

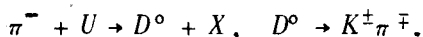
ПОИСК ДОЛГОЖИВУЩИХ ТЯЖЕЛЫХ ЧАСТИЦ В π^-U -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ИМПУЛЬСЕ 55 ГэВ/с

*Ю.М.Антипов, В.А.Беззубов, Н.П.Буданов,
Ю.П.Горин, С.П.Денисов, С.В.Клименко,
И.В.Котов, Ю.В.Михайлов, А.А.Лебедев,
А.И.Петрухин, С.А.Половников, В.Н.Ройнишвили¹⁾,
Д.А.Стоянова*

С целью поиска тяжелых мезонов с временем жизни $10^{-12} \div 10^{-10}$ сек исследован спектр эффективных масс $K\pi$ -систем, образованных в реакции $\pi^-U \rightarrow K^{\mp}\pi^{\pm} + \dots$ при импульсе 55 ГэВ/с. В области масс $K\pi$ -систем 1,3 \div 2,3 ГэВ узких резонансов не обнаружено. Получены верхние граничные оценки сечений образования D^0 -мезонов.

¹⁾Институт физики АН ГССР, Тбилиси.

В эксперименте [1] с ядерными эмульсиями, облученными в пучке протонов с импульсом 400 ГэВ, было найдено, что сечение образования стабильных очарованных частиц в pN -взаимодействиях не превышает 1,5 мкбн. В то же время эксперименты [2] типа "beam-dump", выполненные в той же области энергий, возможно указывают, что очарованные частицы рождаются с заметно большими сечениями (≥ 30 мкбн). Как показано в работе [3], результаты упомянутых экспериментов не противоречат друг другу, если время жизни очарованных частиц либо больше $\sim 10^{-12}$ сек, либо меньше $\sim 5 \cdot 10^{-16}$ сек. Нами была предпринята попытка зарегистрировать очарованные D^0 -мезоны со временем жизни $\geq 10^{-12}$ сек в реакции



Эксперимент проводился на спектрометре "Сигма" (рис. 1). Пучок π^- -мезонов с импульсом 55 ГэВ/с фокусировался на урановую мишень толщиной 4 мм. Импульсы вторичных частиц, вылетевших из мишени, измерялись при помощи спектрометрического магнита M и проволочных искровых камер SC . Поле в магните было выбрано таким, чтобы траектории π^- и K -мезонов от распада $D^0 \rightarrow K\pi$ были параллельны после магнита. Идентификация частиц осуществлялась при помощи восьмиканального порогового черенковского счетчика \check{C} [4]. Черенковский счетчик позволял разделять π -мезоны и более тяжелые частицы в диапазоне импульсов 6 – 21 ГэВ/с. Сцинтилляционные годоскопы $H4, H5$ (всего 64 счетчика) использовались для формирования триггера. Для появления триггерного сигнала требовалось, чтобы через разные секции черенковского счетчика \check{C} прошли по крайней мере две заряженные частицы, одна из которых была бы зарегистрирована черенковским счетчиком, а другая нет.

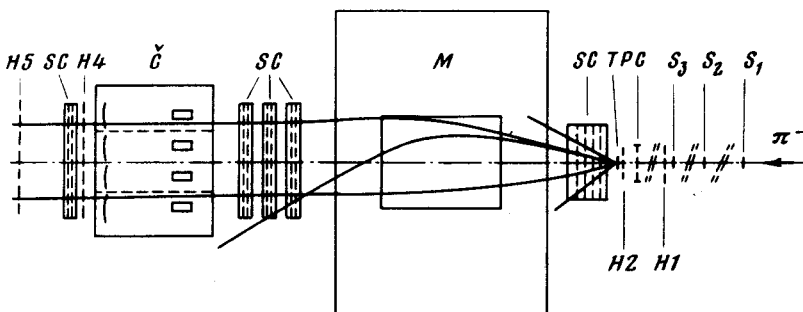


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: $S_1 - S_3$ – пучковые сцинтилляционные счетчики; $H1, H2$ – пучковые сцинтилляционные годоскопы; PC – пучковая пропорциональная камера; T – урановая мишень; SC – проволочные искровые камеры; M – спектрометрический магнит; \check{C} – восьмиканальный пороговый черенковский счетчик; $H4, H5$ – сцинтилляционные годоскопы

За время эксперимента через мишень прошло $2,6 \cdot 10^{10}$ π^- -мезонов и на магнитные ленты было записано около $2 \cdot 10^6$ событий. При обработке данных отбирались события, удовлетворяющие следующим критериям:

1. По крайней мере одна положительная и одна отрицательная вторичные частицы зарегистрированы искровыми камерами и сцинтилляционными годоскопами.
2. Импульсы частиц находятся в интервале 6 – 21 ГэВ/с.
3. Траектории частиц находятся в пределах углового акцептанса черенковского счетчика (± 50 мрад).
4. Одна из частиц зарегистрировалась черенковским счетчиком (эта частица считалась пионом), и одна – нет (она считалась каоном).

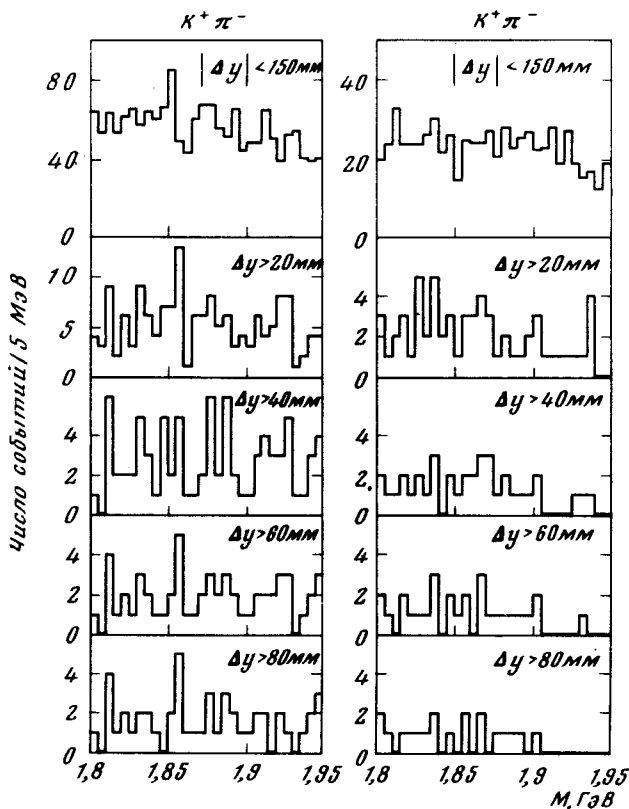


Рис. 2. Спектры эффективных масс $K\pi$ -систем для различных значений расстояния Δy между центром мишени и восстановленной вершиной $K\pi$ -вилки

В результате такого отбора осталось 7732 $\pi^- K^+$ - и 3139 $\pi^+ K^-$ -событий. Для каждого из этих событий по системе камер перед магнитом была восстановлена вершина $K\pi$ -вилки. Погрешность определения вершины в области масс $K\pi$ -системы 1,8 – 1,9 ГэВ составила $\sigma = 8$ мм. Отбирая события с разностью координаты вершины и координаты центра мишени Δy больше некоторой величины, можно уменьшить фон от "прямых" $K\pi$ -событий и соответственно улучшить отношение сигнал/фон для D^0 -мезонов, если время жизни этой частицы достаточно велико. Спектры эффективных масс $K\pi$ -систем в интервале 1,8 – 1,95 ГэВ для различных значений Δy приведены на рис. 2. Разрешение спектрометра по массе составляет $\sigma \approx 10$ МэВ. Оно было определено по данным специального опыта, в котором регистрировались распады $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Из рис. 2 видно, что в области массы D^0 -мезона нет статистически значимого сигнала. Не обнаружено узких резонансов и в более широком интервале масс от 1,3 до 2,3 ГэВ.

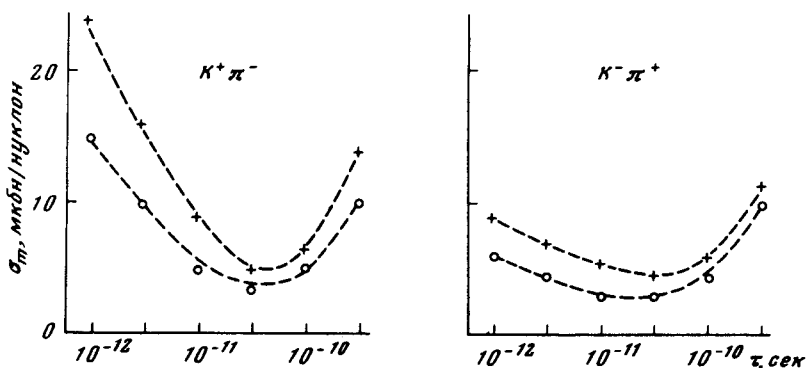


Рис. 3. Зависимость верхней граничной оценки сечения образования D^0 -мезонов от времени жизни τ (o — дифракционный механизм образования $D^0 \bar{D}^0$ -пары. + — система $D^0 \bar{D}^0$ образуется подобно J/ψ -частице)

Представленные на рис. 2 спектры эффективных масс фитировались зависимостью вида

$$N(M) = \frac{N_0}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp \left[-\frac{(M - M_0)^2}{2\sigma^2} \right] + P(M),$$

где $M_0 = 1,863$ ГэВ — масса D^0 -мезона, $\sigma = 10$ МэВ и $P(M)$ — полином, описывающий нерезонансный фон. Для каждого спектра была найдена верхняя граничная оценка числа N_0 событий в пике, отвечающая 95% уровню достоверности. Для определения верхней граничной оценки сечения образования D^0 -мезонов σ_m была рассчитана эффективность регистрации D^0 -мезонов для различных времен жизни τ . В этих вычислениях использовались две динамические модели образования D^0 -мезонов. В первой модели предполагался дифракционный механизм образования системы $D\bar{D}$, во второй модели считалось, что распределения системы $D\bar{D}$ по фейнмановской переменной x и p_{\perp}^2 такое же, как и для J/ψ -частиц [5]. Для каждого значения τ существует оптимальное Δy , при котором оценка σ_m минимальна. Полученные зависимости $\sigma_m(\tau)$ приведены на рис. 3. При вычислении σ_m предполагалось, что сечение рождения D^0 -мезона на ядре пропорционально его атомному весу. Из рисунка следует, что сечение образования D^0 -мезонов со временем жизни $\sim 10^{-11}$ сек в $\pi^- U$ -взаимодействиях при импульсе 55 ГэВ/с не превышает 5 мкбн/нуклон.

Авторы благодарны А.А.Логонову, Л.Д.Соловьеву и В.А.Ярбе за поддержку настоящей работы.

Поступила в редакцию
16 июля 1979 г.

Институт физики высоких энергий

Литература

- [1] G.Coremans-Bertrand et al. Phys. Lett., 65B, 480, 1976.
[2] P.Alibran, T.Hansl, P.Bossetti. Phys. Lett., 74B, 134, 139, 143, 1978.

- [3] D.J.Crennel, C.M.Fisher, R.L.Sekulin. *Phys. Lett.*, 78B, 171, 1978.
- [4] Ю.М.Антипов и др. Препринт ИФВЭ 78-4, Серпухов, 1978.
- [5] Ю.М.Антипов и др. Письма в ЖЭТФ, 27, 312, 1978; Yu.M.Antipov et al. *Phys. Lett.*, 72B, 278, 1978.
-