

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

М.Н. Ачасов, К.И. Белобородов, А.В. Бердюгин,
А.Г. Богданчиков, А.В. Боженок, А.Д. Букин,
Д.А. Букин, С.В. Бурдин, А.А. Валишев,
А.В. Васильев, Т.В. Димова, А.А. Дроздецкий,
В.П. Дружинин, В.Б. Голубев, В.Н. Иванченко,
А.А. Король, С.В. Кошуба, А.П. Лысенко,
А.А. Мамуткин, Е.В. Пахтусова, Е.Э. Пята,
А.А. Сальников, С.И. Середняков, В.А. Сидоров,
З.К. Силагадзе, А.Г. Скрипкин, Ю.В. Усов,
В.В. Шарый, Ю.М. Шатунов

ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССА $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ $\sqrt{s} = 0,6 - 1,0$ ГэВ

ИЯФ 2001-54

Новосибирск
2001

**Изучение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ в области энергии
 $\sqrt{s} = 0,6 - 1,0$ ГэВ**

*М.Н. Ачасов, К.И. Белобородов, А.В. Бердюгин,
А.Г. Богданчиков, А.В. Боженок, А.Д. Букин, Д.А. Букин,
С.В. Бурдин, А.А. Валишев, А.В. Васильев, Т.В. Димова,
А.А. Дроздецкий, В.П. Дружинин, В.Б. Голубев,
В.Н. Иванченко, А.А. Король, С.В. Кошуба, А.П. Лысенко,
А.А. Мамуткин, Е.В. Палтусова, Е.Э. Пята, А.А. Сальников,
С.И. Середняков, В.А. Сидоров, З.К. Силагадзе,
А.Г. Скрипкин, Ю.В. Усов, В.В. Шарый, Ю.М. Шатунов*

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

Аннотация

Представлены результаты изучения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ на ускорительном комплексе ВЭПП-2М со Сферическим нейтральным детектором в области энергии $\sqrt{s} = 0,6 - 1,0$ ГэВ. Для анализа использовано 36513 зарегистрированных событий. Получена энергетическая зависимость сечения. Сечение анализировалось в рамках модели векторной доминантности. Вероятности распадов составили $Br(\omega \rightarrow \pi^0\gamma) = (9,17 \pm 0,16 \pm 0,46)\%$ и $Br(\rho^0 \rightarrow \pi^0\gamma) = (5,03 \pm 1,17 \pm 0,83) \times 10^{-4}$. Данные полностью описываются переходами $\phi, \omega, \rho \rightarrow \pi^0\gamma$.

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

1 Введение

Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ при энергии $\sqrt{s} < 1$ ГэВ в модели векторной доминантности определяется вкладом радиационных распадов легких векторных мезонов $\rho^0(770)$, $\omega(782)$, $\phi(1020)$. Эти распады относятся к классу магнито-дипольных переходов и представляют большой интерес для изучения структуры векторных мезонов, для проверки моделей низкоэнергетического поведения сильных взаимодействий, таких как нерелятивистская кварковая модель, модели эффективного потенциала и др. [1, 2, 3, 4, 5]. Изучение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ позволяет уточнить параметры распадов $\rho^0, \omega \rightarrow \pi^0\gamma$, их интерференции, оценить уровень нерезонансного вклада.

Единственное экспериментальное изучение распада $\rho^0 \rightarrow \pi^0\gamma$ было проведено на детекторе НД [6], измеренная вероятность распада составила $Br(\rho^0 \rightarrow \pi^0\gamma) = (7,9 \pm 2,0) \times 10^{-4}$. Существует несколько измерений распадов $\rho^\pm \rightarrow \pi^\pm\gamma$, которые должны иметь схожий характер в силу изотопической инвариантности [7, 8, 9], среднемировое значение вероятности распада $Br(\rho^\pm \rightarrow \pi^\pm\gamma) = (4,5 \pm 0,5) \times 10^{-4}$ [10]. Распад $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ изучался в различных экспериментах [11, 12, 13, 14, 6], среднемировое значение вероятности распада $Br(\omega \rightarrow \pi^0\gamma) = (8,5 \pm 0,5)\%$.

В работе представлены результаты изучения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ в трехфотонном конечном состоянии в области энергии $\sqrt{s} = 0,6 - 1,0$ ГэВ, полученные в эксперименте на ускорительном комплексе ВЭПП-2М на Сферическом нейтральном детекторе.

2 Эксперимент и детектор

Эксперимент проводился на ускорительном комплексе ВЭПП-2М [15] на Сферическом нейтральном детекторе (СНД) [16]. В работе использованы данные, набранные в марте–июле 1998 года [17] в диапазоне энергии $\sqrt{s} = 600 - 970$ МэВ. Интегральная светимость составила $\sim 3,4$ пб $^{-1}$.

Детектор СНД состоит из электромагнитного калориметра, трековой и мюонной систем. Основная часть детектора — трехслойный сферический электромагнитный калориметр на основе кристаллов NaI(Tl) [16]. Полная толщина калориметра для частиц, летящих из центра, составляет $13,4 X_0$, телесный угол $90\% \cdot 4\pi$. Энергетическое разрешение калориметра для фотонов составляет $\frac{\sigma_E}{E} \approx \frac{4,2\%}{E(\text{GeV})^{1/4}}$, угловое разрешение $\sigma_{\varphi, \theta} \approx \frac{0,82^\circ}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 0,63^\circ$.

В данном эксперименте в коллайдере ВЭПП-2М использовался сверхпроводящий вигглер [18]. Это позволяет существенно увеличить светимость, но приводит к увеличению пучкового фона и, за счет этого, к увеличению количества дополнительных кластеров в калориметре. Для изучения влияния этого фона во время эксперимента записывались события, у которых триггер срабатывал от внешнего генератора. При моделировании эксперимента сигналы систем детектора от таких событий подмешивались к моделированным событиям пропорционально загрузке детектора. Кроме того, использование вигглера может приводить к сдвигу энергии центра масс порядка $0,1 - 0,3 \text{ МэВ}$.

3 Анализ данных

3.1 Отбор событий

Во время набора данных отбор событий осуществлялся с помощью первичного триггера. Отбирались события, в которых зарегистрировано два и более кластера в калориметре, отсутствовали срабатывания в трековой и мюонной системах. Кроме того требовалось, чтобы суммарное энерговыделение в калориметре было больше, чем порог, не превышавший $0,6$ от энергии в системе центра масс e^+e^- пучков.

3.1.1 Предварительный отбор событий

События изучаемого класса $e^+e^- \rightarrow 3\gamma$ сначала подвергались предварительному отбору:

1. $N_{np} \geq 3, N_{cp} = 0,$
2. $\frac{E_{tot}}{\sqrt{s}} \geq 0,65,$
3. $\frac{P}{\sqrt{s}} \leq 0,3,$
4. $\theta_{1,2} > 36^\circ,$
5. $\theta_3 > 27^\circ,$
6. $\frac{E_{p3}}{\sqrt{s}} \geq 0,1.$

Здесь N_{np} – число нейтральных частиц (рис.1), N_{cp} – число заряженных частиц, E_{tot} – полное энергосодержание (рис.2), P – полный импульс (рис.2), $\theta_{1,2,3}$ – углы фотонов к оси пучка в порядке убывания энергии, E_{p3} – энергосодержание третьего фотона (рис.3).

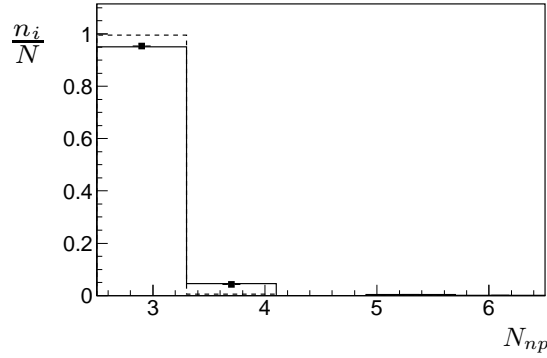


Рис. 1: Распределение по числу зарегистрированных нейтральных частиц для событий $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$. Точки – эксперимент ($\sqrt{s} = 782$ МэВ), штрихованная линия – моделирование, сплошная линия – моделирование с подмешанным пучковым фоном.

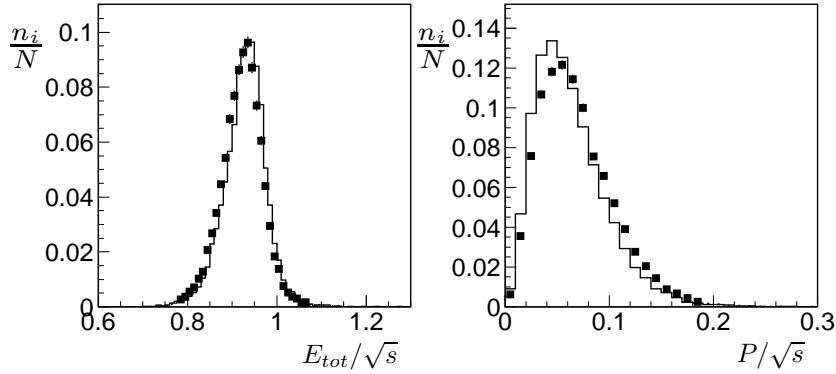


Рис. 2: Распределения по нормированному полному энергосодержанию в калориметре (слева) и нормированному полному импульсу (справа) для событий $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$. Сплошная линия – моделирование, точки – эксперимент ($\sqrt{s} = 782$ МэВ).

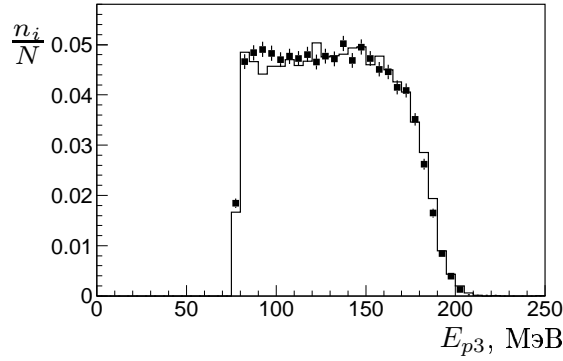


Рис. 3: Распределение по энерговыделению третьего фотона для событий $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$. Сплошная линия – моделирование, точки – эксперимент ($\sqrt{s} = 782$ МэВ).

Условия 1–4 предварительно выделяют трехфотонные события, условия 5 – 6 направлены на подавление пучкового фона и двухфотонных коллинеарных событий с наложением пучкового фона. Для дальнейшей обработки было отобрано 52415 событий.

3.1.2 Кинематическая реконструкция событий

Для уточнения углов и энергий фотонов к событиям, прошедшим предварительный отбор, применялась кинематическая реконструкция. Проводилась минимизация функции:

$$\lambda_{3\gamma}(Z, \mathbf{E}, \theta, \phi) = \sum_{i=1,2,k} \left(\frac{(\theta_i - \theta_i^{(0)})^2}{\sigma_\theta^2} + \frac{(\phi_i - \phi_i^{(0)})^2}{\sigma_\phi^2} + \frac{(E_i - E_i^{(0)})^2}{\sigma_E^2} \right) + \frac{Z^2}{\sigma_Z^2} \quad (1)$$

при условиях сохранения полной энергии и импульса для трех фотонов 1, 2, $k \geq 3$. В случае, если число фотонов больше трех, выбиралась комбинация с наименьшим значением функции. Здесь ϕ_i, θ_i – азимутальный и полярный углы фотонов с учетом общей точки вылета, E_i – энергии фотонов, Z – координата точки вылета вдоль оси пучка, $\phi_i^{(0)}, \theta_i^{(0)}, E_i^{(0)}$ – величины углов и энергий, измеренные детектором, $\sigma_\phi, \sigma_\theta, \sigma_E$ – соответствующие ошибки измерения, σ_Z – разброс координаты Z . Кинематическая реконструкция приводит к заметному улучшению разрешения по инвариантной массе для фотонов от распада π^0 (с 11,2 МэВ до 8,6 МэВ – рис.4).

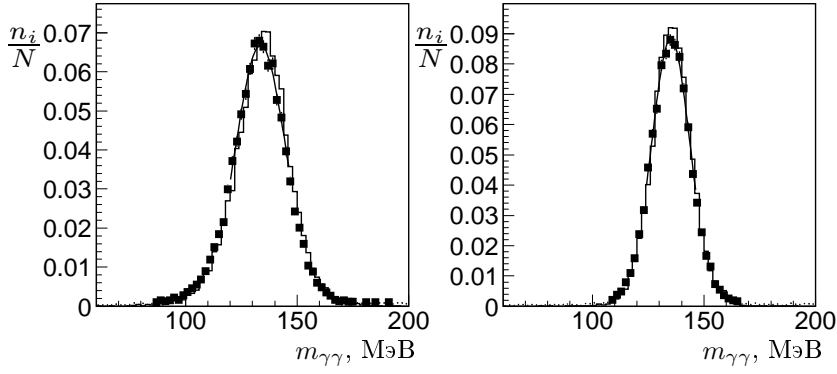


Рис. 4: Распределение по инвариантной массе пар фотонов для событий $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$. Слева – до кинематической реконструкции, справа – после. Сплошная линия – моделирование, точки – эксперимент ($\sqrt{s} = 782$ МэВ).

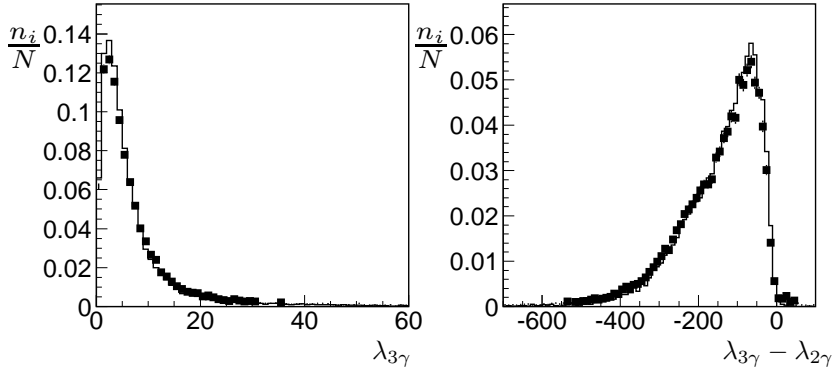


Рис. 5: Распределения по минимальному значению функции кинематической реконструкции для событий $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$. Слева – для трех фотонов $\lambda_{3\gamma}$, справа – разность $\lambda_{3\gamma} - \lambda_{2\gamma}$. Сплошная линия – моделирование, точки – эксперимент ($\sqrt{s} = 782$ МэВ).

Для дополнительного подавления космического и пучкового фона на значение функции $\lambda_{3\gamma}$ в минимуме накладывалось ограничение $\lambda_{3\gamma} < 20$ (рис.5). Кроме того, ограничение по величине $\lambda_{3\gamma}$ приводит к эффективному уменьшению энергии радиационной поправки, что улучшает сходимость минимизации при аппроксимации сечения.

Для подавления фона от процесса $e^+e^- \rightarrow 2\gamma$ с наложением дополнительных фотонов проводилась кинематическая реконструкция с исполь-

зованием функции аналогичной (1) для двух наиболее энергичных фотонов (значение функции в минимуме $\lambda_{2\gamma}$). Накладывалось ограничение $\lambda_{3\gamma} - \lambda_{2\gamma} < 0$ (рис.5).

3.1.3 Отбор событий для аппроксимации сечения

Основным фоном к изучаемому процессу являлись события трехквантовой аннигиляции электродинамического (КЭД) происхождения. В этих событиях возможны различные комбинации энергий и углов фотонов и этот фон не удастся полностью подавить условиями отбора. Поэтому все события, прошедшие предварительный отбор, делились на два класса и аппроксимировались совместно:

Класс А

1. $\lambda_{3\gamma} \leq 20$,
2. $\lambda_{3\gamma} - \lambda_{2\gamma} < 0$,
3. $108 \text{ МэВ} \leq m_{\gamma\gamma} \leq 162 \text{ МэВ}$

Класс В

1. $\lambda_{3\gamma} \leq 20$,
2. $\lambda_{3\gamma} - \lambda_{2\gamma} < 0$,
3. $m_{\gamma\gamma} < 108 \text{ МэВ}$ или $m_{\gamma\gamma} > 162 \text{ МэВ}$

Здесь $m_{\gamma\gamma}$ – инвариантная масса пары фотонов после кинематической реконструкции (рис.4).

Вклад событий процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ в изучаемой области энергии составляют меньше 0,1% от всех события класса А. Для класса В этот вклад составляет до 5% от всех событий, поэтому при аппроксимации сечения этот процесс также учитывался с использованием параметров сечения из таблицы частиц. Всего для аппроксимации процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ (класс А) отобрано 36513 событий.

3.1.4 Отбор событий для нормировочного процесса ($e^+e^- \rightarrow 2\gamma$)

Для подсчета светимости использовались события процесса $e^+e^- \rightarrow 2\gamma$, которые отбирались следующими условиями:

Класс С

1. $N_{cp} = 0, N_{np} \geq 2,$
2. $\frac{E_{p1}}{\sqrt{s}}, \frac{E_{p2}}{\sqrt{s}} > 0, 3,$
3. $\theta_{1,2} > 36^\circ,$
4. $\Delta\varphi_{12} < 10^\circ,$
5. $\Delta\theta_{12} < 25^\circ$

Здесь E_{p1}, E_{p2} – энергосодержание каждого из двух наиболее энергичных фотонов, $\theta_{1,2}$ – углы этих фотонов к оси пучка, $\Delta\varphi_{12}$ – расколлинеарность этих фотонов по азимутальному углу, $\Delta\theta_{12}$ – расколлинеарность по полярному углу. Кроме того из нормировочного процесса исключались события, удовлетворяющие предварительному отбору для классов А и В.

Необходимо отметить, что существенный вклад (до 10% в области резонанса ω) в класс С дают события процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$. Это можно объяснить тем, что когда наиболее энергичный из фотонов от распада π^0 имеет энергию, близкую к максимальной, он имеет малый угол расколлинеарности с фотоном отдачи, при этом энергия третьего фотона сравнима с энергией дополнительных кластеров от пучкового фона.

3.2 Эффективность регистрации и радиационная поправка

Эффективность регистрации процессов $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma, e^+e^- \rightarrow 3\gamma$ (КЭД) и $e^+e^- \rightarrow 2\gamma$ (КЭД) изучалась по моделированию методом Монте-Карло.

Вблизи области резонанса $\omega(782)$ сечение регистрации и эффективность регистрации процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ зависят от изменения энергии за счет излучения фотонов начальными частицами (радиационная поправка). Поэтому для событий классов А и С, где вклад процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ существенный, использовалась эффективность, зависящая как от полной энергии (\sqrt{s}), так и от энергии радиационного фотона (рис.6). Сечение регистрации процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ выражается как [19]:

$$\sigma_{vis}^{(j)}(s) = \varepsilon^{(j)}(\sqrt{s})\beta(\sqrt{s})\sigma(s), \quad (2)$$

$$\varepsilon^{(j)}(\sqrt{s}) = \frac{\int_0^{\frac{2E_{max}}{\sqrt{s}}} \varepsilon_r^{(j)}(\sqrt{s}, \frac{x\sqrt{s}}{2})F(x, s)\sigma((1-x)s)dx}{\int_0^{\frac{2E_{max}}{\sqrt{s}}} F(x, s)\sigma((1-x)s)dx}, \quad (3)$$

$$\beta(\sqrt{s}) = \frac{\int_0^{\frac{2E_{max}}{\sqrt{s}}} F(x, s) \sigma((1-x)s) dx}{\sigma(s)} \quad (4)$$

где $\sigma(s)$ – борновское сечение, $\varepsilon^{(j)}(\sqrt{s})$ – эффективность отбора для класса $j = A, C$; $\varepsilon_r^{(j)}(\sqrt{s}, r)$ – эффективность отбора в зависимости от энергии радиационного фотона, функция $F(x, s)$ учитывает вклад радиационной поправки и приведена в работах [20, 19].

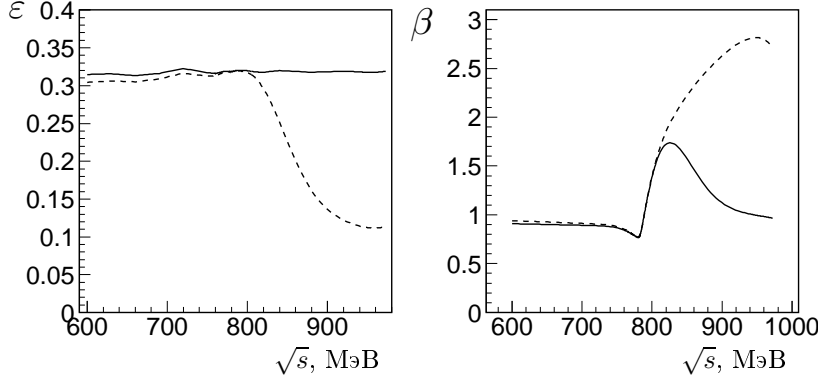


Рис. 6: Слева – эффективность регистрации процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ для класса А с учетом (сплошная линия) и без учета (прерывистая) зависимости эффективности регистрации от энергии радиационного фотона. Справа – радиационная поправка с учетом (сплошная линия) и без учета (прерывистая) зависимости эффективности регистрации от энергии радиационного фотона.

Функция $\varepsilon_r(\sqrt{s}, r)$ аппроксимировалась зависимостью

$$\varepsilon_r(\sqrt{s}, r) = \varepsilon_0(\sqrt{s}) \cdot (k_1(E, r) + k_2(E, r) + k_3), \quad (5)$$

$$k_1(E, r) = \begin{cases} r \leq w_0(E), & (1 - k_2(E, r) - k_3), \\ r > w_0(E), & (1 - k_2(E, r) - k_3) \cdot e^{-\frac{(r-w_0(E))^2}{2w_1(E)^2}} \end{cases} \quad (6)$$

$$w_0(E) = \frac{c \cdot E \cdot w(E)}{1 + c \cdot E}, \quad (7)$$

$$w_1(E) = \frac{w(E)}{1 + c \cdot E}, \quad (8)$$

$$w(E) = a + b \cdot (E - 1), \quad (9)$$

$$k_2(E, r) = d \cdot e^{\frac{r - r_{max}(E)}{w_2}}, \quad (10)$$

$$E = \frac{\sqrt{s}}{782} \quad (11)$$

значения параметров a, b, c, d, w_2, k_3 для классов А и С, полученные из моделирования, приведены в таблице 1. Для класса В радиационная поправка и эффективность рассчитывалась в среднем.

Таблица 1: Значения параметров a, b, c, d, w_2, k_3 .

	a	b	c	d	w_2	k_3
класс А	$52,5 \pm 0,3$	$45,0 \pm 0,5$	$0,50 \pm 0,02$	$0,17 \pm 0,01$	$12,7 \pm 0,9$	$0,0079 \pm 0,0004$
класс В	$98,7 \pm 0,5$	$120,3 \pm 1,2$	$0,75 \pm 0,02$	$0,22 \pm 0,01$	$19,0 \pm 1,1$	0

3.3 Определение сечений процессов

Для моделирования и аппроксимации сечения фонового процесса $e^+e^- \rightarrow 3\gamma$ (КЭД) использовалось выражение для дифференциального сечения, приведенное в [21]. Радиационная поправка к этому выражению (с учетом внутренних петель диаграмм и излучения дополнительных фотонов) [22] может быть достаточно велика и при ограничении на энергию мягких фотонов 20 МэВ составляет до -10% . Учитывая небольшой диапазон энергии (\sqrt{s}), поправка вводилась общим множителем к сечению, который рассматривался как свободный параметр. Для моделирования и аппроксимации сечения процесса $e^+e^- \rightarrow 2\gamma$ (КЭД) использовалось выражение из работы [23] с учетом возможности излучения дополнительного фотона.

Борновское сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ в рамках модели векторной доминантности может быть выражено, как [24, 25]:

$$\sigma_{\pi^0\gamma}(s) = \frac{(4\pi)^2 \alpha \cdot q(s)^3}{3s^{3/2}} \left| \sum_{V=\rho,\omega,\phi} \frac{g_{\gamma V} \cdot g_{V\pi^0\gamma}}{D_V(s)} + A_{non-res} \right|^2, \quad (12)$$

$$D_V(s) = m_V^2 - s - i\sqrt{s}\Gamma_V(s), \quad (13)$$

$$q(s) = \frac{\sqrt{s}}{2} \left(1 - \frac{m_{\pi^0}^2}{s} \right) \quad (14)$$

Принимая

$$\sigma_{V\pi^0\gamma} \equiv \frac{(4\pi)^2 \alpha \cdot q(m_V^2)^3}{3m_V^3} \left| \frac{g_{\gamma V} \cdot g_{V\pi^0\gamma}}{D_V(m_V^2)} \right|^2, \quad (15)$$

выражение для сечения можно преобразовать к виду:

$$\sigma_{\pi^0\gamma}(s) = \frac{q(s)^3}{s^{3/2}} |A_{\rho^0\pi^0\gamma}(s) + A_{\omega\pi^0\gamma}(s) + A_{\varphi\pi\gamma}(s) + a_{\pi^0\gamma}|^2, \quad (16)$$

$$A_V(s) = \frac{m_V \Gamma_V e^{i\varphi_V}}{D_V(s)} \sqrt{\frac{m_V^3}{q(m_V^2)^3}} \sigma_{V\pi^0\gamma}, \quad (17)$$

удобному для аппроксимации данных. Здесь $\sigma_{V\pi^0\gamma}$ – сечение процесса $e^+e^- \rightarrow V \rightarrow \pi^0\gamma$ при $\sqrt{s} = m_V$, m_V – масса резонанса, φ_V – фаза интерференции, $a_{\pi^0\gamma}$ – нерезонансный вклад в амплитуду, $\Gamma_V(s)$ – ширина резонанса с учетом процессов, дающих вклад более 1%.

При аппроксимации с учетом $\rho - \omega$ смешивания [25] амплитуды $A_{\omega\pi^0\gamma}$ и $A_{\rho^0\pi^0\gamma}$ дополнительно умножались на комплексные множители $\frac{r_{\omega\pi^0\gamma}(s)}{|r_{\omega\pi^0\gamma}(m_\omega^2)|}$ и $\frac{r_{\rho^0\pi^0\gamma}(s)}{|r_{\rho^0\pi^0\gamma}(m_{\rho^0}^2)|}$ соответственно, где:

$$r_{\omega\pi^0\gamma}(s) = 1 + \varepsilon(s) \cdot \left(\frac{g_{\gamma\rho^0}^I}{g_{\gamma\omega}^I} + \frac{g_{\rho^0\pi^0\gamma}^I}{g_{\omega\pi^0\gamma}^I} \right), \quad (18)$$

$$r_{\rho^0\pi^0\gamma}(s) = 1 - \varepsilon(s) \cdot \left(\frac{g_{\gamma\omega}^I}{g_{\gamma\rho^0}^I} + \frac{g_{\omega\pi^0\gamma}^I}{g_{\rho^0\pi^0\gamma}^I} \right), \quad (19)$$

$$\varepsilon(s) = \frac{\Pi_{\rho\omega}}{D_\omega(s) - D_\rho(s)}, \quad (20)$$

$$g_{\gamma V}^I = \sqrt{\frac{m_V^5}{(4\pi)^2 \alpha}} \Gamma_V \sigma_V, \quad (21)$$

$$g_{V\pi^0\gamma}^I = \sqrt{\frac{3\Gamma_V}{q(m_V^2)^3} \frac{\sigma_{V\pi^0\gamma}}{\sigma_V}}, \quad (22)$$

$$\Pi_{\rho\omega} = -3800 \pm 370 \text{ МэВ}^2 \quad (23)$$

3.4 Аппроксимация сечений

Для аппроксимации сечения использовалась программа FIT [19]. Аппроксимация проводилась методом минимизации функции правдоподобия одновременно по трем наборам событий (классы А,В,С) с учетом

радиационной поправки и разброса энергии в пучке δE . Для того, чтобы учесть общий сдвиг энергии, использовалась масса ω -мезона из таблицы частиц [10], а сдвиг энергии (ΔE) рассматривался как свободный параметр при аппроксимации.

Поскольку процесс $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ дает большой вклад в число событий нормировочного процесса $e^+e^- \rightarrow 2\gamma$ (до 10% в области резонанса ω), интегральная светимость вычислялась на каждом шаге минимизации с учетом этого вклада.

При аппроксимации сечений использовались табличные значения [10] для параметров ω и ρ^0 мезонов:

$$m_\omega = 782,57 \pm 0,12 \text{ МэВ}, \quad (24)$$

$$\Gamma_\omega = 8,44 \pm 0,09 \text{ МэВ}, \quad (25)$$

$$Br(\omega \rightarrow 3\pi) \cdot \Gamma_{\omega \rightarrow e^+e^-} = 0,533 \pm 0,018 \text{ кэВ}, \quad (26)$$

$$Br(\omega \rightarrow 2\pi) \cdot \Gamma_{\omega \rightarrow e^+e^-} = 0,013 \pm 0,002 \text{ кэВ}, \quad (27)$$

$$m_\rho = 769,3 \pm 0,8 \text{ кэВ}, \quad (28)$$

$$\Gamma_\rho = 150,2 \pm 0,8 \text{ МэВ}, \quad (29)$$

$$\Gamma_{\rho \rightarrow e^+e^-} = 6,77 \pm 0,32 \text{ кэВ} \quad (30)$$

Использовались параметры сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \pi^0\gamma$ из работы [26] (фаза интерференции φ_ϕ принималась равной 180°):

$$\sigma_{\phi\pi^0\gamma} = 5,82 \pm 0,16 \text{ нб} \quad (31)$$

Остальные необходимые для аппроксимации значения брались также из таблицы частиц.

Проводились различные варианты аппроксимации, при этом фиксировалась фаза $\varphi_\omega = 0$:

1. $\sigma_{\rho^0\pi^0\gamma} = 0$, $a_{\pi^0\gamma} = 0$,
2. $\sigma_{\rho^0\pi^0\gamma}$ и φ_{ρ^0} свободные параметры, $a_{\pi^0\gamma} = 0$,
3. $\sigma_{\rho^0\pi^0\gamma}$ свободный параметр, $\varphi_{\rho^0} = 0$, $a_{\pi^0\gamma} = 0$,
4. $\sigma_{\rho^0\pi^0\gamma}$ свободный параметр, $\varphi_{\rho^0} = 0^\circ$, $a_{\pi^0\gamma}$ вещественный свободный параметр,
5. $\sigma_{\rho^0\pi^0\gamma}$ и φ_{ρ^0} свободные параметры, $a_{\pi^0\gamma} = 0$, учтено $\rho^0 - \omega$ смешивание в приближении пропагатора.

Результаты аппроксимации приведены в таблице 2. Общий сдвиг энергии (ΔE) составил от $-0,25$ МэВ до $-0,36$ МэВ. Поправка к сечению трехфотонной аннигиляции составила $(-8,2 \pm 1,2)\%$ с $\frac{\chi^2}{N} = \frac{26}{29}$ и практически не зависит от способа аппроксимации.

Таблица 2: Результаты аппроксимации (все ошибки статистические).

	$\sigma_{\omega\pi^0\gamma}$, нб	$\sigma_{\rho^0\pi^0\gamma}$, нб	φ_{ρ^0} , °	ΔE , MeV	$Re a_{\pi^0\gamma}$, нб $^{\frac{1}{2}}$	χ^2/N
1	$176,9 \pm 1,4$	0		$-0,36 \pm 0,06$	0	74,8/28
2	$156,0 \pm 2,7$	$0,59 \pm 0,13$	$-11,2 \pm 6,4$	$-0,34 \pm 0,08$	0	21,6/26
3	$156,6 \pm 2,7$	$0,56 \pm 0,13$	0	$-0,25 \pm 0,06$	0	25,0/27
4	$156,0 \pm 2,9$	$0,61 \pm 0,15$	0	$-0,26 \pm 0,07$	$0,09 \pm 0,13$	24,0/26
5	$156,3 \pm 2,7$	$0,57 \pm 0,13$	$1,7 \pm 6,7$	$-0,33 \pm 0,08$	0	21,7/26

3.5 Систематическая ошибка

В систематические ошибки входят: ошибка в определении светимости, ошибки в определении эффективности регистрации из-за неточного моделирования и наложения дополнительных фотонов, вклад космического и пучкового фона, ошибки параметров из таблицы частиц, модельная ошибка, связанная с фиксацией фазы φ_{ρ^0} .

Ошибка в определении светимости связана в основном с неточностью теоретического сечения и оценки эффективности регистрации. Для определения ее вклада в систематические ошибки проводилась аппроксимация с использованием интегральной светимости независимо полученной из событий e^+e^- рассеяния (рис.7). Разница в определении интегральной светимости составила $\sim 2\%$.

Изучение ошибки эффективности регистрации для предварительного отбора, связанной с неточностью моделирования, проводилось сравнением моделирования и эксперимента в области существенного превышения событий $\pi^0\gamma$ над фоном (пик ω -мезона). Систематическая ошибка эффективности регистрации для предварительного отбора не превышает $1,5\%$.

Для изучения вклада от наложения дополнительных фотонов от пучкового фона в систематическую ошибку, показания детектора в моменты времени, не связанные со столкновениями, записывались и подмешивались к моделированию пропорционально загрузке детектора. Разница в эффективности с моделированием без подмешивания наложений не превышает $0,5\%$ и также пересчитывалась в систематические ошибки.

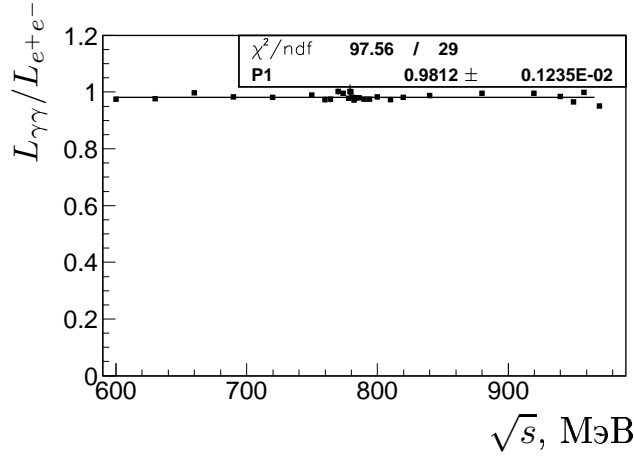


Рис. 7: Отношение интеграла светимости из аппроксимации и по e^+e^- событиям.

Для оценки систематической ошибки, связанная с космическим и пучковым фоном, и неопределенностью в определении эффективности регистрации для класса А, отбор по параметрам качества кинематической реконструкции ($\lambda_{3\gamma}, \lambda_{2\gamma}$) варьировался в широких пределах, проводилась аппроксимация сечения. Изменение значений параметров аппроксимации рассматривалось как оценка систематической ошибки.

Систематические ошибки в зависимости поведения эффективности регистрации от энергии радиационной поправки оценивался из специальной аппроксимации, в которой параметры эффективности (таблица 1) варьировались в пределах своих ошибок.

Ошибки используемых табличных параметров мезонов, приведенные в (24)-(31) также учтены в систематических ошибках. Вклады в систематические ошибки сечений суммированы в таблице 3.

Таблица 3: Вклады в систематические ошибки сечений

Источник вклада	$\sigma_{\omega\pi^0\gamma}$	$\sigma_{\rho^0\pi^0\gamma}$
Интеграл светимости	3,8%	5,1%
Эффективность предварительного отбора	1,4%	5,8%
Эффективность, космический и пучковый фон	1,7%	11,1%
Наложения	< 0,5%	< 2%
Ошибки данных из таблицы частиц	< 0,2%	5,3%
Фиксация фазы в нуле	0,4%	4,3%
Всего	4,4%	15,3%

4 Обсуждение результатов

Значения фазы φ_{ρ^0} и константы $a_{\pi^0\gamma}$ согласуются с нулем, поэтому в качестве результата используются данные аппроксимации 3, разница с данными аппроксимации 2 рассматривается как модельная ошибка. Как окончательный результат приводится:

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \omega \rightarrow \pi^0\gamma} = 156,6 \pm 2,7 \pm 6,9 \text{ нб}, \quad (32)$$

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \rho^0 \rightarrow \pi^0\gamma} = 0,56 \pm 0,13 \pm 0,09 \text{ нб} \quad (33)$$

Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ приведено на рисунках 8 и 9, и в таблице 4.

Выражения в терминах вероятности и парциальной ширины составили (с использованием данных и их ошибок, приведенных выше в (24)-(31)).

$$Br(\omega \rightarrow \pi^0\gamma) \cdot \Gamma_{\omega \rightarrow e^+e^-} = 0,0551 \pm 0,0010 \pm 0,0025 \text{ кэВ}, \quad (34)$$

$$Br(\omega \rightarrow \pi^0\gamma) = (9,17 \pm 0,16 \pm 0,46) \%, \quad (35)$$

$$Br(\rho^0 \rightarrow \pi^0\gamma) = (5,03 \pm 1,17 \pm 0,83) \times 10^{-4}, \quad (36)$$

$$\Gamma_{\omega \rightarrow \pi^0\gamma} = 774 \pm 13 \pm 42 \text{ кэВ}, \quad (37)$$

$$\Gamma_{\rho^0 \rightarrow \pi^0\gamma} = 76 \pm 18 \pm 12 \text{ кэВ} \quad (38)$$

Полученные результаты статистически согласуются с результатами предыдущих измерений (рис.9, таблица 6). Наибольшее отличие (1,5 стандартных отклонения) наблюдается с шириной распада $\rho^0 \rightarrow \pi^0\gamma$, полученной на детекторе НД, однако значение сечения $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ в максимуме (рис.9) отличается незначительно. Изменение измеренного значения ширины распада $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ в сторону увеличения, в этой связи, объясняется большой отрицательной корреляцией ($\approx -0,86$) между сечениями $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \omega \rightarrow \pi^0\gamma}$ и $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \rho^0 \rightarrow \pi^0\gamma}$. Наблюдается хорошее согласие ширины $\Gamma_{\rho^0 \rightarrow \pi^0\gamma}$ с $\Gamma_{\rho^\pm \rightarrow \pi^\pm\gamma}$.

Феноменологические оценки на основе различных моделей [1, 2, 3, 4, 5], дают предсказания, которые также не противоречат полученным данным (таблица 6),

Отношение ширин распадов ω и ρ в $\pi^0\gamma$, которое требуется строгой $SU(3)$ симметрией [2] составляет 9,47 и согласуется с измеренным значением:

$$\frac{\Gamma_{\omega \rightarrow \pi^0\gamma}}{\Gamma_{\rho^0 \rightarrow \pi^0\gamma}} = 10,2 \pm 2,5 \pm 2,4, \quad (39)$$

$$\frac{\Gamma_{\phi \rightarrow \pi^0\gamma}}{\Gamma_{\omega \rightarrow \pi^0\gamma}} = (6,98 \pm 0,23 \pm 0,67) \times 10^{-3} \quad (40)$$

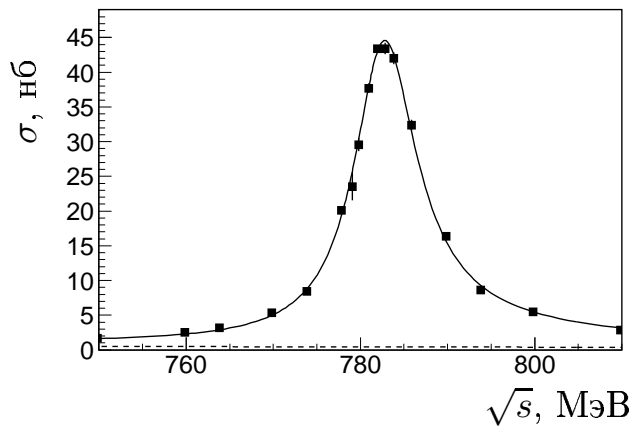
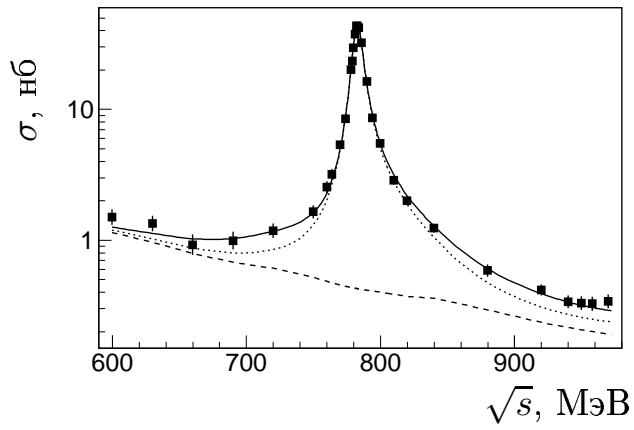


Рис. 8: Сечение регистрации процесса, сплошной линией обозначена теоретическая кривая, полученная со свободным параметром $\sigma_{\rho^0\pi^0\gamma}$, пунктиром — $\sigma_{\rho^0\pi^0\gamma} = 0$, электродинамический фон обозначен прерывистой линией.

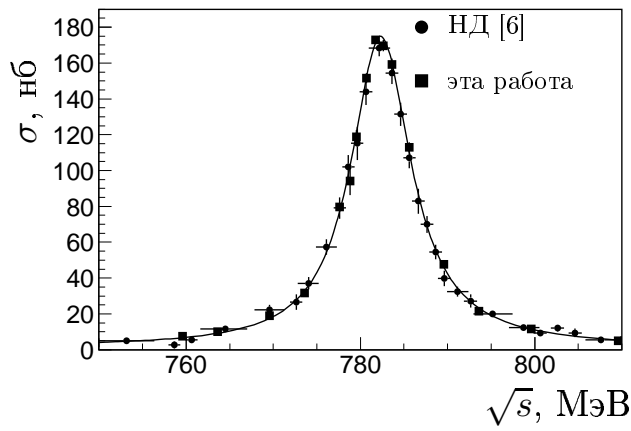
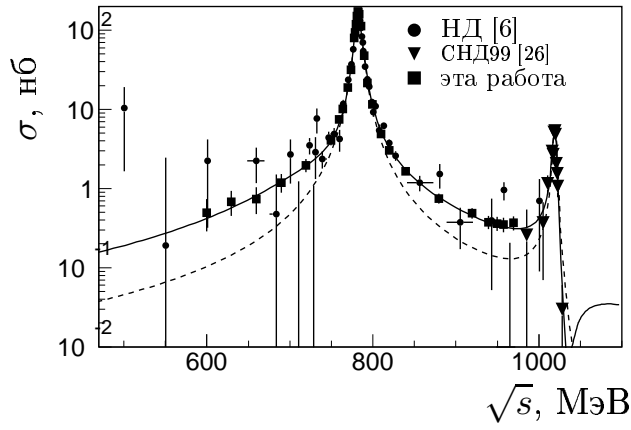


Рис. 9: Борновское сечение процесса, сплошной линией обозначена теоретическая кривая, полученная со свободным параметром $\sigma_{\rho^0\pi^0\gamma}$, прерывистой – $\sigma_{\rho^0\pi^0\gamma} = 0$ (точки данных НД слиты по энергиям и поправлены с учетом изменения табличной массы ω -мезона).

Таблица 4: Сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ (при условии $m_\omega = 782,57$ МэВ, с учетом общего сдвига энергии, ошибка сдвига энергии 0,16 МэВ). Приведенные ошибки сечения – статистические. Общая систематическая ошибка $\sigma_{\pi^0\gamma}$ составляет 2,9%. Здесь δE – разброс энергии в пучке, L – интегральная светимость, N – число событий, $\sigma_{3\gamma}^{(vis)}$ – сечение регистрации процесса $e^+e^- \rightarrow 3\gamma$ (КЭД), $\varepsilon_{\pi^0\gamma}$ – эффективность регистрации процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$, $\beta_{\pi^0\gamma}$ – коэффициент, учитывающий радиационную поправку и разброс энергий в пучке для этого процесса.

\sqrt{s} , МэВ	δE , МэВ	L , нб	N	$\sigma_{3\gamma}^{(vis)}$, нб	$\varepsilon_{\pi^0\gamma}$	$\beta_{\pi^0\gamma}$	$\sigma_{\pi^0\gamma}$, нб
599,61	0,14	39,91 ± 0,30	60	1,36 ± 0,20	0,30	0,94	0,50 ± 0,22
629,60	0,15	46,11 ± 0,33	62	1,15 ± 0,17	0,31	0,93	0,68 ± 0,24
659,61	0,16	40,04 ± 0,33	37	0,72 ± 0,15	0,31	0,92	0,74 ± 0,28
689,65	0,19	48,33 ± 0,38	48	0,66 ± 0,13	0,31	0,91	1,19 ± 0,32
719,60	0,18	58,45 ± 0,43	69	0,61 ± 0,11	0,32	0,91	1,96 ± 0,37
749,59	0,20	50,93 ± 0,42	84	0,53 ± 0,11	0,31	0,88	4,06 ± 0,57
759,59	0,20	41,91 ± 0,39	107	0,54 ± 0,12	0,31	0,85	7,50 ± 0,86
763,59	0,21	38,83 ± 0,38	124	0,52 ± 0,12	0,31	0,84	10,10 ± 1,04
769,59	0,21	43,64 ± 0,40	234	0,49 ± 0,11	0,32	0,81	18,86 ± 1,35
773,59	0,21	62,82 ± 0,48	531	0,43 ± 0,09	0,32	0,79	31,75 ± 1,50
777,59	0,21	76,76 ± 0,53	1544	0,45 ± 0,09	0,32	0,77	79,69 ± 2,34
778,80	0,22	6,88 ± 0,16	162	0,40 ± 0,26	0,32	0,77	94,23 ± 8,21
779,57	0,24	43,39 ± 0,39	1282	0,42 ± 0,11	0,32	0,77	118,77 ± 3,84
780,68	0,23	132,32 ± 0,68	4989	0,43 ± 0,07	0,32	0,77	151,59 ± 2,72
781,72	0,24	351,61 ± 1,10	15259	0,43 ± 0,05	0,32	0,78	172,87 ± 1,82
782,61	0,21	81,15 ± 0,53	3523	0,42 ± 0,08	0,32	0,79	169,72 ± 3,20
783,60	0,21	74,97 ± 0,51	3150	0,42 ± 0,09	0,32	0,82	159,25 ± 3,25
785,60	0,22	73,79 ± 0,51	2391	0,43 ± 0,09	0,32	0,88	112,98 ± 2,71
789,59	0,22	56,91 ± 0,46	930	0,43 ± 0,09	0,32	1,04	47,78 ± 1,71
793,58	0,23	53,02 ± 0,45	456	0,38 ± 0,09	0,32	1,19	21,59 ± 1,09
799,58	0,23	51,86 ± 0,45	285	0,40 ± 0,09	0,32	1,39	11,50 ± 0,74
809,58	0,25	65,73 ± 0,52	189	0,35 ± 0,08	0,31	1,65	4,91 ± 0,40
819,58	0,24	115,75 ± 0,70	233	0,34 ± 0,06	0,30	1,85	3,05 ± 0,23
839,56	0,25	144,85 ± 0,80	179	0,35 ± 0,05	0,25	2,12	1,66 ± 0,15
879,54	0,27	170,29 ± 0,91	100	0,28 ± 0,04	0,16	2,48	0,75 ± 0,11
919,52	0,32	327,76 ± 1,32	137	0,25 ± 0,03	0,12	2,74	0,49 ± 0,07
939,54	0,30	291,27 ± 1,28	99	0,22 ± 0,03	0,11	2,81	0,38 ± 0,07
949,54	0,29	259,15 ± 1,22	86	0,22 ± 0,03	0,11	2,82	0,36 ± 0,07
957,54	0,29	241,67 ± 1,19	79	0,21 ± 0,03	0,11	2,80	0,35 ± 0,07
969,55	0,30	245,70 ± 1,21	84	0,22 ± 0,03	0,11	2,74	0,37 ± 0,08

Таблица 6: Сравнение данных по частичной ширине распадов $\Gamma_{\rho, \omega \rightarrow \pi^0 \gamma}$ с ранее полученными данными и феноменологическими оценками (для экспериментальных данных приведена полная ошибка).

Источник	Γ_{ω} , кэВ	Γ_{ρ} , кэВ
Экспериментальные данные		
Эта работа	774 ± 44	76 ± 22
НД, 1989 [6]	746 ± 51	121 ± 31
CNTR, 1976 [14]	629 ± 97	
OSPK, 1972 [13]	817 ± 187	
HLBC, 1971 [12]	607 ± 150	
HLBC, 1969 [11]	974 ± 300	
Оценки		
⁽¹⁾ Из $\rho^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \gamma$ [10]		72 ± 8
Кварковая модель [1]	861	67
VDM/SU(3)/nonet symmetry [2]	549	58
Модель мешков (СВМ) [3]	1180	124
Эффективный потенциал [4]	645	69
Правило сумм [5]	720	65

⁽¹⁾с поправкой на $\rho - \omega$ смешивание

Значение вещественной нерезонансной амплитуды $a_{\pi^0 \gamma}$, полученного в аппроксимации 4, хорошо согласуется с нулем и на данной статистике нельзя сделать вывод о наличии нерезонансного вклада. Значение фазы φ_{ρ^0} не противоречит нулевому значению и может быть объяснена $\rho - \omega$ смешиванием (таблица 2, аппроксимации 2 и 5).

5 Заключение

Измерено сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0 \gamma$ в области энергии $0,6 - 1,0$ ГэВ. Показано, что на уровне экспериментальной точности оно хорошо описывается в рамках модели векторной доминантности с учетом переходов $\phi, \omega, \rho \rightarrow \pi^0 \gamma$.

Измерены сечения процессов $e^+e^- \rightarrow \omega \rightarrow \pi^0 \gamma$ и $e^+e^- \rightarrow \rho^0 \rightarrow \pi^0 \gamma$, ширины и вероятности соответствующих распадов. Результаты представлены в (32)-(40) и в таблице 4.

Значения параметров распадов $\omega, \rho^0 \rightarrow \pi^0\gamma$ не противоречат ранее полученным экспериментальным результатам. Значение ширины распада $\rho^0 \rightarrow \pi^0\gamma$ хорошо согласуется со значением ширины распадов $\rho^\pm \rightarrow \pi^\pm\gamma$. Полученные величины не противоречат различным феноменологическим оценкам.

Полученные результаты имеют точность выше мировой для распада $\rho^0 \rightarrow \pi^0\gamma$ и соответствует мировой для распада $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$, значительная часть ошибок является систематической. Основной вклад в систематическую ошибку для $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ дает ошибка в определении интегральной светимости, для $\rho^0 \rightarrow \pi^0\gamma$ наибольший вклад дает ошибка в эффективности регистрации.

Данная работа выполнена при поддержке фонда РФФИ гранты 00-15-96802 и 01-02-16934-а.

Список литературы

- [1] D.A.Geffen and W. Wilson. *Phys. Rev. Lett.* **44**, 370 (1980).
- [2] P. J. O'Donnell. *Rev. Mod. Phys.* **53**, 673 (1981).
- [3] P.Singer and G.A.Miller. *Phys. Rev.* **D33**, 141–158 (1986).
- [4] N.Barik and P.C.Dash. *Phys. Rev.* **D49**, 299–308 (1994).
- [5] S. lin Zhu et al. *Phys. Lett.* **B420**, 8–12 (1998).
- [6] S.I.Dolinsky et al. *Phys. Rept.* **202**, 99–170 (1991).
- [7] T. Jensen et al. *Phys. Rev.* **D27**, 26 (1983).
- [8] J. Huston et al. *Phys. Rev.* **D33**, 3199 (1986).
- [9] L. Capraro et al. *Nucl. Phys.* **B288**, 659 (1987).
- [10] D.E.Groom et al. *Eur. Phys. J.* **C15**, 1 (2000).
- [11] F.Jacquet et al. *Nuovo Cim.* **63A**, 743 (1969).
- [12] A.B.Baldin et al. *Yad. Fiz.* **13**, 758–764 (1971).
- [13] D.Benaksas et al. *Phys. Lett.* **B42**, 511–514 (1972).
- [14] J.Keyne et al. *Phys. Rev.* **D14**, 28–41 (1976).

- [15] I.A. Koop et al. *Published in "Physics and detectors for DAPHNE", Frascati, 393-404 (1999).*
- [16] M.N.Achasov et al. *Nucl. Instrum. Meth.* **A449**, 125–139 (2000).
- [17] M.N.Achasov et al. Preprint BudkerINP 98-65, Novosibirsk (1998).
- [18] V.V.Anashin et al. Preprint INP 84-123, Novosibirsk (1984).
- [19] A.V.Bozhenok et al. Preprint BudkerINP 99-103, Novosibirsk (1999). (in Russian).
- [20] E.A.Kuraev and V.S.Fadin. *Sov. J. Nucl. Phys.* **41**, 466–472 (1985).
- [21] A.B.Arbusov et al. *JHEP* **10**, 001 (1997).
- [22] E.A.Kuraev and Z.K.Silagadze. *Phys. At. Nucl.* **58**, 1741–1743 (1995). (in Russian).
- [23] V. N. Baier et al. *Phys. Rept.* **78**, 293-393 (1981).
- [24] N.N.Achasov et al. *Sov. J. Nucl. Phys.* **54**, 664–671 (1991).
- [25] H.B.O'Connell et al. *Prog. Part. Nucl. Phys.* **39**, 201–252 (1997).
- [26] M.N.Achasov et al. *Eur. Phys. J.* **C12**, 25–33 (2000).

*М.Н.Ачасов, К.И.Белобородов, А.В.Бердюгин,
А.Г.Богданчиков, А.В.Боженок, А.Д.Бужин, Д.А.Бужин,
С.В.Бурдин, А.А.Валишев, А.В.Васильев, Т.В.Димова,
А.А.Дроздецкий, В.П.Дружинин, В.Б.Голубев,
В.Н.Иванченко, А.А.Король, С.В.Кошуба, А.П.Лысенко,
А.А.Мамуткин, Е.В.Пактусова, Е.Э.Пята, А.А.Сальников,
С.И.Середняков, В.А.Сидоров, З.К.Силагадзе,
А.Г.Скрипкин, Ю.В.Усов, В.В.Шарый, Ю.М.Шатунов*

**Изучение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$
в области энергии $\sqrt{s} = 0,6 - 1,0$ ГэВ**

*M.N. Achasov, K.I. Beloborodov, A.V. Berdyugin,
A.G. Bogdanchikov, A.V. Bozhenok, A.D. Bukin, D.A. Bukin,
S.V. Burdin, A.A. Valishev, A.V. Vasiljev, T.V. Dimova,
A.A. Drozdetsky, V.P. Druzhinin, V.B. Golubev,
V.N. Ivanchenko, A.A. Korol, S.V. Koshuba, A.P. Lysenko,
A.A. Mamutkin, E.V. Pakhtusova, E.E. Pyata, A.A. Salnikov,
S.I. Serednyakov, V.A. Sidorov, Z.K. Silagadze,
A.G. Skripkin, Yu.V. Usov, V.V. Shary, Yu.M. Shatunov*

**Study of the process $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$
in the energy region $\sqrt{s} = 0,6 - 1,0$ GeV**

ИЯФ 2001-54

Ответственный за выпуск А.М. Кудрявцев

Работа поступила 25.07.2001 г.

Сдано в набор 14.09.2001 г.

Подписано в печать 15.09.2001 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1.3 печ.л., 1.0 уч.-изд.л.

Тираж 115 экз. Бесплатно. Заказ № 54

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