

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕРОЯТНОСТИ РАСПАДА $\rho^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$

Ю.М.Антипов, В.А.Батарин, В.А.Беззубов,
 М.С.Биленький¹⁾, Н.П.Буданов, А.В.Вишневецкий¹⁾,
 Ю.П.Горин, Ю.А.Горнушкин¹⁾, Д.С.Денисов,
 О.В.Ерошин, В.Г.Карташева, П.А.Кулинич¹⁾,
 А.А.Ноздрин¹⁾, А.Г.Ольшевский¹⁾, Ф.Паломбо³⁾,
 А.И.Петрухин, Р.В.Пирцхалава⁴⁾, С.А.Половников,
 В.Н.Роинишвили⁴⁾, Д.А.Стоянова, П.Л.Фрабетти²⁾

При изучении реакции когерентной диссоциации $\pi^- + \text{Cu} \rightarrow \text{Cu} + \rho^0 + \pi^-$ с последующим распадом ρ^0 -мезона на $\mu^+ \mu^-$ -пару при импульсе 50 ГэВ/с выделены события, соответствующие процессу образования $l^+ S$ -состояния $\rho^0 \pi^-$ -системы. Определено сечение этого процесса и вероятность распада $\rho^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Измеренное значение вероятности в интервале масс $\rho^0 \pi^-$ -системы $1,0 \div 1,4$ ГэВ/с² равно $\text{Br}_{\rho^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-} = (4,6 \pm 0,2_{\text{стат}} \pm 0,2_{\text{сист}}) \cdot 10^{-6}$.

Исходя из гипотезы $\mu - e$ универсальности, вероятности распадов частиц на $\mu^+ \mu^-$ и $e^+ e^-$ должны совпадать с точностью до поправок на фазовый объем, что и наблюдается для большинства мезонов, имеющих такие моды распада. Однако, вплоть до настоящего времени измеренные значения вероятностей распадов $\rho^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ^{2, 3, 4} и $\rho^0 \rightarrow e^+ e^-$ заметно отличаются друг от друга. Отношение этих вероятностей равно¹⁾

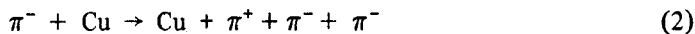
$$\text{Br}_{\rho^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-} / \text{Br}_{\rho^0 \rightarrow e^+ e^-} = (6,7 \pm 1,2) \cdot 10^{-5} / (4,5 \pm 0,2) \cdot 10^{-5} = 1,5 \pm 0,3.$$

В настоящей работе проведено исследование с целью уточнения вероятности распада $\rho^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, основанное на данных по изучению когерентной диссоциации π^- -мезона в $\mu^+ \mu^- \pi^-$ -систему на ядре меди при 50 ГэВ/с:



Эта реакция особенно удобна для решения поставленной задачи: как было показано в работе⁵, она идет, в основном, с рождением ρ^0 -мезона с последующим распадом его на $\mu^+ \mu^-$ -пару.

Вероятность распада $\rho^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ определялась, как отношение сечения реакции (1) к сечению когерентной диссоциации π^- -мезона в систему $\pi^+ \pi^- \pi^-$ во взаимодействии



для $l^+ S \rho^0 \pi^-$ -состояния конечных продуктов реакции в интервале масс $(1,0 \div 1,4)$ ГэВ/с².

Эксперимент проводился в ИФВЭ на спектрометре "Сигма" в пучке π^- -мезонов с импульсом 50 ГэВ/с. Детальное описание экспериментальной установки и процедуры выделения событий когерентной диссоциации можно найти в работах^{5, 6, 13}.

1) Объединенный институт ядерных исследований, СССР.

2) Dipartimento di Fisica dell'Universita and INFN, Bologna, Italy.

3) Dipartimento di Fisica dell'Universita and INFN, Milano, Italy.

4) Институт физики Академии наук Грузинской ССР, Тбилиси, СССР.

На рис. 1а приведено распределение по балансу продольного импульса пучковой частицы и $\mu^+ \mu^- \pi^-$ -системы $-\Delta P_L$. Пик при $\Delta P_L = 0$ соответствует случаям диссоциации налетающего пиона в $\mu^+ \mu^- \pi^-$ -систему. Спектр масс димюонов для событий из области пика с накладыванием ограничения $1,0 < M_{\mu^+ \mu^- \pi^-} < 1,4$ ГэВ/с² приведен на рис. 1б. Как видно из рисунка, димюоны являются, в основном, продуктами распада ρ^0 -мезона. В дальнейшем за события диссоциации π^- -мезонов в $\mu^+ \mu^- \pi^-$ -систему принимались такие события, для которых суммарный импульс $\mu^+ \mu^- \pi^-$ -системы совпадал с импульсом пучка в пределах экспериментального разрешения ($|\Delta P_L| \leq 5$ ГэВ/с) и масса димюона находилась в области массы ρ^0 -мезона ($0,6 \leq M_{\mu^+ \mu^-} \leq 1,0$ ГэВ/с²).

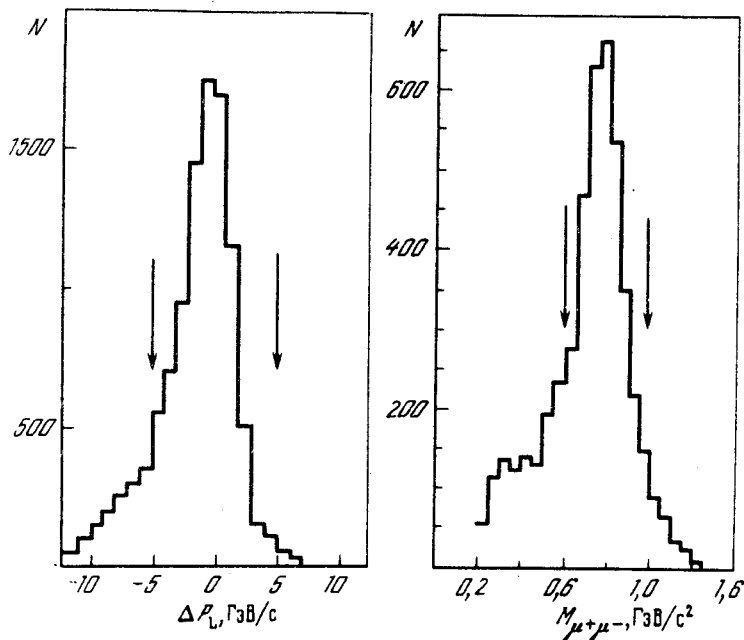


Рис. 1. Распределение по балансу продольных импульсов системы $\mu^+ \mu^- \pi^-$ и пучковой частицы (а); спектр эффективных масс $\mu^+ \mu^-$ -пар (б)

С целью учета геометрического акцептанса установки, методом Монте-Карло для каждого события диссоциации $\pi^- \rightarrow \rho^0 \pi^-$ вычислялся вес. Изотропно разыгрывались азимутальные углы π^- -мезона в системе покоя $\mu^+ \mu^- \pi^-$ -системы и положительного мюона в системе покоя $\mu^+ \mu^-$ -пары. Полярный угол μ^+ -мезона относительно направления движения налетающего пиона в системе покоя димюона разыгрывался пропорционально $\sin^2 \theta$, согласно ⁷.

Распределение по квадрату поперечного импульса $\mu^+ \mu^- \pi^-$ -системы хорошо описывается суммой двух экспонент. Резкий подъем в области $P_{t2} < 0,05$ (ГэВ/с)² обусловлен когерентной диссоциацией пионов в $\rho^0 \pi^-$ -систему и соответствует экспоненте с параметром наклона $b_1 = 50 \pm 2$ (ГэВ/с)⁻². Другая экспонента с наклоном $b_2 = 8 \pm 0,5$ (ГэВ/с)⁻² описывает некогерентную часть спектра. Малость измеренной величины параметра наклона b_1 , по сравнению с типичным для рассматриваемых процессов значением ⁸, обусловлена разрешением спектрометра.

Число когерентных N_c и некогерентных N_{nc} событий диссоциации $\pi^- \rightarrow \pi^- \mu^+ \mu^-$ определялось при решении уравнений:

$$N_c b_1 \int_0^{0,05} \exp(-b_1 x) dx + N_{nc} b_2 \int_0^{0,05} \exp(-b_2 x) dx = I_1,$$

$$N_c b_1 \int_0^{0,5} \exp(-b_1 x) dx + N_{nc} b_2 \int_0^{0,5} \exp(-b_2 x) dx = I_2$$

относительно N_c и N_{nc} , где I_1, I_2 — интенсивности $1^+ S$ -волны $\rho^0 \pi^-$ -системы в интервалах по $P_{T,2}$ ($0 \div 0,05$) (ГэВ/с)² и ($0 \div 0,5$)(ГэВ/с)² соответственно. Интенсивности I_1, I_2 были вычислены в результате анализа по парциальным волнам⁶ для различных массовых интервалов $\rho^0 \pi^-$ -системы. Экспериментальное сечение диссоциации рассчитывалось по формуле:

$$\sigma = N_c \times W, \quad (3)$$

где N_c — число когерентных $\mu^+ \mu^- \pi^-$ -событий, удовлетворяющих всем условиям отбора. Величина W определялась по выражению:

$$W = 1/(N_T \times A_T \times N_{Mon} \times \epsilon), \quad (4)$$

где N_T — количество ядер мишени на единицу площади, A_T — поправка к N_T , связанная с протяженностью мишени и поглощением в ней первичного и вторичного пионов, N_{Mon} — количество пропущенных через установку пучковых частиц, соответствующих числу событий когерентной диссоциации $\pi^- \rightarrow \rho^0 \pi^-$, ϵ — поправка, учитывающая потерю в числе когерентных событий вследствие некоторой неэффективности регистрирующей аппаратуры и программ реконструкции. В таблице приведены результаты вычисления сечений когерентной диссоциации $\pi^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \pi^-$ для разных интервалов эффективных масс $\mu^+ \mu^- \pi^-$ -системы (первая ошибка — статистическая, вторая — систематическая).

ΔM , ГэВ/с ²	$\sigma_{\pi^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \pi^-}$, нб	$\sigma_{\pi^+ \pi^- \pi^-}$, мб	$Br_{\rho^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-} \cdot 10^5$
1,0 ÷ 1,2	79 ± 2 ± 5	1,71 ± 0,08	4,7 ± 0,3 ± 0,3
1,2 ÷ 1,4	43 ± 2 ± 3	1,01 ± 0,05	4,3 ± 0,3 ± 0,3
1,0 ÷ 1,4	122 ± 3 ± 6	2,68 ± 0,11	4,6 ± 0,2 ± 0,2

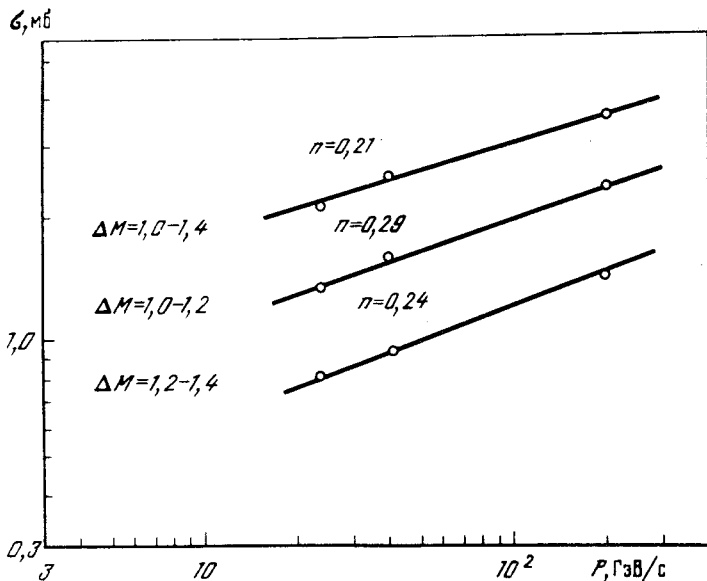


Рис. 2. Сечения когерентного рождения системы $\pi^+ \pi^- \pi^-$ в $1^+ S$ -состоянии в $\pi^- \text{Cu}$ -взаимодействиях при различных энергиях для разных массовых интервалов $\pi^+ \pi^- \pi^-$ -системы. Прямые соответствуют результатам интерполяций вида $\sigma \sim p^{-n}$. Данные взяты из работ: 23 ГэВ/с — ¹¹, 40 ГэВ/с — ⁸, 200 ГэВ/с — ¹²

В нашем эксперименте не изучался процесс когерентной диссоциации $\pi^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^-$, на сечение которого нужно нормироваться для определения искомой вероятности. Однако, существуют результаты нескольких экспериментов по изучению реакции (2) при разных энергиях. На рис. 2 приведены данные из работ ^{8, 11, 12} для интересующих нас массовых интервалов. В результате интерпретации данных зависимостью $\sigma = AP_{inc}^{-n}$ были получены сечения когерентной диссоциации $\pi^- + \text{Cu} \rightarrow \text{Cu} + \pi^+ + \pi^- + \pi^-$ (1^+S) при начальном импульсе 50 ГэВ/с для рассматриваемых нами массовых интервалов (см. таблицу). Отношения наших сечений к вычисленным путем интерполяции сечениям дают значения вероятности распада $\rho^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

Видно, что все значения вероятностей хорошо согласуются друг с другом. Однако, для получения окончательного результата мы считаем естественным использовать полный интервал масс (1,0 ÷ 1,4) ГэВ/с², т. е.

$$\text{Br}_{\rho^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-} = (4,6 \pm 0,2_{\text{стат}} \pm 0,2_{\text{сист}}) \cdot 10^{-5}.$$

В пределах ошибок эта величина совпадает с вероятностью распада $\rho^0 \rightarrow e^+ e^-$.

Литература

1. Review of Particle Properties, Phys. Lett. B, 170, 1986.
2. Hyams B. et al. Phys. Lett. B, 24, 634, 1967.
3. Rothwell P.L. et al. Phys. Rev. Lett., 1969, 23, 1521.
4. Wehman A.A. et al. Phys. Rev., 1969, 178, 2095; Wehman A.A. et al. Phys. Rev. Lett., 1969, 17, 1113.
5. Антипов Ю.М. и др. ЯФ, 1983, 37, 113.
6. Антипов Ю.М. и др. ЯФ, 1987, 48, 1041.
7. Oakes R.J. et al. Nuovo Cim., 1966, A, 44, 440
8. Bellini G. et al. CERN-EP/81-40.
9. Горин Ю.П. и др. ЯФ, 1973, 18, 336.
10. Аллаби Д.В. ЯФ, 1970, 12, 538.
11. Kruse U.E. et al. Phys. Rev. Lett., 1974, 32, 1328.
12. Zielinski W. et al. Phys. Rev. D, 1984, 30, 1855.
13. Антипов Ю.М. и др. Препринт ИФВЭ 88-177, 1988.