

РЕЗОНАНСНОЕ ПОВЕДЕНИЕ $K_S K_S$ -СИСТЕМЫ В ОБЛАСТИ МАССЫ 1775 МэВ

Б.П.Барков, О.Н.Балошин, Н.В.Баталова, В.В.Владимирский, В.К.Григорьев,
О.Н.Ерофеева, Ю.В.Катинов, И.Я.Корольков, В.И.Лисин,
В.Н.Лузин, В.Н.Ноздрачев, В.В.Соколовский¹⁾, Г.Д.Тихомиров,
С.А.Узунян, Ю.П.Шкуренко

Институт теоретической и экспериментальной физики
117259 Москва, Россия

Поступила в редакцию 13 октября 1998 г.

Изложены предварительные результаты исследования системы двух K_S -мезонов в интервале масс 1600–1950 МэВ. События получены на 6-м магнитном искровом спектрометре ИТЭФ в $\pi^- p$ -взаимодействиях при энергии 40 ГэВ с использованием нейтрального триггера, подавлявшего как заряженные частицы, так и γ -кванты. При отборе по переданному импульсу $|t| > 0.23$ ГэВ² в области массы 1775 МэВ $K_S K_S$ -системы наблюдается максимум с шириной $\simeq 30$ МэВ и статистической достоверностью не менее 6 стандартных отклонений. Обнаруженное явление можно интерпретировать существованием как одного резонанса с указанными параметрами, так и двух более узких резонансов. В последнем случае их массы составляют 1768 ± 1.5 и 1787 ± 1.5 МэВ. Ширины этих состояний сопоставимы с массовым разрешением спектрометра (~ 5 МэВ). Оценки произведения $\sigma \cdot \text{BR}(K_S K_S)$ равны ~ 1.5 и 2.5 нбн соответственно для первого и второго состояний.

PACS: 13.60.Le, 14.40.Cs

В области инвариантных масс $K_S K_S$ -системы 1600–1950 МэВ на 6-м спектрометре ИТЭФ обнаружен максимум с центром при 1775 МэВ. Ширина этой особенности ~ 30 МэВ почти на порядок меньше типичной ширины резонансов в этой области масс. Система $K_S K_S$ исследовалась нами при переданных импульсах, больших некоторой величины, фиксация которой проводилась в процессе обработки. Целью такого отбора являлось подавление доминирующего вклада однопиеонного обмена. Ранее в указанном интервале масс на установке ГАМС с аналогичным нашему отбором по переданному импульсу наблюдался в системе двух η -мезонов узкий резонанс с шириной $\Gamma < 70$ МэВ [1–4].

В настоящей публикации изложены предварительные результаты анализа наблюдаемого узкого максимума в системе $K_S K_S$. Оказалось, что максимум можно описать как одним, так и двумя более узкими состояниями, причем в последнем случае ширины обоих резонансов имеют порядок приборного разрешения спектрометра по массе.

Статистика парного рождения K_S -мезонов, исследование которой продолжено в данной работе на основе ~ 30 тыс. событий, получена путем регистрации реакции



на 6-м магнитном искровом спектрометре (МИС) ИТЭФ при импульсе 40 ГэВ. Спектрометр установлен на пучке ускорителя ИФВЭ (Протвино). Подробное описание прибора и результаты исследования $K_S K_S$ -системы на спектрометре МИС ИТЭФ содержатся в работах [5,6] и [7–9], соответственно. Реакция (1) выделялась с помощью

¹⁾ e-mail: sokolovsky@vitep5.itep.ru

триггерного устройства. Основной элемент триггера – veto-счетчики, окружающие жидководородную мишень. Счетчики образуют двойной защитный слой вокруг мишени. Для подавления не только заряженных частиц, но и γ -квантов, вылетающих из мишени, между счетчиками располагались свинцовые конверторы. Среди зарегистрированных событий есть такие (их доля $< 20\%$), у которых в нижней вершине вместо нейтрона рождаются барион и один или несколько пионов:

$$\pi^- p \rightarrow K_S K_S (n\pi^0, \dots, p\pi^-, \dots). \quad (2)$$

Эти события возникают вследствие неидеальной эффективности veto-счетчиков и просчетов электроники.

K_S -мезоны идентифицируются по их распадам на пару $\pi^+\pi^-$. Эффективность регистрации системы $K_S K_S$ для указанной моды распада в области масс 1600–1950 составляет $\sim 40\%$. Точность измерения направления импульсов π -мезонов ~ 0.3 мрд. При этом ширина массы K_S -мезона, по которой производится калибровка прибора, равна 10 МэВ (полная ширина на полувысоте). Фитирование треков на пересечение в вершинах вилки и на табличное значение массы K_S -мезона существенно улучшает точность вычисления физических параметров. В результате ошибка в определении эффективной массы двух K_S -мезонов в области до 1800 МэВ не более 5 МэВ.

Кинематическими переменными, которые здесь используются при анализе системы двух K_S -мезонов, являются эффективная масса M_{KK} пары K_S -мезонов, квадрат массы MM^2 частиц, не регистрируемых спектрометром (квадрат недостающей массы), и модуль квадрата переданного 4-импульса $|t|$.

На рис.1 приведено распределение по эффективной массе двух K_S -мезонов с отбором по t ($0.23 < |t| < 0.60$ ГэВ²) и ограничением на квадрат недостающей массы $MM^2 < 8$ ГэВ². В районе 1775 МэВ наблюдается максимум, статистическая значимость которого превышает 6 стандартных отклонений: в максимуме содержится 110 событий при ожидаемом значении 53 события. Статистическая значимость здесь и далее определялась из оценки статистической погрешности по соседним с максимумом интервалам масс. В данном случае одно стандартное отклонение принималось равным $\sqrt{53}$. Ниже максимум будем обозначать $X(1775)$. Отметим, что в спектре масс для области малых переданных импульсов ($|t| < 0.23$ ГэВ²) никаких статистически значимых отклонений в канале 1775 ± 15 МэВ не имеется.

Как уже говорилось выше, наряду с реакцией (1), регистрируются события, принадлежащие реакции (2). О вкладе этих процессов можно судить из распределений числа событий по квадрату недостающей массы MM^2 к рожденной паре $K_S K_S$. На рис.2 приведены распределения по MM^2 для области $M_{KK} = 1600$ –1950 МэВ (кривой представлены события с отбором $|t| < 0.23$ ГэВ², а точками с ошибками – события с $0.23 < |t| < 0.60$ ГэВ²). В распределении, представленном кривой, события сконцентрированы в области шириной порядка 2 ГэВ² вокруг массы нейтрона. Ширина определяется в основном дисперсией импульса пучка. Для больших передач (точки с ошибками) распределение смещено в сторону массы изобары $\Delta(1232)$. Кроме того, присутствует заметная доля событий, отвечающих более тяжелым недостающим массам ($MM^2 > 3.0$ ГэВ²). При малых передачах число не входящих в нейтронный пик событий не превосходит 5% от полного числа, а при больших – составляет около 30%. Введением жесткого отбора по MM^2 можно уменьшить эту долю, но наблюдаемая в настоящей работе особенность проявляется и в событиях, принадлежащих реакции (2). Применяемое нами мягкое ограничение на недостающую массу ($MM^2 < 8$ ГэВ²) отсекает не более 5% событий.

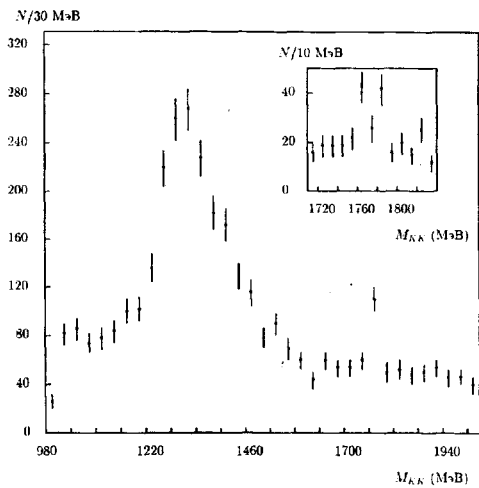


Рис.1. Распределение событий по инвариантной массе $K_S K_S$ -системы с шагом 30 МэВ при отборах $0.23 < |t| < 0.60$ ГэВ², $MM^2 < 8$ ГэВ². На врезке – распределение с шагом 10 МэВ

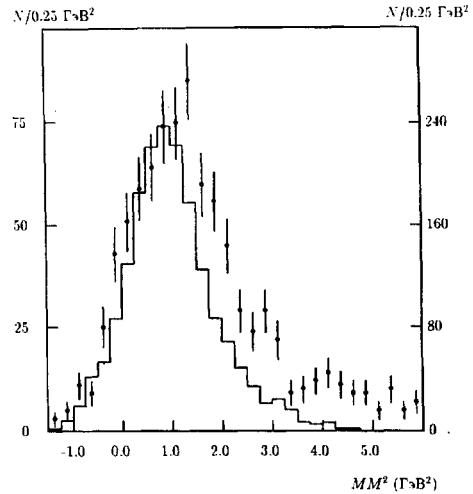


Рис.2. Распределения числа событий по квадрату недостающей массы к системе двух каонов, эффективная масса которых лежит в интервале 1600–1950 МэВ. Гистограмма – события с $|t| < 0.23$ ГэВ² (шкала справа); точки – события с $|t| > 0.23$ ГэВ² (шкала слева)

На рис.3 показаны зависимости выхода пар $K_S K_S$ от $|t|$ для событий, эффективная масса которых лежит в полосе 1775 ± 15 МэВ (точки с ошибками), а также для событий, масса которых находится в смежных полосах 1600–1760, 1790–1950 МэВ (гистограмма). Из сравнения двух распределений видно, что их форма хорошо совпадает при $0 < |t| < 0.15$ ГэВ². При больших значениях переданного импульса распределение для полосы 1760–1790 МэВ носит нерегулярный характер. В диапазоне $|t|$ от 0.23 до 0.45 ГэВ² по сравнению с гистограммой (смежные полосы) в этом распределении имеется избыток событий, который в пределах статистических погрешностей численно близок к превышению числа событий над фоном в максимуме 1775 МэВ (см. рис.1). Граница избытка по $|t|$ снизу определена достаточно четко. Граничное значение $|t| = 0.23$ ГэВ² при отборе событий по $|t|$ является оптимальным с точки зрения наилучшего соотношения сигнал/фон. Ограничение переданного импульса сверху не имеет сколько-нибудь существенного значения, так как в области больших передач содержится менее 15% числа событий.

На рис.4 представлено распределение по массе системы двух K_S -мезонов с шагом 5 МэВ. Из этого рисунка видно, что экспериментальное распределение в интервале масс 1760–1790 МэВ имеет довольно сложную структуру, которая может быть описана как одним, так и двумя резонансами. Для получения количественного ответа на вопрос о числе максимумов было проведено фитирование экспериментальных данных методом максимального правдоподобия (ММП) и методом наименьших квадратов (МНК). Фон описывался константой, а для описания резонансного поведения использовалась одна либо две функции Гаусса.

Функционал, используемый в ММП, имеет следующий вид:

$$\int_{M_{KK}} \epsilon(M_{KK}) F(P, M_{KK}) dM_{KK} - \ln L, \quad (3)$$

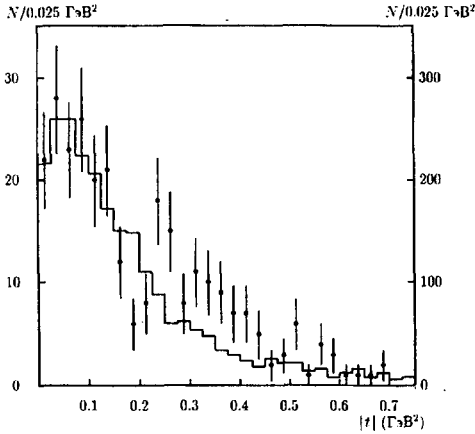


Рис.3. Распределения числа событий по квадрату переданного импульса $|t|$. Гистограмма – события, масса M_{KK} которых лежит в полосах 1600–1760 и 1790–1950 МэВ (шкала справа). Точки – в полосе 1760–1790 МэВ (шкала слева)

N/5 МэВ

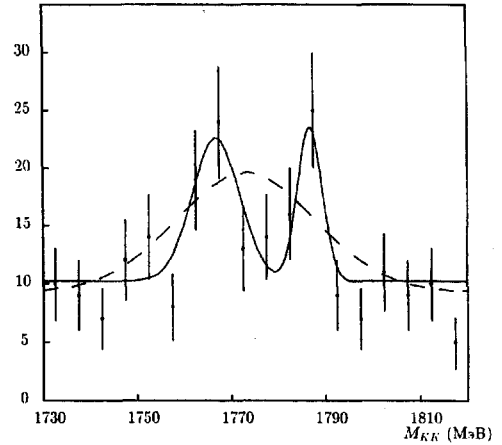


Рис.4. Результаты фитирования массового распределения ММР: точки – экспериментальные данные, штриховая кривая – результат фитирования с включением одного резонанса, сплошная – двух резонансов

$$L = \prod_{i=1}^N F(P, M_{KK}^i)$$

– где функция максимального правдоподобия (произведение берется по всем N событиям); $\epsilon(M_{KK})$ – эффективность регистрации двух K_S -мезонов. Параметры P включают в себя квадраты амплитуд фона A , рождения резонансов (B_k) и параметры функции Гаусса M_k и δ_k . Функция плотности вероятности F задается следующим выражением:

$$F(P; M_{KK}) = A + \sum_{k=1}^2 B_k G(M_k, \delta_k; M_{KK}). \quad (4)$$

Здесь G – функция Гаусса.

По полученному в результате минимизации (3) значению L вычислялся параметр χ^2 по формуле

$$\chi^2 = -2 \ln L + \text{const} \quad (5)$$

(см., например, [10]). Константа выбиралась таким образом, чтобы значения χ^2 , полученные ММР и МНК, при описании данных без включения резонансов совпадали. Величины χ^2 , полученные обоими методами, отличаются друг от друга не более чем на 3 единицы. Однако ММР даёт более точную оценку параметров, и он свободен от условностей, присущих МНК – от влияния на результат фитирования выбора ширины каналов и начала отсчета. В то же время МНК позволяет оценивать не только относительную, но и абсолютную достоверность той или иной гипотезы. Тот факт, что значения χ^2 , полученные обоими методами, близки, позволяет сопоставлять величину χ^2 ММР с числом степеней свободы, соответствующим МНК.

В таблице приведены результаты, полученные при фитировании экспериментальных данных ММР без включения резонансных состояний, с одним резонансом и с

двумя резонансами. В первой строчке таблицы приведено значение χ^2 для случая отсутствия резонансов. При фитировании с одним резонансом максимум решения совпадает с центром особенности (1775 МэВ) и охватывает всё явление ($\delta \simeq 15$ МэВ). Результаты фитирования данных с двумя резонансами представлены в двух последних строчках таблицы. Величины χ^2 , полученные в решениях с участием резонансов, не позволяют отдать предпочтение какому-либо из них.

Вид фита	$\chi^2/N_{\text{ст.св.}}$	M_k , МэВ	δ_k , МэВ	B_k/A
Без резонансов	44/19	—	—	0
С одним резонансом	28/16	1774.5 ± 2.0	14.3 ± 2.0	1.15 ± 0.2
С двумя резонансами	15/13	1767.5 ± 1.7 1786.7 ± 0.7	5.0 ± 2.5 2.5 ± 0.5	1.34 ± 0.3 2.36 ± 0.8

Рис.4 иллюстрирует решения с одним резонансом (точечная кривая) и двумя резонансами (сплошная кривая).

В заключение сформулируем полученные результаты. В системе двух K_S -мезонов, рожденных в реакциях (1) и (2), при $|t| > 0.23$ ГэВ² обнаружена особенность вблизи массы 1775 МэВ с шириной ~ 30 МэВ. Статистическая обеспеченность существования особенности не менее 6 стандартных отклонений. Обнаруженное явление можно интерпретировать существованием как одного резонанса, так и двух более узких резонансов. В первом случае параметры резонанса составляют $M = 1775 \pm 1.5$ МэВ, $\Gamma = 30 \pm 7$ МэВ, оценка произведения $\sigma \cdot \text{BR}(K_S K_S) = 5.0 \pm 1.0 \pm 2.0$ нбн. В случае существования двух резонансов их массы равны 1768 ± 1.5 и 1787 ± 1.5 МэВ соответственно для более легкого и более тяжелого состояний. Оценки ширин для них обоих $\Gamma < 5.0$ МэВ соизмеримы с массовым разрешением спектрометра, а произведения $\sigma \cdot \text{BR}(K_S K_S)$ равны $1.5 \pm 0.3 \pm 1.0$ нбн и $2.5 \pm 0.5 \pm 1.5$ нбн соответственно.

Мы хотим отметить вклад в получение публикуемых результатов наших безвремено ушедших коллег Б.В.Болонкина, А.П.Гришина и В.В.Миллера. Авторы выражают свою благодарность Ю.С.Калашниковой, С.П.Кручинину, А.Г. Долголенко, Г.А.Лексину за полезные обсуждения и ценные замечания.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 97-02-16564).

-
1. Д.Алди, Ф.Бинон, К.Брикман и др., Письма в ЖЭТФ **44**, 441 (1986).
 2. D.Alde, F.Binon, C.Brikman, et al., Phys. Lett. **B182**, 105 (1986).
 3. Д.Алди, Ф.Бинон, К.Брикман и др., ЯФ **54**, 745 (1991).
 4. D.Alde, F.Binon, C.Brikman, et al., Phys. Lett. **B284**, 757 (1992).
 5. Б.В.Болонкин, О.Н.Балошин, А.М.Благородов и др., Препринт ИТЭФ #86, 1973.
 6. Б.В.Болонкин, В.В.Владимирский, А.П.Гришин и др., Препринт ИТЭФ #154, 1981.
 7. Б.В.Болонкин, С.К.Блошенко, В.В.Владимирский и др., ЯФ **46**, 799 (1987).
 8. B.V.Bolonkin, S.K.Bloshenko, V.V.Vladimirsky, et al., Nucl. Phys. **309B**, 426 (1988).
 9. В.К.Григорьев, О.Н.Балошин, В.П.Барков и др., ЯФ **59**, 2187 (1996).
 10. Particle Data Group, Phys. Rev. **D54**, 26 (1996).