



ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И  
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ

ИТЭФ- 114

В.В.БАРМИН, В.Г.БАРЫЛОВ, Б.С.ВОЛКОВ,  
И.И.ВОРОБЬЕВ, Г.В.ДАВИДЕНКО, В.С.ДЕМИДОВ,  
А.Г.ДОЛГОЛЕНКО, Н.К.ЗОМБКОВСКАЯ, В.А.МАТВЕЕВ,  
А.Г.МЕШКОВСКИЙ, Г.С.МИРОСИДИ, Л.С.НОВИКОВ,  
А.С.РОЖНОВ, Т.А.ЧИСТЯКОВА, И.В.ЧУВИЛО,  
В.А.ШЕБАНОВ, Н.Н.ШИШОВ

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  $f$  – МЕЗОНОВ  
С НУКЛОНАМИ ПРИ 3,2 ГЭВ/С

9072

МОСКВА 1977

ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ

ИГЭФ -- 114

В.В.Бармин, В.Г.Барылов, Б.С.Волков, И.И.Ворсбьев,  
Г.В.Давиденко, В.С.Демидов, А.Г.Долголенко,  
Н.К.Зомбоновская, В.А.Матвеев, А.Г.Мешковский,  
Г.С.Мирошнн, Л.С.Новиков, А.С.Рожнов, Т.А.Чистякова,  
И.В.Чувплов, В.А.Шебанов, Е.Н.Шпшов

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

$f$ -МЕЗОНОВ С НУКЛОНАМИ ПРИ 3,2 ГЭВ/С

Москва

1977

УДК 539.126

M-16

A b s t r a c t

The  $f$ -meson production on xenon nucleus was studied at incident  $\pi^-$ -meson momentum 3.2 GeV/c. The total cross section of  $f$ -meson interaction with nucleons  $\sigma_{fN} = (42.5_{-9}^{+17})$  mb was obtained.

Исследовалось рождение  $f$ - мезонов  $\pi^-$ - мезонами с импульсом 3,2 ГэВ/с на ядре ксенона. Определено полное сечение взаимодействия  $f$ - мезонов с нуклонами, равное  $(42,5_{-9}^{+17})$  мбн.

© ИТЭФ. 1977

Работа поступила в ОНТИ 27/VI-1977г.

Подписано к печати 31/VI-77г. Т- 16608. Формат 70x108 I/16.  
Печ. л. 0,75. Тираж 295 экз. Заказ II4. Цена 4 коп. Индекс 3624.

Отдел научно-технической информации ИТЭФ, II7259, Москва

Целью данной работы является определение полного сечения взаимодействия  $\rho$ -мезонов с нуклонами  $\sigma_{\rho N}$  на основе анализа результатов по некогерентному рождению  $\rho$ -мезонов на ядре ксенона с последующим распадом по схеме  $\rho \rightarrow 2\pi^0$ .

Исследование выполнено по снимкам, полученным ранее<sup>[1]</sup> на 180-литровой ксеноновой пузырьковой камере при ее облучении на  $\pi^-$ -мезонном луче протонного синхротрона ИТЭФ. Было обработано 874.000 стереоснимков. При просмотре искались случаи с 4 электронно-позитронными ливнями, образованными в результате конверсии в ксеноне  $\gamma$ -квантов, вышедших из звезды. Подробности отбора событий и измерений описаны в нашей предыдущей работе<sup>[2]</sup> по определению полных сечений взаимодействия  $\pi^0$  и  $\eta$ -мезонов с нуклонами.

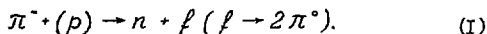
Было измерено 2132 случая с 4  $\gamma$ -квантами, причём 1041 из них относился к ноль-лучевым звездам, т.е. к таким событиям, которые являлись результатом взаимодействия  $\pi^-$ -мезонов с ядром ксенона без видимых признаков развала ядра.  $N$ -лучевые события были измерены на 70% снимков. Полученные после измерений данные о пространственной геометрии событий и энергиях  $\gamma$ -квантов использовались для проверки соответствия каждого случая гипотезе рождения двух  $\pi^0$ -мезонов и расчета всех необходимых величин ( $2C$ -fit). В результате расчетов осталось 1564 случая,

удовлетворяющих указанной гипотезе с вероятностью

$$P(\chi^2) > 1\% .$$

На рис. I представлено распределение этих случаев по величине эффективной массы системы  $\pi^0 \pi^0$ , отдельно для ноль-лучевых и  $N$ -лучевых событий. Стрелкой на рис. I показано ожидаемое положение пика, соответствующего  $f$ -мезону. Как следует из рис. I, на распределении для ноль-лучевых событий наблюдается в области массы  $f$ -мезона некоторый избыток случаев, по сравнению с распределением для  $N$ -лучевых событий.

Для извлечения из полученных данных сведений о сечении  $fN$ -взаимодействия нужно, в соответствии с теорией некогерентного рождения адронов на ядрах [3,4], выделить из общего числа событий с двумя  $\pi^0$ -мезонами случаи рождения  $f$ -мезонов на отдельных нуклонах ядра, т.е. определить число случаев реакций



При этом, согласно теории, допускается упругое перерассеяние в ядре первичной или вторичной частиц. Для выделения случаев реакции (I) мы применили, как и ранее [2], метод отбора, при котором для дальнейшего анализа оставлены случаи со значениями  $M_m^2 < M_n^2$ , где  $M_m$  - недостающая масса к системе из двух  $\pi^0$ -мезонов и  $M_n$  - масса нейтрона. Кроме того, были исключены случаи с  $M_m^2 < -0,6 \text{ ГэВ}^2$ , которые заведомо являются фоновыми, так как граница  $-0,6 \text{ ГэВ}^2$  соответствует трем стандартным отклонениям от значения  $M_n^2$  на распределении по квадрату недостающей массы для ноль-лучевых случаев с  $M_{\pi^0 \pi^0} > 1 \text{ ГэВ}$  (см.рис.2а).

Для области значений  $M_{\pi^0 \pi^0} < 1 \text{ ГэВ}$  распределения

ноль-лучевых событий по величине  $M_m^2$  представлен на рис. 2 б, в, г. Их сравнение с гистограммой на рис. 2а показывает, что распределение по квадрату недостающей массы является симметричным относительно массы нейтрона только для случаев с  $M_{\pi^0\pi^0} > 1$  ГэВ, в то время как для меньших значений эффективной массы наблюдается значительный избыток случаев с  $M_m^2 > M_n^2$ . Из этого результата следует очевидное преимущество предложенного метода отбора перед использованием симметричного обрезания типа

$M_n^2 - \Delta < M_m^2 < M_n^2 + \Delta$ , поскольку последнее привело бы к недостаточному исключению фоновых реакций.

После отбора по указанному критерию осталось 414 случаев, удовлетворяющих гипотезе образования двух  $\pi^0$ -мезонов с вероятностью  $P(\chi^2) > 1\%$  и имеющих значение квадрата недостающей массы в интервале  $-0,6 \text{ ГэВ}^2 < M_m^2 < M_n^2$ . Распределение этих случаев по эффективной массе  $M_{\pi^0\pi^0}$  показано на рис. 3, отдельно для нуля-лучевых и  $N$ -лучевых событий. Видно, что в спектре эффективных масс для нуля-лучевых событий отчетливо проявляется пик, соответствующий  $f$ -мезону, в то время как для  $N$ -лучевых событий такой пик отсутствует. Отсюда следует, что основное значение для образования  $f$ -мезонов в данном эксперименте имеют нуля-лучевые события. Этот вывод подтверждается и результатом анализа угловых распределений. На рис. 4 показано распределение случаев из интервала  $-0,6 \text{ ГэВ}^2 < M_m^2 < M_n^2$  и со значениями  $M_{\pi^0\pi^0} > 1$  ГэВ по косинусу полярного угла вылета  $\theta$  одного из  $\pi^0$ -мезонов в системе Готфрида-Джексона. Для нуля-лучевых событий наблюдается сильная анизотропия и характерный для  $f$ -мезона пик при  $|\cos \theta| = 1$ , а распределение для  $N$ -лучевых событий изотропно.

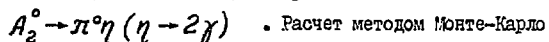
Таким образом, экспериментальные результаты, представленные на рис. 3 и 4, дают основание считать, что для определения числа случаев рождения  $f$  - мезонов следует использовать только ноль-лучевые события (рис. 3а).

Распределение, показанное на рис. 3а, можно представить в виде суммы нерезонансного фона и резонанса. Ввиду большой экспериментальной ширины резонансного максимума, он был аппроксимирован гауссовым распределением. Фоновая нерезонансная часть параметризовалась с помощью эмпирических функций, выражения для которых были заимствованы из работ [5-7].

Подгонка кривых к экспериментальному спектру была выполнена методом наименьших квадратов. Результат наиболее вероятной подгонки показан на рис. 3а в виде двух кривых:

1 - фон и 2 - резонанс. В соответствии с этими кривыми было вычислено число событий в резонансном пике, которое оказалось равным  $102,0 \pm 11,2$ .

Обсудим теперь, насколько это число соответствует истинному числу случаев рождения  $f$  - мезонов. Конкурирующим процессом могло бы явиться рождение близкого по массе  $A_2^0$  - мезона, с его последующим распадом по схеме



. Расчет методом Монте-Карло показывает, однако, что фон от такого процесса составляет всего лишь около 0,1 случая. Другим возможным источником фона является случай с образованием 6  $\gamma$  - квантов, из которых в камере зарегистрировано только 4. Для оценки этого фона был произведен анализ комбинаций по 4  $\gamma$  - кванта из реальных событий с 6-ю  $\gamma$  - квантами. Оказалось, что при нашей эффективности регистрации  $\gamma$  - квантов в камере и принятых критериях отбора число имитирующих фоновых событий составляет 3 случая для суммы ноль-лучевых и  $N$  -луче-

вых звезд, причём все такие события сосредоточены в области масс  $(0,3-0,5)$  ГэВ. Эффективность регистрации одного  $\gamma$ -кванта в камере для этого расчёта была определена из экспериментальных данных о числе событий с 3 и более  $\gamma$ -квантами по прежде применённому методу [6] и оказалась равной  $0,94 \pm 0,01$ . Этот результат совпадает со значением эффективности, полученным из расчёта по методу Монте-Карло.

Таким образом, мы приходим к выводу, что максимум, представленный на рис. 3а, обусловлен только  $\rho$ -мезоном, т.е. реакцией (I).

Как было сказано выше, число случаев в  $\rho$ -мезонном максимуме составляет  $102,0 \pm 11,2$ . В связи с принятым методом отбора по величине  $M_m^2$ , полное число случаев реакции (I) будет, очевидно, вдвое больше. Кроме того, это число надо еще увеличить на 31% за счёт не изменённых, но идентифицированных событий, а также ввести поправки на эффективность просмотра (0,992), эффективность  $\rho$ -программы (0,96) и эффективность регистрации в камере 4  $\gamma$ -квантов, равную  $(0,94)^4$ . После внесения указанных поправок число случаев реакции (I) составило  $359,4 \pm 39,5$ .

Сечение, соответствующее одному случаю взаимодействия в камере, было определено по части экспериментального материала тем же методом, как и ранее [2], и составило  $(1,93 \pm 0,12)$  мкбн. Отсюда сечение реакции (I) получилось равным  $(694 \pm 88)$  мкбн.

Для определения числа эффективных протонов в ядре космическая  $Z_e$ , участвующих в данном процессе, надо разделить полученное сечение реакции (I) на сечение реакции рождения  $\rho$ -мезонов на свободных протонах. Для  $\pi^-$ -мезонов с импульсом 3,2 ГэВ/с оно было определено по имеющимся экспе-



риментальным данным [9-14] и оказалось равным  
 $(133,6 \pm 7,2)$  мбн. Отсюда получим  $Z_e = 5,19 \pm 0,71$ .

Зависимость числа  $Z_e$  от искомого сечения  $\sigma_{pN}$  была рассчитана в соответствии с теоретическими работами [5, 16]. Результат приведен на рис. 5, где на кривой нанесено полученное экспериментальное значение  $Z_e$ . Отсюда соответствующее сечение оказывается равным  $(42,5 \pm 17)$  мбн. Это значение хорошо совпадает с единственным известным из литературы результатом [17] по определению величины  $\sigma_{pN}$ , который составляет  $(43,9 \pm_{-14}^{+22})$  мбн при импульсе 3,5 ГэВ/с. Как и в работе [17] в полученную нами величину сечения  $\sigma_{pN}$  не вводилась поправка, связанная с распадом  $\rho$ -мезона внутри ядра.

Как ясно из предыдущего, в данной работе при определении числа эффективных протонов не было принято никакого ограничения по значениям переданного 4-импульса  $t$  в реакции (1), как это требуется теорией [3, 4]. Мы не применили отбор по величине  $t$  ввиду отсутствия в литературе экспериментальных данных о дифференциальных сечениях  $d\sigma/dt$  для реакции  $\pi p \rightarrow \rho n$  при импульсе 3,2 ГэВ/с. Известны, однако, работы [18-20], в которых зависимость  $d\sigma/dt(t)$  была измерена при импульсах  $\pi$ -мезонов 3,93 ; 4,0 и 4,5 ГэВ/с. Если предположить, что характер этой зависимости при нашем импульсе 3,2 ГэВ/с такой же, как и при указанных более высоких импульсах, и оставить для расчета случаи со значениями  $-(t - t_{min}) \leq 0,5$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>, то полученная таким способом оценка сечения  $\sigma_{pN}$  не отличается в пределах ошибок от выше найденной величины  $(42,5 \pm_{-9}^{+17})$  мбн.

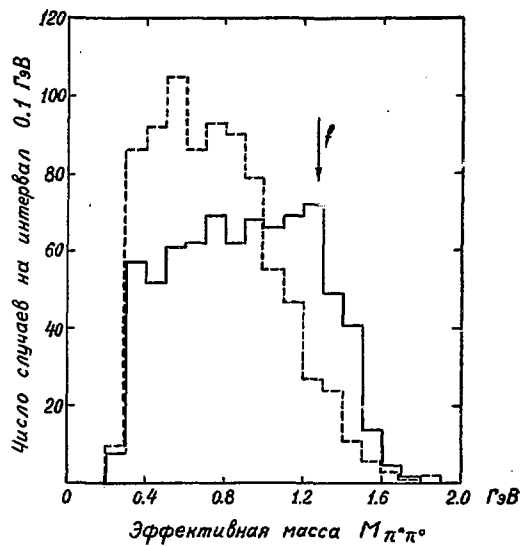


Рис. 1

Ноль-лучевые — сплошная линия (747сл.)

N-лучевые — пунктирная линия (817сл.)

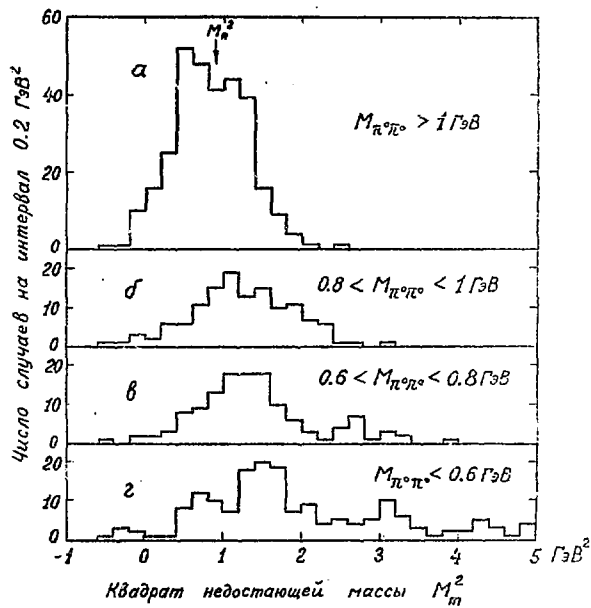


Рис. 2

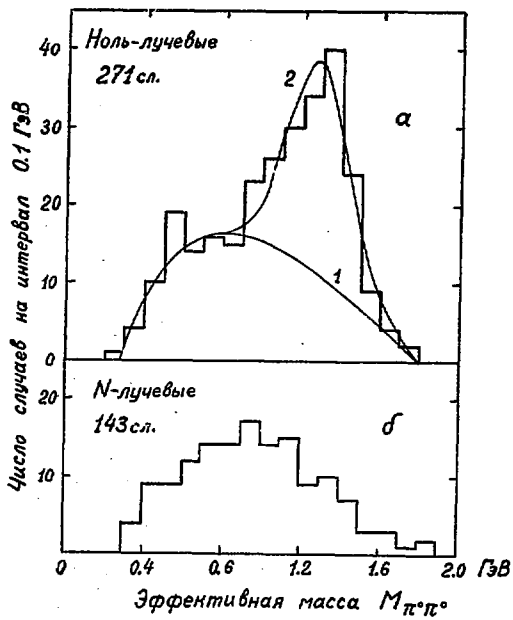


Рис. 3

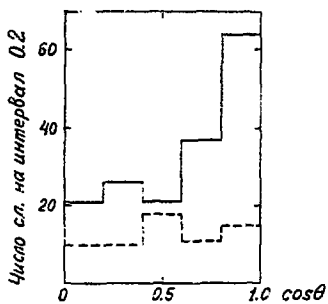


Рис. 4

Ноль-лучевые — сплошная линия  
N-лучевые — пунктирная линия

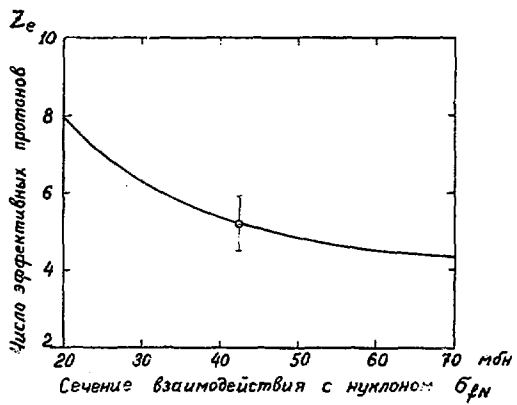


Рис. 5

## ЛИТЕРАТУРА

1. Бармин В.В. и др. ЖФ, 1972, 18, с.1232.
2. Бармин В.В. и др. М., Препринт ИТЭФ, 1977, № 22.
3. Слайбер Е.Г. В сб. "Lecture in Theoretical Physics",  
vol 7. Interscience, Dublin, N.Y., 1959, p.315.
4. Källberg K.S., Margolin S. Nucl.Phys. 1968, B6, p.85.
5. Pevsner E. Ann. Phys. Chem. 1971, 22, p. 237.
6. Ross M. Nucl.Phys. 1967, A2, p.415.
7. Lippman A.G. Ann. Phys. Rev., 1973, D7, p.1345.
8. Бармин В.В. и др. ЖФ, 1972, 18, с.228.
9. Miller D.R. Ann. Phys. Rev., 1967, 123, p.1423.
10. Lippman A.G. Ann. Phys. Rev. 1967, 164, p.1699.
11. Brudan S. Ann. Phys. Lett. 1963, 5, p.153.
12. Lippman A.G. Ann. Phys. Rev. Lett., 1965, 15, p.325.
13. Lippman A.G. Ann. Phys. Rev. 1975, E96, p.135.
14. Lippman A.G. Phys. Rev. 1957, 112, p.1156.
15. Липман А.Г., Самаринский О.А., Тарнов А.В. Дубна,  
ИЯЭ, 1971, П2-5752.
16. Самаринский О.А., Тарнов А.В. Дубна, ОИЯИ, 1971. П2-5752.
17. Самаринский О.А. Nucl.Phys. 1973, B62, p.333
18. Yonke J. Ann. Phys. Lett. 1974, B43, p.365
19. Samarinsky O.A. Ann. Phys. Rev., 1973, B55, p.253.
20. Holloway A.P. Ann. Phys. Rev. 1974, D9, p.1161.

4 коп.

Индекс 3624