Рыскулов, А.Л. Сибидапов,
В.А. Сидоров, А.Н. Скринский, В.П. Смахтин, И.Г. Снопков,
Е.П. Солодов, П.Ю. Степанов, А.И. Суханов, В.М. Титов,
Д.А. Томпсон, Г.В. Федотович, Б.И. Хазин, В.В. Хьюз,
Д.В. Черняк, А.Г. Шапов, Ю.М. Шатунов, Б.А. Шварц,
С.И. Эйдельман, Ю.В. Юдин

ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССА $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$
С ДЕТЕКТОРОМ КМД-2
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 600 – 1380 МэВ

ИЯФ 2001-49

НОВОСИБИРСК
2001

Изучение процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$

с детектором КМД-2 в области энергий 600 – 1380 МэВ

*Р.Р. Ахметшин, Э.В. Анашкин, В.М. Аульченко, В.Ш. Банзаров, А. Барат,
Л.М. Барков, С.Е. Бару, А.Е. Бондарь, Д.В. Бондарев,
А.В. Брагин, А.А. Валцшев, Н.И. Габьшев, А.А. Гребенюк, Д.Н. Григорьев,
С.Г. Зверев, Ф.В. Игнатов, С.В. Карпов, И.А. Кооп, П.П. Кроковный,
Л.М. Курдадзе, А.С. Кузьмин, И.Б. Логашенко, П.А. Лукин, А.П. Лысенко,
К.Ю. Михайлов, А.И. Мильштейн, И.Н. Нестеренко, В.С. Охалкин,
А.В. Отбоев, Е.А. Переведенцев, А.С. Попов, Н.И. Роот, А.А. Рубан,
Н.М. Рыскулов, А.Л. Сибидапов, В.А. Сидоров, А.Н. Скринский,
В.П. Смажтин, И.Г. Снопков, Е.П. Солодов, П.Ю. Степанов, А.И. Суханов,
В.М. Титов, Д.А. Томпсон, Г.В. Федотович, Б.И. Хазин, В.В. Хьюз,
Д.В. Черняк, А.Г. Шамов, Ю.М. Шатунов, Б.А. Шварц, С.И. Эйдельман,
Ю.В. Юдин*

Аннотация

В эксперименте с детектором КМД-2 изучался процесс $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ в области энергий 600-1380 МэВ. Измерены относительные вероятности распадов:

$$B(\rho \rightarrow \eta\gamma) = (3.28 \pm 0.37 \pm 0.23) \cdot 10^{-4},$$

$$B(\omega \rightarrow \eta\gamma) = (5.10 \pm 0.72 \pm 0.34) \cdot 10^{-4},$$

$$B(\phi \rightarrow \eta\gamma) = (1.287 \pm 0.013 \pm 0.063) \cdot 10^{-2}.$$

Впервые получены указания на существование распада $\rho' \rightarrow \eta\gamma$.

**Study of the process $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$
in c.m. energy range 600-1380 MeV at CMD-2**

*R.R. Akhmetshin, E.V. Anashkin, V.M. Aulchenko, V.Sh. Banzarov, A. Baratt,
L.M. Barkov, S.E. Baru, N.S. Bashtovoy, A.E. Bondar, D.V. Bondarev,
A.V. Bragin, D.V. Chernyak, S.I. Eidelman, G.V. Fedotovitch, N.I. Gabyshev,
A.A. Grebeniuk, D.N. Grigoriev, V.W. Hughes, F.V. Ignatov, S.V. Karpov,
V.F. Kazanin, B.I. Khazin, I.A. Koop, P.P. Krokovny, L.M. Kurdadze,
A.S. Kuzmin, I.B. Logashenko, P.A. Lukin, A.P. Lysenko, K.Yu. Mikhailov,
A.I. Milstein, I.N. Nesterenko, V.S. Okhapkin, A.V. Otboev, E.A. Perevedentsev,
A.S. Popov, N.I. Root, A.A. Ruban, N.M. Ryskulov, A.G. Shamov,
Yu.M. Shatunov, B.A. Shwartz, A.L. Sibidanov, V.A. Sidorov, A.N. Skrinsky,
V.P. Smakhtin, I.G. Snopkov, E.P. Solodov, P.Yu. Stepanov, A.I. Sukhanov,
J.A. Thompson, A.A. Valishev, Yu.V. Yudin, S.G. Zverev*

Abstract

The cross section of the process $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ has been measured in the 600-1380 MeV c.m. energy range with the CMD-2 detector. The following branching ratios have been determined:

$$B(\rho \rightarrow \eta\gamma) = (3.28 \pm 0.37 \pm 0.23) \cdot 10^{-4},$$

$$B(\omega \rightarrow \eta\gamma) = (5.10 \pm 0.72 \pm 0.34) \cdot 10^{-4},$$

$$B(\phi \rightarrow \eta\gamma) = (1.287 \pm 0.013 \pm 0.063) \cdot 10^{-2}.$$

Evidence for the $\rho(1450) \rightarrow \eta\gamma$ decay has been obtained for the first time.

1 Введение

Изучение радиационных переходов между векторными и псевдоскалярными мезонами представляет интерес с точки зрения проверки кварковой модели, SU(3) и модели векторной доминантности [1, 2, 3, 4, 5].

Магнитно-дипольные радиационные переходы ρ , ω и ϕ мезонов в конечное состояние $\eta\gamma$ изучались во многих экспериментах [6]. Из этих процессов только распад ϕ мезона хорошо изучен в последних экспериментах на детекторах КМД-2 [7] и СНД [8, 9, 10, 11]. Однако, большинство измерений ширины распада $\phi \rightarrow \eta\gamma$ проводилось в узкой области энергий, что приводит к заметной модельной ошибке, связанной с описанием сечения вне ϕ мезона. Измерение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ во всей доступной области энергий позволит уменьшить указанную модельную ошибку.

Большой интеграл светимости, набранный в последних экспериментах на ускорителе со встречными e^+e^- пучками ВЭПП-2М, позволяет проводить качественно новый анализ рождения конечного состояния $\eta\gamma$ в e^+e^- аннигиляции. В настоящий момент проведены измерения относительной вероятности распада $\phi \rightarrow \eta\gamma$ на детекторах КМД-2 в моде распада $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ [7] и СНД в трех основных модах распада η мезона [8, 9, 10, 11], а также относительных вероятностей распада ρ , $\omega \rightarrow \eta\gamma$ в моде распада $\eta \rightarrow 3\pi^0$ [11].

В данной работе представлены результаты изучения процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ на коллайдере ВЭПП-2М с детектором КМД-2 [12]. Анализ проведен в диапазоне энергий 600-1380 МэВ, используемая статистика составляет около 26.3 пб^{-1} .

2 Эксперимент

Детектор КМД-2 представляет собой универсальный магнитный детектор и подробно описан в работе [12]. Основными системами детектора являются дрейфовая камера и пропорциональная Z-камера, использующиеся для определения координат, углов вылета и импульсов заряжен-

ных частиц, а также цилиндрический CsI- и торцевой BGO-калориметры, обеспечивающие измерение энергий и углов фотонов.

Данный анализ проведен на основе статистики, набранной в 1997 – 2000 г. Шаг сканирования в полной энергии изменялся от 500 кэВ вблизи пиков ω и ϕ мезонов до 5 МэВ вне резонансов. Разброс энергий в пучке составлял около 400 кэВ при $2E_{beam} = 1000$ МэВ.

Энергия накопителя задавалась величиной тока в основных магнитах ВЭПП-2М, при этом точность установки энергии была около 200 кэВ. В области ϕ мезона энергия пучка E_{beam} определялась более точно по измерению среднего импульса заряженных каонов в реакции $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$. Систематическая ошибка этого метода составляет около 50 кэВ для полной энергии.

Светимость измерялась по процессу упругого рассеяния электрона и позитрона на большие углы. Статистическая ошибка измерения составляет, как правило, менее 1% в каждой энергетической точке. Систематическая ошибка в величине светимости определяется точностью расчета радиационных поправок, неопределенностью измерения телесного угла, погрешностью разделения частиц и составляет 1 – 3% в зависимости от диапазона энергии.

3 Отбор событий

Для изучения процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ была выбрана мода распада $\eta \rightarrow 3\pi^0$. Итого в конечном состоянии имеется 7 фотонов.

Данная мода распада удобна тем, что при энергиях ниже порога рождения $\omega\pi^0$ ($E_{beam} \lesssim 460$ МэВ) к ней практически нет фона — другие распады ω и ρ мезонов с большим сечением не дают многофотонных событий.

При регистрации события часть фотонов может теряться. Это связано с порогом регистрации ливня, ограниченным телесным углом детектора, слиянием ливней. В событии также могут быть “лишние” фотоны, которые возникают из-за расщепления ливней, “шумящих” кристаллов калориметра, а также пучкового фона. Поэтому использовались следующие критерии предварительного отбора:

- $N_{track} = 0$ – нет треков в дрейфовой камере;
- $6 \leq N_{phot} \leq 8$ – число фотонов от 6 до 8;
- $N_{CsI} \geq 3$ – по крайней мере 3 фотона зарегистрировано в CsI-калориметре;

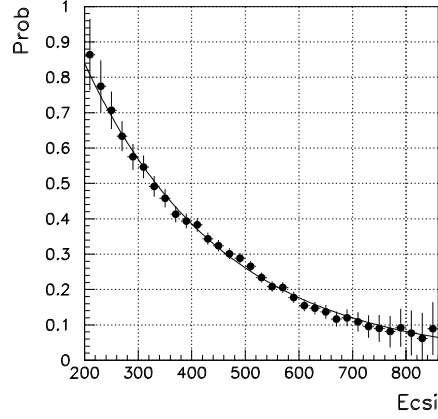


Рис. 1: Неэффективность триггера в зависимости от энерговыделения в CsI-калориметре

- $E_{tot} > 1.5 E_{beam}, P_{tot} < 0.4 E_{beam}$ – полное энерговыделение больше 1.5 энергии пучка, полный импульс меньше 0.4 энергии пучка;
- $E_{CsI} > 20$ МэВ, $E_{BGO} > 30$ МэВ – минимальная энергия фотона 20 МэВ в CsI- и 30 МэВ в BGO-калориметре;
- $|\theta_{ph} - \pi/2| < 1.15$ – минимальный угол фотона к оси пучков больше 24° .

Последние два условия были добавлены для уменьшения числа ложных фотонов.

При определении эффективности регистрации требуется учитывать эффективность триггера. Для регистрации событий процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma \rightarrow 7\gamma$ необходимо срабатывание нейтрального триггера, в котором участвует CsI-калориметр.

Эффективность триггера определялась по процессу $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Отбирались события, удовлетворяющие законам сохранения энергии-импульса с учетом разрешения детектора. Также требовалось попадание обоих треков в Z-камеры, что гарантирует запись события по заряженному триггеру.

На Рис. 1 показана зависимость неэффективности нейтрального триггера от энерговыделения при четырех и более кластерах (порог на энер-

гию кластера — 20 МэВ). При обработке моделирования неэффективность нейтрального триггера учитывалась по этой зависимости. Систематическая ошибка этого метода определялась изменением условий на минимальную энергию кластера и числа фотонов и оценивается в 1%.

Для дальнейшего анализа событий использовалась кинематическая реконструкция [13]. Реконструкция проводилась с условиями сохранения энергии-импульса. Параметрами реконструкции были энергия и углы θ , ϕ для каждого фотона, при этом учитывалась асимметрия энерговыделения фотонов.

Зависимости разрешений по E , θ и ϕ , а также асимметрии от энергии и углов фотонов определялись из моделирования.

После кинематической реконструкции накладывались дополнительные условия:

- $\chi^2 < 12$ – хорошее качество реконструкции;
- $0.7 < \omega_i/E_i < 1.9$ – отношение реконструированной энергии к измеренной находится в пределах от 0.7 до 1.9 для каждого фотона;

На Рис. 2 показаны распределения по χ^2 реконструкции для экспериментальных событий в области низких энергий и на ϕ мезоне в сравнении с моделированием. Наблюдается удовлетворительное согласие.

Для определения эффективности регистрации процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma \rightarrow 7\gamma$, а также для получения распределений по параметрам, используемым при обработке данных, применялось численное моделирование методом Монте-Карло. Эффективность регистрации определялась с учетом эффективности нейтрального триггера, она меняется от 18% при 600 МэВ до 33% в области ϕ мезона.

Фоновые условия для исследуемого процесса сильно меняются с энергией, поэтому анализ различался для разных энергий. Весь доступный диапазон энергии разбивался на три части:

- низкие энергии – $2E_{beam} < 950$ МэВ,
- область ϕ мезона – $950 \text{ МэВ} < 2E_{beam} < 1080$ МэВ,
- высокие энергии – $2E_{beam} > 1080$ МэВ.

3.1 Низкие энергии

Ниже порога рождения $\omega\pi^0$ нет других многофотонных процессов со значительным сечением. Возможные фоновые события квантовоэлектродинамических процессов и космических мюонов эффективно подавляются

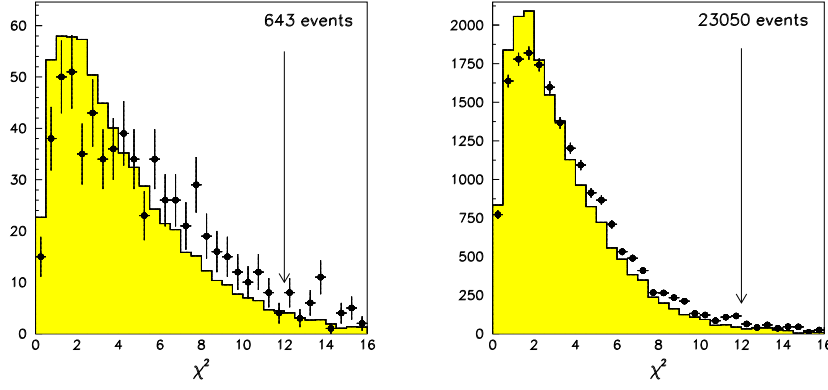


Рис. 2: Распределение по χ^2 реконструкции (точки – экспериментальные события, гистограмма – моделирование).

условиями на минимальное число фотонов и минимальное полное энерговыделение. Поэтому считалось, что все события, прошедшие отбор, – это события исследуемого процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma \rightarrow 7\gamma$.

3.2 Область ϕ мезона

На ϕ мезоне основным фоновым процессом является $\phi \rightarrow K_S K_L \rightarrow$ *нейтралы* – из-за большого сечения этого процесса приходится использовать статистическое разделение сигнала и фона. Вне ϕ мезона также возможен вклад от процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0, \omega \rightarrow \pi^0\gamma$.

Разделение проводилось по реконструированной массе отдачи самого жесткого фотона, определявшейся по формуле:

$$m_{recoil} = \sqrt{(2E_{beam} - \omega_1)^2 - \omega_1^2}. \quad (1)$$

Для событий $\eta\gamma$ распределение по этому параметру должно иметь вид узкого пика с максимумом около массы η мезона $m_\eta = 547.3$ МэВ, а для фоновых процессов ожидается широкое распределение.

Сначала по событиям с плохим качеством реконструкции ($\chi^2 > 15$) определялась форма фоновой функции. Для этого распределение по массе отдачи подгонялось отдельно для событий с шестью, семью и восемью фотонами следующей функцией:

$$F(z) = A_0 \cdot z^\alpha \cdot (1 - z)^\beta, \quad (2)$$

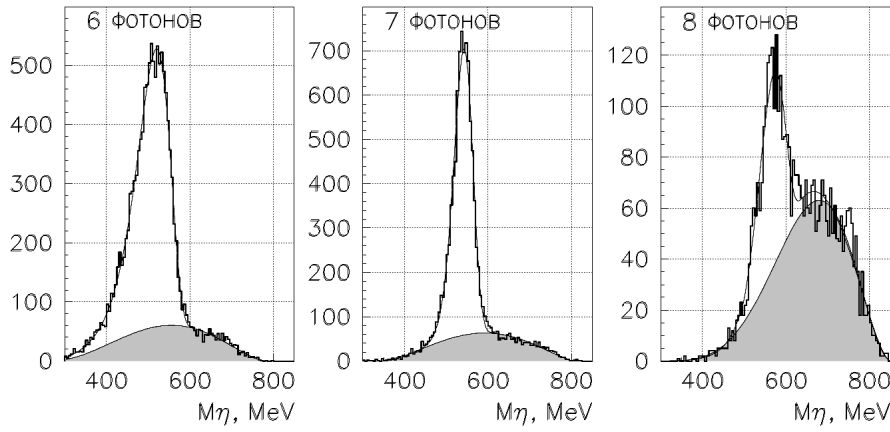


Рис. 3: Распределение по массе отдачи к жесткому фотону для событий с шестью, семью и восемью фотонами (закрашенная область – “фоновая” функция).

где $z = (x - x_{min}) / (x_{max} - x_{min})$, а x_{min} и x_{max} – границы спектра z .

Затем для событий, удовлетворяющих условиям отбора, этот же спектр аппроксимировался суммой асимметричного гаусса и “фоновой” функции с зафиксированной формой. На Рис. 3 показаны спектры и их подгонка для событий с шестью, семью и восемью фотонами. Дальше форма функций фиксировалась, и осуществлялась подгонка для всех энергетических точек.

Для оценки возможной систематической ошибки, связанной с выбором функций для описания спектра, процедура повторялась со следующей “фоновой” функцией:

$$F(x) = A_0 \cdot \exp \left[\sum_{j=1..4} c_j \cdot (x - m_\eta)^j \right].$$

Изменение в числе событий $\eta\gamma$ при этом не превышало 1%.

3.3 Высокие энергии

Использовались события только с семью фотонами, и проводилась кинематическая реконструкция с дополнительным требованием: из пяти мягких фотонов находились два π^0 и свободный фотон, после чего выбиралась комбинация с наилучшим χ^2 . После реконструкции оставалось три свободных фотона, инвариантная масса двух мягких фотонов использовалась для отбора событий $\eta\gamma$.

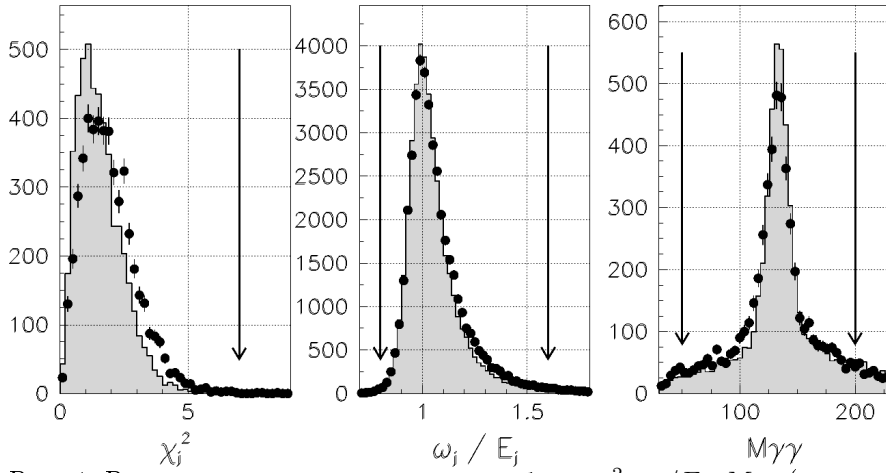


Рис. 4: Распределения по параметрам отбора: χ^2 , ω_i/E_i , $M_{\gamma\gamma}$ (точки – экспериментальные события, гистограмма – моделирование).

Условия отбора были следующие:

- $N_{phot} = 7$ – только 7 фотонов в событии;
- $\chi^2 < 7$ – хорошее качество реконструкции;
- $0.8 < \omega_i/E_i < 1.5$ – отношение восстановленной энергии к измеренной для каждого фотона;
- $50 < M_{\gamma\gamma} < 200$ – инвариантная масса свободного фотона из пяти мягких и второго фотона по энергии лежит от 50 до 200 МэВ.

Эффективность регистрации при этих условиях выше 1080 МэВ составила $\approx 8.4\%$. На Рис. 4 показаны распределения по параметрам отбора для экспериментальных событий на ϕ мезоне и моделирования. Сравнение проведено на ϕ мезоне, т. к. при высоких энергиях число событий мало.

Из рисунка видно, что моделирование удовлетворительно описывает распределения в областях обрезаний. Для оценки систематической ошибки был проведен анализ на ϕ мезоне с этими условиями отбора, и было получено сечение на 8% ниже, чем со стандартными условиями. Таким образом, систематическая ошибка этих условий отбора оценивается в 8%.

В итоге, при $2E_{beam} > 1300$ МэВ было отобрано три события. На Рис. 5 показано двумерное распределение массы отдачи самого жесткого фотона в зависимости от $M_{\gamma\gamma}$ для этих событий и моделирования процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$.

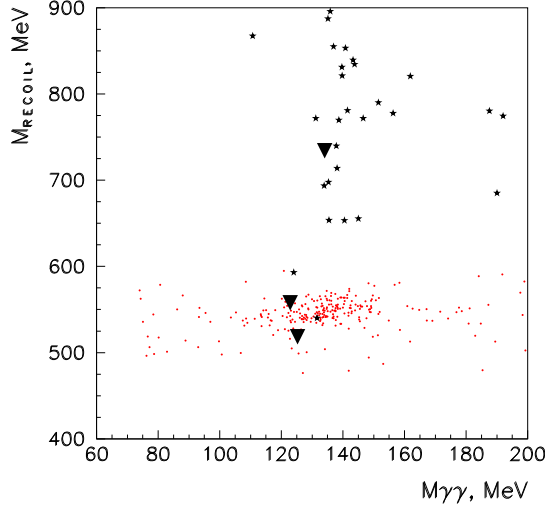


Рис. 5: Масса отдачи самого жесткого фотона в зависимости от инвариантной массы двух свободных фотонов, точки – моделирование процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$, звездочки – моделирование процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0\pi^0$, треугольники – экспериментальные события при $2E_{beam} > 1300$ МэВ.

В этой области энергий основными фоновыми процессами являются:

$$e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0, \omega \rightarrow \pi^0\gamma, \quad (3)$$

$$e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0\pi^0, \omega \rightarrow \pi^0\gamma. \quad (4)$$

Сечение процесса (3) составляет порядка 1 – 1.5 нб, однако этот процесс имеет в конечном состоянии пять фотонов и хорошо подавляется условием на минимальное число фотонов.

Процесс (4) имеет в конечном состоянии семь фотонов, шесть из которых составляют три π^0 . Таким образом, этот процесс будет хорошо реконструироваться и его можно отделять, только используя различия в динамике процессов $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ и $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0\pi^0, \omega \rightarrow \pi^0\gamma$. Сечение процесса (4) можно вычислить следующим образом:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0\pi^0, \omega \rightarrow \pi^0\gamma) = \frac{1}{2}\sigma(e^+e^- \rightarrow \omega\pi^+\pi^-) \cdot B(\omega \rightarrow \pi^0\gamma). \quad (5)$$

Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ в диапазоне энергий 1300 – 1400 МэВ

составляет $0.2 - 0.5$ нб [14]. Таким образом, сечение процесса (4) составляет $0.01 - 0.02$ нб, что сравнимо с ожидаемым сечением $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$.

Другими возможными источниками фоновых событий могут являться процессы радиационного возвращения на ϕ мезон с дальнейшим распадом $\phi \rightarrow \eta\gamma$ и процесс $e^+e^- \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi^0$, однако их сечение мало, и они также могут значительно подавляться кинематически.

На Рис. 5 события процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ группируются в области $M_{recoil} = M_\eta$, $M_{\gamma\gamma} = M_{\pi^0}$, в то время как события процессов (3) и (4) распределены в широкой области. Таким образом, вклад известных фоновых процессов в область сигнала $\eta\gamma$ оценивается по моделированию в 0.1 события, и вероятность того, что два наблюдаемых события являются фоновыми, составляет 0.5%.

4 Определение и аппроксимация сечения

Для определения параметров, описывающих сечение процесса, энергетическая зависимость наблюдаемого числа событий аппроксимировалась следующим образом:

$$N_{\eta\gamma}^{th} = L(s) \cdot \tilde{\sigma}(s) \cdot \epsilon(s) \cdot B(\eta \rightarrow 3\pi^0) \cdot B(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)^3, \quad (6)$$

где $N_{\eta\gamma}^{th}$ – ожидаемое число событий, L – интеграл светимости в точке с квадратом полной энергии s , $\tilde{\sigma}$ – видимое сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$, ϵ – эффективность отбора, $B(\eta \rightarrow 3\pi^0) = 32.24 \pm 0.29\%$ и $B(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = 98.798 \pm 0.032\%$ – относительные вероятности распадов $\eta \rightarrow 3\pi^0$ и $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ соответственно. Ошибки в сечении определялись из статистической ошибки $N_{\eta\gamma}$ и ошибки определения светимости. При подгонке также учитывались разброс энергий в пучке и ошибка определения энергии пучка. Радиационная поправка вычислялась в соответствии с работой [15] и учитывалась в процессе подгонки: $\tilde{\sigma}(s)$ является сверткой борновского сечения с радиационной поправкой: $\tilde{\sigma}(s) = \sigma(s) \cdot (1 + \delta)$. Зависимость эффективности от энергии радиационного фотона определялась из моделирования.

Полученное по формуле (6) сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ и радиационная поправка для всех энергетических точек приведены в таблицах 1, 2. Последние пять точек являются объединением всей статистики при $2E_{beam} > 1080$ МэВ, обработанной с применением более жестких условий отбора (см. раздел 3.3). В областях энергий 600-660 МэВ и 1060-1290 МэВ не было зарегистрировано событий $\eta\gamma$, поэтому приводится

верхний предел на уровне 90% CL. События в области энергий 1025-1100 МэВ в основном определяются возвращением на ϕ , поэтому ошибка сечения здесь достаточно велика.

Борновское сечение процесса записывалось следующим образом:

$$\sigma(s) = \frac{4\pi\alpha^2 F(s)}{s^{3/2}} \cdot \left| C_\eta + i \sum_{V=\rho,\omega,\phi,\rho'} \frac{g_{V\eta\gamma}}{g_V} \cdot \frac{m_V^2 e^{i\varphi_V}}{m_V^2 - s - i\sqrt{s}\Gamma_V(s)} \right|^2, \quad (7)$$

где $F(s)$ – фактор, описывающий энергетическую зависимость фазового объема конечного состояния, $F(s) = p^3 = [(s - m_\eta^2)/2\sqrt{s}]^3$; $\Gamma_V(s)$ – полная ширина векторного мезона; φ_V – относительная фаза мезона; $g_{V\eta\gamma}$ – константа связи векторного мезона с конечным состоянием $\eta\gamma$; g_V – константа связи мезона с фотоном, которая выражается через электронную ширину мезона при $s = m_V^2$ следующим образом:

$$\Gamma(V \rightarrow e^+e^-) = \frac{4\pi\alpha m_V}{3g_V^2}. \quad (8)$$

Константу связи $g_{V\eta\gamma}$ можно связать с шириной распада при $s = m_V^2$:

$$\Gamma(V \rightarrow \eta\gamma) = \frac{g_{V\eta\gamma}^2}{12\pi} F(m_V^2). \quad (9)$$

Амплитуда C_η описывает вклад от нерезонансных промежуточных состояний, ее величина определяется конкретной моделью, как описано ниже.

Для описания амплитуды ρ мезона использовалась модель Гунариса-Сакураи [16], масса и ширина были зафиксированы из измерения, проведенного на КМД-2 [17]. В зависимости ширины ω и ϕ мезонов от энергии учитывались основные моды распада: $\pi^+\pi^-\pi^0$ и $\pi^0\gamma$ для ω , $K_S K_L$, K^+K^- , $\pi^+\pi^-\pi^0$ и $\eta\gamma$ для ϕ .

Таблица 1: Энергия, интегральная светимость, эффективность, число отобранных событий, радиационная поправка и борновское сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$

E , МэВ	L , нб $^{-1}$	ϵ	N	δ	σ , нб
600	57.3	0.182	0	-0.157	< 0.84
630	118	0.197	0	-0.141	< 0.37
660	241	0.211	0	-0.133	< 0.17
690	201	0.224	1	-0.129	$0.08^{+0.10}_{-0.06}$
720	430	0.237	9	-0.125	0.32 ± 0.11
750	216	0.249	7	-0.116	0.47 ± 0.18
760	211	0.253	5	-0.114	0.34 ± 0.15
764	40.7	0.255	1	-0.115	$0.35^{+0.46}_{-0.25}$
770	112	0.257	2	-0.126	$0.26^{+0.23}_{-0.14}$
774	200	0.259	14	-0.149	1.02 ± 0.27
778	204	0.260	22	-0.189	1.64 ± 0.35
780	199	0.261	23	-0.204	1.79 ± 0.37
781	262	0.261	31	-0.204	1.84 ± 0.33
782	646	0.262	103	-0.197	2.45 ± 0.24
783	282	0.262	48	-0.181	2.56 ± 0.37
784	345	0.262	54	-0.158	2.28 ± 0.31
785	204	0.263	24	-0.133	1.66 ± 0.34
786	195	0.263	33	-0.107	2.31 ± 0.40
790	153	0.264	10	-0.032	0.82 ± 0.26
794	183	0.266	14	0.000	0.92 ± 0.25
800	268	0.268	13	0.014	0.57 ± 0.16
810	253	0.272	10	0.017	0.46 ± 0.15
820	303	0.275	8	0.017	0.30 ± 0.11
840	618	0.282	26	0.014	0.47 ± 0.09
880	385	0.294	13	-0.001	0.37 ± 0.10
920	470	0.305	10	-0.035	0.23 ± 0.07
940	336	0.310	8	-0.052	0.26 ± 0.09

Таблица 2: Энергия, интегральная светимость, эффективность, число отобранных событий, радиационная поправка и борновское сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$

E , МэВ	L , нб $^{-1}$	ϵ	N	δ	σ , нб
950	232	0.313	3	-0.064	0.14 ± 0.08
958	257	0.315	7	-0.075	0.30 ± 0.11
970	256	0.318	5	-0.095	0.23 ± 0.20
984	403	0.321	18	-0.125	0.50 ± 0.17
1004	469	0.325	65	-0.191	1.70 ± 0.28
1010.3	486	0.326	127	-0.226	3.32 ± 0.35
1015.7	442	0.327	534	-0.269	15.97 ± 0.88
1016.78	1040	0.328	1998	-0.278	25.64 ± 0.80
1017.82	1588	0.328	4278	-0.282	36.71 ± 0.90
1018.68	1540	0.328	5773	-0.275	52.14 ± 0.93
1019.69	1456	0.328	5509	-0.240	50.10 ± 0.96
1020.58	924	0.328	2826	-0.183	36.45 ± 1.02
1021.51	477	0.328	955	-0.106	21.49 ± 0.97
1022.74	405	0.329	516	0.009	12.09 ± 0.72
1027.8	530	0.330	212	0.577	2.45 ± 0.39
1033.7	520	0.331	98	1.424	0.75 ± 0.28
1039.6	582	0.332	66	2.503	0.31 ± 0.22
1049.7	452	0.334	35	5.075	$0.12^{+0.21}_{-0.12}$
1060	569	0.335	24	8.552	$0.04^{+0.17}_{-0.04}$
1100	893	0.084	3	16.18	$0.01^{+0.08}_{-0.01}$
1160	1250	0.084	0	4.530	< 0.07
1224	916	0.084	0	0.136	< 0.08
1290	1672	0.084	0	-0.130	< 0.06
1354	1777	0.084	2	-0.149	$0.05^{+0.04}_{-0.03}$

$$\Gamma_\phi(s) = \Gamma_\phi \cdot \left(B_{K^+K^-} \frac{m_\phi^2 F_{K^+K^-}(s)}{s \cdot F_{K^+K^-}(m_\phi^2)} + B_{K_S K_L} \frac{m_\phi^2 F_{K_S K_L}(s)}{s \cdot F_{K_S K_L}(m_\phi^2)} \right. \\ \left. + B_{3\pi} \frac{\sqrt{s} F_{3\pi}(s)}{m_\phi F_{3\pi}(m_\phi^2)} + B_{\eta\gamma} \frac{F_{\eta\gamma}(s)}{F_{\eta\gamma}(m_\phi^2)} \right), \\ \Gamma_\omega(s) = \Gamma_\omega \cdot \left(B_{3\pi} \frac{\sqrt{s} F_{3\pi}(s)}{m_\omega F_{3\pi}(m_\omega^2)} + B_{\pi^0\gamma} \frac{F_{\pi^0\gamma}(s)}{F_{\pi^0\gamma}(m_\omega^2)} \right),$$

где $F_{K\bar{K}}(s) = (s/4 - m_K^2)^{3/2}$, $F_{X\gamma}(s) = (\sqrt{s}(1 - m_X^2/s))^3$, а для вычисления $F_{3\pi}(s)$ использовалось предположение, что распады ϕ и ω на $\pi^+\pi^-\pi^0$ идут через промежуточное состояние $\rho\pi$. Зависимость ширины ρ' от энергии вычислялось в предположении его распада только на $a_1(1260)\pi$ и $\omega\pi$ с 60% и 40% вероятностями соответственно [18].

Для аппроксимации энергетической зависимости сечения удобным параметром являются величина $\sigma(e^+e^- \rightarrow V \rightarrow \eta\gamma)$ — полное сечение в максимуме соответствующего резонанса без учета остальных вкладов:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow V \rightarrow \eta\gamma) = \frac{12\pi B_{V \rightarrow e^+e^-} B_{V \rightarrow \eta\gamma}}{m_V^2}. \quad (10)$$

С учетом этого выражения и (7) можно записать сечение процесса как:

$$\sigma_{\eta\gamma}(s) = \frac{F_{\eta\gamma}(s)}{s^{3/2}} \cdot \left| \sqrt{4\pi\alpha^2} C_\eta + \sum_{V=\rho,\omega,\phi,\rho'} A_V \right|^2, \quad (11) \\ A_V = \sqrt{\sigma_{V\eta\gamma} \frac{m_V^3}{F(m_V^2)}} \cdot \frac{m_V \Gamma_V e^{i\varphi_V}}{m_V^2 - s - i\sqrt{s}\Gamma_V(s)}.$$

В итоге, из аппроксимации экспериментальных данных получаются значения сечений процессов $e^+e^- \rightarrow V \rightarrow \eta\gamma$, $V = \rho, \omega, \phi$. Их ошибки включают только экспериментальную ошибку и возможные модельные неопределенности.

Подгонка экспериментальных данных выражениями (6) и (11) проводилась с использованием метода максимального правдоподобия. Функция правдоподобия наблюдаемого числа событий описывалась распределением Пуассона. В процессе аппроксимации также учитывались ошибка измерения энергии и разброс энергии в пучке. Поиск минимума логарифмической функции правдоподобия осуществлялся с помощью программы MINUIT. Для описания энергетического поведения сечения использовались три модели:

- Модель векторной доминантности с учетом распадов ρ , ω и ϕ мезонов в конечное состояние $\eta\gamma$.
- Модель векторной доминантности с учетом распадов ρ , ω , ϕ и ρ' мезонов в состояние $\eta\gamma$.
- Модель, представляющая из себя расширение МВД и детально описанная в работе [5]. В этой модели в формулу (11) в дополнение к амплитудам векторных мезонов включен нерезонансный вклад петлевых диаграмм, или аномальный вклад.

4.1 Модель векторной доминантности (ρ, ω, ϕ)

В модели векторной доминантности (МВД) сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ определяется только вкладами векторных мезонов, следовательно, значение C_η в формуле (7) равно 0.

Параметрами подгонки были:

- $\sigma_\rho, \sigma_\omega, \sigma_\phi$ — сечения в пиках резонансов;
- M_ϕ — масса ϕ мезона.

Неопределенность в фазах векторных мезонов была устранена выбором фазы ρ мезона $\varphi_\rho = 0^\circ$. Значения фаз ω и ϕ мезонов были выбраны $\varphi_\omega = \varphi_\rho, \varphi_\phi = \varphi_\rho + 180^\circ$ согласно предсказаниям кварковой модели. Остальные параметры были зафиксированы по табличным значениям [6].

В результате аппроксимации были получены следующие значения параметров:

$$\begin{aligned}
B_{\rho \rightarrow e^+e^-} \cdot B_{\rho \rightarrow \eta\gamma} &= (1.51 \pm 0.18 \pm 0.10) \cdot 10^{-8}, & (12) \\
B_{\omega \rightarrow e^+e^-} \cdot B_{\omega \rightarrow \eta\gamma} &= (3.62 \pm 0.52 \pm 0.22) \cdot 10^{-8}, \\
B_{\phi \rightarrow e^+e^-} \cdot B_{\phi \rightarrow \eta\gamma} &= (3.837 \pm 0.041 \pm 0.158) \cdot 10^{-6}, \\
M_\phi &= (1019.42 \pm 0.04) \text{ МэВ}, \\
\chi^2/n.d.f. &= 40.9/47.
\end{aligned}$$

Найденное значение $M_\phi = (1019.42 \pm 0.04) \text{ МэВ}$ хорошо согласуется с табличным значением $M_\phi = (1019.413 \pm 0.008) \text{ МэВ}$ [6], что свидетельствует о правильном определении энергии пучков в эксперименте.

Также проводилась аппроксимация со свободной фазой $\rho - \phi$ интерференции. Были получены результаты, согласующиеся с подгонкой при $\varphi_\phi = \varphi_\rho + 180^\circ$, качество подгонки χ^2 существенно не улучшилось.

Была проведена аппроксимация со свободной фазой $\rho - \omega$ интерференции, в результате получено два локальных минимума:

$$\begin{aligned}
B_{\rho \rightarrow e^+e^-} \cdot B_{\rho \rightarrow \eta\gamma} &= (1.50 \pm 0.18 \pm 0.10) \cdot 10^{-8}, & (13) \\
B_{\omega \rightarrow e^+e^-} \cdot B_{\omega \rightarrow \eta\gamma} &= (3.60 \pm 0.54 \pm 0.22) \cdot 10^{-8}, \\
B_{\phi \rightarrow e^+e^-} \cdot B_{\phi \rightarrow \eta\gamma} &= (3.837 \pm 0.041 \pm 0.158) \cdot 10^{-6}, \\
M_\phi &= (1019.42 \pm 0.04) \text{ МэВ}, \\
\varphi_{\rho-\omega} &= (-2 \pm 12)^\circ, \\
\chi^2/n.d.f. &= 40.8/47.
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
B_{\rho \rightarrow e^+e^-} \cdot B_{\rho \rightarrow \eta\gamma} &= (2.55 \pm 0.23 \pm 0.17) \cdot 10^{-8}, & (14) \\
B_{\omega \rightarrow e^+e^-} \cdot B_{\omega \rightarrow \eta\gamma} &= (23.9 \pm 1.1 \pm 1.4) \cdot 10^{-8}, \\
B_{\phi \rightarrow e^+e^-} \cdot B_{\phi \rightarrow \eta\gamma} &= (3.840 \pm 0.041 \pm 0.158) \cdot 10^{-6}, \\
M_\phi &= (1019.43 \pm 0.04) \text{ МэВ}, \\
\varphi_{\rho-\omega} &= (162 \pm 4)^\circ, \\
\chi^2/n.d.f. &= 40.2/47.
\end{aligned}$$

Статистики явно не достаточно для того, чтобы разделить конструктивную и деструктивную интерференцию. Поэтому был выбран вариант с конструктивной интерференцией, что соответствует предсказаниям кварковой модели.

4.2 Модель векторной доминантности с учетом распада $\rho' \rightarrow \eta\gamma$

В этой модели был добавлен вклад ρ' мезона с фиксированными массой и шириной ($M_{\rho'} = 1450$ МэВ, $\Gamma_{\rho'} = 310$ МэВ). Свободными параметрами в этой модели были: σ_ρ , σ_ω , σ_ϕ , $\sigma_{\rho'}$ – значения сечений в пике соответствующего резонанса, M_ϕ – масса ϕ мезона.

В результате аппроксимации были получены следующие результаты:

$$\begin{aligned}
B_{\rho \rightarrow e^+e^-} \cdot B_{\rho \rightarrow \eta\gamma} &= (1.61 \pm 0.20 \pm 0.11) \cdot 10^{-8}, & (15) \\
B_{\omega \rightarrow e^+e^-} \cdot B_{\omega \rightarrow \eta\gamma} &= (3.41 \pm 0.52 \pm 0.21) \cdot 10^{-8}, \\
B_{\phi \rightarrow e^+e^-} \cdot B_{\phi \rightarrow \eta\gamma} &= (3.850 \pm 0.041 \pm 0.159) \cdot 10^{-6}, \\
B_{\rho' \rightarrow e^+e^-} \cdot B_{\rho' \rightarrow \eta\gamma} &= (3.7_{-2.0}^{+2.9}) \cdot 10^{-9}, \\
M_\phi &= (1019.40 \pm 0.04) \text{ МэВ}, \\
\chi^2/n.d.f. &= 36.4/46.
\end{aligned}$$

Можно заметить, что эта модель несколько лучше описывает сечение. Полученные σ_ρ и σ_ω отличаются примерно на 5-7% от результатов в модели векторной доминантности, в то время как для σ_ϕ разница меньше 1% (см. раздел 4.1).

4.3 Аномальный вклад

В этой модели в формулу (11) включается нерезонансный вклад, величина которого определяется амплитудой C_η , связанной с шириной распада $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ следующим образом [5]:

$$C_\eta = -\sqrt{\frac{16}{3\alpha} \frac{\Gamma_{\eta \rightarrow \gamma\gamma}}{m_\eta^3}}. \quad (16)$$

В области ϕ мезона величина этого вклада сравнима с суммарным вкладом ρ и ω мезонами. Заметим, что в этой модели появляется возможность определить абсолютные фазы векторных мезонов, т. к. фаза амплитуды C_η фиксирована формулой (16).

Свободными параметрами в этой модели были: σ_ρ , σ_ω , σ_ϕ , M_ϕ , а также фаза φ_ρ . Величина аномалии была зафиксирована по формуле (16) с учетом значения двухфотонной ширины распада η мезона ($\Gamma_{\eta \rightarrow \gamma\gamma} = 0.46 \pm 0.04$ кэВ [6]), остальные фазы были установлены в соответствии с предсказаниями кварковой модели: $\varphi_\omega = \varphi_\rho$, $\varphi_\phi = \varphi_\rho + 180^\circ$.

Были получены следующие результаты:

$$\begin{aligned} B_{\rho \rightarrow e^+e^-} \cdot B_{\rho \rightarrow \eta\gamma} &= (2.04 \pm 0.25 \pm 0.13) \cdot 10^{-8}, \\ B_{\omega \rightarrow e^+e^-} \cdot B_{\omega \rightarrow \eta\gamma} &= (3.47 \pm 0.60 \pm 0.21) \cdot 10^{-8}, \\ B_{\phi \rightarrow e^+e^-} \cdot B_{\phi \rightarrow \eta\gamma} &= (3.710 \pm 0.045 \pm 0.153) \cdot 10^{-6}, \\ M_\phi &= (1019.40 \pm 0.04) \text{ МэВ}, \\ \varphi_\rho &= (162 \pm 15)^\circ, \\ \chi^2/n.d.f. &= 38.6/46. \end{aligned} \quad (17)$$

Эта модель несколько лучше описывает сечение. Однако ее вряд ли возможно применять при больших энергиях.

На Рис. 6 приведено сечение $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ вблизи ω и ϕ мезонов и во всем доступном диапазоне энергий, а также его аппроксимации в трех использовавшихся моделях.

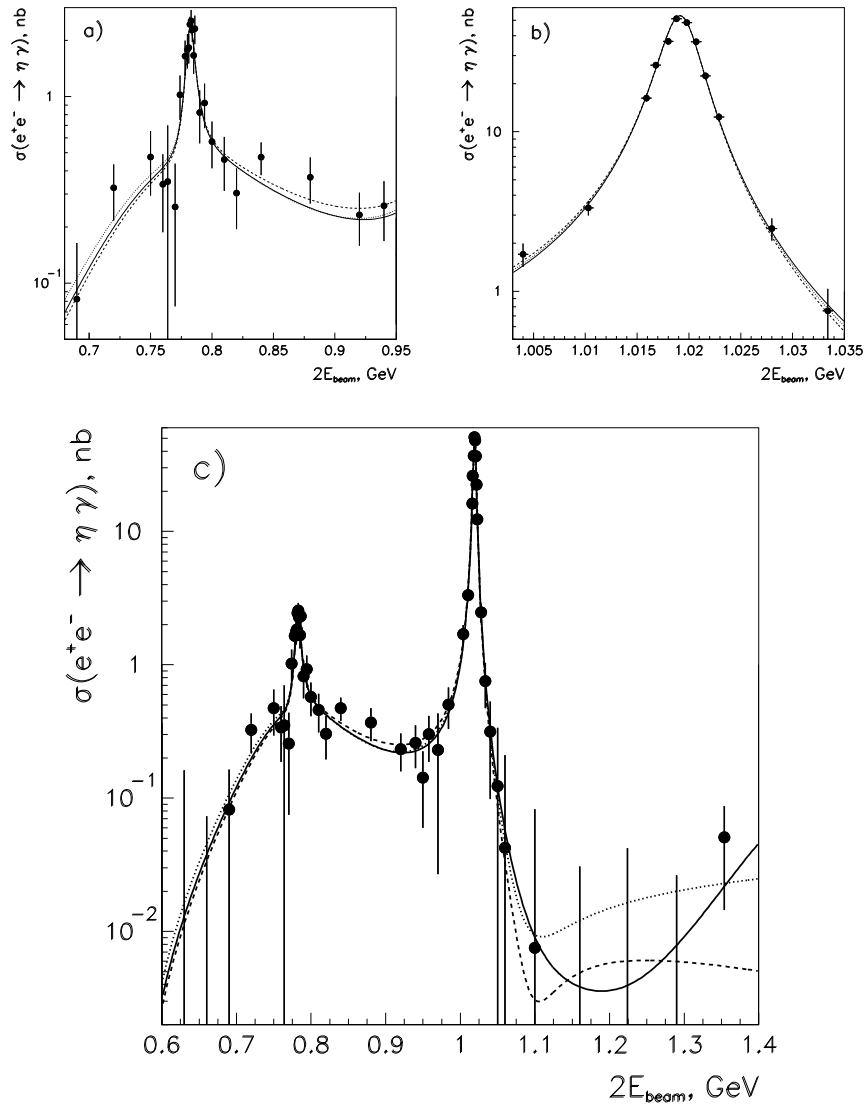


Рис. 6: Сечение $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ с аппроксимациями: сплошная кривая – модель векторной доминантности, пунктирная – модель векторной доминантности с учетом $\rho' \rightarrow \eta\gamma$, точечная – модель с аномальным членом.

4.4 Систематические ошибки

Для проверки устойчивости результата и оценки систематической ошибки проводился дополнительный анализ данных в области ϕ мезона: увеличивались минимальная энергия до $E_{CsI} > 30$ МэВ, $E_{BGO} > 40$ МэВ и минимальный угол до $|\theta_{ph} - \pi/2| < 1.05$; изменялись условия на максимальный χ^2 реконструкции с 12 до 8 и 16, на границы ω_i/E_i с $0.7 < \omega_i/E_i < 1.9$ до $0.8 < \omega_i/E_i < 1.6$. Изменения в сечении не превышали 5% для ρ , ω и 3.5% для ϕ . Сечение $\phi \rightarrow \eta\gamma$ определялось также отдельно по трем сканированиям, результаты статистически не противоречили друг другу, разница между ними не превышала 2%.

В результате проведенного рассмотрения систематическая ошибка оценивается следующим образом:

- ошибка в моделировании распределений, по которым отбирались события – 5% ниже 950 МэВ, 3.5% – на ϕ мезоне, 8% – выше 1060 МэВ;
- выбор функции для описания спектра фотона отдачи в анализе на ϕ мезоне – 1%;
- определение интеграла светимости – 3% ниже 950 МэВ, 1% – на ϕ мезоне, 2% – выше 1060 МэВ;
- учет эффективности нейтрального триггера – 1%;
- учет радиационных поправок – 1% для ϕ , ω и 3% для ρ ;
- ошибка в $B_{\eta \rightarrow 3\pi^0} - 0.9\%$,
- ошибка в $\Gamma_{\phi \rightarrow e^+e^-} - 2.7\%$ для ϕ , 2.7% для ω и 1.6% для ρ .

Следует заметить, что последняя ошибка входит только в относительную вероятность распада $B(V \rightarrow \eta\gamma)$ и не входит в измеряемые сечения $\sigma(V \rightarrow \eta\gamma)$.

Суммарная систематическая ошибка составила:

- $B(\rho \rightarrow \eta\gamma) - 6.9\%$,
- $B(\omega \rightarrow \eta\gamma) - 6.6\%$,
- $B(\phi \rightarrow \eta\gamma) - 4.9\%$.

5 Обсуждение результатов

Хотя полученное сечение $\rho' \rightarrow \eta\gamma$ отличается от нуля всего на 1.8 ошибки, наблюдаемые события при $2E_{beam} > 1300$ МэВ нельзя объяснить фоновыми процессами. На текущий момент не существует измерений сечения

$e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ выше 1.4 ГэВ, однако можно попытаться предсказать его из измеренного сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ [14]. Этот процесс идет через промежуточное состояние $\eta\rho$, что позволяет записать:

$$\sigma_{\eta\gamma}(s) = \sigma_{\eta\rho}(s) \cdot \frac{4\pi\alpha}{f_\rho^2} \cdot \frac{F_{\eta\gamma}(s)}{F_{\eta\rho}(s)}, \quad (18)$$

где f_ρ – константа связи ρ мезона с фотоном, связанная с шириной распада $\rho \rightarrow e^+e^-$: $\Gamma_{\rho ee} = 4\pi m_\rho \alpha^2 / 3f_\rho^2$; $F_{\eta X}(s)$ – фактор, описывающий энергетическую зависимость фазового объема конечного состояния ηX . Полученное таким образом значение $\sigma_{\eta\gamma}(1350 \text{ МэВ}) = 0.022 \pm 0.004$ нб в предположении $\varphi_{\rho'} = \varphi_\rho$, не противоречит измеренному сечению $\sigma_{\eta\gamma}(1350 \text{ МэВ}) = 0.051_{-0.028}^{+0.044}$ нб.

Поэтому мы считаем наше измерение указывает на существование распада $\rho' \rightarrow \eta\gamma$. Поскольку измерение сечения выполнено ниже 1380 МэВ, мы не можем определить параметры ρ' . Но возможно продолжить сечение в область энергий 1300-2450 МэВ по измерениям сечения $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ DM2 [19] и КМД-2 [14], используя (18). Была проведена совместная аппроксимация сечения из нашего измерения и полученного как описано выше, со свободными массой и шириной ρ' мезона. В результате получились следующие значения:

$$\begin{aligned} B_{\rho \rightarrow e^+e^-} \cdot B_{\rho \rightarrow \eta\gamma} &= (1.52 \pm 0.17 \pm 0.10) \cdot 10^{-8}, & (19) \\ B_{\omega \rightarrow e^+e^-} \cdot B_{\omega \rightarrow \eta\gamma} &= (3.60 \pm 0.51 \pm 0.22) \cdot 10^{-8}, \\ B_{\phi \rightarrow e^+e^-} \cdot B_{\phi \rightarrow \eta\gamma} &= (3.849 \pm 0.040 \pm 0.159) \cdot 10^{-6}, \\ B_{\rho' \rightarrow e^+e^-} \cdot B_{\rho' \rightarrow \eta\gamma} &= (10.0 \pm 2.2) \cdot 10^{-9}, \\ m_\phi &= 1019.40 \pm 0.04 \pm 0.05 \text{ МэВ}, \\ m_{\rho'} &= 1497 \pm 14 \text{ МэВ}, \\ \Gamma_{\rho'} &= 226 \pm 44 \text{ МэВ}, \\ \chi^2 / \text{n.d.f.} &= 68.9 / 71. \end{aligned}$$

Значение качества подгонки $\chi^2 / \text{n.d.f.}$, вычисленного только по нашим точкам практически не отличается от полученного в (15).

На Рис. 7 приведено сечение $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ при энергии выше 1200 МэВ вместе с подгонкой.

Анализируя результаты, представленные в (12), (15) и (19), можно заметить, что модельная зависимость в относительных вероятностях распада составляет около 5% для ρ и ω , в то время как для распада $\phi \rightarrow \eta\gamma$ она менее 1%. Также можно заключить, что модель векторной доминантности с учетом распада $\rho' \rightarrow \eta\gamma$ лучше описывает данные во всем изучаемом диапазоне энергий.