

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

В.М. Аульченко, М.Н. Ачасов, С.Е. Бару,
К.И. Белобородов, А.В. Бердюгин, А.Г. Богданчиков,
А.В. Боженок, А.Д. Букин, Д.А. Букин, А.В. Васильев
Т.В. Димова, В.П. Дружинин, В.Б. Голубев,
В.Н. Иванченко, А.А. Король, С.В. Кошуба,
И.Н. Нестеренко, А.В. Отбоев, Е.В. Пахтусова,
Е.А. Переведенцев, С.И. Средняков, В.А. Сидоров,
З.К. Силагадзе, В.В. Шарый, Ю.М. Шатунов

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ
ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССА $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ $\sqrt{s} = 0,98 \div 1,38$ ГэВ
С ДЕТЕКТОРОМ СНД

ИЯФ 2003-17

НОВОСИБИРСК
2003

**Экспериментальное изучение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$
в области энергии $\sqrt{s} = 0,98 \div 1,38$ ГэВ с детектором СНД**

*В.М. Аульченко, М.Н. Ачасов, С.Е. Бару,
К.И. Белобородов, А.В. Бердюгин, А.Г. Богданчиков,
А.В. Боженок, А.Д. Букин, Д.А. Букин, А.В. Васильев
Т.В. Димова, В.П. Дружинин, В.Б. Голубев,
В.Н. Иванченко, А.А. Король, С.В. Кошуба,
И.Н. Нестеренко, А.В. Отбоев, Е.В. Пахтусова,
Е.А. Переведенцев, С.И. Середняков, В.А. Сидоров,
З.К. Силагадзе, В.В. Шарый, Ю.М. Шатунов*

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера
630090 Новосибирск, СО РАН

Аннотация

В эксперименте на e^+e^- коллайдере ВЭПП-2М с детектором СНД измерено сечение реакции $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\pi^0$ в интервале энергии $\sqrt{s} = 0,98 - 1,38$ ГэВ. Полученная энергетическая зависимость сечения находится в хорошем согласии с результатами расчетов по квантовой электродинамике и модели векторной доминантности. Величина сечения при $\sqrt{s} = m_{\phi(1020)}$ составила $\sigma = (0,427 \pm 0,033 \pm 0,030)$ нб. Установлен верхний предел на относительную вероятность идущего с нарушением C -четности распада $\phi(1020) \rightarrow \omega\gamma$

$$B(\phi(1020) \rightarrow \omega\gamma) < 9,1 \cdot 10^{-3}$$

на уровне достоверности 90%.

**Experimental study of the process $e^+e^- \rightarrow \omega\gamma \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$
in the energy range $\sqrt{s} = 0.98 \div 1.38$ GeV with the SND detector**

*M. N. Achasov, V. M. Aulchenko, S. E. Baru,
K. I. Beloborodov, A. V. Berdyugin, A. G. Bogdanchikov,
A. V. Bozhenok, A. D. Bukin, D. A. Bukin, T. V. Dimova,
V. P. Druzhinin, V. B. Golubev, V. N. Ivanchenko,
A. A. Korol, S. V. Koshuba, I. N. Nesterenko,
A. V. Otboev, E. V. Pakhtusova, E. A. Perevedentsev,
S. I. Serebnyakov, V. V. Shary, Yu. M. Shatunov,
V. A. Sidorov, Z. K. Silagadze, A. V. Vasiljev*

Abstract

The cross section of the process $e^+e^- \rightarrow \omega\gamma \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ was measured in the energy range $\sqrt{s} = 0.98 - 1.38$ GeV with the SND detector at the VEPP-2M e^+e^- -collider in Novosibirsk. Obtained result is in agreement with the VDM and QED calculations within the measurement accuracy. The cross section value at $\sqrt{s} = m_{\phi(1020)}$ is $\sigma = (0.427 \pm 0.033 \pm 0.030)$ nb. The upper limit of branching ratio of the C-violating decay $\phi(1020) \rightarrow \omega\gamma$ was obtained at 90% confidence level: $B(\phi(1020) \rightarrow \omega\gamma) < 9.1 \cdot 10^{-3}$.

Содержание

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Введение | 5 |
| 2 | Расчет сечения и моделирование процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma\gamma_{ISR}$ | 8 |
| 3 | Детектор, эксперимент | 16 |
| 4 | Отбор событий | 18 |
| 4.1 | Аппаратный и предварительный отбор событий | 18 |
| 4.2 | Основной отбор событий, фоновые процессы, моделирование | 19 |
| 4.3 | Учет отбраковки событий в третичном триггере | 27 |
| 4.4 | Анализ спектра инвариантной массы трех фотонов, вычитание фона | 29 |
| 4.5 | Эффективность регистрации | 33 |
| 5 | Аппроксимация сечения | 37 |
| 6 | Поиск нарушающего C-четность распада $\phi \rightarrow \omega\gamma$ | 43 |
| 7 | Систематическая ошибка | 46 |
| 8 | Заключение | 48 |
| | Список литературы | 49 |

1 Введение

Метод встречных электрон-позитронных пучков является одним из наиболее востребованных инструментов исследований в физике высоких энергий. Он используется для измерения сечений электрон-позитронной аннигиляции в адроны, изучения свойств адронов и кварков и их взаимодействий. Одно из наиболее важных применений этого метода — измерение величины $R \equiv \sigma_{e^+e^- \rightarrow hadr} / \sigma_{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-}$ во всем диапазоне допустимых энергий [1]. Информация о величине R необходима для решения целого ряда актуальных физических задач, измерения фундаментальных параметров Стандартной Модели. К сожалению, современные экспериментальные данные о величине и поведении адронных сечений в ряде диапазонов энергии либо отсутствуют или недостаточно подробны, либо имеют большую ошибку или плохо согласуются между собой. В целом точность существующих данных недостаточна и требуются дополнительные измерения адронных сечений.

В последнее время в связи с появлением высокопродуктивных установок — e^+e^- -фабрик [2, 3, 4] — и в связи с планами дальнейшего увеличения их светимости широко обсуждается [5, 6, 7, 8] возможность использования для измерения сечения электрон-позитронной аннигиляции в адроны реакции

$$e^+e^- \rightarrow \gamma_{ISR} + hadrons. \quad (1)$$

Здесь γ_{ISR} — фотон, излученный одной из начальных частиц. В англоязычной литературе для обозначения такого процесса используются термины *Initial State Radiation* (*ISR*, излучение начальных частиц) или *Radiative Return* (*RR*, радиационный возврат). При реакции (1) аннигиляция e^+e^- -пары и рождение адронной системы происходят при энергии, меньшей исходной энергии в системе центра масс начальных частиц.

Предложенный *ISR*-метод (1) измерения сечений электрон-позитронной аннигиляции в адроны открывает перед экспериментаторами новые

возможности. Наиболее важная из них — одновременное проведение измерения сечения во всем спектре инвариантных масс адронной системы, от порога ее рождения до энергии в системе центра масс исходных лептонов. Такая экспериментальная постановка позволяет исключить ряд факторов, сопутствующих традиционным постановкам с проведением сканирований. К числу них относятся необходимость перенастройки и оптимизации режимов работы коллайдера при смене энергии пучков, потребность в проведении прецизионного измерения энергии пучков после перенастройки, необходимость учета при анализе данных факторов, к которым приводят изменения характеристик детектора и коллайдера по ходу выполнения экспериментальной программы со сканированием. Отсутствие или уменьшение влияния указанных факторов в ISR-методе, при использовании реакции (1), позволяет исключить ряд систематических погрешностей.

Вместе с тем, метод радиационного возврата измерения адронных сечений обладает рядом особенностей. Во-первых, сечение такого процесса существенно уступает по величине сечению "прямого" рождения адронной системы в электрон-позитронной аннигиляции. Так, например, по оценкам в работе [8], количество $\phi(1020)$ -мезонов, рожденных на В-фабриках за один экспериментальный год (с интегральной светимостью 100 фб^{-1}), на порядок уступает количеству $\phi(1020)$ -мезонов, произведенных во время экспериментов на ВЭПП-2М в 1998 году. Другой особенностью процесса (1) является пикованность углового распределения излученного начальной частицей фотона γ_{ISR} в области малых углов с осью пучков θ : примерно половина фотонов излучается при $\theta \lesssim 1^\circ$. Поскольку возможности регистрации частиц под малым углом с осью пучков у большинства детекторов ограничены, возможны две постановки эксперимента: с регистрацией и без регистрации излученного начальной частицей фотона γ_{ISR} . Первый вариант более предпочтителен с точки зрения анализа данных, "жестко" связывает инвариантную массу адронной системы m_{hadr} и энергию "меченого" фотона $E_{\gamma_{ISR}}: m_{hadr}^2 = \sqrt{s}(\sqrt{s} - 2E_{\gamma_{ISR}})$; преимущество второго варианта — бóльшая экспериментальная статистика.

Важной частью метода радиационного возврата является разработка подходов для расчета сечений процессов вида (1) и, в частности, вычисления радиационных поправок к ним, которые обеспечивали бы требуемую точность при проведении измерений. Необходимость в улучшении степени учета радиационных поправок в традиционных экспериментах по измерению адронных сечений в e^+e^- -аннигиляции возрастала по мере повышения точности измерений. Разработанные к настоящему вре-

мени в работах [9, 10, 11] методы расчета радиационных поправок для борновских аннигиляционных диаграмм позволяют учитывать поправки, связанные с излучением начальных частиц, с точностью $\lesssim 1\%$ для области энергии $\sqrt{s} \sim 1$ ГэВ. Тем не менее, даже такая высокая точность в значительной степени определяет систематическую погрешность измерения сечения в наиболее прецизионных экспериментах. Универсальные и сравнимые по точности формулы для процессов вида (1) отсутствуют, точность, которую может обеспечить применение для таких процессов расчетов на основе работ [9, 10, 11] зависит от условий применения (экспериментальной постановки) и подлежит специальному изучению для конкретного случая [5, 6, 7].

Как и в традиционных e^+e^- экспериментах, для метода радиационного возврата одной из важных задач является измерение светимости. Данные о светимости используются при измерении сечения для нормировки количества зарегистрированных событий изучаемого процесса, что предполагает высокую, $\lesssim 1\%$, точность измерения светимости в прецизионных экспериментах. Обычно для определения светимости используют процессы, которые точно описываются в рамках квантовой электродинамики и надежно измеряются детектором. Наиболее распространено использование процесса упругого рассеяния электрона и позитрона (Bhabha-рассеяние) на большие углы, процесса двухквантовой аннигиляции e^+e^- -пары, а также реакции $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. При ISR-методе удобно использовать дифференциальную светимость, "приходящуюся" на определенный диапазон инвариантных масс рождающейся в ISR-процессе (1) адронной системы $\Delta m_{hadrons}$. Дифференциальная светимость определяется из обычной светимости $I_L(s)$, измеренной в эксперименте, и рассчитанной по квантовой электродинамике вероятности $W^{(\gamma)}(s, M_{hadrons})$ аннигиляции e^+e^- -пары за счет излучения ISR-фотонов при энергии $s \in \Delta m_{hadrons}$: $\Delta I_L(m_{hadrons})/\Delta m_{hadrons} = I_L(s) \cdot W^{(\gamma)}(s, M_{hadrons}) \cdot \Delta m_{hadrons}$. Другая возможность — использование для нормировки процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma_{ISR}$. Сечение этого процесса с высокой точностью рассчитывается в рамках КЭД, а большинство современных детекторов эффективно регистрируют и измеряют параметры мюонов в конечном состоянии. При этом, в силу кинематической схожести этого процесса с изучаемым (1) исключается ряд систематических ошибок, связанных с постановкой эксперимента.

Первые предварительные экспериментальные результаты по измерению адронных сечений при помощи реакции (1) получены на детекторах KLOE [12, 13] и BaBar [14]. Работы KLOE основаны на статистике, соответствующей интегральной светимости $16,4 \text{ пб}^{-1}$ при энергии

$\sqrt{s} \approx m_{\phi(1020)}$, и посвящены измерению формфактора π -мезона. В работе ВаВаг на основе 22 фб^{-1} при энергии $\sqrt{s} \approx m_{\Upsilon(4S)}$ рассмотрено несколько конечных состояний с инвариантной массой до нескольких $\text{ГэВ}/c^2$. Результаты измерений качественно согласуются с современными экспериментальными данными по $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}}$, а в некоторых диапазонах энергии имеют наименьшую среди всех результатов статистическую ошибку. Эти работы демонстрируют перспективность использования ISR-методики на электрон-позитронных фабриках для измерения сечений и спектроскопии легких мезонов при полной проектной интегральной светимости.

Данная работа посвящена измерению сечения процесса

$$e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma\gamma_{ISR}, \quad M_{(\pi^0\gamma)} \equiv M_{\gamma_{ISR}}^{rec} < 950 \text{ МэВ}/c^2 \quad (2)$$

в диапазоне энергии $\sqrt{s}=0,98 \div 1,38 \text{ ГэВ}$ с детектором СНД. Здесь $M_{(\pi^0\gamma)}$ — инвариантная масса системы $(\pi^0\gamma)$, $M_{\gamma_{ISR}}^{rec}$ — масса отдачи ISR-фотона. Целью работы является экспериментальное изучение методики измерения адронных сечений при помощи реакции (1) и перспектив ее использования, в том числе с детектором СНД [15] в экспериментах на ВЭПП-2000 [16]. Другой целью работы является проверка квантовой электродинамики и модели векторной доминантности при описании реакции $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}}$ в области энергии $\sqrt{s} \lesssim 1 \text{ ГэВ}$. Процесс (2) обладает рядом особенностей, что делает актуальным его изучение на детекторе СНД: у него достаточно большое (сотни пикобарн) сечение в той области энергии, где набрана основная экспериментальная статистика с СНД, нет излучения конечных частиц, что облегчает описание изучаемого процесса, детектор СНД оптимизирован для эффективного изучения нейтральных конечных состояний, процесс (2) является фоновым для многих процессов с нейтральными частицами в конечном состоянии [17], изучаемых в экспериментах с СНД, наконец, применяемые в данной работе методы анализа в силу кинематической схожести событий могут быть использованы при изучении реакций двухфотонного рождения нейтральных частиц.

2 Расчет сечения и моделирование процесса

$$e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma\gamma_{ISR}$$

Сечение процесса

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

в области энергии $\sqrt{s} \lesssim 1 \text{ ГэВ}$ в рамках модели векторной доминантности определяется радиационными распадами легких векторных мезонов $\rho, \omega, \phi \rightarrow \pi^0 \gamma$ [18]:

$$\sigma_0^{\pi^0 \gamma}(s) = \frac{(4\pi)^2 \alpha \cdot q(s)^3}{3s^{3/2}} \left| \sum_{V=\rho, \omega, \phi} \frac{g_{\gamma V} \cdot g_{V \pi^0 \gamma}}{D_V(s)} \right|^2, \quad (4)$$

$$D_V(s) = m_V^2 - s - i\sqrt{s}\Gamma_V(s), \quad q(s) = \frac{\sqrt{s}}{2} \left(1 - \frac{m_{\pi^0}^2}{s} \right)$$

Здесь m_V, Γ_V — масса и ширина векторного мезона V , $g_{\gamma V}$ и $g_{V \pi^0 \gamma}$ — константы связи соответствующих переходов. Современные экспериментальные данные с учетом точности измерения хорошо описываются моделью векторной доминантности [19, 20].

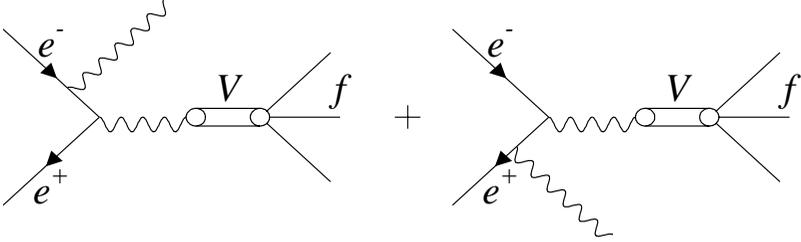


Рис. 1: Диаграммы, описывающие процесс рождения векторного мезона V в e^+e^- -аннигиляции с испусканием ISR-фотона (5).

Процесс рождения векторного мезона V в реакции (1)

$$e^+e^- \rightarrow \gamma_{ISR} V \rightarrow \gamma_{ISR} f \quad (5)$$

в главном порядке теории возмущений квантовой электродинамики описывается суммой диаграмм (рис. 1). Для вычисления сечений таких процессов можно применять подходы, разработанные для расчета радиационных поправок за счет излучения начальных частиц к процессам однофотонной электрон-позитронной аннигиляции [9, 10, 11]. В работе [11] методом структурных функций получено выражение для дифференциального сечения процесса однофотонной e^+e^- -аннигиляции с учетом радиационных поправок, то есть высших приближений теории возмущений (в дальнейшем, следуя устоявшейся терминологии, будем называть такое сечение полным) в виде

$$\frac{d\sigma(s, x_1, x_2)}{dx_1 dx_2} = D^{(\gamma)}(s, x_1) D^{(\gamma)}(s, x_2) \sigma_0(s x_1 x_2) \left(1 + \frac{\alpha}{\pi} \left(\frac{\pi^2}{3} - \frac{1}{2}\right)\right). \quad (6)$$

Здесь x_1, x_2 – доли энергии у непосредственно участвующих в аннигиляции электрона и позитрона относительно их исходных энергий $E_e \equiv \sqrt{s}/2$, $\sigma_0(s x_1 x_2)$ – сечение аннигиляции без излучения начальных частиц при энергии в системе центра масс $\sqrt{s x_1 x_2}$, с учетом поляризации вакуума, $D^{(\gamma)}(s, x)$ – структурная функция распределения по доле энергии электрона x . Во втором порядке теории возмущений в главном логарифмическом приближении (с удержанием членов $(\alpha/\pi)^2 L^3$ и $(\alpha/\pi)^2 L^2$) структурная функция электрона $D^{(\gamma)}(s, x)$ имеет вид [11]:

$$\begin{aligned} D^{(\gamma)}(s, x) &= \frac{1}{2} \beta (1-x)^{\frac{\beta}{2}-1} \left(1 + \frac{3}{8} \beta - \frac{\beta^2}{48} \left(\frac{1}{3} L + \pi^2 - \frac{47}{8}\right)\right) \\ &\quad - \frac{1}{4} \beta (1+x) + \frac{1}{32} \beta^2 \left(4(1+x) \ln \frac{1}{1-x} - \frac{1+3x^2}{1-x} \ln x - 5 - x\right), \quad (7) \\ \beta &= \frac{2\alpha}{\pi} (L-1), \quad L = \ln(s/m_e^2) \end{aligned}$$

Здесь учтены эффекты рождения виртуальных e^+e^- -пар, а также излучение произвольного числа дополнительных низкоэнергичных (мягких) фотонов, как реальных, так и виртуальных; излучение реальных e^+e^- -пар не учитывается. При $x \rightarrow 1$ в $D^{(\gamma)}(s, x)$ имеется интегрируемая расходимость. Согласно оценкам, сделанным в работе [11], неучтенными при расчете полного сечения процесса однофотонной аннигиляции по формулам (6,7) являются члены, имеющие порядок $(\alpha/\pi)^3 L^4 \lesssim 0,1\%$ и, кроме того, входящие с малым коэффициентом $\sim 1/20$, так что формально неучтенными можно считать вклады $\sim (\alpha/\pi)^3 L^3$ (поскольку $L \equiv \ln(s/m_e^2) \approx 15$ при $\sqrt{s} \sim 1$ ГэВ) и выше. Тогда грубой оценкой точности, с которой формулы (6, 7) позволяют рассчитать радиационную поправку к процессу с излучением одного ISR-фотона (рис. 1), служит величина $(\alpha/\pi)^2 L^2 \lesssim 1\%$. Детальной и аккуратной оценки точности такого расчета в нашей работе не проводилось.

Упрощенный и более общепринятый при расчетах радиационных поправок вид выражения для дифференциального сечения может быть получен введением переменной x согласно условию $x_1 x_2 s = (1-x)s$ и однократным интегрированием при фиксированном значении x [11]:

$$\frac{d\sigma(s, x)}{dx} = F^{(\gamma)}(s, x) \cdot \sigma_0(s(1-x)), \quad (8)$$

$$F^{(\gamma)}(s, x) = \beta x^{\beta-1} \left[1 + \frac{\alpha}{\pi} \left(\frac{\pi^2}{3} - \frac{1}{2} \right) + \frac{3}{4}\beta - \frac{\beta^2}{24} \left(\frac{1}{3}L + 2\pi^2 - \frac{37}{4} \right) \right]$$

$$- \beta \left(1 - \frac{1}{2}x \right) + \frac{1}{8}\beta^2 \left[4(2-x) \ln \frac{1}{x} - \frac{(1+3(1-x)^2)}{x} \ln(1-x) - 6 + x \right].$$

При малых значениях x эта величина имеет смысл суммарной относительной энергии системы, уносимой фотонами, для случая же $x \sim 1$, который реализуется в изучаемом процессе (2), такое отождествление величины x с долей энергии, уносимой фотонами, становится неверным в α^2 -порядке. Функция $F^{(\gamma)}(s, x)$, называемая квантово-электродинамическим радиатором, описывает вероятность излучения фотонов с данной относительной энергией x . Как и $D^{(\gamma)}$ -функция, она имеет интегрируемую расходимость при $x \rightarrow 0$.

Для оценки точности формулы (8) был проведен расчет полных сечений процессов $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ и $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в области энергии $0,98 < \sqrt{s} < 1,4$ ГэВ при помощи формул (6,7) и (8). Результаты расчета хорошо согласуются друг с другом с учетом статистической ошибки расчета $\Delta\sigma/\sigma \approx 2 \cdot 10^{-4}$ в случае преобладания событий, в которых доля потерь энергии на излучение начальными частицами мала, $(\Sigma_{\gamma_{ISR}} E_{\gamma_{ISR}})/E_e \ll 1$. Это реализуется, например, при расчете сечения вблизи резонанса $\phi(1020)$. При расчете во внерезонансной области, когда доминируют события с "возвращением" на резонанс с излучением энергичных ISR-фотонов, сечения, рассчитанное с использованием $F^{(\gamma)}$ -функции (8), статистически значимо превышает расчет с использованием $D^{(\gamma)}$ -функций (7) на величину $\approx 0,1\%$.

Расчет сечения изучаемого процесса (2) также проводился двумя способами: с использованием формул с $D^{(\gamma)}$ -функциями (6, 7) и с $F^{(\gamma)}$ -функцией (8). В качестве $\sigma_0(s)$ использовалось выражение для сечения в модели векторной доминантности (4) процесса (3) и параметры по данным таблиц свойств частиц [26]. Расчет проводился методом Монте Карло в 64 точках по энергии в интервале энергии $0,98 < \sqrt{s} < 1,4$ ГэВ. Непосредственно величина сечения процесса (2) определялась как произведение полного сечения на долю событий с ограничением на инвариантную массу рожденной при e^+e^- -аннигиляции $\pi^0\gamma$ -системы:

$$\sigma_{950}^{\pi^0\gamma}(s) = \sigma^{\pi^0\gamma}(s) \cdot \frac{N_{950}}{N_{tot}}. \quad (9)$$

Здесь $\sigma^{\pi^0\gamma}$ – полное сечение процесса (3) с учетом излучения начальных частиц, $\sigma_{950}^{\pi^0\gamma}$ – полное расчетное сечение изучаемого процесса (2), N_{tot} – полное количество событий моделирования в точке по энергии, N_{950} – количество событий, в которых инвариантная масса рожденной при e^+e^- -аннигиляции $\pi^0\gamma$ -системы не превышает 950 МэВ/ c^2 . Ограничение на угол ISR-фотонов не накладывалось. Как и в случае с расчетом полного сечения процессов $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ и $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ во внерезонансных областях, обнаружено статистически значимое превышение результата расчета сечения с использованием $F^{(\gamma)}$ -функции (8) по сравнению с расчетом с использованием формулы с $D^{(\gamma)}$ -функциями (6,7). Оно не меняется с энергией и составляет $(\sigma_{F^{(\gamma)}}^{\pi^0\gamma} - \sigma_{D^{(\gamma)}}^{\pi^0\gamma}) / \sigma_{D^{(\gamma)}}^{\pi^0\gamma} = 0,11 \pm 0,02 \%$ (указана статистическая погрешность расчета).

Для моделирования радиационных поправок в СНД используется генератор на основе формул с $F^{(\gamma)}$ -радиатором (8), при этом предполагается излучение лишь одного фотона одним из начальных электронов. Этому фотону приписывается суммарная энергия, уносимая всеми ISR-фотонами в событии: $E_\gamma \equiv x \cdot E_e$. Спектр ISR-фотонов в событиях геометрического моделирования процесса (3) с учетом радиационных поправок, таким образом, также можно использовать для расчета сечения процесса (2). Проведенное сравнение результатов расчета сечения методом Монте Карло с использованием $F^{(\gamma)}$ -функции (8) и с использованием данных геометрического моделирования СНД не выявило различия в пределах статистической погрешности моделирования $\approx 0,1\%$.

На рис. 2 приведены спектры массы отдачи излученного начальными частицами фотона γ_{ISR} , полученные при геометрическом моделировании, для нескольких значений энергии начальных частиц. Резонансная структура в спектрах обусловлена видом функции (4), описывающей сечение процесса (3) в модели векторной доминантности, пики соответствуют "возвращению" на $\phi(1020)$ и $\omega(782)$ -резонансы. Пик у правой границы спектра соответствует событиям с излучением мягкого ISR-фотона. Более 70 % событий в области $M_{\gamma_{ISR}}^{rec} < 950$ МэВ/ c^2 сконцентрированы в интервале 770 МэВ/ $c^2 < M_{\gamma_{ISR}}^{rec} < 800$ МэВ/ c^2 , вблизи массы ω -мезона. В этих событиях энергия излученного начальными частицами фотона при $E_{beam} \approx 500$ МэВ составляет $E_{\gamma_{ISR}} \approx 200$ МэВ и возрастает с ростом энергии пучков. Фотоны с такой энергией в случае попадания в детектор СНД регистрируются с высокой эффективностью.

Вид спектров масс отдачи ISR-фотонов на рис. 2 объясняет малое различия результатов различных расчетов (9) сечения изучаемого процесса (2). Ограничения на массу отдачи наиболее энергичного ISR-фотона при-

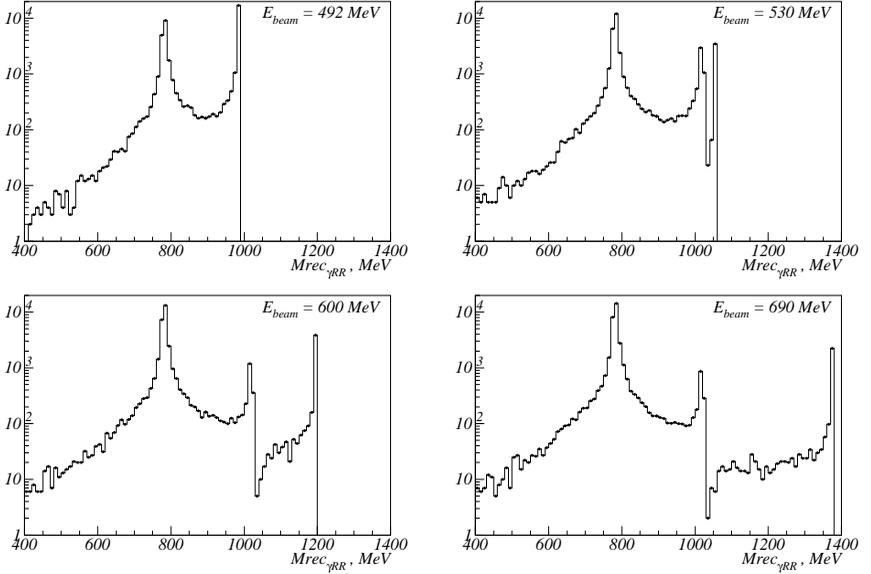


Рис. 2: Спектр массы отдачи фотона, излученного начальной частицей, в реакции $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma\gamma_{ISR}$ (моделирование) для энергии начальных частиц 492, 530, 600 и 690 МэВ.

ходится на область вблизи минимума в спектре $M_{\gamma_{ISR}}^{rec}$, так что площадь под спектральной кривой левее значения 950 МэВ/ c^2 слабо зависит от нюансов вида КЭД-радиаторов (7, 8).

Результаты описанных выше расчетов сечений изучаемого процесса (2) в диапазоне энергии $\sqrt{s} = 0,98 \div 1,38$ ГэВ приведены в таблице 1 и на рис. 3. Данные сечения $\sigma_{950}^{\pi^0\gamma}$, полученные методом Монте Карло, аппроксимированы полиномом третьего порядка для исключения статистических флуктуаций. Величина сечения процесса (2) составляет около 400 пикобарн в районе массы $\phi(1020)$ -мезона и быстро убывает с ростом энергии $E_{beam} \equiv \sqrt{s}/2$, примерно как $\sigma \sim 1/s^2$. Тем не менее, сечение $\sigma_{950}^{\pi^0\gamma}$ сравнимо с доминирующими в данной области энергии сечениями процессов e^+e^- -аннигиляции в адроны с чисто нейтральными конечными состояниями и многоквантовой квантово-электродинамической аннигиляции с излучением фотонов на большой угол. Расчетное количество событий процесса (2) с учетом интегральной светимости используемых в

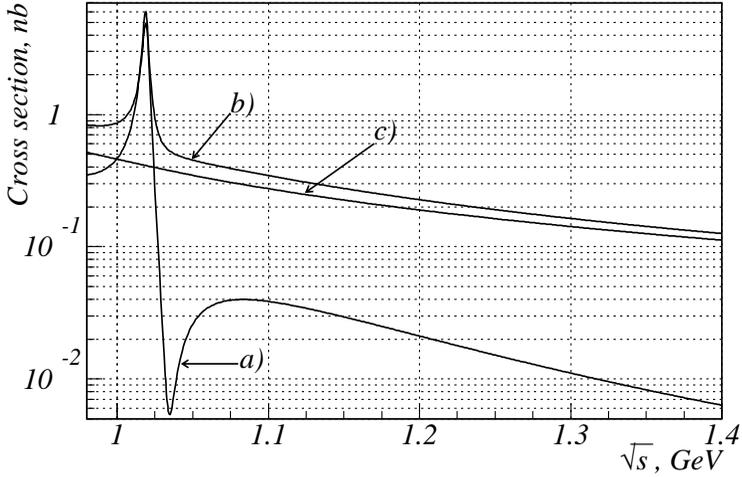


Рис. 3: Расчетные энергетические зависимости сечений: а) сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ (3) (расчет в модели векторной доминантности (4)), б) полное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ (3) (с учетом радиационной поправки [11]), в) сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma\gamma_{ISR}$ с ограничением на массу отдачи излученного начальной частицей фотона $M_{\gamma_{ISR}}^{rec} < 950 \text{ МэВ}/c^2$ (2).

работе экспериментальных данных составляет примерно 5 тысяч.

Для моделирования углового распределения ISR-фотонов использовалось дифференциальное сечение, полученное в первом порядке по (α/π) [9, 8]:

$$\frac{d\sigma(s, x)}{dx d\cos\theta_\gamma} = \frac{2\alpha}{\pi x} \cdot \left(1 - x + \frac{x^2}{2}\right) \cdot \sigma_0(s(1-x)) \cdot P(\theta_\gamma), \quad (10)$$

$$P(\theta_\gamma) = \frac{\sin^2\theta_\gamma - \frac{x^2 \sin^4\theta_\gamma}{2(x^2 - 2x + 2)} - \frac{m^2}{E^2} \frac{(1-2x)\sin^2\theta_\gamma - x^2 \cos^4\theta_\gamma}{x^2 - 2x + 2}}{\left(\sin^2\theta_\gamma + \frac{m^2}{E^2} \cos^2\theta_\gamma\right)^2}.$$

Уже отмечавшейся ранее особенностью этого распределения является пикованность в распределении фотонов γ_{ISR} по полярному углу вдоль направления импульса начальных частиц. На рис. 4 показано распределение по углу фотонов с осью пучков $\theta_{\gamma_{ISR}}$ (полярному углу). Доля событий с углом фотона $\theta_{\gamma_{ISR}} < 18^\circ$, которые не регистрируются в детекторе СНД, составляет для процесса (2) около 75 %, что примерно в 4 раза больше

Таблица 1: Расчетные сечения процессов $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$, $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ в интервале энергии $0,98 \text{ ГэВ} < \sqrt{s} < 1,4 \text{ ГэВ}$: $\sigma_0^{\pi^0\gamma}$ – сечение процесса (3), $\sigma^{\pi^0\gamma}$ – полное сечение процесса (3) (с учетом радиационной поправки [11]), $\sigma_{950}^{\pi^0\gamma}$ – сечение изучаемого процесса (9). Дополнительно указана доля событий процесса (2) с излучением ISR-фотона внутри конуса с углом 18° с осью пучков и на угол больше 27° .

| энергия, ГэВ | $\sigma_0^{\pi^0\gamma}$, нб | $\sigma^{\pi^0\gamma}$, нб | $\sigma_{950}^{\pi^0\gamma}$, нб | доля событий процесса (2) с | |
|-----------------|----------------------------------|--------------------------------|--------------------------------------|--|--|
| | | | | $\theta_{\gamma_{ISR}} < 18^\circ$, % | $\theta_{\gamma_{ISR}} > 27^\circ$, % |
| 0,984 | 0,356 | 0,827 | 0,505 | 74,61 | 19,57 |
| 0,990 | 0,376 | 0,824 | 0,487 | 74,67 | 19,52 |
| 1,000 | 0,465 | 0,866 | 0,459 | 74,75 | 19,44 |
| 1,010 | 0,881 | 1,156 | 0,433 | 74,84 | 19,36 |
| 1,014 | 1,663 | 1,724 | 0,423 | 74,88 | 19,33 |
| 1,016 | 2,812 | 2,552 | 0,419 | 74,89 | 19,32 |
| 1,018 | 5,294 | 4,324 | 0,414 | 74,91 | 19,30 |
| 1,020 | 4,593 | 4,133 | 0,409 | 74,93 | 19,28 |
| 1,022 | 1,447 | 1,960 | 0,404 | 74,95 | 19,27 |
| 1,024 | 0,461 | 1,123 | 0,400 | 74,96 | 19,25 |
| 1,026 | 0,167 | 0,818 | 0,395 | 74,98 | 19,24 |
| 1,030 | 0,024 | 0,609 | 0,387 | 75,01 | 19,21 |
| 1,040 | 0,011 | 0,491 | 0,366 | 75,10 | 19,13 |
| 1,050 | 0,026 | 0,452 | 0,346 | 75,19 | 19,05 |
| 1,060 | 0,034 | 0,425 | 0,330 | 75,27 | 18,97 |
| 1,080 | 0,040 | 0,381 | 0,300 | 75,44 | 18,82 |
| 1,100 | 0,039 | 0,345 | 0,275 | 75,61 | 18,67 |
| 1,150 | 0,029 | 0,276 | 0,225 | 76,02 | 18,31 |
| 1,200 | 0,021 | 0,227 | 0,190 | 76,43 | 17,95 |
| 1,250 | 0,015 | 0,191 | 0,163 | 76,82 | 17,61 |
| 1,300 | 0,011 | 0,164 | 0,142 | 77,21 | 17,29 |
| 1,350 | 0,008 | 0,143 | 0,125 | 77,58 | 16,97 |
| 1,390 | 0,007 | 0,129 | 0,115 | 77,87 | 16,73 |

числа фотонов, излучаемых на угол $\theta_{\gamma_{ISR}} > 27^\circ$, регистрируемых в калориметре СНД и, как правило, используемых в анализе данных (см. табл. 1). Экспериментальное изучение процесса (2) с детектором СНД возможно, таким образом, как на классе четырехфотонных событий, с

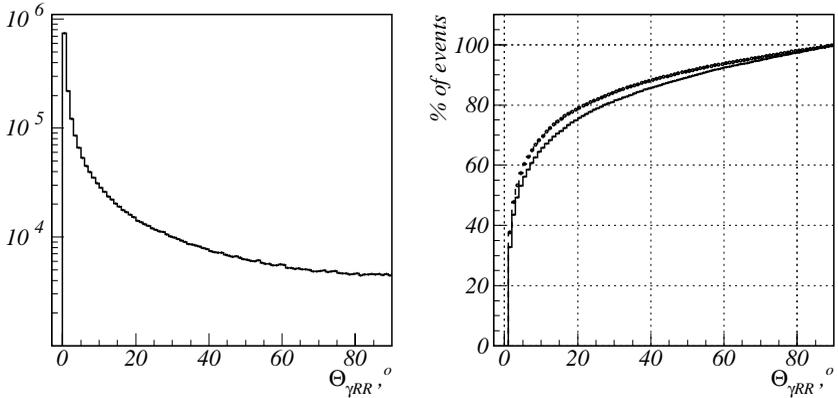


Рис. 4: Дифференциальное (левый рисунок) и интегральное (правый рисунок) распределения по полярному углу фотона, излученного начальной частицей, в реакции $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma\gamma_{ISR}$ (моделирование) с ограничением на массу отдачи излученного начальной частицей фотона $M_{\gamma_{ISR}}^{rec} < 950$ МэВ. Интегральное распределение показано для энергии начальных частиц 492 МэВ (нижняя гистограмма) и 690 МэВ (верхняя гистограмма).

регистрацией фотона γ_{ISR} , так и на классе трехфотонных событий, когда этот фотон имеет малый угол с осью пучков и не регистрируется детектором.

В отличие от большинства экспериментальных работ, использовавших метод радиационного возврата для измерения сечений, в нашей работе анализ проводился на классе событий с тремя зарегистрированными фотонами, без регистрации ISR-фотона γ_{ISR} . Этот класс наряду с большей статистикой событий эффекта в сравнении с четырехфотонным классом отличается более благоприятной фоновой ситуацией, которая будет рассмотрена в главе 4, посвященной отбору событий.

3 Детектор, эксперимент

В работе использовались данные пяти экспериментов, проведенных с детектором СНД [21, 22] на электрон-позитронном коллайдере ВЭПП-2М [23] в 1997 – 1999 годах. Сканирования в диапазоне энергии $2E_0=0,98-1,38$ ГэВ (эксперименты *MHAD*) выполнялись с шагом $\Delta(2E_0)=0,01$ ГэВ, область вблизи резонанса $\phi(1020)$ (эксперименты *PFI*) сканировалась

с шагом $\Delta(2E_0)=0,001$ ГэВ. Полная интегральная светимость экспериментов составила ~ 17 пб $^{-1}$, количество рожденных $\phi(1020)$ -мезонов — 12,7 миллионов. Подробная информация об экспериментах приведена в таблице 2.

Таблица 2: Список экспериментов, выполненных с детектором СНД на коллайдере ВЭПП-2М, данные которых использовались в анализе в этой работе.

| название эксперимента | дата проведения эксперимента | диапазон энергии $2E_0$, ГэВ | количество точек по энергии | интегральная светимость, пб $^{-1}$ |
|-----------------------|------------------------------|-------------------------------|-----------------------------|-------------------------------------|
| MHAD9701 | 12/1996 - 01/1997 | 0,98 - 1,3 | 7 | 0,54 |
| MHAD9702 | 01/1997 - 06/1997 | 0,98 - 1,38 | 32 | 5,5 |
| PHI9801 | 01/1998 - 02/1998 | 0,984 - 1,06 | 16 | 3,8 |
| PHI9802 | 02/1998 - 03/1998 | 0,984 - 1,06 | 16 | 4,0 |
| MHAD9901 | 01/1999 - 04/1999 | 1,02 - 1,36 | 14 | 3,1 |
| итого | 12/1996 - 04/1999 | 0,98 - 1,38 | 48 | 17 |

Детектор СНД представляет собой универсальный немагнитный детектор, основным элементом которого является трёхслойный электромагнитный калориметр, состоящий из 1630 кристаллов NaI(Tl). Телесный угол калориметра — 90 % 4π , энергетическое разрешение для фотонов описывается функцией

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{4.2\%}{\sqrt[4]{E, GeV}}, \quad (11)$$

угловое разрешение составляет 1,5 °, разрешение по инвариантной массе π^0 -мезона — около 8%. Для измерения направлений вылета заряженных частиц в СНД используется система дрейфовых камер. Подробное описание детектора можно найти в [22].

4 Отбор событий

4.1 Аппаратный и предварительный отбор событий

Для изучения процесса (2) без регистрации излученного начальными частицами фотона γ_{ISR} отбирались события без заряженных частиц ($N_{CP}=0$) и с тремя фотонами ($N_\gamma=3$) в конечном состоянии. Дополнительно проводилось вычисление условий аппаратного отбора событий (первичного триггера) [22], использовавшихся в экспериментах СНД, и требовалось их выполнение ($CalcTrig>0$). Поскольку при наборе экспериментальных данных (табл.2) реальные пороги срабатывания аргументов триггера имеют разброс, связанный с различиями каналов, шумами электроники, при обработке данных СНД для вычисления условий срабатывания первичного триггера используются увеличенные пороги срабатывания.

Задачей аппаратного отбора является выделение событий физических процессов и подавление фона, связанного с попаданием в детектор космических частиц и частиц, выбывающих из пучков ускорителя. Аппаратный отбор в экспериментах СНД ориентирован, в основном, на выделение событий с относительно большим энерговыделением в детекторе $E_{tot} \sim \sqrt{s}$, с несколькими частицами, движущимися из места встречи пучков под относительно большим углом к оси пучков $\theta > 10 \div 20^\circ$. Часть событий процесса (2) без регистрации излученного начальными частицами фотона ($\theta_{\gamma_{ISR}} \ll 1$) не удовлетворяла условиям аппаратного отбора в эксперименте, что подтверждается при наложении этих условий на события моделирования. Такие события в ходе эксперимента не записывались. Используемый нами при анализе данных подход с вычислением условий аппаратного отбора с увеличенными порогами срабатывания аргументов триггера и применением этих условий как при обработке экспериментальных событий, так и при обработке событий моделирования позволяет исключить или уменьшить влияние нестабильности срабатывания триггера для событий с "пограничной" в смысле условий отбора триггера кинематикой. Кроме того, использование одинаковых условий при обработке событий эксперимента и моделирования расширяет возможности использования результатов моделирования при анализе экспериментальных данных.

Наконец, для уменьшения количества фоновых событий при предварительном отборе накладывались ограничения на минимальную энергию $E_{\gamma_{min}}$ и полярные углы θ_γ частиц в событии. В рассматривавшихся событиях экспериментов РНІ9801 и РНІ9802, кроме того, были ограничены

суммарное энерговыделение частиц в калориметре E_{tot} и измеренный полный импульс в событии P_{tot} , нормированные на энергию в системе центра масс. Ниже полностью приведены условия предварительного отбора для экспериментов *MHAD*

$$N_{CP} = 0, \quad N_\gamma = 3, \quad CalcTrig > 0, \quad E_{\gamma_{min}} > 0,05\sqrt{s}, \quad 27^\circ < \theta_\gamma < 153^\circ \quad (12)$$

и *PHI*:

$$(12), \quad E_{tot} > 0,65\sqrt{s}, \quad P_{tot} < 0,3\sqrt{s}/c \quad (13)$$

Условиям предварительного отбора (12), (13) удовлетворяет ≈ 170 тысяч событий.

4.2 Основной отбор событий, фоновые процессы, моделирование

Дальнейший отбор событий основан на сравнении распределений экспериментальных событий и событий моделирования искомого (2) и фоновых процессов. В качестве основных фоновых процессов рассматривались

$$e^+e^- \rightarrow 3\gamma, 4\gamma \quad (QED), \quad (14)$$

$$e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma \quad (15)$$

и

$$e^+e^- \rightarrow \eta\gamma. \quad (16)$$

Процесс $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$, имеющий большое сечение $\sigma \sim 1 \text{ мкб}^{-1}$ при $\sqrt{s} \approx m_{\phi(1020)} \cdot c^2$, согласно моделирования, не дает заметного вклада при используемых условиях отбора, и поэтому не рассматривался при анализе фона. Вкладом при окончательных условиях отбора событий процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ (3) без излучения начальных частиц также можно пренебречь. Вместе с тем, другие, кроме (14, 15, 16) процессы с нейтральными частицами в конечном состоянии, в частности, процессы двухфотонного рождения легких псевдоскалярных и скалярных мезонов с их последующими распадами на нейтральные моды, могут имитировать кинематику изучаемого процесса (2). Специальное рассмотрение таких процессов

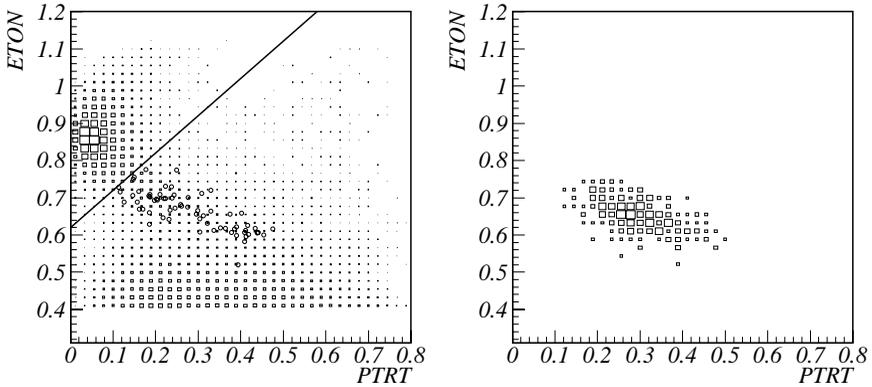


Рис. 5: Энерговыделение в калориметре ($ETON$) в зависимости от полного импульса в событии ($PTRT$). Оба параметра нормированы на энергию в системе центра масс пучков. Вох-гистограммы показывают распределение событий экспериментов MHAD после предварительного отбора (левый рисунок) и при окончательных условиях отбора (правый рисунок), кружки – моделирование процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma\gamma_{ISR}$ в диапазоне $0,98 < \sqrt{s} < 1,38$ ГэВ при ограничении на массу отдачи излученной начальной частицей фотона $M_{\gamma_{ISR}}^{rec} < 950$ МэВ/ c^2 . Линией показано ограничение на параметр $EMP = ETON - PTRT$, использовавшиеся при отборе событий.

в качестве фоновых в данной работе не проводилось, а их возможный вклад в экспериментальную статистику в конечных условиях отбора учитывался при вычитании фона, описанном в разделе (4.4).

Регистрация трех фотонов в событиях рассматриваемых фоновых процессов (14, 15, 16) с большим числом фотонов в конечном состоянии возможна, если один или несколько фотонов в событии, в основном, движущихся под малым углом к оси пучков, не были зарегистрированы из-за ограниченного телесного угла детектора, если низкоэнергичный фотон попал в область неэффективности калориметра (например, "неработающий" кристалл), из-за слияния кластеров в калориметре, других факторов, приводящих к неэффективности регистрации. С другой стороны, в силу высокой загрузки детектора ливнями от частиц, выбывающих из пучка, возможно появление в калориметре дополнительных кластеров, реконструируемых как дополнительные фотоны в событии. Для изучения этого эффекта во время эксперимента проводилась запись событий

при запуске от внешнего генератора. Поскольку частота "фоновых" срабатываний калориметра оказалась значительной, была разработана схема учета этого эффекта при обработке событий моделирования. Для этой информация о каналах детектора, сработавших в экспериментальных событиях с генераторным запуском, случайным образом добавлялась к событиям моделирования при их реконструкции. В результате при реконструкции событий изучаемого процесса (2) в $2 \div 3\%$ случаев для экспериментов *MHAD* и примерно в 5% случаев для экспериментов *PNI* были найдены фотоны, удовлетворяющим ограничениям на E_γ и θ_γ из условий предварительного отбора (12). Описанная процедура добавления фоновых срабатываний калориметра при реконструкции использовалась в данном анализе также и при обработке событий моделирования рассматривавшихся фоновых процессов (14, 15, 16).

Моделирование всех рассматриваемых в анализе процессов проводилось с учетом радиационных поправок, связанных с излучением начальных частиц. При моделировании поправок использованы энергетические и угловые спектры, полученные в работах [11] и [9] соответственно, точность используемых формул порядка 1% . Для моделирования изучаемого процесса (2) использовался генератор процесса (3) и накладывалось ограничение на энергию излученного начальными частицами фотона, зависящее от энергии пучков:

$$E_{\gamma_{ISR}}(s) > \frac{\sqrt{s}}{2} \cdot \left(1 - \frac{(M_{\gamma_{ISR}}^{rec})^2}{s}\right), \quad (M_{\gamma_{ISR}}^{rec})_{max} = 950 \text{ МэВ}/c^2. \quad (17)$$

Ограничения на угол фотонов не накладывались. Использованная статистика моделирования превышает статистику эксперимента в 10 раз для изучаемого процесса (2) и в $3 \div 8$ раз для рассматриваемых фоновых процессов (14, 15, 16).

Эффективным параметром выделения событий изучаемого процесса является энерговыделение в калориметре E_{tot} . Для большинства прошедших предварительный отбор событий фоновых процессов энерговыделение близко к энергии в системе центра масс сталкивающихся частиц, а полный импульс P_{tot} – к нулю. В событиях же процесса (2) доля энергии, уносимой фотоном γ_{ISR} , составляет $20 \div 40\%$. Зависимость нормированного энерговыделения в калориметре $ETON \equiv E_{tot}/\sqrt{s}$ от измеренного полного импульса в событии $PTRT \equiv c \cdot P_{tot}/\sqrt{s}$ показана на рис. 5. Основная часть экспериментальных событий, показанных квадратами,

сосредоточена либо в области, соответствующей полному энерговыделению в калориметре ($ETON \approx 1$, $PTRT \approx 0$), либо в области с малым энерговыделением при $ETON \leq 0,5$. Сигнал эффекта, показанный кружочками, находится в области с низким уровнем фона и хорошо выделяется условием на величину $EMP \equiv ETON - PTRT$:

$$EMP \equiv E_{tot}/\sqrt{s} - c \cdot P_{tot}/\sqrt{s} < 0,62. \quad (18)$$

Использование отбора по параметру EMP связано с тем, что, как было показано в работе [24], экспериментальное распределение по этому параметру существенно лучше воспроизводится при моделировании отклика детектора, чем распределения по отдельным параметрам $ETON$ и $PTRT$. Распределение по EMP в окончательных условиях отбора без наложения ограничения (18) на рис. 6 иллюстрирует хорошее согласие между экспериментом и моделированием.

Для дальнейшего выделения событий эффекта использовалась особенность углового распределения импульса системы трех фотонов $\theta_{3\gamma}$. В силу кинематики процесса (2) спектр по параметру $\theta_{3\gamma}$ совпадает с угловым спектром фотона γ_{ISR} (рис. 4). Поскольку нейтральные частицы в СНД реконструируются при угле $\theta_\gamma > 18^\circ$, в событиях эффекта без регистрации фотона γ_{ISR} полярный угол импульса системы трех фотонов, с точностью до разрешения детектора, должен быть меньше 18° .

Угловое разрешение калориметра изучалось на событиях моделирования процесса (2). На рис. 8 показаны зависимость измеренного полярного угла $\theta_{3\gamma}$ в зависимости от полярного угла излученного начальной частицей фотона $\theta_{\gamma_{ISR}}$ и разность этих величин. Статистическая ошибка в измерении угла составляет несколько градусов. Кроме того, из-за быстро меняющегося при малых θ фазового объема наблюдается систематический сдвиг при измерении $\theta_{3\gamma}$, достигающий 6° при $\theta_{\gamma_{ISR}}=0$. С учетом обнаруженного поведения на измеренный угол было наложено ограничение

$$\theta_{3\gamma} < 20^\circ. \quad (19)$$

Итоговое распределение по $\theta_{3\gamma}$ показано на рис. 7.

Несмотря на использование при предварительном отборе ограничений на минимальную энергию $E_{\gamma_{min}}$ и полярные углы θ_γ частиц в событии (12), (13) доля фоновых событий с мягкими фотонами среди экспериментальных событий остается высокой. Для ее уменьшения было наложено дополнительное ограничение на кинематику наименее энергичного фотона в событии:

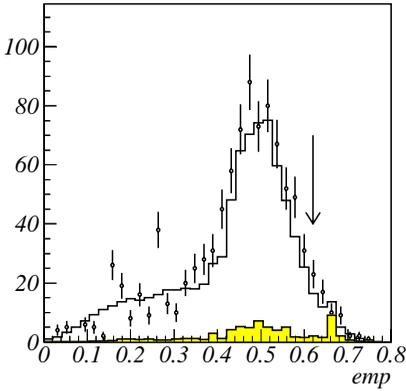


Рис. 6: Распределение по параметру $EMP = ETON - PTRT$ – разности энергосвечения в калориметре и полного импульса в событии, нормированных на полную энергию начальных частиц в системе центра масс пучков. Точки с ошибками – экспериментальные данные (полная статистика), заштрихованная гистограмма – суммарный вклад рассматриваемых фоновых процессов (моделирование), открытая гистограмма – суммарный вклад моделирования искомого процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma\gamma_{ISR}$ и рассматриваемых фоновых процессов. Стрелкой показано ограничение, использовавшееся при отборе событий.

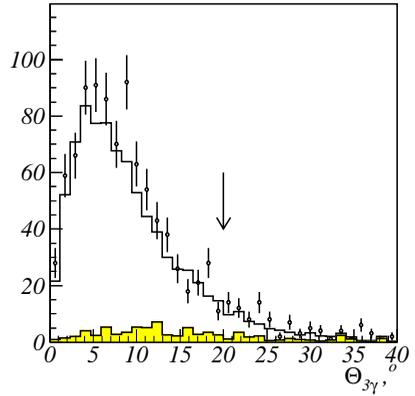


Рис. 7: Распределение по измеренному полярному углу полного импульса в событии. Точки с ошибками – экспериментальные данные (полная статистика), заштрихованная гистограмма – суммарный вклад рассматриваемых фоновых процессов (моделирование), открытая гистограмма – суммарный вклад моделирования искомого процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma\gamma_{ISR}$ и рассматриваемых фоновых процессов. Стрелкой показано ограничение, использовавшееся при отборе событий.

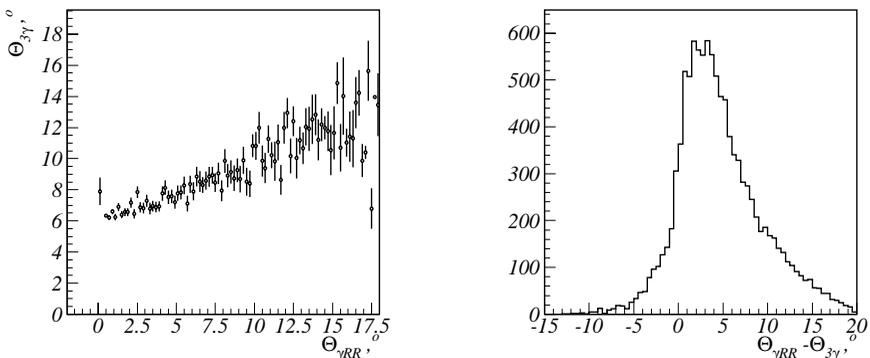


Рис. 8: Измеренный полярный угол полного импульса в событии ($\Theta_{3\gamma}$) в зависимости от полярного угла излученного начальной частицей фотона ($\Theta_{\gamma RR} \equiv \Theta_{\gamma ISR}$, левый рисунок), разность этих величин (правый рисунок) для событий моделирования процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma\gamma_{ISR}$, удовлетворяющих предварительным условиям отбора.

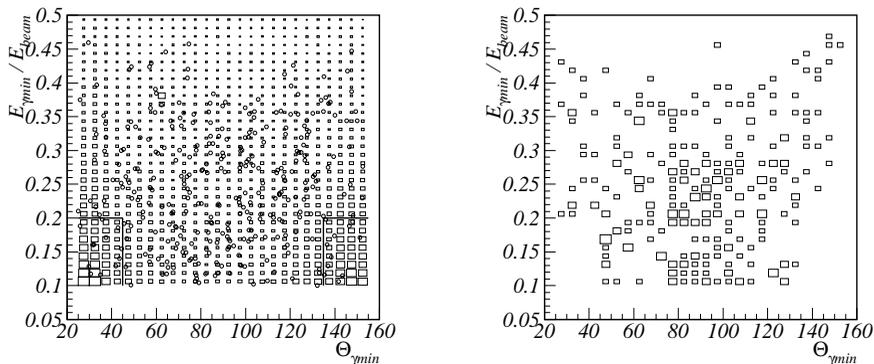


Рис. 9: Измеренная энергия наименее энергичного фотона в событии, нормированная на энергию начальной частицы, в зависимости от полярного угла фотона. Вох-гистограммы показывают распределение экспериментальных событий после предварительного отбора (левый рисунок) и при окончательных условиях отбора (правый рисунок), кружки – моделирование процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma\gamma_{ISR}$ в диапазоне $0,98 < \sqrt{s} < 1,38$ ГэВ при ограничении на массу отдачи излученного начальной частицей фотона $M_{\gamma_{ISR}}^{rec} < 950$ МэВ/ c^2 . Графически показаны ограничения, использовавшиеся при отборе событий.

$$E_{\gamma_{min}} > 0,1\sqrt{s} \quad \text{если } \theta_{\gamma} < 45^{\circ} \quad \text{или } \theta_{\gamma} > 135^{\circ}. \quad (20)$$

Условие (20) эффективно подавляет вклад событий процессов квантовой электродинамики (14) и событий с наложениями (см. разд. 4.1). Эффективность отбора проиллюстрирована графически на рис. 9.

Для идентификации фотонов в калориметре в анализе СНД используется параметр ζ [25], характеризующий поперечное распределение энерговыделения в электромагнитном ливне. Ограничение

$$\zeta_{max} < 0 \quad (21)$$

соответствует ливням от одиночных фотонов, вылетевших из места встречи пучков, и позволяет значительно подавить вклад событий со слившимися и неправильно идентифицированными фотонами, а также событий с ядерным взаимодействием. Для подавления фона связанного с космическими частицами, использовался параметр *COSM*, идентифицирующий космические треки в калориметре на основе анализа топологии сработавших в событии кристаллов. Отбирались события, в которых космические треки не были найдены:

$$COSM = 0 \quad (22)$$

К оставшимся после применения всех предыдущих условий трем тысячам событий была применена процедура кинематической реконструкции. Проверялась совместимость кинематики экспериментального события с гипотезой его принадлежности к процессу (2) с излучением фотона γ_{ISR} вдоль оси пучков ($\theta_{\gamma_{ISR}}=0$) и распадом π^0 -мезона на два фотона. Поиск пары фотонов-кандидатов для объединения при реконструкции в π^0 -мезон осуществлялся в интервале $100 \text{ МэВ}/c^2 < m_{\gamma_i\gamma_j} < 170 \text{ МэВ}/c^2$, $i, j=1,2,3$, ограничение на инвариантную массу $\pi^0\gamma$ -системы при реконструкции не накладывалось. В использовавшейся гипотезе и при указанном ограничении на $m_{\gamma_i\gamma_j}$ реконструкция оказалась возможна примерно для половины оставшихся экспериментальных событий. Распределение по функции $\chi^2_{\pi^0\gamma}$, вычислявшейся при реконструкции, показано на рис. 11. В окончательных условиях отбора использовалось ограничение

$$\chi^2_{\pi^0\gamma} < 15. \quad (23)$$

Ниже еще раз перечислены все условия основного отбора событий (18, 19, 20, 21, 22, 23):

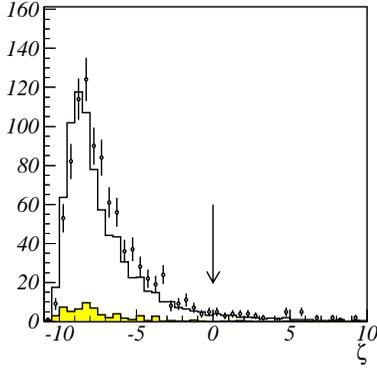


Рис. 10: Распределение по параметру ζ [25], характеризующему поперечное распределение энерговыделения в электромагнитных ливнях в калориметре. Точки с ошибками – экспериментальные данные (полная статистика), заштрихованная гистограмма – суммарный вклад рассматриваемых фоновых процессов (моделирование), открытая гистограмма – суммарный вклад моделирования искомого процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma\gamma_{ISR}$ и рассматриваемых фоновых процессов. Стрелкой показано ограничение, использовавшиеся при отборе событий.

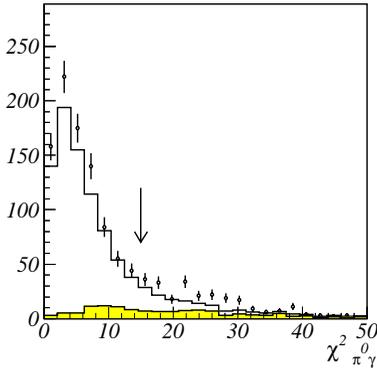


Рис. 11: Распределение по значениям функции $\chi^2_{\pi^0\gamma}$ кинематической реконструкции в предположении процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma\gamma_{ISR}$ с излучением начальной частицей фотона вдоль оси пучков. Точки с ошибками – экспериментальные данные (полная статистика), заштрихованная гистограмма – суммарный вклад рассматриваемых фоновых процессов (моделирование), открытая гистограмма – суммарный вклад моделирования искомого процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma\gamma_{ISR}$ и рассматриваемых фоновых процессов. Стрелкой показано ограничение, использовавшиеся при отборе событий.

$$EMP < 0,62, \quad \theta_{3\gamma} < 20^\circ, \quad E_{\gamma_{min}} > 0,1\sqrt{s} \quad \text{если } \theta_\gamma < 45^\circ \quad (24)$$

или $\theta_\gamma > 135^\circ, \quad \zeta_{max} < 0, \quad COSM = 0, \quad \chi_{\pi^0\gamma}^2 < 15.$

Условиям предварительного (12), (13) и основного (24) отборов удовлетворяет 899 экспериментальных событий. Ожидаемое с учетом расчетного сечения $\sigma_{950}^{\pi^0\gamma}$ (9) и интегральной светимости (табл. 2) количество событий изучаемого процесса (2) составляет 761, расчетный вклад основных фоновых процессов (14, 15, 16) оценивается в 85 событий. Наблюдаемое число событий должно быть скорректировано с учетом отбраковки событий в третичном триггере СНД.

4.3 Учет отбраковки событий в третичном триггере

В ходе эксперимента СНД к событиям, удовлетворяющим условиям аппаратного отбора, применялся программный отбор (третичный триггер). При этом отборе к определенным событиям, обладающим признаками принадлежности к событиям нефизического фона, применялась процедура отбраковки. Процедура заключается в сохранении и записи каждого k_{BRAK} -того события, прошедшего аппаратный отбор первичного триггера, и отбрасывании остальных. Константа k_{BRAK} называется коэффициентом отбраковки. Сохраняемым событиям присваивается определенный код брака $code_{BRAK} > 0$, характеризующий признаки, в соответствии с которыми эти события были отбракованы.

Из 899 экспериментальных событий, удовлетворяющих условиям (12), (13), (24), 36 событий имеют код брака $code_{BRAK} = cosm_{trig}$, указывающий на признаки присутствия в событии космического трека. С учетом коэффициента отбраковки для таких событий $k_{BRAK}=4$ эффективное количество экспериментальных событий увеличивается на 11%. При этом распределение по энергии в системе центра масс начальных частиц событий с $code_{BRAK} = cosm_{trig}$, более 70% которых находится при $\sqrt{s} > 1,2$ ГэВ, существенно отличается от распределения событий с $code_{BRAK}=0$, которых в области $\sqrt{s} > 1,2$ ГэВ лишь 12%. Увеличение доли отбракованных событий с ростом энергии пучков обусловлено критерием, использовавшимся при отбраковке по признаку космического трека. Комбинация кластеров, схожая с откликом калориметра на космический трек, не проходящий через трековую систему, может быть создана, например, тремя компланарными фотонами с импульсами, направленными в сторону одной из начальных частиц. Вероятность такой геометрии

трехфотонного события возрастает с увеличением доли незарегистрированной энергии.

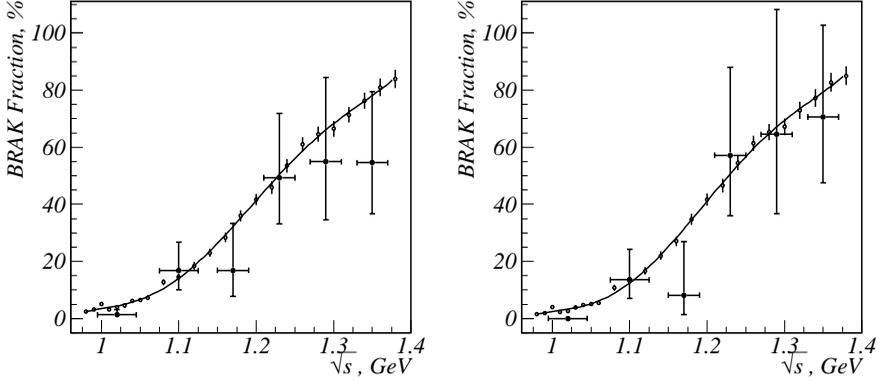


Рис. 12: Доля событий, отбракованных третичным триггером, для моделирования искомого процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma\gamma_{ISR}$ (2) (полые кружки, аппроксимирующая кривая) и в эксперименте (сплошные кружки). Данные слева получены при условиях предварительного (12), (13) и основного (24) отборов, справа – при дополнительном ограничении на инвариантную массу трех фотонов $700 \text{ МэВ} < M_{3\gamma} < 880 \text{ МэВ}/c^2$, использовавшемся при определении сечения.

Исключение из анализа событий с $code_{BRAK} = cosm_{trig}$ в несколько раз уменьшает эффективную экспериментальную статистику при максимальной энергии пучков $\sqrt{s} \sim 1,4 \text{ ГэВ}$ и увеличивает статистическую ошибку. Для изучения возможности использования таких событий при обработке данных была проверена воспроизводимость результатов процедуры отбраковки при обработке событий моделирования процесса (2). Зависимость доли отбраковываемых событий от энергии в системе центра масс начальных частиц для разных условий отбора показана на рис. 12. Результаты для моделирования и эксперимента находятся в статистическом согласии и указывают на обоснованность использования в дальнейшем анализе событий с $code_{BRAK} = cosm_{trig}$. С учетом коэффициента отбраковки $k_{BRAK}=4$ эффективное количество экспериментальных событий при условиях (12), (13), (24) составляет 1007 событий, что на 19% превышает сумму расчетных вкладов изучаемого процесса (2) и фона от процессов (14, 15, 16), полученного по моделированию.

4.4 Анализ спектра инвариантной массы трех фотонов, вычитание фона

Для изучения вклада фона в отобранные условиями (12), (13), (24) события проводился анализ спектра инвариантной массы трех зарегистрированных фотонов $M_{3\gamma}$, до сих пор явно не рассматривавшейся при отборе и кинематической реконструкции событий. Расчетный спектр для изучаемого процесса (2) определяется энергетической зависимостью сечения (4) реакции (3) и обсуждался в разд.2. Большинство событий в спектре на рис.2 сосредоточено в пике шириной ≈ 10 МэВ/ c^2 в районе массы ω -мезона. Конечное разрешение детектора приводит к существенному увеличению ширины пика. В спектрах экспериментальных событий и событий моделирования искомого процесса (2) (рис. 13) ширина пика в районе массы ω -мезона составляет $\sigma_{M_{3\gamma}} \approx 30$ МэВ/ c^2 и слабо зависит от энергии в системе центра масс пучков. В спектре моделирования для фоновых событий наблюдается широкое распределение с небольшим превышением при $M_{3\gamma} \approx 800$ МэВ/ c^2 , обусловленное вкладом процесса (15).

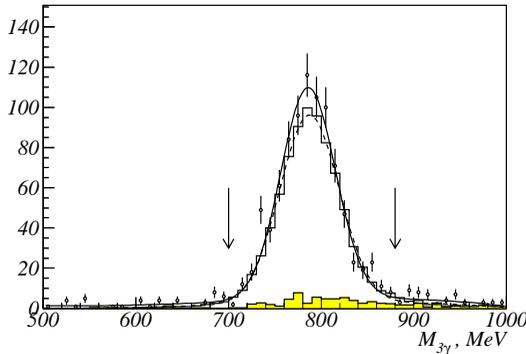


Рис. 13: Распределение по инвариантной массе трех фотонов после кинематической реконструкции в предположении процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma\gamma_{ISR}$ с излучением начальной частицей фотона вдоль оси пучков. Точки с ошибками — экспериментальные данные (полная статистика), заштрихованная гистограмма — суммарный вклад рассматриваемых фоновых процессов (моделирование), открытая гистограмма — суммарный вклад моделирования искомого процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma\gamma_{ISR}$ и рассматриваемых фоновых процессов. Сплошной и пунктирной линиями показаны результаты аппроксимации спектров эксперимента и моделирования соответственно суммой распределений Гаусса и полинома третьей степени. Стрелкой показано ограничение, использовавшееся при отборе событий.

Расчитанное на основе моделирования количество событий по-разному соотносится с зарегистрированным в эксперименте для разных областей спектра инвариантных масс трех фотонов. В области $700 \text{ МэВ}/c^2 < M_{3\gamma} < 880 \text{ МэВ}/c^2$, где преобладают события изучаемого процесса (2), различие составляет $\sim 10\%$, тогда как вне этого диапазона инвариантных масс оно достигает 2-3 раз. Это расхождение связано с существованием неучтенных источников фона, а также с большой возможной систематической ошибкой при моделировании вклада рассматриваемых фоновых процессов (14, 15, 16) при эффективности их регистрации $\varepsilon \sim 10^{-4}$, соответствующей условиям (12), (13), (24). Поправка для расчетного количества фоновых событий была получена из экспериментальных данных за счет различия в форме спектров $M_{3\gamma}$ для событий эффекта и фона.

Процедура определения поправки состояла в аппроксимации экспериментального распределения $M_{3\gamma}$ в области $500 \text{ МэВ}/c^2 < M_{3\gamma} < 1000 \text{ МэВ}/c^2$ линейной комбинацией распределений эффекта и фона, полученных в моделировании. Применялось два способа описания распределений моделирования. В первом случае использовались непосредственно гистограммы моделирования изучаемого процесса и фона

$$H_{MC} = \alpha \cdot H_{MC}^{\pi^0\gamma} + \beta \cdot H_{MC}^{bkg}, \quad (25)$$

а сравнение их линейной комбинации H_{MC} с экспериментальной гистограммой проводилось при помощи критерия Колмогорова. Во втором случае каждое из распределений $H_{MC}^{\pi^0\gamma}$, H_{MC}^{bkg} предварительно аппроксимировалось суммой полинома и нормального распределения $f_{MC}^{\pi^0\gamma}$, f_{MC}^{bkg} , а затем экспериментальный спектр аппроксимировался линейной комбинацией полученных функций:

$$f_{MC} = \alpha \cdot f_{MC}^{\pi^0\gamma} + \beta \cdot f_{MC}^{bkg}. \quad (26)$$

Первый подход (25) обладает более высокой чувствительностью к форме спектров, второй (26) — позволяет "сгладить" статистические флуктуации в расчетных спектрах с малым числом событий.

Поправки к расчетному количеству фоновых событий определялась на классе событий, удовлетворяющих условиям предварительного (12), (13) и основного (24) отборов. Дополнительно, для изучения поведения поправки в зависимости от энергии в системе центра масс сталкивающихся частиц по отдельности анализировались экспериментальная статистика для областей энергии $\sqrt{s} \leq 1,06 \text{ ГэВ}$ и $\sqrt{s} > 1,06 \text{ ГэВ}$. Из-за низкой

доли фоновых событий в экспериментальной выборке (12), (13), (24) величина искомой поправки имеет большую ошибку при низком уровне достоверности результатов аппроксимации. Для уточнения результатов и их проверки процедура аппроксимации (25, 26) была также применена к классу событий, удовлетворяющих более мягкому ограничению на значение функции $\chi_{\pi^0\gamma}^2$ кинематической реконструкции

$$15 < \chi_{\pi^0\gamma}^2 < 40 \quad (27)$$

вместо $\chi_{\pi^0\gamma}^2 < 15$ (23). Для каждого класса событий проводилось две аппроксимации: с двумя свободными параметрами α , β и с одним свободным параметром β при $\alpha \equiv 1$.

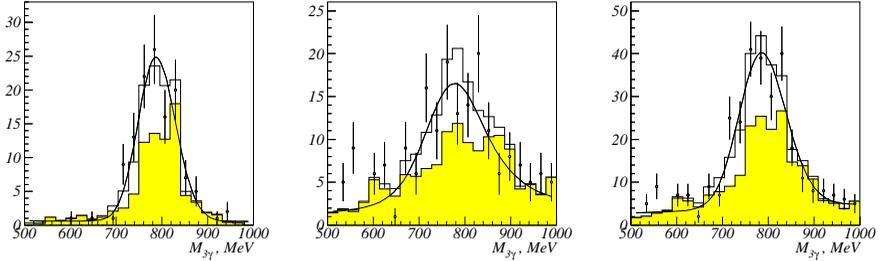


Рис. 14: Распределения по инвариантной массе трех фотонов $M_{3\gamma}$ для событий с $15 < \chi_{\pi^0\gamma}^2 < 40$ (27), удовлетворяющих условиям предварительного (12), (13) и основного (24) отборов. Слева – для области энергии $\sqrt{s} < 1,06$ ГэВ, в центре – $\sqrt{s} > 1,06$ ГэВ, справа – для всей экспериментальной статистики. Точки с ошибками – экспериментальные данные, заштрихованная гистограмма – суммарный вклад рассматриваемых фоновых процессов (14, 15, 16) (моделирование), открытая гистограмма – суммарный вклад моделирования искомого процесса (9) и фоновых процессов. Приведенный вклад фоновых процессов и кривая получены из аппроксимации экспериментальных спектров функцией (26) и гистограммой (25) при фиксированном вкладе эффекта $\alpha \equiv 1$.

Результаты аппроксимации спектров инвариантных масс трех фотонов $M_{3\gamma}$ для обоих рассматриваемых классов событий приведены в табл. 3, для событий, удовлетворяющих условию (27), — дополнительно на рис.14. Во всех экспериментальных выборках расчетное количество событий изучаемого процесса статистически согласуется с наблюдаемым в эксперименте. Значение параметра β во всех случаях с точностью до

Таблица 3: Результаты аппроксимации экспериментальных спектров инвариантной массы трех фотонов $M_{3\gamma}$ функцией F_{MC} (26) и гистограммой (25) для нескольких классов событий. События всех классов удовлетворяют общим условиям отбора предварительного (12), (13) и основного (24) отборов без наложения условия на $\chi_{\pi^0\gamma}^2$ кинематической реконструкции (23).

| условия отбора | интервал энергии, \sqrt{s} , ГэВ | вид аппроксимации | результат аппроксимации | | достоверность аппроксимации |
|-----------------------------|------------------------------------|-------------------|-------------------------|-------------|-----------------------------|
| | | | α | β | |
| $\chi_{\pi^0\gamma}^2 < 15$ | 0,98÷1,38 | F_{MC} | 0,995±0,053 | 2,73±0,46 | $\chi^2/\text{ndf} = 2,3$ |
| | | F_{MC} | $\equiv 1$ | 2,70±0,35 | $\chi^2/\text{ndf} = 2,2$ |
| | | H_{MC} | 1,01 | 2,79 | p = 84,5 % |
| | | H_{MC} | $\equiv 1$ | 2,82 | p = 82,8 % |
| | 0,98÷1,06 | F_{MC} | 1,10±0,09 | 0,96±0,99 | $\chi^2/\text{ndf} = 2,7$ |
| | | F_{MC} | $\equiv 1$ | 1,91±0,54 | $\chi^2/\text{ndf} = 2,6$ |
| | | H_{MC} | 0,99 | 2,64 | p = 10,7 % |
| | | H_{MC} | $\equiv 1$ | 2,58 | p = 9,8 % |
| | 1,06÷1,38 | F_{MC} | 0,943±0,069 | 2,93±0,47 | $\chi^2/\text{ndf} = 2,2$ |
| | | F_{MC} | $\equiv 1$ | 2,78±0,43 | $\chi^2/\text{ndf} = 2,1$ |
| | | H_{MC} | 1,00 | 3,16 | p = 80,4 % |
| | 15 < $\chi_{\pi^0\gamma}^2 < 40$ | 0,98÷1,38 | F_{MC} | 0,944±0,278 | 2,25±0,29 |
| F_{MC} | | | $\equiv 1$ | 2,21±0,18 | $\chi^2/\text{ndf} = 1,22$ |
| H_{MC} | | | 0,95 | 2,30 | p = 99,3 % |
| H_{MC} | | | $\equiv 1$ | 2,25 | p = 99,6 % |
| 0,98÷1,06 | | F_{MC} | 1,048±0,559 | 2,41±0,71 | $\chi^2/\text{ndf} = 0,76$ |
| | | F_{MC} | $\equiv 1$ | 2,47±0,34 | $\chi^2/\text{ndf} = 0,70$ |
| | | H_{MC} | 0,99 | 2,29 | p = 98,0 % |
| | | H_{MC} | $\equiv 1$ | 2,27 | p = 97,7 % |
| 1,06÷1,38 | | F_{MC} | 0,794±0,343 | 2,06±0,34 | $\chi^2/\text{ndf} = 1,79$ |
| | | F_{MC} | $\equiv 1$ | 1,90±0,22 | $\chi^2/\text{ndf} = 1,72$ |
| | | H_{MC} | 1,07 | 2,20 | p = 91,0 % |
| | | H_{MC} | $\equiv 1$ | 2,27 | p = 93,3 % |

статистической ошибки результатов аппроксимации находится в интервале: $\beta = 1,95\div 2,46$, зависимости от энергии не обнаружено. Относительно низкая достоверность аппроксимации класса событий с $\chi_{\pi^0\gamma}^2 < 15$ (23) обусловлена малой статистикой и неадекватностью описания обла-

сти спектра $M_{3\gamma}$ вне пика линейной функцией, использовавшейся в (26). Использование полиномов более высокой степени, однако, не приводит к количественному изменению величины β .

С учетом полученных результатов поправочный коэффициент для расчетного количества фоновых событий был выбран не зависящим от энергии и равным $\bar{\beta}=2,3\pm 0,6$. Для уменьшения систематической ошибки, связанной с вычитанием фона, в окончательных условиях отбора при определении сечения дополнительно к условиям (12), (13), (24) накладывалось ограничение на инвариантную массу трех фотонов

$$700\text{МэВ}/c^2 < M_{3\gamma} < 880\text{МэВ}/c^2, \quad (28)$$

соответствующее области в спектре с преобладанием событий эффекта (рис. 13). При таких условиях указанная неопределенность коэффициента $\bar{\beta}$ соответствует систематической ошибке в величине измеряемого сечения 4,7%. Распределения по параметрам фотонов, объединенных при кинематической реконструкции в π^0 -мезон, демонстрируют хорошее качественное и количественное согласие экспериментальных спектров с расчетными, полученными с учетом $\bar{\beta}$ (рис. 15).

4.5 Эффективность регистрации

Эффективность регистрации для изучаемого (2) и фоновых (14, 15, 16) процессов определялась по моделированию методом Монте-Карло отдельно для каждого из экспериментов (табл. 2). Отличие в относительной величине эффективности регистрации для разных экспериментов МНАД или РНД не превышает 5% и связано с различиями использовавшихся условий аппаратного отбора событий в разных экспериментальных заходах.

Зависимость эффективности регистрации событий искомого процесса (2) от энергии в системе центра масс для экспериментов МНАД9702 и РНД9801 в окончательных условиях отбора (12), (13), (24, 28) показана на рис. 16. Эффективность в эксперименте МНАД9702 достигает максимума $\varepsilon \approx 20\%$ при $\sqrt{s} \approx 1,05\text{ГэВ}$, уменьшаясь до 17% и 13% к нижней и верхней границам рассматриваемого энергетического диапазона $\sqrt{s}=0,98\div 1,38\text{ГэВ}$ соответственно. Падение эффективности в области низкой энергии обусловлено использованием ограничения на полное энергосодержание в событии (18), плавное уменьшение при повышении энергии вызвано ростом импульса $\pi^0\gamma$ -системы, направленного вдоль

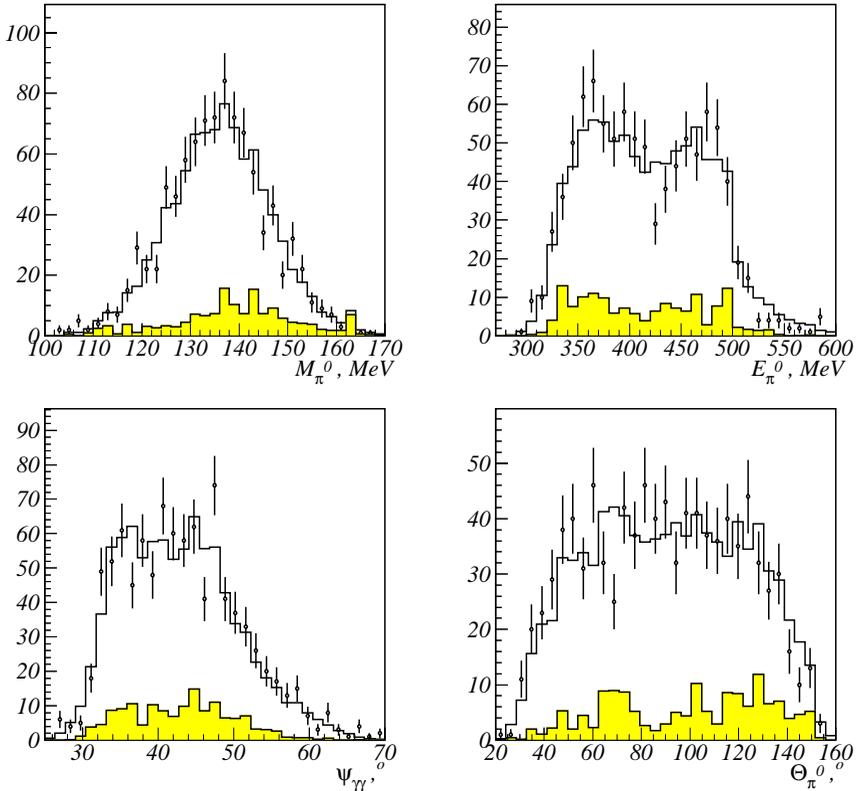


Рис. 15: Распределения по инвариантной массе двух фотонов, наиболее близкой к массе π^0 -мезона (M_{π^0}), энергии (E_{π^0}), полярному углу (Θ_{π^0}) и пространственному углу ($\Psi_{\gamma\gamma}$) между фотонами этой пары. Точки с ошибками – экспериментальные данные (полная статистика), заштрихованная гистограмма – суммарный вклад рассматриваемых фоновых процессов (моделирование), открытая гистограмма – суммарный вклад моделирования искомого процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma\gamma_{ISR}$ и рассматриваемых фоновых процессов с учетом поправочного коэффициента $\bar{\beta}$.

оси пучков, и, как следствие, уменьшением геометрической эффективности регистрации трех фотонов в конечном состоянии. В эксперименте РН19801 эффективность при $\sqrt{s} \leq m_\phi c^2$ составляет около 15% и быстро уменьшается с ростом энергии, достигая 10% при максимальной энер-

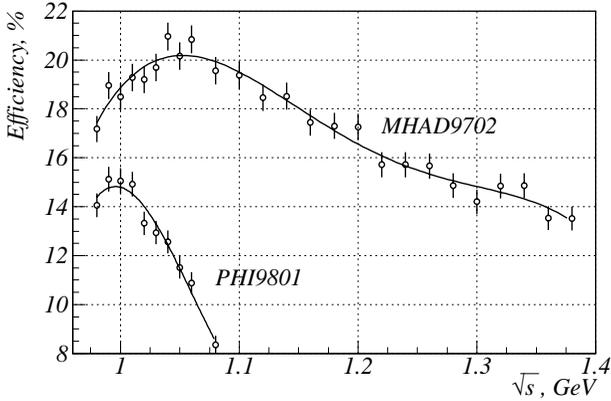


Рис. 16: Эффективность регистрации событий процесса (2) в окончательных условиях отбора событий экспериментов МHAD9702 (12, 24, 28) и РН19801 (13, 24, 28) в зависимости от энергии в системе центра масс начальных частиц.

гии эксперимента $\sqrt{s}=1,06$ ГэВ. Такое поведение связано с ограничением на измеренный импульс в событии $P_{tot} < 0,3\sqrt{s}/c$, использовавшемся при обработке данных экспериментов РН1.

При фиксированной энергии в системе центра масс сталкивающихся пучков эффективность регистрации процесса (2) зависит от инвариантной массы $\pi^0\gamma$ -системы. Характер зависимости для нескольких точек по энергии для экспериментов МHAD9702 и РН19801 показан на рис.17. Наблюдаемое поведение обусловлено особенностями используемых условий отбора событий, обсуждавшихся при рассмотрении зависимости эффективности от энергии (рис. 16).

Большинство событий в спектре инвариантной массы $\pi^0\gamma$ -системы сосредоточено в узком интервале вблизи массы ω -мезона. Однако, для некоторых точек по энергии эффективность регистрации существенно меняется на ширине пика в спектре масс, что может привести к изменению величины эффективности регистрации при изменении формы спектра. На форму спектра инвариантной массы $\pi^0\gamma$ -системы интервале (28) существенно влияют величина константы перехода $\rho \rightarrow \pi^0\gamma$ и параметры $\rho - \omega$ -интерференции реакции (3), экспериментальные значения которых известны в настоящее время с невысокой точностью [26]. Для оценки возможной ошибки, вызванной неопределенностью параметров процесса (3), была рассчитана эффективность регистрации процесса (2) в предпо-

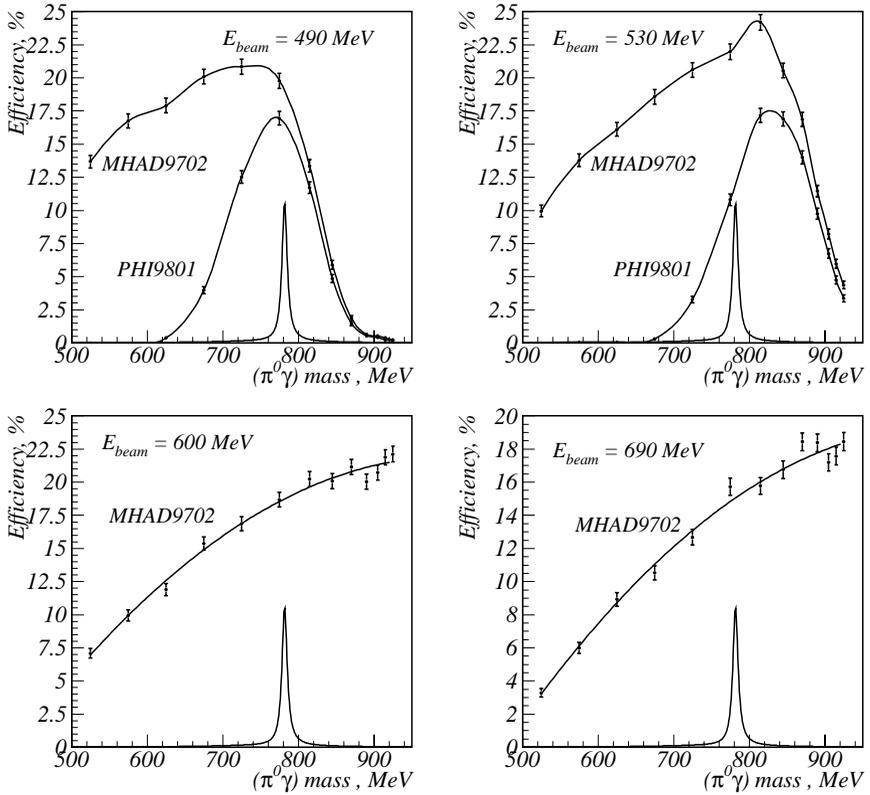


Рис. 17: Эффективность регистрации событий процесса (2) в условиях отбора экспериментов МНAD9702 (12, 24) и РНI9801 (13, 24) в зависимости от инвариантной массы системы $(\pi^0\gamma)$ для разных энергий начальных частиц. Дополнительно показана энергетическая зависимость сечения процесса (3) в условных единицах.

ложении, что реакция (3) определяется исключительно переходом через ω -мезон: $e^+e^- \rightarrow \omega \rightarrow \pi^0\gamma$. Различие в величине эффективности составляет около 2% при $\sqrt{s} > m_\phi c^2$ и возрастает до 3,7% при $\sqrt{s} = 0,98 \text{ ГэВ}$. Полученное значение было включено в качестве систематической ошибки в определении эффективности регистрации.

5 Аппроксимация сечения

Экспериментальное сечение изучаемого процесса (2) определялось в каждой точке по энергии " i " в каждом эксперименте по формуле:

$$\sigma^{exp}(E_i) = \frac{N^{exp}(E_i) - \bar{\beta} \cdot N^{bkg}(E_i)}{\varepsilon(E_i) \cdot I_L(E_i)} \quad (29)$$

Здесь $E_i \equiv (\sqrt{s})_i$ – энергия в системе центра масс в экспериментальной точке " i ", $I_L(E_i)$ – интеграл светимости, $\varepsilon(E_i)$ – эффективность регистрации процесса (2), $N^{exp}(E_i)$ – количество зарегистрированных экспериментальных событий в окончательных условиях отбора (12), (13), (24, 28) с учетом коэффициента отбраковки событий в третичном триггере $k_{BRAK}=4$ (см. разд. 4.3), $N^{bkg}(E_i)$ – суммарное расчетное количество событий фоновых процессов (14, 15, 16) в точке E_i , $\bar{\beta} = 2, 3$ – поправочный коэффициент (см. разд. 4.4). В табл. 4, 5 приведены результаты измерения сечения, полученные на основе всей использовавшейся в анализе экспериментальной статистики, близкие по энергии точки в разных экспериментах объединены.

Аппроксимация измеренного сечения σ^{exp} проводилась при помощи программы FIT [27]. Для аппроксимации использовалась функция, построенная с использованием расчетного сечения $\sigma_{950}^{\pi^0\gamma}$ (9) процесса (2) и функции Брейта-Вигнера для ϕ -мезонного резонанса:

$$\sigma(E; p_1, p_2, p_3) = p_1 \cdot \sigma_{950}^{\pi^0\gamma}(E) \cdot \left(\frac{E}{m_\phi}\right)^{p_2} + p_3 \cdot \Phi(E), \quad (30)$$

$$\Phi(E) = \frac{m_\phi^2 \Gamma_\phi^2}{(E^2 - m_\phi^2)^2 + m_\phi^2 \Gamma_\phi^2}.$$

Здесь $E \equiv \sqrt{s}$ – энергия в системе центра масс, параметр p_1 показывает отношение нерезонансной компоненты экспериментального сечения к расчетному при $\sqrt{s} = m_\phi c^2$, p_2 характеризует отличие наблюдаемой энергетической зависимости от расчетной, p_3 – резонансный вклад фоновых процессов в районе ϕ -мезона, m_ϕ и Γ_ϕ – масса и ширина ϕ -мезона, значения которых взяты из [26]. Параметры p_1 и p_2 – безразмерные, p_3 имеет размерность сечения. Расчетному сечению $\sigma_{950}^{\pi^0\gamma}$ (9) соответствует следующий набор значений параметров: $p_1=1$, $p_2=0$, $p_3=0$ нб.

При аппроксимации сечения осуществлялся поиск минимума χ^2 -подобной функции правдоподобия

Таблица 4: Результаты измерения сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma\gamma_{ISR}$ (2): энергия в системе центра масс \sqrt{s} , ее ошибка $\delta_{\sqrt{s}}$, интеграл светимости I_L , количество экспериментальных событий N^{exp} , эффективное количество экспериментальных событий с кодом брака N_{BRAK}^{exp} , расчетное количество фоновых событий N^{bkg} , эффективность регистрации ε в условиях отбора (12), (13), (24, 28) и измеренное сечение σ^{exp} процесса (2). Для близких точек по энергии в разных экспериментах приведен суммарный результат. Индекс у величины эффективности m или p означает эксперимент МНАД или РНИ, для которого представлена эффективность в данной точке энергии.

| \sqrt{s} , МэВ | $\delta_{\sqrt{s}}$, МэВ | I_L , нб $^{-1}$ | N^{exp} | N_{BRAK}^{exp} | N^{bkg} | ε , % | σ^{exp} , нб |
|------------------|---------------------------|--------------------|-----------|------------------|-----------|-------------------|----------------------------|
| 980,01 | 0,22 | 128,6 | 13 | 0 | 0,49 | 17,2 m | 0,539 $^{+0,150}_{-0,150}$ |
| 984,11 | 0,36 | 345,8 | 30 | 0 | 1,12 | 14,6 p | 0,545 $^{+0,099}_{-0,099}$ |
| 1003,82 | 0,36 | 364,3 | 27 | 0 | 1,30 | 15,0 p | 0,444 $^{+0,085}_{-0,085}$ |
| 1009,68 | 0,37 | 294,7 | 21 | 0 | 1,12 | 15,0 p | 0,418 $^{+0,091}_{-0,091}$ |
| 1015,65 | 0,39 | 340,8 | 26 | 0 | 1,53 | 14,4 p | 0,462 $^{+0,091}_{-0,091}$ |
| 1016,69 | 0,38 | 582,4 | 28 | 0 | 2,57 | 14,3 p | 0,269 $^{+0,051}_{-0,051}$ |
| 1017,65 | 0,37 | 922,9 | 57 | 0 | 4,05 | 14,2 p | 0,369 $^{+0,049}_{-0,049}$ |
| 1018,64 | 0,38 | 966,9 | 80 | 0 | 5,83 | 14,1 p | 0,499 $^{+0,056}_{-0,056}$ |
| 1019,62 | 0,37 | 1035,5 | 80 | 0 | 5,76 | 19,6 m | 0,464 $^{+0,052}_{-0,052}$ |
| 1020,59 | 0,37 | 626,9 | 47 | 0 | 3,04 | 14,0 p | 0,471 $^{+0,069}_{-0,069}$ |
| 1021,64 | 0,37 | 325,5 | 13 | 0 | 1,59 | 19,6 m | 0,211 $^{+0,058}_{-0,058}$ |
| 1022,78 | 0,39 | 352,5 | 24 | 0 | 1,69 | 13,9 p | 0,416 $^{+0,085}_{-0,085}$ |
| 1027,75 | 0,38 | 361,6 | 19 | 0 | 1,63 | 13,9 p | 0,319 $^{+0,073}_{-0,073}$ |
| 1033,70 | 0,37 | 320,0 | 18 | 0 | 1,33 | 13,6 p | 0,352 $^{+0,083}_{-0,083}$ |
| 1039,69 | 0,39 | 390,6 | 41 | 0 | 1,64 | 21,0 m | 0,635 $^{+0,099}_{-0,099}$ |
| 1049,76 | 0,38 | 438,2 | 23 | 0 | 1,47 | 20,2 m | 0,353 $^{+0,074}_{-0,074}$ |
| 1059,77 | 0,50 | 638,6 | 39 | 0 | 2,44 | 20,8 m | 0,384 $^{+0,061}_{-0,061}$ |
| 1070,00 | 0,25 | 96,9 | 11 | 4 | 0,39 | 20,2 m | 0,517 $^{+0,508}_{-0,215}$ |
| 1080,01 | 0,32 | 573,6 | 36 | 4 | 2,87 | 20,1 m | 0,256 $^{+0,077}_{-0,047}$ |
| 1090,01 | 0,26 | 94,7 | 9 | 0 | 0,46 | 19,5 m | 0,431 $^{+0,224}_{-0,161}$ |
| 1100,01 | 0,39 | 437,7 | 31 | 4 | 2,08 | 19,8 m | 0,308 $^{+0,105}_{-0,061}$ |
| 1110,00 | 0,26 | 88,0 | 7 | 4 | 0,38 | 18,9 m | 0,367 $^{+0,580}_{-0,222}$ |
| 1120,01 | 0,41 | 309,9 | 11 | 0 | 0,62 | 18,9 m | 0,164 $^{+0,049}_{-0,049}$ |
| 1130,00 | 0,27 | 111,0 | 1 | 0 | 0,26 | 18,5 m | 0,020 $^{+0,112}_{-0,041}$ |
| 1140,01 | 0,45 | 289,9 | 12 | 0 | 1,06 | 19,2 m | 0,175 $^{+0,050}_{-0,050}$ |

Таблица 5: Результаты измерения сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma\gamma_{ISR}$ (2) (продолжение): энергия в системе центра масс \sqrt{s} , ее ошибка $\delta\sqrt{s}$, интеграл светимости I_L , количество экспериментальных событий N^{exp} , эффективное количество экспериментальных событий с кодом брака N_{BRAK}^{exp} , расчетное количество фоновых событий N^{bkg} , эффективность регистрации ε в условиях отбора (12), (13), (24, 28) и измеренное сечение σ^{exp} процесса (2). Для близких точек по энергии в разных экспериментах приведен суммарный результат. Индекс u величины эффективности t или p означает эксперимент МНАД или РНИ, для которого представлена эффективность в данной точке энергии.

| \sqrt{s} , МэВ | $\delta\sqrt{s}$, МэВ | I_L , нб ⁻¹ | N^{exp} | N_{BRAK}^{exp} | N^{bkg} | ε , % | σ^{exp} , нб |
|------------------|------------------------|--------------------------|-----------|------------------|-----------|-------------------|--|
| 1150,00 | 0,29 | 68,3 | 0 | 0 | 0,19 | 18,0 ^m | -0,036 ^{+0,094} _{-0,010} |
| 1160,01 | 0,45 | 316,5 | 16 | 0 | 0,91 | 18,2 ^m | 0,246 ^{+0,062} _{-0,062} |
| 1180,01 | 0,45 | 416,9 | 13 | 0 | 1,06 | 18,0 ^m | 0,143 ^{+0,040} _{-0,040} |
| 1190,00 | 0,30 | 172,2 | 9 | 4 | 0,32 | 17,3 ^m | 0,278 ^{+0,330} _{-0,133} |
| 1200,01 | 0,32 | 423,6 | 11 | 0 | 0,69 | 17,4 ^m | 0,128 ^{+0,039} _{-0,039} |
| 1210,01 | 0,32 | 148,4 | 2 | 0 | 0,25 | 16,5 ^m | 0,058 ^{+0,108} _{-0,054} |
| 1220,00 | 0,45 | 328,1 | 20 | 16 | 0,51 | 16,8 ^m | 0,341 ^{+0,223} _{-0,135} |
| 1230,01 | 0,33 | 138,0 | 7 | 4 | 0,29 | 15,7 ^m | 0,292 ^{+0,445} _{-0,171} |
| 1239,99 | 0,47 | 363,6 | 12 | 4 | 0,54 | 15,7 ^m | 0,192 ^{+0,160} _{-0,069} |
| 1250,00 | 0,34 | 203,8 | 6 | 4 | 0,51 | 15,7 ^m | 0,151 ^{+0,300} _{-0,112} |
| 1259,94 | 0,45 | 161,0 | 2 | 0 | 0,37 | 15,7 ^m | 0,046 ^{+0,106} _{-0,053} |
| 1270,01 | 0,36 | 238,3 | 7 | 4 | 0,39 | 15,3 ^m | 0,168 ^{+0,266} _{-0,102} |
| 1279,98 | 0,47 | 226,2 | 2 | 0 | 0,23 | 14,9 ^m | 0,044 ^{+0,079} _{-0,040} |
| 1290,00 | 0,36 | 269,6 | 1 | 0 | 0,28 | 14,5 ^m | 0,009 ^{+0,059} _{-0,022} |
| 1299,99 | 0,43 | 265,1 | 9 | 4 | 0,28 | 14,9 ^m | 0,222 ^{+0,242} _{-0,098} |
| 1310,00 | 0,38 | 198,0 | 8 | 8 | 0,22 | 14,5 ^m | 0,261 ^{+0,369} _{-0,180} |
| 1319,98 | 0,47 | 233,1 | 4 | 4 | 0,28 | 14,8 ^m | 0,097 ^{+0,268} _{-0,096} |
| 1330,00 | 0,47 | 286,4 | 4 | 4 | 0,33 | 14,8 ^m | 0,076 ^{+0,218} _{-0,078} |
| 1340,00 | 5,54 | 422,9 | 18 | 12 | 0,31 | 14,9 ^m | 0,281 ^{+0,191} _{-0,109} |
| 1355,79 | 0,99 | 598,6 | 11 | 8 | 0,79 | 14,2 ^m | 0,108 ^{+0,108} _{-0,053} |
| 1360,01 | 0,48 | 260,8 | 1 | 0 | 0,30 | 13,5 ^m | 0,009 ^{+0,066} _{-0,026} |
| 1370,01 | 0,47 | 253,2 | 3 | 0 | 0,33 | 13,5 ^m | 0,065 ^{+0,086} _{-0,048} |
| 1380,01 | 0,47 | 473,3 | 14 | 12 | 0,75 | 13,5 ^m | 0,192 ^{+0,187} _{-0,105} |

$$L = \sum_i \frac{1}{2} \frac{(N_i^{calc} - N_i^{exp})^2}{(\Delta N_i^{calc})^2 + (\Delta N_i^{exp})^2},$$

$$\Delta N_i^{exp} = \begin{cases} \Delta N_i^{exp+}, & \text{если } N_i^{exp} < N_i^{calc} \\ \Delta N_i^{exp-}, & \text{если } N_i^{exp} \geq N_i^{calc} \end{cases}, \quad (31)$$

где N_i^{calc} , ΔN_i^{calc} – расчетное количество событий в точке “ i ” и его ошибка, N_i^{exp} , $\Delta N_i^{exp\pm}$ – наблюдаемое в эксперименте количество событий в точке “ i ” и его верхняя и нижняя ошибки. Использование χ^2 -подобной функции (31) вместо логарифмической функции правдоподобия для распределения Пуассона связано с необходимостью корректного учета ошибки количества экспериментальных событий N_i^{exp} при наличии в точке “ i ” событий с кодом брака N_{BRAK}^{exp} третичного триггера. Из-за многократного превосходства статистики моделирования над экспериментальной статистикой ошибка расчетного количества событий N_i^{calc} при минимизации не учитывалась.

Аппроксимация проводилась для четырех классов экспериментальных событий:

1. полная использованная в анализе статистика: данные экспериментов МНАД и РНІ в условиях отбора (12, 24, 28) и (13, 24, 28) соответственно;
2. отдельно данные экспериментов МНАД в условиях отбора (12, 24, 28);
3. отдельно данные экспериментов РНІ в условиях отбора (13, 24, 28);
4. полная статистика: данные экспериментов МНАД и РНІ в условиях отбора (12), (13), (24, 28) без кода брака третичного триггера ($code_{BRAK} = 0$).

Для каждого класса событий проводилось три варианта аппроксимации:

- аппроксимации с тремя свободными параметрами $p_1 \div p_3$;
- аппроксимации с фиксированным параметром $p_2 \equiv 0$ и с двумя свободными параметрами p_1, p_3 ;
- аппроксимации с двумя фиксированными параметрами $p_2 \equiv 0, p_3 \equiv 0$ и с одним свободным параметром p_1 .

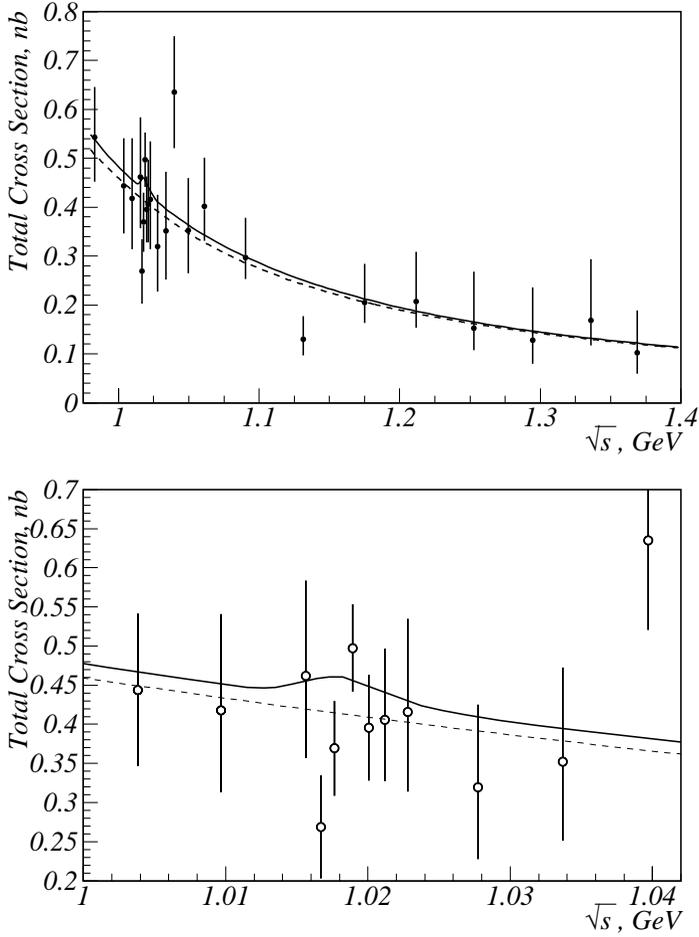


Рис. 18: Измеренное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma\gamma_{ISR}$ (2) в зависимости от энергии в системе центра масс и результаты аппроксимации экспериментальных данных во всей области энергии $0,98 < \sqrt{s} < 1,38$ (верхний рисунок) и вблизи ϕ -мезонного резонанса (нижний рисунок). Точки с ошибками – экспериментальные данные, пунктирная кривая – расчетное сечение $\sigma_{\pi^0\gamma}^{\pi^0\gamma}$ (9) (см. рис. 3, с)), сплошная кривая – результат аппроксимации №2 (см. табл. 6) экспериментальных данных функцией (30).

Результаты выполненных аппроксимаций представлены в табл. 6. Для всех вариантов аппроксимации полученные значения параметров p_1, p_2, p_3 находятся в согласии со значениями $p_1=1, p_2=0, p_3=0$ нб, соответствующими расчетному сечению (9) процесса (2). Для класса событий без кода брака третичного триггера дополнительно была проведена аппроксимация с использованием логарифмической функции правдоподобия для распределения Пуассона. Различие результатов аппроксимаций 10÷12 и 13÷15 в табл. 6 находятся в пределах статистических ошибок.

Таблица 6: Результаты аппроксимации измеренного сечения σ^{exp} функцией (30) для всей использовавшейся в анализе экспериментальной статистики (аппроксимации 1÷3), для статистики экспериментов МНАД (4÷6), РНД (7÷9) и для выборки событий, не отбракованных в третичном триггере ($code_{BRAK} = 0$; 10÷12 — при использовании функции правдоподобия (31), 13÷15 — при использовании логарифмической функции правдоподобия для распределения Пуассона. Для каждого класса событий выполнены аппроксимации с тремя свободными параметрами $p_1 \div p_3$, с двумя свободными параметрами p_1 и p_3 при $p_2 \equiv 0$ и с одним свободным параметром p_1 при $p_2, p_3 \equiv 0$. В качестве итогового результата аппроксимации выбран вариант 2.

| № аппроксимации | используемая статистика | p_1 | p_2 | p_3 , нб | χ^2/ndf |
|-----------------|--|---------------------------|----------------------------|----------------------------|--------------|
| | $\sigma_{950}^{\pi^0\gamma}$ (выр. 9) | 1 | 0 | 0 | |
| 1 | МНАД & РНД | $1,049^{+0,098}_{-0,096}$ | $-0,119^{+0,871}_{-0,943}$ | $0,037 \pm 0,060$ | 49,03/(85-3) |
| 2 | | $1,041^{+0,080}_{-0,079}$ | $\equiv 0$ | $0,040 \pm 0,053$ | 49,04/(85-2) |
| 3 | | $1,087^{+0,053}_{-0,052}$ | $\equiv 0$ | $\equiv 0$ | 49,62/(85-1) |
| 4 | МНАД | $1,014^{+0,221}_{-0,192}$ | $-0,038^{+1,375}_{-1,462}$ | $-0,090^{+0,503}_{-0,396}$ | 24,81/(53-3) |
| 5 | | $1,010^{+0,115}_{-0,110}$ | $\equiv 0$ | $-0,088^{+0,498}_{-0,388}$ | 24,81/(53-2) |
| 6 | | $1,008^{+0,114}_{-0,110}$ | $\equiv 0$ | $\equiv 0$ | 24,85/(53-1) |
| 7 | РНД | $0,999^{+0,077}_{-0,073}$ | $5,04^{+3,50}_{-3,48}$ | $-0,009 \pm 0,056$ | 36,87/(32-3) |
| 8 | | $1,007^{+0,076}_{-0,073}$ | $\equiv 0$ | $-0,015^{+0,055}_{-0,056}$ | 37,63/(32-2) |
| 9 | | $0,993^{+0,051}_{-0,050}$ | $\equiv 0$ | $\equiv 0$ | 37,35/(32-1) |
| 10 | МНАД & РНД, $code_{BRAK} = 0$ | $1,055 \pm 0,100$ | $0,300^{+1,404}_{-1,555}$ | $0,041 \pm 0,061$ | 37,96/(85-3) |
| 11 | | $1,064 \pm 0,088$ | $\equiv 0$ | $0,036^{+0,057}_{-0,056}$ | 38,00/(85-2) |
| 12 | | $1,108^{+0,057}_{-0,054}$ | $\equiv 0$ | $\equiv 0$ | 38,41/(85-1) |
| 13 | МНАД & РНД, $code_{BRAK} = 0$, Poisson Likelihood | $0,983^{+0,063}_{-0,061}$ | $0,78^{+0,65}_{-0,66}$ | $0,024 \pm 0,046$ | 81,51/(85-3) |
| 14 | | $1,026^{+0,053}_{-0,051}$ | $\equiv 0$ | $0,001 \pm 0,041$ | 80,97/(85-2) |
| 15 | | $1,027^{+0,041}_{-0,039}$ | $\equiv 0$ | $\equiv 0$ | 80,99/(85-1) |

В качестве итогового результата аппроксимации выбран вариант 2 (табл. 6, рис. 18). Полученное в этом варианте аппроксимации значение $p_1 = 1,041_{-0,079}^{+0,080}$ с учетом (9) соответствует нерезонансной составляющей измеренного сечения $\sigma^{exp}(\sqrt{s} = m_\phi) = 0,427 \pm 0,033$ нб. Вклад оставшихся в окончательных условиях отбора (12), (13), (24, 28) фоновых событий от ϕ -мезонного резонанса с учетом значения $p_3 = 0,040 \pm 0,053$ нб оценивается как 17 ± 28 событий.

6 Поиск нарушающего C -четность распада $\phi \rightarrow \omega\gamma$

Отобранные для измерения сечения изучаемого процесса (2) события в области ϕ -мезонного резонанса можно использовать для поиска распада

$$\phi \rightarrow \omega\gamma, \quad (32)$$

идущего с нарушением C -четности. Как известно, в отличие от слабых взаимодействий, в стандартной квантово-электродинамической теории C -инвариантность строго выполняется. Одним из возможных экспериментальных тестов КЭД на существование нарушения закона сохранения зарядовой четности является поиск проявления трехфотонных вершин [28]. В силу связи фотона и векторного мезона искомый распад (32) также мог бы служить указанием на "новую" электродинамику. К настоящему времени существует единственный эксперимент по поиску этого распада [29], в котором был установлен верхний предел на его относительную вероятность $\Gamma(\phi \rightarrow \omega\gamma)/\Gamma_\phi^{tot} < 5\%$ на уровне достоверности 84%. В недавних экспериментах [30, 31] с детектором КМД-2 на ВЭПП-2М в Новосибирске были получены новые ограничения на относительную вероятность аналогичного по механизму распада $\phi \rightarrow \rho\gamma$, к настоящему времени верхний предел на относительную вероятность этого распада составляет $\Gamma(\phi \rightarrow \rho\gamma)/\Gamma_\phi^{tot} < 1,2 \cdot 10^{-5}$ на уровне достоверности 90% [31].

Возможный механизм нарушения C -четности в схожей с изучаемой реакции $e^+e^- \rightarrow \rho^0\gamma$ обсуждается в работе [32]. В работе приводятся выражения для дифференциальных сечений, рассчитанных для диаграмм, соответствующих механизмам без нарушения C -четности, и для нарушающей C -четность диаграммы. В случае, когда константа $g_{\rho\gamma\gamma}$ вершины $\rho\gamma\gamma$ нарушающей C -четность диаграммы вещественна, интерференция между диаграммами с сохранением и без сохранения C -четности, отсутствует. Интерференция возникает, если предположить наличие мнимой

части у константы $g_{\rho\gamma\gamma}$. При этом угловая зависимость соответствующего интерференционного члена в дифференциальном сечении, согласно работы [32], $\frac{d\sigma}{d\cos\theta} \sim \cos\theta$, так что вклад интерференционного члена в полное сечение равен нулю. Поскольку в нашем анализе используются симметричные относительно направлений начальных электрона и позитрона условия отбора (12), (13), (24, 28), вклад интерференционного члена в наблюдаемое (видимое) сечение также равен нулю. Этот результат, заметим, является следствием вида гамильтониана предложенного в [32] для описания нарушающей C -четность диаграммы, и в случае другой модели интерференционный член может давать ненулевой вклад в полное сечение. Тем не менее, в нашем анализе для поиска распада $\phi \rightarrow \omega\gamma$ (32) мы, следуя [32], ограничились рассмотрением случая без интерференции.

Поиск распада (32) проводился в канале $\phi \rightarrow \omega\gamma \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$, конечное состояние в котором совпадает с конечным состоянием изучавшегося в этой работе процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma\gamma_{ISR}$ (2). В случае отсутствия интерференции между нерезонансным процессом (2) и возможной реакцией

$$e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \omega\gamma, \quad (33)$$

полное сечение есть линейная сумма:

$$\sigma(s) = \sigma_{950}^{\pi^0\gamma}(s) + \sigma(e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \omega\gamma \rightarrow \pi^0\gamma\gamma)(s). \quad (34)$$

Резонансное сечение процесса (33) описывается функцией Брейта-Вигнера:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \omega\gamma \rightarrow \pi^0\gamma\gamma)(s) = 12\pi \frac{\Gamma_\phi^2 B(\phi \rightarrow e^+e^-) B(\phi \rightarrow \omega\gamma) B(\omega \rightarrow \pi^0\gamma)}{(s - m_\phi^2)^2 + m_\phi^2 \Gamma_\phi^2}, \quad (35)$$

где m_ϕ и Γ_ϕ – масса и полная ширина ϕ -мезона, $B(\phi \rightarrow e^+e^-)$, $B(\omega \rightarrow \pi^0\gamma)$ – относительные вероятности соответствующих распадов, $B(\phi \rightarrow \omega\gamma) \equiv \Gamma(\phi \rightarrow \omega\gamma)/\Gamma_\phi$ – относительная вероятность распада искомого распада $\phi \rightarrow \omega\gamma$ (32).

Экспериментальные события, отобранные для изучения процесса (2), удовлетворяют специфическим кинематическим ограничениям. С точки зрения поиска распада $\phi \rightarrow \omega\gamma$ существенным является требование, что фотон не из распада ω -мезона излучен на малый угол относительно оси пучков и не зарегистрирован детектором (формула (19), рис. 7). Различие угловых распределений для этого фотона в процессах (2) и (33) приводит к различию эффективности регистрации событий этих процессов $\varepsilon_{e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma\gamma_{ISR}}$ и $\varepsilon_{e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \omega\gamma}$.

В нашей работе поиск распада $\phi \rightarrow \omega\gamma$ (32) осуществлялся путем аппроксимации экспериментального сечения $\sigma^{exp}(s)$, полученного с учетом эффективности $\varepsilon_{e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma\gamma_{ISR}}$ (29), энергетической зависимостью (34). Для компенсации эффекта, связанного с различием эффективностей регистрации процессов (2) и (32), в описании энергетической зависимости (34) при резонансном члене было введено множителем отношение эффективностей регистрации $\frac{\varepsilon_{e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \omega\gamma}}{\varepsilon_{e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma\gamma_{ISR}}}$, рассчитанное для окончательных условий отбора (12), (13), (24, 28). Непосредственно для аппроксимации экспериментальных данных для поиска распада $\phi \rightarrow \omega\gamma$ использовалась следующая функция:

$$\sigma(s) = p_1 \cdot \sigma_{950}^{\pi^0\gamma}(s) + p_2 \cdot \frac{\varepsilon_{e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \omega\gamma}}{\varepsilon_{e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma\gamma_{ISR}}}(s) \cdot \frac{\Gamma_\phi^2}{(s - m_\phi^2)^2 + m_\phi^2 \Gamma_\phi^2}, \quad (36)$$

$$p_2 = 12\pi \cdot B(\phi \rightarrow e^+e^-) \cdot B(\omega \rightarrow \pi^0\gamma) \cdot B(\phi \rightarrow \omega\gamma).$$

При аппроксимации определялись значения двух свободных безразмерных параметров p_1 и p_2 . Параметр p_1 характеризует отношение полученного при аппроксимации уровня нерезонансного сечения к расчетному, из значения параметра p_2 по приведенной в (36) формуле рассчитывалась относительная вероятность искомого распада $B(\phi \rightarrow \omega\gamma)$. При аппроксимации использовались среднемировые значения параметров ϕ -мезона и относительных вероятностей распадов из таблицы свойств частиц [26], зависимость ширины ϕ -мезона от энергии не учитывалась.

Отношение эффективностей регистрации процессов (33) и (2) рассчитывалось по формуле:

$$\frac{\varepsilon_{e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \omega\gamma}}{\varepsilon_{e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma\gamma_{ISR}}}(s) = \frac{\sum_{\theta} \left(\frac{p_{e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \omega\gamma}(\theta, s)}{p_{e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma\gamma_{ISR}}(\theta, s)} N(\theta, s) \right)}{\sum_{\theta} N(\theta, s)}. \quad (37)$$

Здесь $N(\theta, s)$ — гистограммы распределения по полярному углу событий моделирования процесса (2) в окончательных условиях отбора (12), (13), (24, 28), $p(\theta, s)$ — нормированные расчетные угловые зависимости рассматриваемых процессов. Для процесса (2) использовалась формула (10), для идущего с нарушением C -четности процесса (33) — угловое распределение из выражения для дифференциального сечения идущего с нарушением зарядовой четности процесса $e^+e^- \rightarrow \rho^0\gamma$ [32]: $\frac{d\sigma_{C-viol}}{d\cos\theta} \sim \sin^2\theta + \frac{2s}{m_\rho^2} \left(1 - \frac{E_\gamma \sin^2\theta}{2\sqrt{s}}\right)$ с заменой $m_\rho \rightarrow m_\omega$. Заметим, что последнее распределение в рассматриваемой области энергии ($\sqrt{s} \approx m_{\phi(1020)}$) слабо

отличается от изотропного. В силу пикованности углового распределения ISR-фотона в процессе (2) в области малых углов (10), отношение эффективностей (37) составляет 3 - 4% в области энергии $\sqrt{s} \approx m_\phi c^2$.

В результате аппроксимации измеренного сечения σ^{exp} (29) функцией (36) были получены следующие значения параметров: $p_1=1,041\pm 0,080$, $p_2=(2,77\pm 3,66)\cdot 10^{-6}$. Результаты аппроксимации близки к результатам аппроксимации №2 (см. табл. 6, рис. 18) в силу схожести использовавшихся аппроксимирующих функций (30) и (36). В отличие от использовавшегося при аппроксимации (30) в предыдущем разделе (5) предположения о "фонової- природе увеличения сечения в районе ϕ -мезона, в случае последней аппроксимации (36) наблюдаемое превышение над нерезонансным сечением интерпретируется как проявление искомого C -запрещенного распада $\phi \rightarrow \omega\gamma$ (32). Формальный расчет величины относительной вероятности этого распада в соответствии с формулой (36) дает значение $B(\phi \rightarrow \omega\gamma) = (2,85\pm 3,77)\cdot 10^{-3}$, которое, в силу статистической незначимости (согласия с нулевым значением), мы интерпретируем как отсутствие проявления искомого распада (32) в наших экспериментальных данных. В соответствии с рекомендациями Particle Data Group по интерпретации находящегося вблизи допустимого диапазона значений результата измерения нормально распределенной величины ([26], 2000 г., с.200, рис. 28.4), из результата аппроксимации (36) был установлен верхний предел на относительную вероятность распада $\phi \rightarrow \omega\gamma$ (32) на уровне достоверности 90%: $B(\phi \rightarrow \omega\gamma) < 9,1\cdot 10^{-3}$, который в 6 раз ниже единственного экспериментального ограничения, полученного в работе [29].

7 Систематическая ошибка

Основными источниками систематических ошибок являются ошибка в определении светимости, эффективности регистрации и вычитании фона. В данной работе, в частности, проводилось рассмотрение следующих факторов, приводящих к появлению систематических ошибок: точность формул для энергетических спектров и угловых распределений фотонов, используемых при моделировании радиационных поправок, различие распределений по параметрам отбора событий эксперимента и моделирования, использование при обработке моделирования информации о дополнительных "фоновых" срабатываниях калориметра, использование отбракованных третичным триггером событий, модельная неопределенность формы спектра инвариантной массы $\pi^0\gamma$ -системы.

Светимость в экспериментах СНД определяется по процессам упру-

ного рассеяния (Bhabha) $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и двухквантовой аннигиляции $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$. Ошибка в определении светимости связана с неточностью используемых при моделировании формул для сечений этих процессов и ошибкой при расчете эффективности регистрации. В качестве систематической ошибки было взято различие в величине интегральной светимости, определенной по каждому из процессов. Различие составляет около 2,5% для экспериментов МНАД и 1,5% для экспериментов РНІ.

Поскольку эффективность регистрации определялась из моделирования, неточность формул, используемых для моделирования энергетических и угловых распределений ISR-фотонов в изучаемом процессе (2), приводит к систематической ошибке в величине эффективности. Ошибка, связанная с использованием приближенных формул для спектров фотонов, была оценена в главе 2 на уровне 1%, использование приближенной формулы для угловых спектров (10), имея в виду использование в анализе событий с излучением ISR-фотона на малый угол, дает ошибку такого же порядка.

Для определения ошибки, связанной с отличием распределений по параметрам отборов для событий в эксперименте и моделировании, изучалась устойчивость величины измеренного сечения при варьировании условий отборов. Величина ошибки для экспериментов МНАД составила около 1,5%, наибольший вклад обусловлен ограничениями на минимальную энергию фотона в событии $E_{\gamma_{min}}$ и на функцию $\chi_{\pi^0\gamma}^2$, вычисляемую при кинематической реконструкции. В экспериментах РНІ дополнительная ошибка связана с использовавшимися ограничениями на суммарное энерговыделение частиц в калориметре E_{tot} и измеренный полный импульс в событии P_{tot} (13), полная ошибка для экспериментов РНІ оценивается в 2,5%.

Для изучения вклада в ошибку процедуры добавления информации о дополнительных "фоновых" срабатываниях калориметра при обработке событий моделирования дополнительно проводилась обработка моделирования без добавления "фоновых" срабатываний. Различие в эффективности регистрации для обоих случаев составляет около 1% и включено в качестве систематической ошибки.

Как уже было показано в разд. 4.3, учет при измерении сечения событий, отбракованных третичным триггером, не вносит существенного сдвига в результат. В качестве количественной оценки систематической ошибки выбрано различие в значениях параметра p_1 , полученного при аппроксимации данных с отбракованными и без отбракованных событий (табл.6, аппроксимации 3 и 12 соответственно) $\Delta p_1/p_1 = 1,7\%$.

Систематические ошибки, связанные с вычитанием фона при опреде-

лении сечения и влиянием неопределенности в величине используемых параметров мезонов (в частности, неопределенностью в моделировании формы спектра инвариантной массы системы $\pi^0\gamma$), уже обсуждались ранее и составили 4,7 % (разд.4.4) и $2\div 3,7$ % (разд.4.5) соответственно. Полная систематическая ошибка составляет около 7 %.

8 Заключение

На основе данных, полученных в экспериментах с детектором СНД на ВЭПП-2М в Новосибирске в 1997-1999 годах в области энергии $\sqrt{s}=0,98-1,38$ ГэВ с полной интегральной светимостью 17 пб^{-1} , проведен анализ событий с тремя фотонами в конечном состоянии и ненулевым суммарным продольным импульсом. Измерено сечение процесса рождения $\pi^0\gamma$ -системы с инвариантной массой $M_{\pi^0\gamma} < 950$ МэВ в процессе e^+e^- -аннигиляции при испускании энергичного фотона начальным электроном (ISR-процесс). Величина и энергетическая зависимость измеренного сечения (рис. 18) согласуется с расчетным сечением изучаемого процесса (2) в модели векторной доминантности и квантовой электродинамики. Определенная из аппроксимации величина нерезонансного сечения в области ϕ -мезонного резонанса составляет:

$$\sigma_{950}^{\pi^0\gamma}(\sqrt{s} = m_\phi) = (0,427 \pm 0,033 \pm 0,030) \text{ нб}. \quad (38)$$

при расчетном значении $\sigma_{950}^{\pi^0\gamma,calc}(\sqrt{s} = m_\phi)=0,410$ нб.

Анализ угловых и энергетических распределений демонстрирует хорошее согласие между экспериментальными данными и моделированием процесса (2). Вклад фоновых процессов в отобранные события в области ϕ -мезонного резонанса по результатам аппроксимации составляет $\sigma^{bkg}(\sqrt{s} = m_\phi) = 0,040 \pm 0,053$ нб и согласуется с нулевым сечением.

Используя результат измерения сечения в области ϕ -мезона, проведен поиск идущего с нарушением зарядовой четности распада $\phi \rightarrow \omega\gamma$. Не обнаружено проявления искомого распада в экспериментальных данных, установлен верхний предел на относительную вероятность распада $B(\phi \rightarrow \omega\gamma) < 9,1 \cdot 10^{-3}$, который в 6 раз улучшает единственное экспериментальное ограничение на величину $B(\phi \rightarrow \omega\gamma)$.

В данной работе впервые проведено измерение сечения процесса рождения адронной системы в электрон-позитронной аннигиляции с излучением энергичного фотона в экспериментальной постановке без регистрации этого фотона. Показано, что возможности современного универсального детектора позволяют проводить измерение и анализ сечений в такой

постановке в высокой точностью, лучше 10%. Результаты работы демонстрируют перспективность использования метода радиационного возврата для прецизионного измерения адронных сечений как на действующих электрон-позитронных машинах (фабриках), так и на строящихся установках, в том числе ВЭПП-2000 в Новосибирске.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке следующих грантов: РФФИ 00-15-96802, РФФИ 01-02-16934-а, РФФИ 02-02-16134-а, РФФИ 02-02-16269-а и гранта № 78 Российской Академии Наук по поддержке молодых ученых.

Список литературы

- [1] *M. Davier, S. Eidelman, A.Höcker and Z. Zhang.* hep-ph/0208177.
- [2] *BaBar Collaboration.* Nucl. Instr. and Meth., A 479 (2002) 1.
- [3] *Belle Collaboration.* Nucl. Instr. and Meth., A 479 (2002) 117.
- [4] *KLOE Collaboration.* LNF-92/019 (IR) (1992), *KLOE Collaboration,* LNF-93/002 (IR) (1993).
- [5] *A.B. Arbuzov, E.A. Kuraev, N.P. Merenkov and L. Trentadue.* hep-ph/9804430.
- [6] *S. Binner, J.H. Kuhn, K. Melnikov.* Phys. Lett., B 459 (1999) 279, hep-ph/9902399.
- [7] *M. Konchatnij, N.P. Merenkov.* hep-ph/9903383.
- [8] *M. Benayoun, S.I. Eidelman, V.N. Ivanchenko and Z.K. Silagadze.* Mod. Phys. Lett. A, v.14, №37 (1999) 2605.
- [9] *G. Bonneau, F. Martin.* Nucl. Phys., B27 (1971) 381.
- [10] *V.N. Baier, V.S. Fadin and V.A. Khoze.* Nucl. Phys., B65 (1973) 381.
- [11] *E.A. Kuraev, V.S. Fadin.* Sov. J. Nucl. Phys., 41 (1985) 466.
- [12] *The Kloe Collaboration.* hep-ex/0106100.

- [13] *The Kloe Collaboration.* hep-ex/0107023.
- [14] *E.P. Solodov for the BaBar Collaboration.* hep-ex/0107027.
- [15] *G.N. Abramov, M.N. Achasov, V.M. Aulchenko et al.* SND Upgrade, Invited talk at “ e^+e^- Physics at Intermediate Energies Workshop”, SLAC, Stanford, California, April 30 - May 2, 2001, hep-ex/0105093; *Г.Н. Абрамов, В.М. Аульченко, М.Н. Ачасов и др.* Препринт ИЯФ 2001-29, Новосибирск, 2001.
- [16] *Yu.M. Shatunov et al.* Project of a new electron-positron collider VEPP-2000, Proceedings of EPAC 2000, Vienna, Austria, p.439.
- [17] *M.N. Achasov, S.E. Baru, K.I. Beloborodov et al.* Phys. Lett. B492 (2000) 8-12, hep-ex/0009048.
- [18] *N.N. Achasov, M.S. Dubrovin, V.N. Ivanchenko V.N. et al.* Sov. J. of Nucl. Phys., 54 (1991) №4(10), p.1097 (in Russian).
- [19] *M.N. Achasov, K.I. Beloborodov, A.V. Berdyugin et al.* Preprint Budker INP 2001-54, Novosibirsk, 2001.
- [20] *M.N. Achasov, K.I. Beloborodov, A.V. Berdugin et al.* hep-ex/0302004, to be published in Phys. Lett. B.
- [21] *V.M. Aulchenko et al.* Proc. Workshop on Physics and Detectors for DAFNE, Frascati, April 9-12 (1991), p.605.
- [22] *M.N. Achasov, V.M. Aulchenko, S.E. Baru et al.* Nucl. Instr. and Meth., A 449 (2000), p.125, hep-ex/9909015.
- [23] *G.M. Tumaikin et al.* Proceedings of the 10-th International Conference on High Energy Particle Accelerators, Serpukhov, v.1, 443 (1977).
- [24] *M.N. Achasov, V.M. Aulchenko, A.V. Berdyugin et al.* Phys. Lett., B459 (1999) 674-678.
- [25] *A.V. Bozhenok, V.N. Ivanchenko, Z.K. Silagadze.* Nucl. Inst. and Meth., A379 (1996) 507-508.
- [26] *Particle Data Group* Review of Particles Physics, The European Physical Journal C, V.3, №1-4 (1998).

- [27] *A.V. Боженок, Д.А. Бужин, В.Н. Иванченко и др.* Препринт ИЯФ 99-103, Новосибирск, 1999.
- [28] *C.L. Basham and P.K. Kabir.* Physical Review D, v.15, №11 (1977), p.3388-3393.
- [29] *J.S. Lindsey, G. Smith.* PR 147 (1966) 913.
- [30] *R.R. Akhmetshin et al. (CMD-2 Collaboration).* Phys. Lett., B415 (1997) 452.
- [31] *R.R. Akhmetshin et al. (CMD-2 Collaboration).* Phys. Lett. B462 (1999) 371, hep-ex/9907005.
- [32] *H.S. Mani and R. Ramachandran.* Physical Review D, v.7, №5 (1973), p.1491-1496.

*В.М. Аульченко, М.Н. Ачасов, С.Е. Бару,
К.И. Белобородов, А.В. Бердюгин, А.Г. Богданчиков,
А.В. Боженок, А.Д. Букин, Д.А. Букин, А.В. Васильев
Т.В. Димова, В.П. Дружинин, В.Б. Голубев,
В.Н. Иванченко, А.А. Король, С.В. Кошуба,
И.Н. Нестеренко, А.В. Отбоев, Е.В. Пахтусова,
Е.А. Переведенцев, С.И. Середняков, В.А. Сидоров,
З.К. Силагадзе, В.В. Шарый, Ю.М. Шатунов*

**Экспериментальное изучение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$
в области энергии $\sqrt{s} = 0,98 \div 1,38$ ГэВ с детектором СНД**

*M. N. Achasov, V. M. Aulchenko, S. E. Baru,
K. I. Beloborodov, A. V. Berdyugin, A. G. Bogdanchikov,
A. V. Bozhenok, A. D. Bukin, D. A. Bukin, T. V. Dimova,
V. P. Druzhinin, V. B. Golubev, V. N. Ivanchenko,
A. A. Korol, S. V. Koshuba, I. N. Nesterenko,
A. V. Otboev, E. V. Pakhtusova, E. A. Perevedentsev,
S. I. Serednyakov, V. V. Shary, Yu. M. Shatunov,
V. A. Sidorov, Z. K. Silagadze, A. V. Vasiljev*

**Experimental study of the process $e^+e^- \rightarrow \omega\gamma \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$
in the energy range $\sqrt{s} = 0.98 \div 1.38$ GeV with the SND detector**

ИЯФ 2003-17

Ответственный за выпуск А.М. Кудрявцев
Работа поступила 26.02.2003 г.

Сдано в набор 12.03.2003 г.

Подписано в печать 14.03.2003 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2.2 печ.л., 1.8 уч.-издл.

Тираж 125 экз. Бесплатно. Заказ № 17

Обработано на IBM PC и отпечатано на
ротапринте ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.