

# ПОИСК ПРОЦЕССОВ $e^+e^- \rightarrow f_0(600)\gamma, f_0(980)\gamma, f_0(1350)\gamma$ И $f_2(1270)\gamma$ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ ОТ 1.05 ДО 1.38 ГэВ

*М. Н. Ачасов<sup>a,b</sup>, К. И. Белобородов<sup>a,b</sup>, А. В. Бердюгин<sup>a</sup>, А. Г. Богданчиков<sup>a</sup>,  
Д. А. Букин<sup>a</sup>, А. В. Васильев<sup>a,b</sup>, В. Б. Голубев<sup>a,b</sup>, Т. В. Димова<sup>a,b</sup>,  
В. П. Дружинин<sup>a,b</sup>, Л. В. Кардапольцев<sup>a,b\*</sup>, И. А. Кооп<sup>a,b</sup>, А. А. Король<sup>a,b</sup>,  
С. В. Кошуба<sup>a</sup>, Е. В. Пахтусова<sup>a</sup>, С. И. Середняков<sup>a,b</sup>, З. К. Силагадзе<sup>a,b</sup>,  
А. Н. Скринский<sup>a</sup>, А. Г. Харламов<sup>a,b</sup>, Ю. М. Шатунов<sup>a</sup>*

<sup>a</sup> *Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук  
630090, Новосибирск, Россия*

<sup>b</sup> *Новосибирский государственный университет  
630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 4 февраля 2011 г.

В области энергии от 1.05 до 1.38 ГэВ установлены верхние пределы на сечения процессов  $e^+e^- \rightarrow f_0(600)\gamma, f_0(980)\gamma, f_0(1350)\gamma, f_2(1270)\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ . Измерение проведено по статистике, набранной в эксперименте со сферическим нейтральным детектором (СНД) на  $e^+e^-$ -коллайдере ВЭПП-2М. Полученные верхние пределы варьируются в зависимости от энергии и модели от 6 до 42 пб.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В области энергии от 1.05 до 1.4 ГэВ доминирующим механизмом для процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  является переход через промежуточное состояние  $\omega\pi^0$  с распадом  $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ . Этот процесс подробно изучен в работах [1, 2]. Другие промежуточные состояния в этой области энергии пока не найдены. Основными кандидатами на их роль являются электрические дипольные распады широких резонансов  $\rho(1450)$  и  $\rho(1700)$  на  $f_0(600)\gamma, f_0(980)\gamma, f_0(1350)\gamma$  и  $f_2(1270)\gamma$ .

Измерение электрических дипольных распадов  $\rho(1450)$  и  $\rho(1700)$  важно для понимания их кварковой структуры. Состояния  $\rho(1450)$  и  $\rho(1700)$  плохо изучены. Например, вопрос о структуре для  $\rho(1700)$  до сих пор не имеет однозначного ответа [3, 4]. В работе [5] показано, что измерение ширин радиационных переходов является очень чувствительным способом исследования кварковой структуры. Так, для пары  $q\bar{q}$  в состоянии  $2S$  доминирующими каналами распада являются  $f_2(1270)\gamma$  и  $f_1(1285)\gamma$ , а в состоянии  $1D$  —  $f_1(1285)\gamma$  и  $f_0(1350)\gamma$ .

Также интересен поиск распадов  $\rho(1450)$  и

$\rho(1700)$  на  $f_0(600)\gamma$  и  $f_0(980)\gamma$ . Природа состояний  $f_0(600)$  и  $f_0(980)$  до сих пор остается недостаточно изученной. Обнаружение какого-либо из этих распадов могло бы помочь выбрать наиболее подходящую модель для описания этих состояний.

В данной работе проводится поиск процессов

$$\begin{aligned} e^+e^- &\rightarrow f_0(600)\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma, \\ e^+e^- &\rightarrow f_0(980)\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma, \\ e^+e^- &\rightarrow f_0(1350)\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma, \\ e^+e^- &\rightarrow f_2(1270)\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma \end{aligned} \quad (1)$$

в области энергии в системе центра масс  $e^+e^-$ -пары ( $2E_0$ ) от 1.05 до 1.38 ГэВ.

## 2. ДЕТЕКТОР И ЭКСПЕРИМЕНТ

Сферический нейтральный детектор (СНД) является универсальным немагнитным детектором [6]. Главная его часть — трехслойный электромагнитный калориметр, состоящий из 1630 кристаллов NaI(Tl). Полный телесный угол калориметра составляет 90% от  $4\pi$ . Энергетическое разрешение калориметра для фотонов имеет значение

\*E-mail: l.kardapoltsev@gmail.com

$\sigma_E/E = 4.2\% / \sqrt[4]{E[\text{ГэВ}]}$ , угловое разрешение — около  $1.5^\circ$ . Направление вылета заряженных частиц измерялось системой дрейфовых камер. Полный телесный угол трековой системы составляет 95% от  $4\pi$ . Анализ, представленный в этой работе, основан на данных, собранных в 1997–99 гг. в области энергий 1.05–1.38 ГэВ. Исследуемая область сканировалась с шагом 10 МэВ. Интегральная светимость, набранная в этой области, составляет около  $9 \text{ пб}^{-1}$ . Светимость измерялась по процессам  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  и  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  с систематической ошибкой 3%.

$$\chi_\gamma^2 < 5 \quad (6)$$

фон от процесса (5) был уменьшен примерно в полтора раза.

Далее отобранные события проходили процедуру кинематической реконструкции. Проверялась совместимость кинематики события с гипотезой о его принадлежности к процессу  $e^+e^- \rightarrow 5\gamma$ . В результате кинематической реконструкции вычислялось значение функции  $\chi^2$  гипотезы ( $\chi_{5\gamma}^2$ ). На параметр  $\chi_{5\gamma}^2$  было наложено условие

$$\chi_{5\gamma}^2 < 20. \quad (7)$$

Затем отбирались события с двумя  $\pi^0$ . Для этого была проведена кинематическая реконструкция в гипотезе  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ . На функцию  $\chi^2$  этой гипотезы ( $\chi_{\pi^0\pi^0\gamma}^2$ ) было наложено условие

$$\chi_{\pi^0\pi^0\gamma}^2 - \chi_{5\gamma}^2 < 10. \quad (8)$$

В результате применения описанных выше условий во всем диапазоне энергий было отобрано 2993 события. Оцененный по моделированию фон от процессов (3) и (5) составил 6 событий.

### 3. УСЛОВИЯ ОТБОРА

Для первичного отбора событий процесса

$$e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma \quad (2)$$

были использованы следующие условия:

- зарегистрировано пять фотонов и ни одного заряженного трека,
- полное энергосодержание в калориметре превышает  $1.4E_0$ ,
- суммарный импульс всех частиц в событии меньше  $0.3E_0/c$ .

Для того чтобы подавить фон от электродинамических процессов

$$e^+e^- \rightarrow 2\gamma, 3\gamma, 4\gamma, 5\gamma, \quad (3)$$

были использованы условия отбора

$$E_{min} > 35 \text{ МэВ}, \quad 35^\circ < \theta_{min} < 145^\circ, \quad (4)$$

где  $E_{min}$  и  $\theta_{min}$  — энергия и угол самого мягкого фотона в событии.

Фоновым процессом с адронным промежуточным состоянием является

$$e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0\gamma \rightarrow 7\gamma. \quad (5)$$

События этого процесса могут имитировать пятифотонные события, когда два лишних фотона не детектируются из-за попадания в нечувствительную область детектора или слияния с другими фотонами. События с энергичным фотоном, попавшим в нечувствительную область детектора, эффективно подавляются условиями на  $\chi^2$  кинематической реконструкции, о которых будет сказано ниже. Для подавления фона, возникающего за счет слияния фотонов, используется параметр  $\chi_\gamma^2$  [7], характеризующий поперечные распределения энергосодержаний в ливнях зарегистрированных фотонов. С помощью условия

### 4. ОБРАБОТКА ОТОБРАННЫХ СОБЫТИЙ

Сечение каждого из процессов (1) определялось при помощи аппроксимации экспериментальных данных. Для этого амплитуда процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  была представлена в следующем виде:

$$A_{\pi^0\pi^0\gamma} = \alpha A_{\omega\pi^0} + \beta A_{f\gamma}, \quad (9)$$

где  $\alpha$  и  $\beta$  — комплексные числа,  $A_{\omega\pi^0}$  и  $A_{f\gamma}$  — соответственно амплитуды процесса  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  и одного из процессов (1). Выражение для  $A_{\omega\pi^0}$  было взято из работы [8]. Амплитуда для процесса со скалярным мезоном  $\gamma^* \rightarrow f_0\gamma$  была взята в виде

$$A(\gamma^* \rightarrow f_0\gamma) = \frac{(e_\gamma^* e_v)(pk) - (e_\gamma^* k)(e_v p)}{M_f^2 - q^2 - iM_f\Gamma_f}, \quad (10)$$

где  $e_\gamma^*$ ,  $e_v$  и  $k, p$  — соответственно векторы поляризации и четырех-импульсы реального и виртуального фотонов,  $q^2 = (p-k)^2$  — квадрат инвариантной массы системы  $\pi^0\pi^0$ . Для процесса  $e^+e^- \rightarrow f_2(1270)\gamma$  было использовано выражение для амплитуды  $A_{f\gamma}$ , приведенное в статье [9]. Значения масс и ширины, использованные в анализе, приведены в табл. 1.

**Таблица 1.** Значения масс и ширин для  $f_0(600)$ ,  $f_0(980)$ ,  $f_0(1350)$  и  $f_2(1270)$ , которые были использованы при моделировании

	$f_0(600)\gamma$	$f_0(980)\gamma$	$f_0(1350)\gamma$	$f_2(1270)\gamma$
$M$ , МэВ	600	980	1350	1270
$\Gamma$ , МэВ	400	100	300	185

Из амплитуды (9) можно получить следующее выражение для дифференциального сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ :

$$\frac{d\sigma_{\pi^0\pi^0\gamma}}{dP} = |\alpha|^2 |A_{\omega\pi^0}(P)|^2 + 2|\alpha||\beta| \cos\phi \operatorname{Re}(A_{\omega\pi^0}(P)A_{f\gamma}^*(P)) - 2|\alpha||\beta| \sin\phi \operatorname{Im}(A_{\omega\pi^0}(P)A_{f\gamma}^*(P)) + |\beta|^2 |A_{f\gamma}(P)|^2, \quad (11)$$

где  $\phi$  — разность фаз комплексных чисел  $\alpha$  и  $\beta$ ,  $P$  — набор кинематических переменных, описывающих фазовое пространство.

Для того чтобы привести выражение (11) к виду, удобному для аппроксимации экспериментальных данных, была учтена эффективность регистрации событий в детекторе, разная для разных слагаемых в формуле (11), и было добавлено слагаемое, соответствующее вкладу фоновых процессов (3) и (5). В результате получилось следующее выражение для распределения событий по фазовому пространству:

$$\frac{dN_{\pi^0\pi^0\gamma}}{dP} = N_{\omega\pi^0} F_{\omega\pi^0}(P) + \sqrt{N_{\omega\pi^0} N_{f\gamma}} F_{intr}(P) C_{re} \cos\phi - \sqrt{N_{\omega\pi^0} N_{f\gamma}} F_{inti}(P) C_{im} \sin\phi + N_{f\gamma} F_{f\gamma}(P) + N_{bg} F_{bg}(P), \quad (12)$$

$$N_{\omega\pi^0} = |\alpha|^2 \varepsilon_{\omega\pi^0} \int |A_{\omega\pi^0}(P)|^2 dP,$$

$$N_{f\gamma} = |\beta|^2 \varepsilon_{f\gamma} \int |A_{f\gamma}(P)|^2 dP,$$

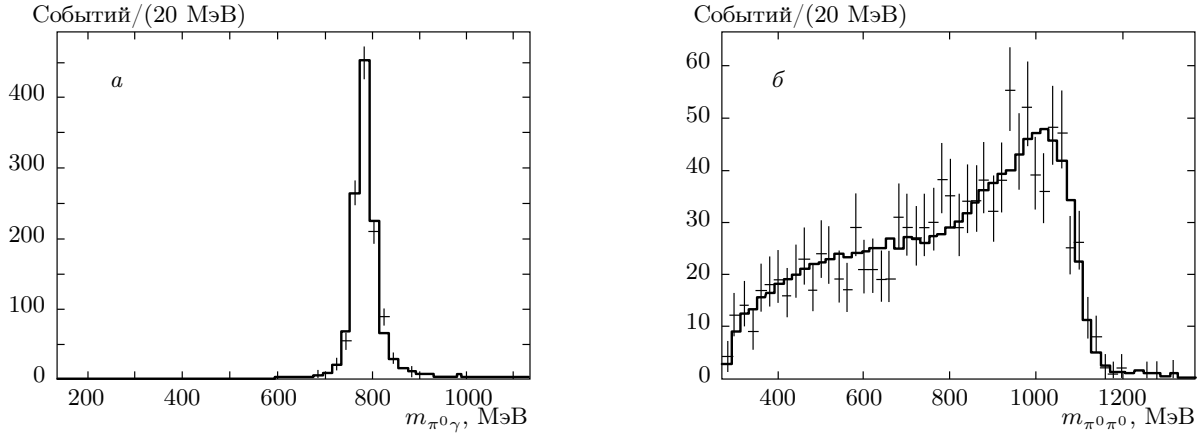
$$C_{re} = \frac{2 \int \operatorname{Re}(A_{\omega\pi^0}(P)A_{f\gamma}^*(P)) dP}{\sqrt{\int |A_{\omega\pi^0}(P)|^2 dP \int |A_{f\gamma}(P)|^2 dP}} \frac{\varepsilon_{intr}}{\sqrt{\varepsilon_{f\gamma} \varepsilon_{\omega\pi^0}}},$$

$$C_{im} = \frac{2 \int \operatorname{Im}(A_{\omega\pi^0}(P)A_{f\gamma}^*(P)) dP}{\sqrt{\int |A_{\omega\pi^0}(P)|^2 dP \int |A_{f\gamma}(P)|^2 dP}} \frac{\varepsilon_{inti}}{\sqrt{\varepsilon_{f\gamma} \varepsilon_{\omega\pi^0}}},$$

где  $\varepsilon_{\omega\pi^0}$ ,  $\varepsilon_{intr}$ ,  $\varepsilon_{inti}$  и  $\varepsilon_{f\gamma}$  — эффективности регистрации, отвечающие соответственно членам  $|A_{\omega\pi^0}|^2$ ,  $\operatorname{Re}(A_{\omega\pi^0}A_{f\gamma}^*)$ ,  $\operatorname{Im}(A_{\omega\pi^0}A_{f\gamma}^*)$  и  $|A_{f\gamma}|^2$ , а  $F_{\omega\pi^0}$ ,  $F_{intr}$ ,  $F_{inti}$  и  $F_{f\gamma}$  — нормированные на единицу функции распределения. Они были получены следующим образом. В формуле для полного сечения (11) удерживалось одно из слагаемых и с таким дифференциальным сечением моделировались события. Полученное распределение событий по фазовому пространству аппроксимировалось с использованием метода непараметрической аппроксимации [10] и нормировалось на единицу. Функция  $F_{bg}$  была получена аналогичным образом, за исключением того, что для моделирования событий использовались генераторы процессов (3) и (5). Количество событий каждого из процессов (3), (5) было оценено исходя из их сечений, вычисленных для (3) или измеренных для (5), эффективностей регистрации, определенных при помощи моделирования, и интегральной светимости, накопленной в эксперименте.

В качестве кинематических переменных  $P$  использовались инвариантные массы систем  $\pi^0\pi^0$  ( $m_{\pi^0\pi^0}$ ) и  $\pi^0\gamma$  ( $m_{\pi^0\gamma}$ ). Для вычисления последней переменной из двух комбинаций  $\pi^0\gamma$  выбиралась комбинация с меньшим модулем разности массы  $\omega$  мезона и инвариантной массы системы  $\pi^0\gamma$ . Экспериментальное двумерное распределение событий по параметрам  $m_{\pi^0\pi^0}$  и  $m_{\pi^0\gamma}$  аппроксимировалось выражением (12) со свободными параметрами  $N_{\omega\pi^0}$ ,  $N_{f\gamma}$  и  $\phi$ . Как видно из формул, приведенных выше,  $N_{\omega\pi^0}$  и  $N_{f\gamma}$  — это количества событий, соответствующих промежуточным состояниям  $\omega\pi^0$  и  $f\gamma$  без учета интерференции. Аппроксимация проводилась методом максимального правдоподобия.

Экспериментальные данные во всем исследуемом интервале энергий описываются процессом  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$ , т. е. моделью с  $N_{f\gamma} = 0$ . В качестве примера на рисунке приведено сравнение экспериментальных распределений событий по параметрам  $m_{\pi^0\pi^0}$  и  $m_{\pi^0\gamma}$  для интервала энергий  $E_0 = 1.30\text{--}1.39$  ГэВ с соответствующими распределениями для моделированных событий процесса  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$ . Моделированные распределения нормировались на число событий  $N_{\omega\pi^0}$ , полученное при аппроксимации двумерного экспериментального распределения по параметрам  $m_{\pi^0\pi^0}$  и  $m_{\pi^0\gamma}$ .



Распределения по параметрам  $m_{\pi^0\gamma}$  (а) и  $m_{\pi^0\pi^0}$  (б) для интервала энергий 1.30–1.38 ГэВ. Точки с ошибками — экспериментальные данные. Гистограмма — события моделирования процесса  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$

**Таблица 2.** Энергетический интервал, верхний предел для сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  с указанным промежуточным состоянием

$E_0$ , ГэВ	$\sigma$ , пб (верхний предел на 90 % уровне достоверности)			
	$f_0(600)\gamma$	$f_0(980)\gamma$	$f_0(1350)\gamma$	$f_2(1270)\gamma$
1.30–1.38	30	19	26	6
1.20–1.30	18	42	39	5
1.05–1.20	28	33	24	28

Поскольку модель с  $N_{f\gamma} = 0$  хорошо описывает экспериментальные данные, мы можем установить только верхние пределы на сечения процессов (1). Исследуемая область энергий была разбита на три интервала, приведенных в первом столбце табл. 2. Для каждого из процессов (1) в каждом энергетическом интервале верхний предел вычислялся по формуле

$$\sigma = \frac{N_{f\gamma}^{up}}{\varepsilon_{f\gamma} L}, \quad (13)$$

где  $N_{f\gamma}^{up}$  — верхний предел для величины  $N_{f\gamma}$ , соответствующий 90 % уровню достоверности, а  $L$  — интегральная светимость в этом интервале по энергии. Систематическая неопределенность эффективности регистрации была оценена в работе [1] и не превышает 4 %. Полученные таким образом верхние пределы для сечений процессов (1) приведены в табл. 2.

Ожидается, что в области энергии от 1.30 до 1.38 ГэВ основной вклад в сечения процессов (1) обу-

словлен распадом  $\rho(1450)$ . В этом случае энергетическая зависимость сечения описывается как

$$\sigma_{\pi^0\pi^0\gamma}(E_0) = \frac{3\pi}{E_0^2} \frac{\Gamma_{\rho(1450)}^2}{(2E_0 - M_{\rho(1450)})^2 + \Gamma_{\rho(1450)}^2} \times B(\rho(1450) \rightarrow e^+e^-)B(\rho(1450) \rightarrow f\gamma), \quad (14)$$

где  $M_{\rho(1450)} = 1.465$  ГэВ и  $\Gamma_{\rho(1450)} = 0.4$  ГэВ — масса и ширина  $\rho(1450)$  [11]. Используя пределы сечений для интервала энергий 1.30–1.38 ГэВ, получаем следующие значения верхних пределов для произведений относительных вероятностей распадов  $\rho(1450)$ :

$$B(\rho(1450) \rightarrow e^+e^-)B(\rho(1450) \rightarrow f_0(600)\gamma) < 4.0 \cdot 10^{-9},$$

$$B(\rho(1450) \rightarrow e^+e^-)B(\rho(1450) \rightarrow f_0(980)\gamma) < 2.6 \cdot 10^{-9},$$

$$B(\rho(1450) \rightarrow e^+e^-)B(\rho(1450) \rightarrow f_0(1350)\gamma) < 3.5 \cdot 10^{-9},$$

$$B(\rho(1450) \rightarrow e^+e^-)B(\rho(1450) \rightarrow f_2(1270)\gamma) < 0.8 \cdot 10^{-9}$$

на 90 % уровне достоверности.

### 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе были установлены верхние пределы для сечений процессов (1) в интервале энергий

1.05–1.38 ГэВ. При измерении сечений был учтен вклад интерференции между амплитудами процессов  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  и  $e^+e^- \rightarrow f\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ . Полученные верхние пределы в несколько раз ниже аналогичных пределов, установленных на криогенном магнитном детекторе КМД-2 [2]. Их величина составляет (0.5–3.2) % от сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  в исследуемой области энергий.

С использованием полученных верхних пределов для сечений были установлены верхние пределы произведений относительных вероятностей распадов  $\rho(1450)$ :

$$\begin{aligned} B(\rho(1450) \rightarrow e^+e^-)B(\rho(1450) \rightarrow f_0(600)\gamma), \\ B(\rho(1450) \rightarrow e^+e^-)B(\rho(1450) \rightarrow f_0(980)\gamma), \\ B(\rho(1450) \rightarrow e^+e^-)B(\rho(1450) \rightarrow f_0(1350)\gamma), \\ B(\rho(1450) \rightarrow e^+e^-)B(\rho(1450) \rightarrow f_2(1270)\gamma). \end{aligned}$$

В работе [5] предсказывается, что ширина распада  $\rho(1450)$  на  $f_2(1270)\gamma$  больше, чем ширина распада  $\rho(1450)$  на  $\eta\gamma$ , в семь раз. Это предсказание противоречит экспериментальным данным: табличное значение [11]

$$\begin{aligned} B(\rho(1450) \rightarrow e^+e^-)B(\rho(1450) \rightarrow \eta\gamma) = \\ = (10.0 \pm 2.2 \pm 1.5) \cdot 10^{-9} \end{aligned}$$

превышает установленный в данной работе верхний предел для

$$B(\rho(1450) \rightarrow e^+e^-)B(\rho(1450) \rightarrow f_2(1270)\gamma)$$

более, чем в 10 раз.

Поиск электрических дипольных распадов резонансов  $\rho(1450)$  и  $\rho(1700)$  будет продолжен в экспериментах с детектором СНД на  $e^+e^-$ -коллайдере

ВЭПП-2000, имеющем максимальную энергию 2 ГэВ. В настоящее время ведется набор статистики в диапазоне энергий от 1 до 2 ГэВ.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 11-02-00276-а) и гранта Президента РФ № НШ-6943.2010.2.

## ЛИТЕРАТУРА

1. M. N. Achasov, K. I. Beloborodov, A. V. Berdyugin et al., Phys. Lett. B **486**, 29 (2000).
2. R. R. Akhmetshin, V. M. Aulchenko, V. Sh. Banzarov et al., Phys. Lett. B **562**, 173 (2003).
3. A. Donnachie and Yu. S. Kalashnikova, Phys. Rev. D **60**, 114011 (1999).
4. K. Kittimanapun, Y. Yan, K. Khosonthongkee et al., Phys. Rev. C **79**, 025201 (2009).
5. F. E. Close, A. Donnachie, and Yu. S. Kalashnikova, Phys. Rev. D **65**, 092003 (2002).
6. M. N. Achasov, V. M. Aulchenko, S. E. Baru et al., Nucl. Instr. Meth. A **449**, 125 (2000).
7. A. V. Bozhenok, V. N. Ivanchenko, and Z. K. Silagadze, Nucl. Instr. Meth. A **379**, 507 (1996).
8. M. N. Achasov, V. M. Aulchenko, A. V. Berdyugin et al., Nucl. Phys. B **569**, 158 (2000).
9. Y. Oh and H. Kim, Phys. Rev. D **68**, 094003 (2003).
10. K. S. Cranmer, Comput. Phys. Commun. **136**, 198 (2001).
11. K. Nakamura, K. Hagiwara, K. Hikasa et al. J. Phys. G **37**, 075021 (2010).