

## Динамика распада $\eta \rightarrow 3\pi^0$

М. Н. Ачасов, К. И. Белобородов, А. В. Бердюгин<sup>1)</sup>, А. Г. Богданчиков, А. В. Боженко, Д. А. Букин, С. В. Бурдин, А. В. Васильев, Т. В. Димова, А. А. Дроздетский, В. П. Дружинин, В. Б. Голубев, В. Н. Иванченко, А. А. Король, М. С. Коростелев, С. В. Кошуба, А. П. Лысенко, И. Н. Нестеренко, Е. В. Пахтусова, 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 Сибирского отд. РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 15 марта 2001 г.

В эксперименте с детектором СНД на  $e^+e^-$  – коллайдере ВЭПП-2М изучался распад  $\eta \rightarrow 3\pi^0$ . Получен параметр  $\alpha = -0.010 \pm 0.021 \pm 0.010$ , описывающий отличие распределения событий по диаграмме Далитца от равномерного.

PACS: 13.25.-k, 14.40.Aq

Распределение событий  $\eta \rightarrow 3\pi^0$  по диаграмме Далитца в однопетлевом приближении киральной теории возмущений предсказывается равномерным [1, 2]. Однако при учете взаимодействия пионов в конечном состоянии [3] матричный элемент данного распада может быть записан в виде

$$|M|^2 \propto 1 + 2\alpha z, \quad z = \frac{2}{3} \sum_{i=1}^3 \left( \frac{3E_i - m_\eta}{m_\eta - 3m_{\pi^0}} \right)^2 = \frac{\rho^2}{\rho_{\max}^2},$$

где  $E_i$  – энергия  $i$ -го пиона в системе покоя  $\eta$ -мезона. Введенный таким образом параметр  $\rho$  представляет собой расстояние до центра диаграммы Далитца;  $\rho_{\max}$  – максимальное значение  $\rho$ . Ранее этот матричный элемент изучался в работах [4–7]. Все полученные значения параметра  $\alpha$  (табл.1) отрицательны

Таблица 1

**Значения  $\alpha$ , полученные в предыдущих экспериментах**

	$\alpha$	Число событий
C.Baglin et al. [4]	$-0.32 \pm 0.37$	192
D.Alde et al. [5]	$-0.022 \pm 0.023$	$5 \cdot 10^4$
A.Abele et al. [6]	$-0.052 \pm 0.020$	$9.8 \cdot 10^4$
S.Teige et al. [7]	$-0.005 \pm 0.008$	$8.75 \cdot 10^4$

и отличаются от нуля максимум на  $2.5\sigma$ . Теоретические предсказания [3] в зависимости от модели дают значения  $\alpha = -0.014$  и  $-0.007$ , где второе значение более предпочтительно, так как включает поправки более высокого порядка.

В данной работе распад  $\eta \rightarrow 3\pi^0$  изучался в процессе  $e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \eta\gamma$ . Эксперимент проводился на коллайдере ВЭПП-2М с детектором СНД [8]. Набранная интегральная светимость составила  $4.4 \text{ pb}^{-1}$  в 1996 г. (PHI\_96) и  $8.7 \text{ pb}^{-1}$  – в 1998 г. (PHI\_9801 и PHI\_9802), что составило  $8.4 \cdot 10^6$  и  $13 \cdot 10^6$  рожденных  $\phi$ -мезонов, соответственно. Анализ распада и определение относительной вероятности перехода  $\phi \rightarrow \eta\gamma$  подробно описаны в нашей предыдущей работе [9].

Для анализа диаграммы Далитца использовались достаточно жесткие условия, обеспечивающие практически полное подавление фона. Отбирались семифотонные события с ограничением на энергию и полярный угол фотонов: при энергии фотона меньше 50 МэВ, его полярный угол должен быть больше  $36^\circ$ , а при энергии фотона больше 50 МэВ – больше  $27^\circ$ . Для отобранных событий проводилась кинематическая реконструкция в предположении гипотезы процесса  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma \rightarrow 3\pi^0\gamma \rightarrow 7\gamma$ . В работе [9] нами было показано, что в таких условиях эффективность регистрации изучаемого процесса составляет 5%, но они обеспечивают определение относительной вероятности распада  $\phi \rightarrow \eta\gamma$  без заметного систематического сдвига. Количество событий основного фоновых процесса  $\phi \rightarrow K_S K_L$  составляет  $\sim 1\%$  от полного числа отобранных событий. Моделирование показывает, что фоновые события равномерно распределены по диаграмме Далитца. На рис.1 приведены распределения по энергиям реконструированных  $\pi^0$ -мезонов в моделировании и эксперименте. Ошибка в числе количества событий эффекта, обусловленная неточностью определения эффективности, исследована в работе [9] и составляет 2%.

<sup>1)</sup>e-mail: berdugin@inp.nsk.su

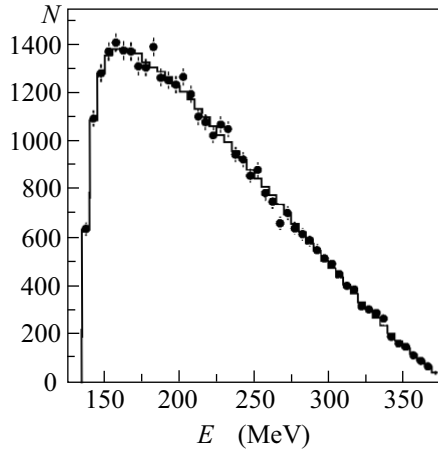


Рис.1. Сумма распределений энергий  $\pi^0$ -мезонов. Гистограмма – моделирование, точки – эксперимент

После вычитания фона событий строилось распределение событий по параметру  $z$  (рис.2), которое анализировалось следующим образом: интервал по  $z$  разбивался на 10 частей, после чего число наблюдаемых событий  $N_j^{\text{exp}}$  сравнивалось с расчетным  $N_j^{\text{thr}} = \sum_{i=1}^{10} C \varepsilon_{ji} (1 + \alpha z_i) f_i$ . Здесь  $f_i$  – фазовый объем,  $\varepsilon_{ij}$  – матрица эффективностей регистрации событий, определяемых по моделированию,  $C$  – нормировочный множитель,  $C = \sum_{i=1}^{10} N_i^{\text{exp}} / \sum_{j=1}^{10} \sum_{i=1}^{10} \varepsilon_{ji} (1 + \alpha z_i) f_i$ .

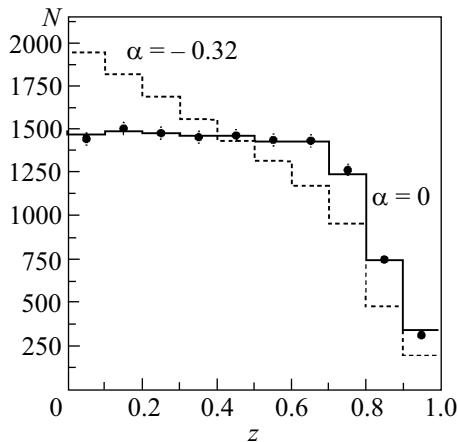


Рис.2. Распределение числа событий по  $z$ . Гистограмма – моделирование, точки – эксперимент

Фазовый объем вычислялся путем интегрирования методом Монте-Карло, точность вычисления составляет 0.4%. Параметр  $\alpha$  определялся методом максимального правдоподобия. Функция правдоподобия строилась на основе полученных  $N_i^{\text{exp}}$  и  $N_i^{\text{thr}}$ :

$$F = \sum_{i=1}^{10} \left( N_i^{\text{thr}} - N_i^{\text{exp}} + N_i^{\text{exp}} \cdot \ln \frac{N_i^{\text{exp}}}{N_i^{\text{thr}}} \right), \quad (1)$$

и находился ее минимум по единственному свободному параметру  $\alpha$ . Результаты аппроксимации данных приведены в табл.2. Величины параметра  $\alpha$ , получен-

Таблица 2

Значения  $\alpha$ , полученные для разных экспериментов. Приведена только статистическая ошибка

Эксперимент	$\alpha$	Число событий	$\chi^2/ndf$
PHI_96	$0.002 \pm 0.035$	4883	5.6/9
PHI_9801	$-0.053 \pm 0.035$	3702	7.6/9
PHI_9802	$0.030 \pm 0.039$	3916	5.7/9

ные в трех независимых экспериментах, статистически согласуются. Одновременная аппроксимация данных всех трех экспериментов дает значение

$$\alpha = -0.010 \pm 0.021 \pm 0.010, \quad \chi^2/ndf = 4.4/9. \quad (2)$$

Первая ошибка статистическая, вторая – систематическая, обусловленная вкладами неточности моделирования и статистическими ошибками  $\varepsilon_{ij}$ .

Полученный результат (2) находится в согласии с данными других экспериментов [4–7] и с теоретическими предсказаниями [3], но также хорошо согласуется с нулевым значением параметра  $\alpha$ . В данной работе его ошибка определяется статистикой эксперимента, следовательно, возможно повышение точности при большей интегральной светимости в эксперименте  $e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \eta\gamma$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке фонда “Университеты России” (грант # ЗН-339-00) и Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 99-02-16813, 00-02-17478 и 00-02-17481).

1. J. Gasser and H. Leutwyler, Nucl. Phys. **B250**, 539 (1985).
2. P. Di Vecchia et al., Nucl. Phys. **B181**, 318 (1981).
3. J. Kambor, C. Wiesendanger, and D. Wyler, Nucl. Phys. **B465**, 215 (1996).
4. C. Baglin et al., Nucl. Phys. **B22**, 66 (1970).
5. D. Alde et al., Z. Phys. **C25**, 225 (1984).
6. A. Abele et al., Phys. Lett. **B417**, 193 (1998).
7. S. Teige et al., e-print: hep-ex/0002064.
8. N. N. Achasov et al., Nucl. Instrum. Meth. **A449**, 125 (2000).
9. M. N. Achasov, S. E. Baru, K. I. Beloborodov et al., JETP Lett. **72**, 282 (2000).