

НАБЛЮДЕНИЕ УЗКОЙ ОСОБЕННОСТИ В СИСТЕМЕ ДВУХ K_S -МЕЗОНОВ ПРИ МАССЕ 1545 МэВ

В.В.Владимирский, В.К.Григорьев, О.Н.Ерофеева, Ю.В.Катинов, В.И.Лисин,
В.Н.Лузин, В.Н.Ноздрачев, В.В.Соколовский¹⁾, Г.Д.Тихомиров,
Е.А.Фадеева, Ю.П.Шкуренко

Институт теоретической и экспериментальной физики
117259 Москва, Россия

Поступила в редакцию 17 октября 2000 г.

Изложены предварительные результаты исследования системы двух K_S -мезонов в области сравнительно больших переданных импульсов. События получены на 6-метровом магнитном спектрометре ИТЭФ в π^-p -взаимодействиях при энергии 40 ГэВ с использованием нейтрального триггера. При переданных импульсах $|t| > 0.5 \text{ ГэВ}^2$ в $K_S K_S$ -системе наблюдается максимум с массой 1545 МэВ и шириной $\Gamma \simeq 10 \text{ МэВ}$, статистическая достоверность которого не менее 6 стандартных отклонений. Обнаруженное явление можно интерпретировать существованием резонанса с указанными параметрами.

PACS: 14.40.Cs

Подавляющее большинство известных мезонов представляет собой связанные состояния кварк-антикварк $q\bar{q}$, хорошо укладывающиеся в схему $SU(3)$ -мультиплетов. Однако современная теория сильных взаимодействий (КХД) предсказывает и существование мезонов, структура которых несовместима с представлением об их $q\bar{q}$ -составе. Такие частицы называют экзотическими состояниями первого (с явно экзотическими значениями таких квантовых чисел, как заряд Q , странность S , изотопический спин I) или второго (с экзотическими сочетаниями квантовых чисел – спина S , четности P , зарядовой четности C) рода. К экзотическим состояниям третьего рода относят мезоны, квантовые числа которых совместимы с представлением об их $q\bar{q}$ -составе, но имеют отличные от обычных мезонов те или иные свойства: нестандартное соотношение между каналами распада, аномально малые ширины, необычный механизм образования и др.

Резонансная особенность $X(1545)$, об обнаружении которой сообщается в данной работе, имеет ширину $\sim 10 \text{ МэВ}$ и рождается при достаточно больших переданных импульсах. Эта особенность обнаружена при исследовании спектра масс системы $K_S K_S$. Экспериментальный материал получен в 1985–1990 гг. на 6-метровом спектрометре ИТЭФ, установленном на пучке с энергией 40 ГэВ ускорителя У-70 ИФВЭ (Протвино). В экспозициях, данные которых исследуются в этой работе, использовалась жидководородная мишень. Система двух K_S -мезонов рождалась в основном в реакции

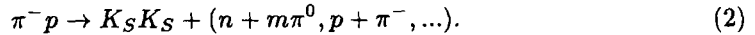
$$\pi^- p \rightarrow K_S K_S n. \quad (1)$$

Подробное описание 6-метрового спектрометра содержится в работах [1, 2]. Спектрометр регистрирует с высокой эффективностью летящие вперед K_S -мезоны,

¹⁾ e-mail: sokolovsky@vxitep.itep.ru

распадающиеся на два заряженных π -мезона. Большой объем магнитного поля, заполненный трековыми детекторами, позволяет измерять массу системы $K_S K_S$ с точностью несколько МэВ. Реакция (1) выделялась с помощью триггерного устройства, основным элементом которого являлись veto-счетчики, окружающие жидководородную мишень. Счетчики образовывали двойной защитный слой вокруг мишени. Для подавления γ -квантов, вылетающих из мишени, между счетчиками располагались свинцовые конверторы.

Вследствие неидеальной работы триггера в установке регистрировалась некоторая доля событий реакций



Большую часть таких событий можно легко отбросить при анализе недостающей массы системы двух K_S -мезонов. Но в настоящей работе использовались события как реакции (1), так и реакций (2). Это связано с тем обстоятельством, что обсуждаемая особенность рождается в обоих процессах.

При обнаружении узких (шириной порядка нескольких МэВ) резонансов важную роль играет как разрешающая сила прибора, так и методика обработки экспериментальных данных. Фитирование измеренных параметров “вилок” K_S -мезонов существенно улучшает точность вычисления различных физических величин, в том числе эффективной массы системы $K_S K_S$.

Фитирование проводилось независимо для каждой из двух вилок. Накладывались следующие требования: эффективная масса двух пионов, образующих вилку, должна равняться табличной массе K_S -мезона, и их треки должны пересекаться в одной точке. Влияние этой процедуры на уточнение измеряемых величин системы двух K_S -мезонов (минимальное расстояние между траекториями каонов, распределение по координате X вершин реакций) иллюстрируется на рис.1. Ось X направлена вдоль импульса пучкового π -мезона, направление оси Z – по магнитному полю спектрометра, а ось Y образует с ними правую тройку.

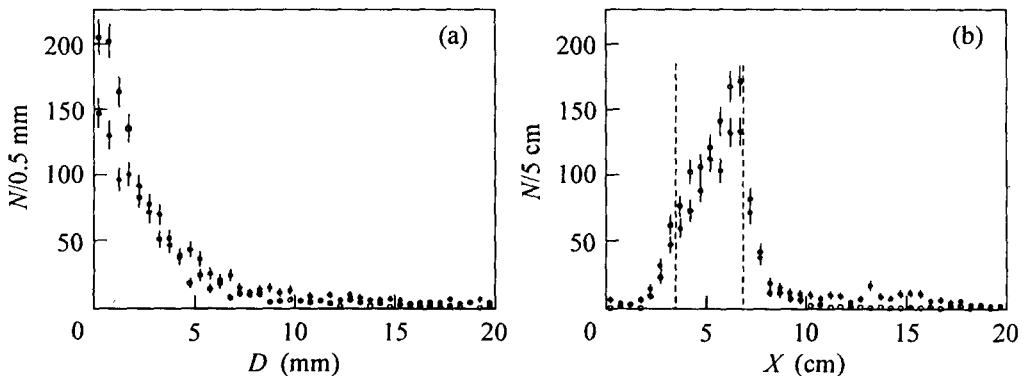


Рис.1. (а) Распределение событий по минимальному расстоянию D между траекториями K_S -мезонов, (б) распределение событий по координате X вершин. Штриховыми вертикальными линиями обозначены границы мишени. Всюду светлые точки – фитированные события, темные – нефитированные

На рис.1а приведено распределение числа событий в зависимости от расстояния D между траекториями K_S -мезонов в точке их максимального сближения. Тем-

ными и светлыми точками представлены данные, полученные соответственно до и после фитирования. Видно, что после фитирования ширина распределения уменьшилась примерно в 1.5 раза. Для половины событий расстояние между траекториями K_S -мезонов ≤ 1.5 мм. Знание дисперсии величины D позволяет получить верхнюю оценку погрешности измерения эффективной массы $K_S K_S$ -системы. Действительно, величина D складывается из двух факторов: пространственного сдвига траекторий и их поворота. Но только поворот влияет на ошибку в эффективной массе. Именно поэтому с помощью такой оценки можно получить лишь верхнюю границу погрешности измерения угла между импульсами K_S -мезонов. В первом приближении угловая погрешность пропорциональна параметру D , деленному на расстояние от вершины вилки до середины измеренной части траектории. В нашем случае соответствующая величина составляет ~ 0.2 мрад. В пересчете на величину эффективной массы двух K_S -мезонов это дает погрешность не более 5 МэВ, что согласуется с оценкой, полученной из дисперсии распределений по эффективной массе π^+ - и π^- -мезонов, на которые распадаются K_S -мезоны. Заметим, что эти оценки не противоречат и ширинам узких особенностей, обнаруженных ранее на 6-метровом спектрометре (см., например, [3–5]).

В результате фитирования уточняется и координата X вершин событий. Распределение событий по величине координаты X представлено на рис.1б. Координаты начала и конца области мишени равны соответственно 35 и 75 см. Неравномерность распределения по длине мишени объясняется тем, что эффективность регистрации событий, рожденных в начальной части мишени, сильнее подавлена нейтральным триггером, чем событий, рожденных в конечной части мишени. Фитирование данных приводит к увеличению на 25% числа событий, находящихся в области мишени.

На рис.2 показан участок массового спектра 1485–1610 МэВ до (рис.2а) и после (рис.2б) фитирования вилки K_S -мезонов (отметим, что в обоих случаях к событиям применялись одинаковые критерии отборов, о которых будет сказано ниже). Кривыми показано описание экспериментальных данных константой и функцией Брейта-Вигнера. Видно, что фитирование уменьшает ширину резонансной особенности примерно в 2 раза.

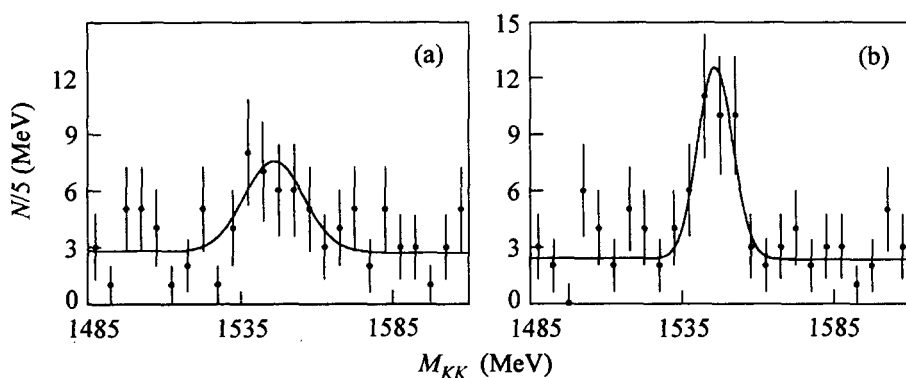


Рис.2. Массовый спектр $K_S K_S$ -системы на участке 1485–1610 МэВ с отбором по переданному импульсу $|t| > 0.5$ ГэВ² и с шагом разбиения 5 МэВ: (а) нефитированные события, (б) фитированные

На рис.3 приведены распределения событий по эффективной массе двух K_S -мезонов с шагом 20 МэВ без отбора по модулю 4-импульса t , переданного от пучково-

го π^- -мезона двум K_S -мезонам (рис.3а), и с отбором $|t| > 0.5 \text{ ГэВ}^2$ (рис.3б). Эти события получены в результате применения следующих стандартных отборов: по

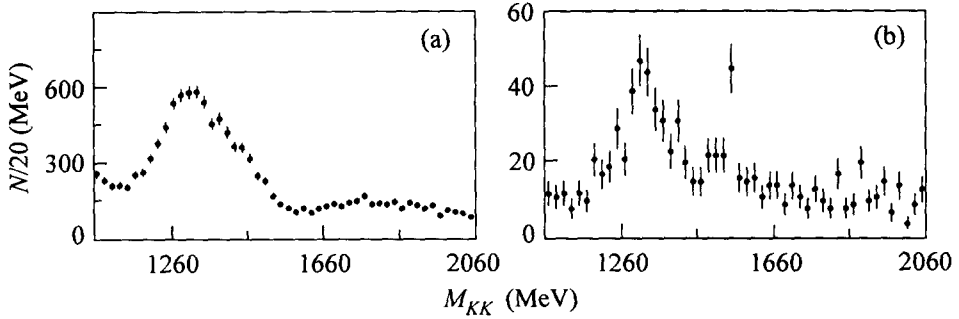


Рис.3. Распределения событий по эффективной массе $K_S K_S$ -системы с шагом 20 МэВ: (а) все события, (б) с отбором по переданному импульсу $|t| > 0.5 \text{ ГэВ}^2$

эффективной массе вилок (465–530 МэВ) и по координатам X , Y и Z вершины события. Интервал отбора по координате X при длине жидководородной мишени 40 см составлял 60 см. Отборами по Y и Z вырезался прямоугольник $1.2 \times 3.2 \text{ см}^2$, что соответствует профилю сфокусированного в области мишени пучка. При этом отборе отбрасывалось до 40% событий. Отбор по недостающей массе был сделан достаточно мягким: $-0.7 < MM^2 < 12 \text{ ГэВ}^2$. При таком отборе по недостающей массе доля событий реакций (2) составила $\sim 30\%$.

На рис.3б в районе 1550 МэВ наблюдается статистически обеспеченный сигнал (44 события при ожидаемом уровне фона 16). В более мелком разбиении по массе этот сигнал представлен на рис. 2.

Для определения параметров наблюдаемой резонансной особенности и ее статистической значимости экспериментальные данные были профитированы методом максимального правдоподобия (ММП). Фитирование проводилось в интервале масс $K_S K_S$ 1400–1700 МэВ. В указанном интервале находятся 189 событий. Основным преимуществом ММП по сравнению с гистограммным методом является то, что в процессе фитирования не происходит усреднения массы и углов по ширине бина, и результат не зависит от выбора начала отсчета и числа шагов, на которое разбит интервал исследуемых масс.

При описании экспериментальных данных используется функция плотности вероятности $F(P; \Omega)$. Здесь P – параметры, а элементами фазового объема Ω являются эффективная масса двух K_S -мезонов, косинус угла Готтфрида–Джексона θ и угол Треймана–Янга ϕ . Эти углы определяются в системе покоя двух K_S -мезонов (θ – угол между импульсом одного из K_S -мезонов и импульсом пучкового π^- -мезона, ϕ – угол между нормалью к плоскости рождения и нормалью к плоскости распада двух K_S -мезонов). Зависимость от массы задается полиномом 2-ой степени и релятивистской функцией Брейта–Вигнера. Угловые зависимости выражаются через квадраты амплитуд S -, D_0 -, D_{+-} -, G_0 - и G_{+-} -волн и имеют следующий вид:

$$S^2 = 1/4\pi, \quad (3)$$

$$D_0^2 = 5(3 \cos^2 \theta - 1)^2/16\pi, \quad (4)$$

$$D_{+-}^2 = 15(\sin 2\theta \sin \phi)^2/4\pi, \quad (5)$$

$$G_0^2 = 9(35 \cos^4 \theta - 30 \cos^2 \theta + 3)^2 / 256\pi, \quad (6)$$

$$G_+^2 = 45 \sin^2 \theta \cos^2 \theta (7 \cos^2 \theta - 3)^2 \sin^2 \phi / 32\pi. \quad (7)$$

Минимизируется функционал

$$\int_{\Omega} \epsilon F(P; \Omega) d\Omega - \ln L. \quad (8)$$

Здесь $L = \prod_{i=1}^N F(P; \Omega_i)$, ϵ – эффективность регистрации событий, N – число событий. В указанном диапазоне масс эффективность зависит только от косинуса угла Готтфрида–Джексона θ . Величина χ^2 вычисляется по формуле

$$\chi^2 = -2 \ln L + \text{const}. \quad (9)$$

Константа выбирается так, чтобы χ^2 , полученный без включения функции Брейта–Вигнера, равнялся 100. Для описания угловых распределений фона оказалось достаточно использовать следующие волны: S , D_0 и D_+ . Вклад других волн пренебрежимо мал.

Минимизация показала, что из исследованных волн только две, D_+ и G_+ , дали для величины χ^2 по крайней мере на 20 единиц меньшее значение, чем любая из других. Результаты 5-ти вариантов минимизации даны в таблице. В таблице последовательно приведены: числа событий, приходящиеся на каждую из волн соответственно фона и резонанса, а также центральные значения массы и ширины резонансной особенности. В последнем столбце приведены величины χ^2 с учетом числа степеней свободы $N_{d.f.}$.

	Волны фона, N_{events}			Волны резонанса, N_{events}				Параметры резонанса, МэВ		$\chi^2 - N_{d.f.}$
	S	D_0	D_+	S	D_0	D_+	G_+	$M \pm \Delta M$	$\Gamma \pm \Delta \Gamma$	
1	62	49	82	–	–	–	–	–	–	100
2	51	38	70	12	8	14	–	1544.6 ± 3.5	10.4 ± 3.3	77
3	60	47	51	–	–	37	–	1544.7 ± 3.0	10.3 ± 3.0	56
4	66	37	58	–	–	–	32	1545.8 ± 3.0	10.0 ± 3.0	60
5	68	39	47	–	–	23	16	1545.1 ± 3.1	11.0 ± 3.0	52

Из таблицы следует, что статистическая достоверность наблюдения резонанса $X(1545)$ с данными параметрами не менее 6-ти стандартных отклонений. Другим косвенным подтверждением того, что обсуждаемая особенность не есть статистический выброс, является факт ее наблюдения во всех трех сеансах, в которых набран экспериментальный материал.

Величины χ^2 , полученные при фитировании данных D_+ -волной (третий вариант минимизации) и G_+ -волной (четвертый вариант) настолько близки друг к другу, что невозможно отдать предпочтение ни одной из них. В то же время, описание резонансной особенности этими двумя волнами одновременно (пятый вариант) не дает никакого существенного преимущества по сравнению с D_+ -волной: введение G_+ -волны изменяет χ^2 всего на 4 единицы. Описание углового распределения особенности набором волн фона (второй вариант) приводит к значительно худшему значению χ^2 , чем дают варианты с D_+ - или G_+ -волнами.

Оценка произведения сечения рождения резонанса $X(1545)$ на брэнчинг $\sigma \cdot BR(K_S K_S)$ составляет ~ 6 нбн.

Подведем итоги настоящей работы. С достоверностью не менее 6-ти стандартных отклонений получено указание на существование особенности с массой 1545 МэВ и шириной $\simeq 10$ МэВ. Так как этот резонанс распадается на два тождественных бозона, то его момент и четность могут принимать только следующие значения: $J^P = 0^+, 2^+, 4^+, 6^+ \dots$. С большой степенью надежности можно отвергнуть значения 0^+ и 6^+ . Отметим, что резонанс невозможно описать тем же набором волн, что и прилегающие области масс. Ограниченность имеющейся в нашем распоряжении статистики не позволяет сделать выбор между 2^+ - и 4^+ -состояниями. Проекция спина резонанса на ось квантования равна ± 1 .

Авторы благодарны сотрудникам ускорителя У-70 ИФВЭ и персоналу 6-метрового спектрометра ИТЭФ, которые обеспечили набор статистического материала.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 99-02-18540).

-
1. Б.В.Болонкин, О.Н.Балошин, А.М. Благородов и др., Препринт ИТЭФ 86, 1973.
 2. Б.В.Болонкин, В.В.Владимирский, А.П.Гришин и др., Препринт ИТЭФ 154, 1981.
 3. В.К.Григорьев, О.Н.Балошин, Б.П.Барков и др., ЯФ 59, 2187 (1996).
 4. Б.П.Барков, В.В.Владимирский, В.К.Григорьев и др., Письма в ЖЭТФ 70, 242 (1999).
 5. В.К.Григорьев, Б.П.Барков, О.Н.Балошин и др., ЯФ 62, 513 (1999).