

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

93-121

P1-93-121

В.М.Карнаухов, В.И.Мороз, К.Кока¹, А.Михул²

О СУЩЕСТВОВАНИИ БАРИОНА
С МАССОЙ $3,52 \text{ ГэВ}/c^2$

Направлено в журнал «Ядерная физика»

¹Институт атомной физики, Бухарест

²Университет, Бухарест

В π^-p -взаимодействиях при 16 ГэВ/с в спектре эффективных масс системы $K_S^0 K^+ p \pi^-$ -частиц обнаружен узкий пик, который, возможно, включает в себя распады $K^{*-}(892) \rightarrow \bar{K}^0 \pi^-$ и является указанием на существование нейтрального бариона с массой (3520 ± 3) МэВ/с² и шириной (7_{-7}^{+20}) МэВ/с² [1].

В предлагаемой работе на том же экспериментальном материале проведен кинематический анализ образования возможного бариона.

1. Работа выполнена на базе экспериментальных данных с двухметровой водородной пузырьковой камеры ЦЕРН, экспонированной в пучке π^- -мезонов с импульсом 16 ГэВ/с. Основные методические особенности эксперимента, инклюзивные и эксклюзивные характеристики странных частиц в π^-p -взаимодействиях при 16 ГэВ/с показаны в работах [2+8].

Анализировались четырёхлучевые события с одним зарегистрированным K_S^0 -мезоном. Обработано 125000 стереофотографий, выделено 1766 событий, из них 82 события с неразделёнными K_S^0/Λ -частицами. Так как более 80% неразделённых V^0 -частиц относятся к Λ -гиперонам [3], в дальнейшем анализе участвовало только 1684 события с однозначно идентифицированными K_S^0 -мезонами. Среднее значение массы этих K_S^0 -мезонов ($\langle M(K_S^0) \rangle = (497, 2 \pm 0, 2)$ МэВ/с²) согласуется с табличным [9]. Для всех событий вычислены веса. Веса учитывают среднюю длину пробега K_S^0 -частиц до распада, потерю K_S^0 -частиц вблизи точки первичного взаимодействия и за пределами эффективного объема камеры [6]. Средний вес событий с $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ равен 1,13.

Поиск возможных резонансных состояний частиц проводился в распределениях количества взвешенных комбинаций по интервалам эффективных масс систем отдельных частиц. При построении спектров эффективных масс задавалась гипотеза о конечном состоянии заряженных частиц, входящих в изучаемую систему. Заряженным частицам из системы приписывались соответствующие гипотезе массы. Для уменьшения фона в спектрах масс систем вторичных частиц использовалась визуальная оценка ионизации на треках, при которой реперным треком являлся трек первичного π^- -мезона. Считалось возможным разделить π^+, K^+ -мезоны с импульсами до 0,7 ГэВ/с, π^+, K^+ -мезоны от протона - до 1,3 ГэВ/с. Для повышения надёжности полученных результатов введено ограничение на точность измеренных импульсов вторичных частиц. В спектры не вошли комбинации, в которых хотя бы одна частица имела относительную ошибку импульса

$\Delta p/p \geq 10\%$ (для вторичных частиц в эксперименте $\langle \Delta p/p \rangle = 2,5\%$).
 Методика обработки спектров эффективных масс и резонансов в этом эксперименте показана в работах [10,11]. Эта методика стандартна, использует описание фона гладкой функцией, резонансов - функцией Брейта-Вигнера, проинтегрированной вместе с функцией разрешения. Параметризация проводится с помощью метода наименьших квадратов. Анализ экспериментального материала с идентифицированными K_S^0 -мезонами в четырёхлучевых событиях показал, что в этих процессах из известных резонансов образуются $K^{*+}(892)$ и $K^{*-}(892)$ (рис.1), зарегистрированные в эксперименте ранее [11]. Полученные параметры этих резонансов (для $K^{*+}(892)$ $M_R = (889 \pm 5)$ МэВ/с², $\Gamma_R = (61 \pm 13)$ МэВ/с²; для $K^{*-}(892)$ $M_R = (873 \pm 12)$ МэВ/с², $\Gamma_R = (60 \pm 22)$ МэВ/с²) близки к табличным [9].

2. Проведен анализ спектров эффективных масс с поиском барионов, среди продуктов распада которых есть две странные частицы. Проверка возможных гипотез, не противоречащих ионизации на треках, показала, что есть особенность в спектре $K_S^0 K^+ p \pi^-$ системы в области массы 3,5 ГэВ/с² (рис.2). В табл.1 приведены средние значения измеренных в лабораторной системе импульсов отдельных частиц из комбинаций в интервале масс (3,45 ± 3,55) ГэВ/с². Так как импульсы частиц велики, из общего числа вторичных заряженных частиц в событиях указанного интервала идентифицировано по ионизации всего 17%. Поэтому анализировались спектры масс для всех других возможных пятичастичных гипотез о конечном состоянии заряженных частиц (с учётом оценки ионизации на треках в каждом конкретном событии), в том числе и $K_S^0 p \pi^+ K^- \pi^-$ [1]. Распределения по эффективным массам для всех рассмотренных гипотез о заряженных частицах измеренной пятичастичной системы не имеют статистически значимых особенностей и приводят к исчезновению пика, а не к его сдвигу.

Кроме указанной особенности, в спектре масс $K_S^0 K^+ p \pi^-$, в области инвариантной массы пучка и мишени ($\langle \sqrt{s} \rangle = 5,58$ ГэВ/с²) наблюдается небольшая размытая структура. В пределах этой кинематической особенности находятся события (заштрихованы на рис.2), идентифицированные ранее [6] как реакция $\pi^- p \rightarrow \bar{K}^0 K^+ p \pi^-$ (гипотеза с 4 уравнениями связи, все вторичные частицы зарегистрированы в камере). Структура несколько размыта, так как экспериментальный материал включает в себя две основные экспозиции при облучении камеры π^- -мезонами с разбросом номинальных значений импульса пучка 450 МэВ/с.

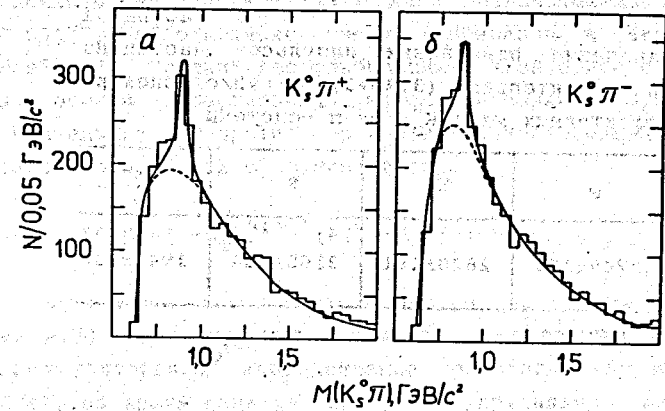


Рис. 1. Распределения взвешенных комбинаций по эффективным массам систем $K_S^0 \pi^+$ и $K_S^0 \pi^-$. Кривые - результаты аппроксимации распределений (см. текст)

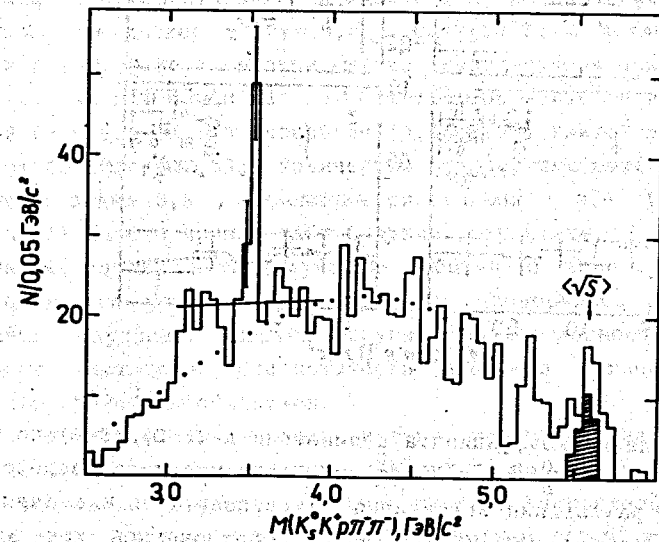


Рис. 2. Распределение взвешенных комбинаций по эффективным массам $K_S^0 K^+ p \pi^-$ системы. Заштрихованы события, идентифицированные как реакция $\pi^- p \rightarrow \bar{K}^0 K^+ p \pi^-$. Точками показаны результаты аппроксимации распределения функцией (1) на интервале (2,50 ± 5,45) ГэВ/с². Сплошная линия - аппроксимация распределения прямой на интервале (3,05 ± 3,95) ГэВ/с².

Таблица 1
Средние значения измеренных импульсов частиц из комбинаций в интервале (3,45±3,55) ГэВ/с² спектра эффективных масс $K_S^0 K^+ p \pi^-$ -системы

частица	p	K_S^0	K^+	π^-
средний импульс, МэВ/с	2749±159	2620±181	2165±154	1948±118

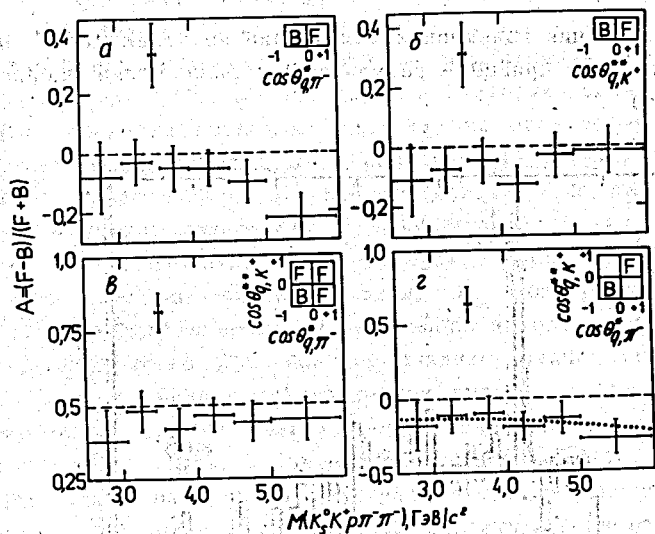


Рис. 3. Распределения коэффициента асимметрии $A = (F-B)/(F+B)$ по интервалам спектра масс $K_S^0 K^+ p \pi^-$ -системы. Для каждого распределения показан способ разделения комбинаций по группам F и B в зависимости от направления системы $K_S^0 K^+ p \pi^-$ (обозначенной как q) в С.Ц.М. $\pi^- p$ -взаимодействий и в С.Ц.М. $K^+ K_S^0$. θ_{q, π^-}^* — угол между системой q и первичным π^- -мезоном в С.Ц.М. $\pi^- p$ -взаимодействий; θ_{q, K^+}^{**} — угол между системой q и K^+ -мезоном в С.Ц.М. $K^+ K_S^0$. Пунктир на рис. 3г — результаты аппроксимации распределения без интервала (3,45±3,55) ГэВ/с² функцией (1).

Комбинаторный фон в спектре масс незначителен. В интервале (3,45±3,55) ГэВ/с² отношение числа комбинаций к числу событий составляет 1,12. Средний вес комбинаций в этой области равен 1,10.

Для оценки существования эффекта в области 3,5 ГэВ/с² методом наименьших квадратов проведена аппроксимация спектра от 2,50 ГэВ/с² до 5,45 ГэВ/с² функцией вида

$$BG(M) = (M - M_T)^{A(3)} \cdot (A(1) \cdot M + A(2) \cdot M^2), \quad (1)$$

где M — эффективная масса системы частиц, M_T — сумма масс частиц системы, A(i) — подбираемые параметры. Для повышения надёжности применения критерия χ^2 аппроксимация проводилась по интервалам в 100 МэВ/с², по краям спектра интервалы укрупнялись. Аппроксимация без исключения пика (на рис. 2 отмечена точками) характеризуется величиной $\chi^2(21) = 61,0$ и доверительным уровнем $CL = 1 \cdot 10^{-5}$. Аппроксимация спектра с исключением интервала (3,45±3,55) ГэВ/с² приводит к $\chi^2(20) = 37,7$ и $CL = 1 \cdot 10^{-2}$. Результаты аппроксимации на интервале (3,05±3,95) ГэВ/с² прямой без исключения пика (показано на рис. 2) следующие: $\chi^2(7) = 19,0$, $CL = 8 \cdot 10^{-3}$. С исключением пика $\chi^2(6) = 2,6$, $CL = 0,86$; в этом случае количество взвешенных комбинаций в пике над фоном — 37, в области фона — 41. В предположении нулевой гипотезы (H_0 : в интервале (3,45±3,55) ГэВ/с² нет реального физического эффекта [12]) количество стандартных отклонений в пике над фоном равно 5,8, отношение сигнал/фон — 0,9. Использование функции (1) вместо прямой даёт близкие результаты.

На материале четырёхлучевых событий с зарегистрированными K_S^0 -мезонами (а также с Λ -гиперонами) проверялись спектры масс возможных барионных систем других множественностей с двумя странными частицами. Статистически значимый сигнал в области массы 3,5 ГэВ/с² не обнаружен.

3. В С.Ц.М. $\pi^- p$ -взаимодействий проведен анализ углового распределения системы частиц $K_S^0 K^+ p \pi^-$ по интервалам спектра эффективных масс. Отражением этого углового распределения является распределение коэффициента асимметрии $A = (F-B)/(F+B)$ по интервалам спектра масс, где F — количество взвешенных комбинаций с системой частиц, направленной в полусферу первичного π^- -мезона, B — в полусферу мишени (рис. 3а). Значение A в области пика выделяется из общего распределения. С учётом ошибок отклонение от средней взвешенной величины A, вычисленной по соседним боковым интервалам в 400 МэВ/с², даёт $\chi^2(1) = 9,7$ и доверительный уровень $CL = 2 \cdot 10^{-3}$.

Система $K_S^0 K^+ p \bar{p} \pi^-$ для большей части комбинаций из области пика (в отличие от других интервалов спектра масс) направлена в полусферу первичного π^- -мезона. Возможно, это является указанием на физический эффект, проявляющийся в глубоконеупругих π^-p -взаимодействиях.

Изучение корреляций между отдельными частицами системы показало, что в области пика (в отличие от других интервалов спектра масс) для большей части комбинаций по абсолютной величине импульс K_S^0 -мезона в системе покоя $K_S^0 K^+ p \bar{p} \pi^-$ больше импульса K^+ -мезона. Возможно, это является указанием на каскадный распад и разные механизмы образования K_S^0 и K^+ . В данной работе не сделан окончательный убедительный вывод об определенном каскадном распаде наблюдаемой особенности. Как показано в работе [1], возможно, пик в области массы $3,5 \text{ ГэВ}/c^2$ включает в себя распады $K^{*-}(892) \rightarrow \bar{K}^0 \pi^-$. Анализ кинематики показал, что, если в событии, в системе покоя $K_S^0 K^+ p \bar{p} \pi^-$ импульс K_S^0 -мезона по абсолютной величине больше импульса K^+ -мезона, то в системе покоя $K^+ K_S^0$ (где импульсы K^+ и K_S^0 равны и противоположны по направлению) комбинация $K_S^0 K^+ p \bar{p} \pi^-$ направлена в полусферу K^+ . На рис.36 представлено распределение коэффициента асимметрии $A=(F-B)/(F+B)$ по интервалам спектра масс $K_S^0 K^+ p \bar{p} \pi^-$ -системы, где F - количество взвешенных комбинаций с системой частиц, направленной в полусферу K^+ , B - в полусферу K_S^0 (С.Ц.М. $K^+ K_S^0$). С учётом ошибок отклонение значения A в области пика от средней взвешенной величины A , вычисленной по соседним боковым интервалам в $400 \text{ МэВ}/c^2$, даёт $\chi^2(1)=9,4$ и доверительный уровень $CL=2 \cdot 10^{-3}$.

Распределения 3а и 3б имеют похожий вид. На рис.3в,3г показаны распределения коэффициента асимметрии A в зависимости от массы системы $K_S^0 K^+ p \bar{p} \pi^-$ -частиц при других способах разделения комбинаций по группам F и B , учитывающих одновременно направление движения системы в С.Ц.М. π^-p -взаимодействий и С.Ц.М. $K^+ K_S^0$.

На рис.3в представлено распределение коэффициента асимметрии A по интервалам спектра масс $K_S^0 K^+ p \bar{p} \pi^-$ -системы, где B - количество взвешенных комбинаций, в которых система частиц направлена в полусферы мишени (С.Ц.М. π^-p -взаимодействий) и K_S^0 (С.Ц.М. $K^+ K_S^0$), F - количество всех остальных взвешенных комбинаций в отдельном интервале. С учётом ошибок отклонение величины A в области пика от средней взвешенной величины A , вычисленной по соседним боковым интервалам в $400 \text{ МэВ}/c^2$, характеризуется значениями: $\chi^2(1)=19,4$, $CL=1 \cdot 10^{-5}$.

На рис.3г приведено распределение коэффициента асимметрии A по интервалам спектра масс $K_S^0 K^+ p \bar{p} \pi^-$ -системы, где F - количество взвешенных комбинаций, в которых система направлена в полусферы первичного π^- -мезона (С.Ц.М. π^-p -взаимодействий) и K^+ (С.Ц.М. $K^+ K_S^0$), B - в полусферы мишени и K_S^0 . С учётом ошибок отклонение величины A в области пика от средней взвешенной величины A , вычисленной по соседним боковым интервалам в $400 \text{ МэВ}/c^2$, характеризуется значениями: $\chi^2(1)=25,3$, $CL=4 \cdot 10^{-7}$. Вероятность такого случайного статистического выброса на интервале $900 \text{ МэВ}/c^2$ в одной из 9 ячеек по $100 \text{ МэВ}/c^2$ равна [12]: $P \approx CL \cdot 9 \approx 3,6 \cdot 10^{-6}$. Аппроксимация методом наименьших квадратов всего спектра без пика (пунктир на рис.3г) функцией (1) характеризуется значениями: $\chi^2(3)=0,96$, $CL=0,81$. Аппроксимация всего спектра, включая пик, приводит к $\chi^2(4)=31,22$, $CL=3,8 \cdot 10^{-6}$. При аппроксимации спектра прямой получаются близкие результаты.

Таким образом, на уровне вероятности случайного статистического выброса $4 \cdot 10^{-6}$ в событиях из области пика (в отличие от остального спектра масс системы $K_S^0 K^+ p \bar{p} \pi^-$) обнаружена особенность угловых распределений системы, которая может быть связана с механизмом образования и распада нейтрального бариона.

4. Отмеченную особенность угловых распределений можно использовать для введения ограничений на отбор комбинаций в спектр эффективных масс системы $K_S^0 K^+ p \bar{p} \pi^-$ и снижения фона.

Сделана оценка области π^-p -взаимодействий, в которой образуется пик. Для этого спектр масс системы строился в отдельных интервалах быстроты $Y^*(q)=0,5 \cdot \ln[(E^*+P_L^*)/(E^*-P_L^*)]$, где q - система $K_S^0 K^+ p \bar{p} \pi^-$, E^* и P_L^* - энергия и продольный импульс системы q в С.Ц.М. π^-p -взаимодействий. Пик образуется в несимметричной центральной области $-0,18 \leq Y^*(q) < 0,38$.

Распределения масс системы q в отдельных интервалах величины $\text{Cos} \theta_{q, K^+}^{**}$ (θ_{q, K^+}^{**} - угол между системой q и K^+ -мезоном в С.Ц.М. $K^+ K_S^0$) показали, что пик образуется в области $\text{Cos} \theta_{q, K^+}^{**} \geq -0,66$.

Кроме того, поскольку в изучаемую барионную систему входят все зарегистрированные в камере частицы, а большая часть заряженных частиц не идентифицирована, возникает необходимость проверки возможности выполнения законов сохранения энергии и импульса в конкретных комбинациях из пика для заданной гипотезы $K_S^0 K^+ p \bar{p} \pi^-$ и возможного введения ограничения на недостающую массу. На рис.4 приведены распределения квадратов недостающих масс (MM^2) для всего спектра масс системы (рис.4а) и

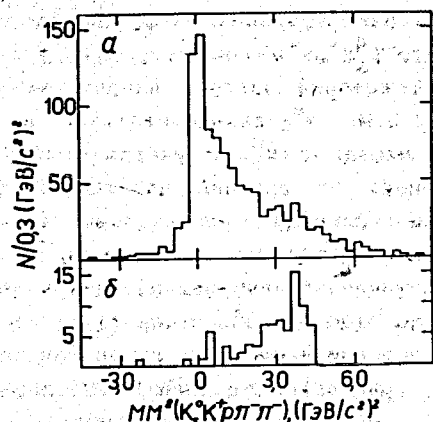


Рис. 4. Распределения взвешенных комбинаций по квадратам недостающих масс (MM^2) для всего спектра эффективных масс $K_S^0 K^+ \pi^- \pi^-$ -системы (а) и для интервала масс (3,45±3,55) ГэВ/с² (б)

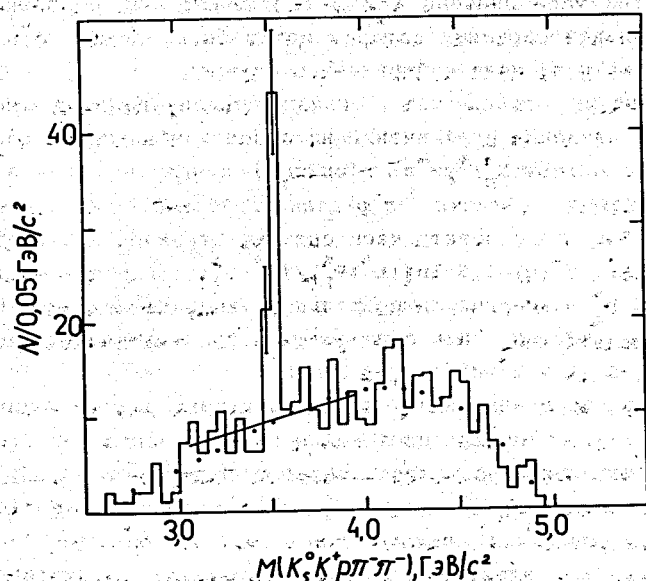


Рис. 5. Распределение взвешенных комбинаций по эффективным массам $K_S^0 K^+ \pi^- \pi^-$ -системы с ограничениями (2). Точками показаны результаты аппроксимации распределения без пика (3,45±3,55) ГэВ/с² функцией (1). Сплошная линия - аппроксимация распределения прямой на интервале (3,05±3,95) ГэВ/с² без пика.

для комбинаций из области пика (рис.4б). За исключением трёх комбинаций пика соответствует область $MM^2 \geq 0,3$ (ГэВ/с²)². При идентификации каналов реакций со странными частицами в четырёхлучевых событиях этого эксперимента [4] было получено, что в каналах реакций с улетевшим π^0 -мезоном допустимы пределы: $-0,3$ (ГэВ/с²)² $\leq MM^2(\pi^0) < 0,3$ (ГэВ/с²)². То есть пик образуется в процессах с недостающей массой больше массы π^0 -мезона. Область больших отрицательных недостающих масс (рис.4а) $MM^2 < -0,3$ (ГэВ/с²)² в основном соответствует комбинациям (7% всего спектра) с неправильной идентификацией вторичных заряженных частиц больших импульсов (гипотеза о конечном состоянии вторичных заряженных частиц заведомо неверна). Введение ограничения $MM^2 \geq 0,3$ (ГэВ/с²)² вычеркивает и эти комбинации из спектра эффективных масс $K_S^0 K^+ \pi^- \pi^-$ -системы. Это ограничение не вносит существенного изменения в фон из области пика, но указывает на допустимость использования заданной гипотезы для оставшихся в спектре комбинаций.

Спектр масс системы $K_S^0 K^+ \pi^- \pi^-$ (обозначенной как q) с ограничениями:

$$\begin{aligned} \text{(С.Ц.М. } \pi^- \text{ p-вз-ий)} \quad & -0,18 \leq Y^*(q) < 0,38 \\ \text{(С.Ц.М. } K^+ K_S^0) \quad & \cos \theta_{q, K^+}^{**} \geq -0,66 \\ & MM^2(q) \geq 0,3 \text{ (ГэВ/с}^2\text{)}^2 \end{aligned} \quad (2)$$

представлен на рис.5. Комбинаторный фон в спектре незначителен. В области пика отношение числа комбинаций к числу событий составляет 1,11. Средний вес комбинаций в этой области равен 1,09, среднее разрешение по эффективным массам - 17 МэВ/с².

Результаты аппроксимации спектра прямой методом наименьших квадратов на интервале (3,05±3,95) ГэВ/с² с шагом 100 МэВ/с², исключая пик (показано на рис.5), следующие: $\chi^2(6)=4,43$, $CL=0,62$. Количество взвешенных комбинаций в пике над фоном 46,3, в области фона - 19,2. Количество стандартных отклонений в пике над фоном равно 10,6, отношение сигнал/фон - 2,4. В предположении, что в спектре наблюдается только фон (без исключения пика): $\chi^2(7)=35,97$, $CL=1 \cdot 10^{-5}$.

При аппроксимации всего спектра события по краям спектра группировались в отдельных интервалах так [9], чтобы в каждом интервале количество взвешенных комбинаций было не менее 10. Аппроксимация всего спектра без пика (на рис.5 отмечена точками) функцией (1) даёт $\chi^2(16)=16,40$, $CL=0,43$. Количество стандартных

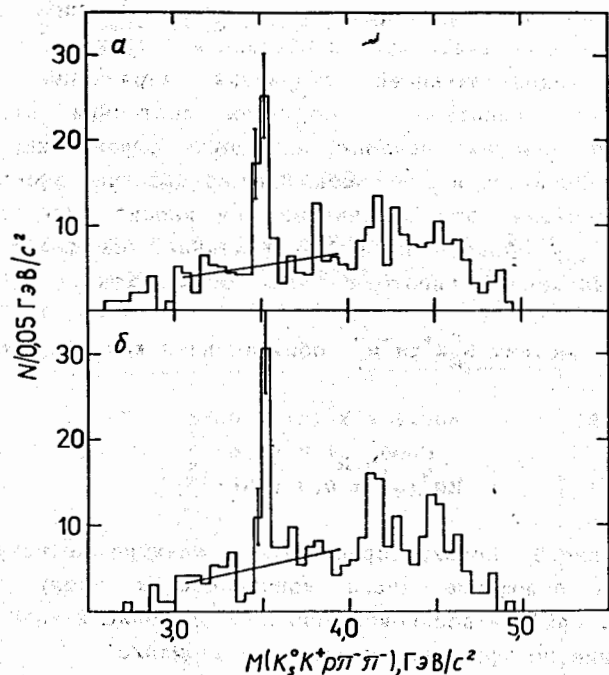


Рис. 6. Распределения взвешенных комбинаций по эффективным массам $K_S^0 K^+ p l^- \pi^-$ -системы, полученные из рис. 5: (а) вычеркнуты события, в которых не идентифицирована по ионизации ни одна заряженная частица, (б) вычеркнуты события, вошедшие в область $K^{*+}(892)$ -резонанса $(0,80 \pm 0,95)$ ГэВ/с². Сплошные линии - аппроксимация распределений прямой на интервале $(3,05 \pm 3,95)$ ГэВ/с² без пика

отклонений в пике над фоном 10,7, отношение сигнал/фон - 2,5. В предположении, что в спектре наблюдается только фон (без исключения пика): $\chi^2(17) = 48,93$, $CL = 6 \cdot 10^{-5}$.

Отсюда можно сделать заключение о том, что случайный статистический выброс в области $(3,45 \pm 3,55)$ ГэВ/с² спектра масс $K_S^0 K^+ p l^- \pi^-$ -системы маловероятен.

5. Из-за больших импульсов отдельных частиц в событиях из интервала $(3,45 \pm 3,55)$ ГэВ/с² спектра масс изучаемой системы идентифицировано по ионизации протонами и K^+ -мезонами всего 6% всех положительно заряженных частиц и π^- -мезонами - 27% отрицательно заряженных частиц. Поэтому сделана дополнительная возможная проверка на состав заряженных частиц в событиях из области пика и влияния на пик кинематических отражений известных физических эффектов [13].

Изучение распределений импульсов отдельных заряженных частиц по интервалам спектра масс системы не обнаруживает каких-либо аномалий количественного содержания идентифицированных по ионизации частиц в области пика по сравнению с боковыми интервалами. Из спектра масс $K_S^0 K^+ p l^- \pi^-$ (рис. 5) были вычеркнуты события, в которых для каждой положительно заряженной частицы импульс больше 1,3 ГэВ/с, для каждой отрицательно заряженной частицы импульс больше 0,7 ГэВ/с (см. раздел 1 текста). То есть были вычеркнуты события, где по ионизации невозможно было идентифицировать ни одну заряженную частицу. На рис. 6а показан спектр, оставшийся после вычеркивания. Аппроксимация распределения без пика показала, что количество стандартных отклонений в пике над фоном равно 9,6, отношение сигнал/фон - 2,9. Вычеркивание из спектра событий, в которых не идентифицирована по ионизации ни одна заряженная частица, в пределах ошибок не снижает статистической значимости сигнала.

Так как в событиях с K_S^0 -мезоном с заметным эффектом образуются два известных резонанса - $K^{*+}(892)$ и $K^{*-}(892)$, проверено влияние кинематического отражения $K^{*+}(892)$ -резонанса на наблюдаемый пик в спектре $M(K_S^0 K^+ p l^- \pi^-)$. В спектре (рис. 5) вычеркивались события, вошедшие в значимую над фоном область $K^{*+}(892)$ -резонанса $(0,80 \pm 0,95)$ ГэВ/с² (рис. 1а). Эта процедура исключает не только события с $K^{*+}(892)$, но и фоновые события, которых значительно больше резонансных. На рис. 6б показан спектр, оставшийся после вычеркивания. Аппроксимация распределения без пика показала, что количество стандартных отклонений в пике над

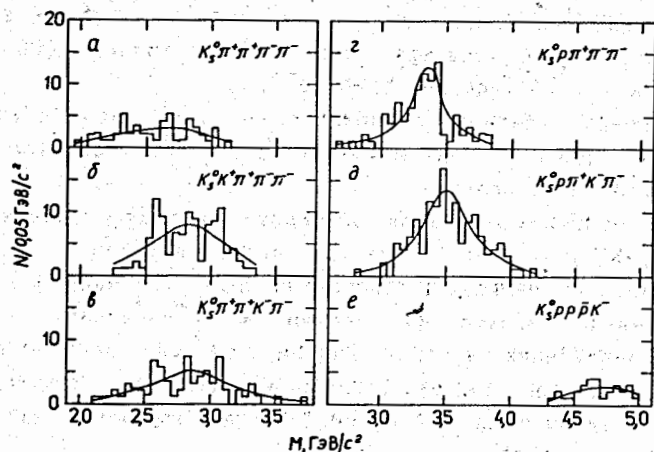


Рис. 7. Распределения взвешенных комбинаций по эффективным массам в предположении возможных гипотез о конечном состоянии частиц для событий из области пика (3,45+3,55) ГэВ/с² на рис. 5. Кривые - результаты аппроксимации распределений функцией Брейта-Вигнера (3)

Таблица 2

Результаты аппроксимации функцией Брейта-Вигнера спектров масс (рис. 7), построенных в предположении возможных гипотез о конечном состоянии частиц для событий из интервала (3,45+3,55) ГэВ/с² спектра $M(K_S^0 K^+ p \pi^+ \pi^-)$ (рис. 5)

гипотеза	χ^2/ND	CL	масса, МэВ/с ²	ширина, МэВ/с ²
$K_S^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$	0,06/2	0,97	2598±73	825±281
$K_S^0 K^+ \pi^+ \pi^-$	3,23/5	0,66	2811±44	746±139
$K_S^0 \pi^+ \pi^+ K^-$	1,33/3	0,73	2813±47	656±132
$K_S^0 p \pi^+ \pi^-$	3,84/5	0,56	3348±22	318±43
$K_S^0 p \pi^+ K^-$	8,57/7	0,28	3494±23	433±52

фоном равно 9,6, отношение сигнал/фон - 3,0. Вычёркивание из спектра событий с K^{*+} (892)-резонансом в пределах ошибок не снижает статистической значимости сигнала.

Пик (рис. 5) проверен в представлении спектров эффективных масс других возможных гипотез о конечном состоянии заряженных частиц. Для событий из области пика (с учётом оценки ионизации на треках заряженных частиц в каждом конкретном событии) были построены спектры масс возможных конкурентных гипотез о пятичастичном конечном состоянии. Все спектры широкие. Аппроксимация спектров функцией (1) (проверка на "гладкость") не выявляет внутри их статистически значимых особенностей. Спектры масс пяти наиболее вероятных конкурентных гипотез (предполагающих участие в π^-p -взаимодействиях среди вторичных частиц только двух странных частиц и одного бариона) показаны на рис. 7а+7д. При аппроксимации спектров методом наименьших квадратов события группировались в интервалах так, чтобы в каждом интервале количество взвешенных комбинаций было не менее 10. На рис. 7а+7д и в таблице 2 приведены результаты аппроксимации спектров функцией Брейта-Вигнера как фоновой кривой:

$$BW(M) = M \cdot \Gamma_R / [(M^2 - M_R^2)^2 + M_R^2 \cdot \Gamma_R^2] \quad (3)$$

Внутри спектров отсутствуют статистически значимые особенности. С другой стороны, известных мезонных или барионных резонансов [9] с полученными параметрами нет.

На рис. 7е показан спектр для гипотезы с самым тяжёлым возможным конечным состоянием ($K_S^0 p p p K^-$). Спектр также широкий. Проверяемый пик не является отражением 4С-канала реакции (гипотеза с 4 уравнениями связи, все вторичные частицы зарегистрированы в камере, их эффективная масса должна быть близка к величине $\langle \sqrt{s} \rangle = 5,58$ ГэВ/с²).

Таким образом, влияния кинематических отражений известных физических эффектов на появление пика в области (3,45+3,55) ГэВ/с² спектра масс $K_S^0 K^+ p \pi^+ \pi^-$ не обнаружено.

6. Проведена оценка параметров структуры в области массы 3,5 ГэВ/с². Параметризация спектра (рис. 5) проводилась через 25 МэВ/с² методом наименьших квадратов. Использовалось описание фона функцией (1), структуры - функцией Брейта-Вигнера (3), проинтегрированной вместе с функцией разрешения:

$$F(M) = \alpha BW(M) + (1-\alpha) BG(M), \quad (4)$$

где

$$\overline{BW}(M) = \int BW(m) R(m) dm. \quad (5)$$

Подбирались параметры M_R , Γ_R , α . Поскольку функция разрешения $R(m)$ для группы измеренных событий не описывается нормальным распределением, а близка к распределению Коши или Брейта-Вигнера [12], она взята в виде суммы функций разрешения для отдельных событий в области структуры с учётом весов. Функция разрешения для отдельного события взята в виде нормального распределения с дисперсией, соответствующей точности измерения события. Значения полученных параметров равны: $M_R = (3521 \pm 3)$ МэВ/с², $\Gamma_R = (6_{-6}^{+21})$ МэВ/с². Оценка сечения образования структуры даёт (15 ± 3) мкб.

Введение ограничений (2) на отбор событий в спектр масс системы $K_S^0 K^+ p \pi^- \pi^-$ несущественно изменило результаты оценки параметров структуры, полученные в работе [1].

Основные результаты

1. В $\pi^- p$ -взаимодействиях при 16 ГэВ/с, в интервале $(3,45 \pm 3,55)$ ГэВ/с² спектра эффективных масс $K_S^0 K^+ p \pi^- \pi^-$ -системы наблюдается пик с количеством стандартных отклонений над фоном более 5 и отношением сигнал/фон - 0,9.

2. Анализ кинематики показал, что на уровне вероятности случайного статистического выброса $4 \cdot 10^{-6}$ в событиях из области пика (в отличие от остального спектра) обнаружена особенность угловых распределений системы, которая может быть связана с механизмом образования и распада нейтрального бариона.

3. Эта особенность угловых распределений позволила ввести ограничения на отбор событий в спектр масс и уменьшить фон (количество стандартных отклонений в пике над фоном при этом более 10, отношение сигнал/фон - 2,5).

4. Поскольку в событиях из области пика идентифицирована меньшая часть вторичных заряженных частиц, проведены дополнительные тесты. Противоречий гипотезе о составе частиц не найдено. Влияния кинематических отражений известных физических эффектов на появление пика не обнаружено.

5. Остаётся предположение, что пик является указанием на существование нейтрального бариона с массой (3521 ± 3) МэВ/с² и шириной (6_{-6}^{+21}) МэВ/с², который образуется в центральной области

$\pi^- p$ -взаимодействий при 16 ГэВ/с с сечением (15 ± 3) мкб и распадается на $K_S^0 K^+ p \pi^- \pi^-$ -частицы.

В ряде работ [14] обсуждается возможность существования барионных структур малой ширины, как пятикварковых систем, среди продуктов распада которых есть странные частицы. Интерпретация обнаруженной структуры требует анализа дополнительных экспериментальных данных.

Авторы благодарят ЦЕРН за предоставленную возможность работать с фотоснимками облучения π^- -мезонами при 16 ГэВ/с двухметровой водородной пузырьковой камеры. За полезные обсуждения на разных этапах работы авторы благодарны Н. Ангелову, Ф. Которобаю, А. Д. Макаренковой, Б. А. Шахбазяну, С. Ю. Шмакову.

литература.

1. Karnaukhov V.M. et al., contributed paper 555, LP-HEP 1991, Geneva; Phys. Lett., 1992, B281, 148.
2. Баля Е. и др., ОИЯИ, 1-7140, Дубна, 1973.
3. Баля Е. и др., ОИЯИ, 1-8138, Дубна, 1974.
4. Баля Е. и др., ОИЯИ, 1-8139, Дубна, 1974.
5. Баля Е. и др., ЯФ, 1978, 28, 1437.
6. Balea E. et al., JINR, E1-12345, Dubna, 1979.
7. Balea E. et al., Nucl. Phys., 1979, B150, 345.
8. Balea E. et al., Nucl. Phys., 1980, B163, 21.
9. Particle Data Group, Review of particle properties, Phys. Rev., 1992, D45, No 11-II.
10. Карнаухов В. М. и др., ОИЯИ, P1-86-373, Дубна, 1986.
11. Карнаухов В. М. и др., ОИЯИ, P1-87-559, Дубна, 1987.
12. Eadie W. T. et al., Statistical Methods in Experimental Physics, North-Holland, Amsterdam, 1971.
13. Копылов Г. И., Основы кинематики резонансов, Москва, 1970; Byckling E., Kajantie K., Particle Kinematics, London-New-York-Sydney-Toronto, 1973.
14. De Grombrugge M. et al., Nucl. Phys., 1979, B156, 347; Gignoux C. et al., Phys. Lett., 1987, B193, 323; Lipkin H., Phys. Lett., 1987, B195, 484; Brodsky S. J., SLAC-PUB-5529, Stanford, 1991.

Рукопись поступила в издательский отдел
8 апреля 1993 года.