

СЗ46.46
Б-287

21/xi.64

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-1838



Ю. А. Батусов, С. А. Бунятов, В. М. Сидоров,
В. А. Ярба

РЕАКЦИЯ $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- n$ ВБЛИЗИ ПОРОГА И
СПЕКТРЫ ЭФФЕКТИВНЫХ МАСС
 $\pi^+ \pi^-$ И $\pi^+ n$ -СИСТЕМ.
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИН $\pi-\pi$ -РАССЕЯНИЯ
В S -СОСТОЯНИИ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1964

P-1838

Ю. А. Батусов, С. А. Бунятов, В. М. Сидоров,
В. А. Ямба

РЕАКЦИЯ $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^-$ В БЛИЗИ ПОРОГА И
СПЕКТРЫ ЭФФЕКТИВНЫХ МАСС
 $\pi^+ \pi^-$ И $\pi^+ \pi^+$ -СИСТЕМ,
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИН $\pi^+ \pi^-$ -РАССЕЯНИЯ
В S -СОСТОЯНИИ

Направлено в ЖЯФ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

2767/2 чр.

1. Введение

Изучение реакции $\bar{p} + \pi^+ \rightarrow \pi^+ \pi^-$ (1) вблизи порога (172,4 Мэв) представляет особый интерес для получения сведений о $\pi^+ \pi^-$ -взаимодействии при малых энергиях. Как известно, одним из наиболее характерных свойств реакции (1) в области энергий ниже 1 Гэв является образование 3,3,-изобары в конечном состоянии. Несмотря на то, что порог образования этой изобары далек от порога реакции (1) и равен 390 Мэв, из-за большой ширины изобары ($\Gamma = 125$ Мэв) влияние ее сказывается до энергии первичного π^- -мезона 290 Мэв. Поэтому для определения характера $\pi^+ \pi^-$ -взаимодействия в области малых энергий непосредственно из спектра масс $\pi^+ \pi^-$ необходимо проводить измерения при более низких энергиях первичного π^- -мезона. Изучение спектров масс $\pi^+ \pi^-$ -системы при энергии первичного π^- -мезона 245 Мэв, проведенное нами (см. /1/), показало отсутствие резонансов в $\pi^+ \pi^-$ -системе в интервале масс (280-350) Мэв/с².

В настоящей работе методом эмульсионных камер /2/ исследовались спектры эффективных масс вторичных частиц от реакции (1) в трех интервалах энергий: (200-225), (225-245) и (245-260) Мэв. Соответствующие распределения представлены на рис. 1. Спектры масс $\pi^+ \pi^-$ имеют некоторое отклонение от фазового объема лишь при максимальной энергии и с уменьшением энергии первичного π^- -мезона полностью согласуются с фазовыми кривыми. В то же время спектры масс $\pi^+ \pi^-$ -системы при всех энергиях не согласуются с фазовой кривой и сдвинуты в сторону больших значений масс. Такой эффект наблюдался нами и ранее /1/. Там же отмечалось, что матричный элемент реакции $\bar{p} \rightarrow \text{He}^3 \pi^+$ имеет прямо противоположную зависимость от массы $\pi^+ \pi^-$ -системы; он резко растет в сторону меньших значений масс $\pi^+ \pi^-$ -системы - так называемая АЭС - аномалия /3/. При этом отклонение спектров масс $\pi^+ \pi^-$ от фазовых кривых в $\pi^+ \pi^-$ и $\bar{p} \rightarrow \text{He}^3 \pi^+$ -столкновениях наблюдались только в тех каналах, когда два π^- -мезона рождались в состоянии с изотопическим спином $T=0$. Резкое отличие в поведении спектров масс $\pi^+ \pi^-$ в реакции (1) противоречило интерпретации АЭС-аномалии как $\pi^+ \pi^-$ -резонанса в состоянии $T=0$ с массой 310 Мэв или как следствия существования виртуального уровня в $\pi^+ \pi^-$ -системе определяемого длиной рассеяния $a_0 = 2 \frac{\hbar}{\mu c}$. И в том и в другом случае сечение $\pi^+ \pi^-$ -рассеяния при очень малых энергиях было бы настолько большим ($\approx 450 \cdot 10^{-27}$ см²), что трудно понять, почему такое сильное взаимодействие не проявляется в спектре масс $\pi^+ \pi^-$ от реакции (1). В работе /4/

с помощью экстраполяционного метода Чу и Лоу для событий с малой передачей импульса нуклону ($p^2 \leq 5$) было определено сечение процесса рассеяния $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^+$. Оно оказалось равным в интервале (280-320) Мэв/с² всего $(25 \pm 9) \cdot 10^{-27}$ см². Один из возможных механизмов, позволяющих качественно понять поведение спектров масс $\pi\pi$ в реакциях с образованием возбужденного ядра или нуклона (3,3-изобара) предложен в работах Анисовича, Дахио^{/5/} и Валуева^{/6/}. В этих работах показано, что поведение спектров масс $\pi\pi$ от реакции $p\pi \rightarrow \text{He}^8$ при энергиях (800-1000) Мэв или от реакции (1) в интервале энергий (280-800) Мэв может быть объяснено особенностями треугольных диаграмм, которые при некоторых кинематических условиях близко подходят к области $Q_{\pi\pi} = 0$. Близость логарифмической особенности к физической области может приводить к двум различным эффектам: либо к увеличению вероятности рождения двух π -мезонов при $Q_{\pi\pi} = 0$ либо к такому же падению вероятности. Первый из них, по-видимому, имеет место в реакции $p\pi \rightarrow \text{He}^8\pi\pi$, а второй, по крайней мере частично, - в реакции (1)^{/7-10/}. Этим же механизмом можно объяснить эксперимент Бирмингемской группы^{/11/} (реакция $p\pi \rightarrow d\pi\pi$). Следует отметить, что наблюдаемый в нашем эксперименте сдвиг спектра $\pi^+\pi^-\pi^+$, по крайней мере, в интервале энергий первичного π^+ -мезона (200-245) Мэв, не связан с влиянием 3,3-изобара и не может быть объяснен механизмом Анисовича, Дахио, Валуева. Недавно Грашии и др.^{/12/} предложили другую интерпретацию ABC-аномалии и спектров масс от реакции (1) при малых энергиях, основанную на предположении о существовании $\pi^0\pi^0$ -резонанса с массой 275 Мэв/с² и шириной $\Gamma \leq 5$ Мэв. Согласно этой интерпретации, в спектре масс $\pi^+\pi^-\pi^+$ от реакции (1) кроме сдвига в сторону больших значений масс должен наблюдаться резкий подъем в непосредственной близости к границе спектра $Q_{\pi\pi} = 0$. Как видно из рис. 1, такой подъем в спектре вплоть до интервала (0-5) Мэв не наблюдается. Отсутствие резонансов в $\pi\pi$ -системе в области малых энергий позволяет интерпретировать наши данные с точки зрения теории, развитой в работах^{/13/} для реакций $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ вблизи порога.

2. Определение длин $\pi\pi$ -рассеяния в S-состоянии

В S-состоянии система $\pi\pi$ может иметь два значения изотопического спина $T=0$ и $T=2$ - и соответственно может быть описана двумя длинами рассеяния a_0 и a_2 . Что касается абсолютной величины $|a_2|$, то в настоящее время получены довольно хорошо согласующиеся оценки:

$$\begin{aligned} &\leq 0,15 \text{ н/с} \quad /14/ \\ &(0,18 \pm 0,04) \text{ н/с} \quad /15/ \\ &(0,12 - 0,18) \text{ н/с} \quad /16/ \end{aligned}$$

Оценки величины a_0 менее точны.

Из анализа $\pi-N$ -рассеяния при малых энергиях с помощью дисперсионных соотношений Гамильтоном и др. /17/ определены пределы a_0 : $0,6 \frac{\hbar}{\mu c} \leq a_0 \leq 1,7 \frac{\hbar}{\mu c}$. Длины рассеяния, в том числе и a_0 , были получены Шнитцером из анализа реакции $\pi N \rightarrow \pi N$. Однако модель Шнитцера не описывает полных сечений и угловых распределений π^- -мезонов от реакции (1) в интервале энергий (200-300 Мэв) /2/. Из анализа данных по π^- -распаду удается получить лишь оценку $a_0 \leq 1 \frac{\hbar}{\mu c}$.

С другой стороны, вопрос о знаке и величине a_0 в настоящее время приобретает особо важное значение для построения теории низкоэнергетического рассеяния элементарных частиц. Знак a_0 важен для выбора уравнений низкоэнергетического $\pi-\pi$ -рассеяния, а знание величины a_0 позволяет решить вопрос, насколько хорошим является приближение бутстрапа в низкоэнергетическом рассеянии /20/.

Однозначным методом, позволяющим определить величины и знаки длин $\pi-\pi$ -рассеяния в S-состоянии, является метод Анисовича, Ансельма и Грибова, развитый для реакции $\pi N \rightarrow \pi N$ вблизи порога. В этой теории учитываются нерезонансные $\pi-\pi$ -и $\pi-N$ -взаимодействия в конечном состоянии в приближении длины рассеяния. Попытка определить разность длин $\pi-\pi$ -рассеяния $a_0 - a_2$ из анализа реакции (1) при энергии 290 Мэв с помощью этого метода была предпринята в работе /21/, в которой получено, что $a_0 - a_2 = (0,38 \pm 0,19) \frac{\hbar}{\mu c}$. Однако, как было показано в работе /2/, непосредственно околопороговой областью энергий, где все угловые распределения изотропны, для реакции (1) является область (200-245) Мэв.

В настоящей работе анализируются распределения по относительным импульсам вторичных частиц в интервале энергий первичного π^- -мезона (200-245) Мэв. Согласно теории /13/, квадрат матричного элемента реакции (1) с точностью до линейных по относительным импульсам членов равен:

$$M^2 = \rho^2 (1 + dk_{12} + dk_{13}),$$

где ρ^2 - квадрат матричного элемента реакции (1) при пороговой энергии; k_{12} и k_{13} - абсолютные величины импульсов π^+ -мезона в системе покоя $\pi^+\pi^-$ и π^+p , соответственно. Причем отношение коэффициентов $\frac{c}{d}$ равно ^{x)}

$$\frac{c}{d} = - \frac{a_0 - a_2}{b_{1/2} - b_{3/2}}. \quad (1)$$

Здесь a_0 и a_2 длины рассеяния π^- -мезона на π^- -мезоне с изотопическим спином 0 и 2; $b_{1/2}$ и $b_{3/2}$ - длины рассеяния π^- -мезона на нуклоне в состояниях с изотопическим спином 1/2 и 3/2, равные соответственно $+0,171$ и $-0,088 \frac{\hbar}{\mu c}$ /22/. Параметр ρ^2 определяется по измеренным сечениям реакции (1) в интервале энергий (200-225) Мэв /2/.

x) Здесь исправлена опечатка, имеющаяся в работе /21/.

в предположении зависимости сечения от кинетической энергии трех частиц в с.п.и. $\sigma = \rho^2 T^2$. Коэффициенты c и d при фиксированном ρ^2 определялись из распределения событий по относительным импульсам в двух энергетических интервалах — (200–225) Мэв и (225–245) Мэв — аналогично тому, как это делалось в работе /21/. Величина $\chi^2/\chi^2_{\text{теор}} = 1,6$ для обеих областей; χ^2 в каждой области равно 10. Отношение коэффициентов $\frac{c}{d}$, усредненное по двум интервалам, оказалось равным $\frac{c}{d} = (0,91 \pm 0,18)$. Подставляя $\frac{c}{d}$ в формулу (1), находим, что $a_0 - a_2 = (0,25 \pm 0,05) \frac{\hbar}{\mu c}$. Используя оценку величины a_2 из работы Шмитца /15/ $(0,18 \pm 0,04) \frac{\hbar}{\mu c}$ и предполагая, согласно работе /24/, что знак a_2 положителен, для a_0 получаем значение $a_0 = +(0,43 \pm 0,06) \frac{\hbar}{\mu c}$. Зная a_0 и a_2 , можно оценить сечение процесса рассеяния $\pi^+ \pi^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$ при нулевой энергии и сравнить с соответствующими оценками, полученными методом Чу и Лоу. Это сечение равно $\frac{4}{9} \pi (2a_0 + a_2)^2 = (30 \pm 8) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$.

Сечение этого же процесса, определенное экстраполяционным методом Чу и Лоу в интервале масс $\pi\pi$ -системы (280–325) Мэв/ c^2 равно $(25 \pm 9) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2/4$. Таким образом, величина разности $a_0 - a_2$, определенная в данной работе, приводит к результатам, которые согласуются с имеющимися оценками величины длины рассеяния и сечением процесса $\pi^+ \pi^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$, полученными другими способами. Однако результат требует дальнейшего уточнения, так как при анализе предполагалось, что эффекты, связанные с взаимодействием в конечном состоянии, обусловлены только линейными по относительным импульсам членами. Для проверки этого предположения нужно дополнительно исследовать соотношения между сечениями различных каналов реакций $\pi N \rightarrow \pi N$ ($\pi^- p \rightarrow \pi^+ p \pi^-$, $\pi^- p \rightarrow \pi^0 p \pi^-$ и одной из трех реакций $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p \pi^0$, $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ n$) при энергиях первичного π^- -мезона меньше 240 Мэв. Изучение соотношений между сечениями этих реакций позволяет определить отношение между изотопически инвариантными амплитудами рождения дополнительного мезона вблизи порога в состояниях с изотопическими спинами $T = 1/2$ и $T = 3/2$ и угловым моментом $J = 1$, от которых, в свою очередь, зависят эффекты перерассеяния частиц в конечном состоянии. Зависимость соответствующей функции, которая определяет величину эффекта в реакции (1), от величины указанного отношения F_{11}/F_{31} приведена на рис. 2. Как видно из рисунка, эта функция очень резко зависит от отношения F_{11}/F_{31} , и для того, чтобы линейные эффекты в реакции (1) были большими, необходимо, чтобы F_{11} и F_{31} имели одинаковые знаки, а отношение их модулей должно быть равно $(0,3-0,5)$. Если учесть, что еще при энергии 300 Мэв $|F_{11}|/|F_{31}|$ равно $3 \div 5$, то при приближении к порогу соотношения между сечениями реакций $\pi N \rightarrow \pi N$ должны резко измениться. В противном случае линейные эффекты в реакции (1) будут малыми, и поэтому необходимо учитывать и квадратичные поправки, часть из которых не связана с перерассеянием частиц в конечном состоянии. Однако в этом случае в реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 p \pi^-$

линейные эффекты должны быть большими. Отсутствие экспериментальных данных о соотношении между сечениями различных каналов реакций $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ в интервале энергий от порога до 240 Мэв не позволяет в настоящее время сделать окончательного вывода.

Авторы считают приятным долгом поблагодарить В.В. Анисовича, А.А. Ансельма и В.Н. Грибова за обсуждения, Н.Ф. Маркову за выполнение расчетов на электронно-счетной машине.

Л и т е р а т у р а

1. Ю. А. Батусов, С. А. Бунятов, В. М. Сидоров, В. А. Ярба. ЖЭТФ, 43, 2015, 1962.
2. Ю. А. Батусов, С. А. Бунятов, В. М. Сидоров, В. А. Ярба. Препринт ОИЯИ, Р-1823, Дубна, 1964.
3. A. Abashian, N.E. Booth, K.M. Crowe. Phys. Rev. Lett. 5, 258 (1960); Phys. Rev. Lett., 3, 35 (1961); Phys. Rev., 132, 2314 (1963).
4. Ю. А. Батусов, С. А. Бунятов, В. М. Сидоров, В. А. Ярба. ЖЭТФ, 45, 913, 1963.
5. В. В. Анисович, Л. Г. Дахно. ЖЭТФ, 46, 1152, 1964; Phys. Lett., 10, 221 (1964).
6. Б. Н. Валуев. ЖЭТФ, 47, 649, 1964.
7. Ю. А. Батусов, С. А. Бунятов, В. М. Сидоров, В. А. Ярба. ЖЭТФ, 40, 460, 1961.
8. Т. Д. Блохинцева, В. Г. Гребинник, В. А. Жуков, Г. Либман, Л. Л. Неменов, Г. И. Селиванов, Юань Жун-фан. ЖЭТФ, 44, 116, 1963.
9. J. Kirz, J. Schwartz and R.D. Tripp. Phys. Rev., 130, 2481 (1963).
10. I.M. Blair, G. Conforto, C. Rubbia, G. Torelli, E. Zavattini. Phys. Rev. Lett., 11, 79 (1964).
11. R.J. Homer, O.H. Khan, W.K. McFarlane, J.S.C. McKee, A.W. O'Dell, L. Riddiford, P.G. Williams and D. Griffiths. Phys. Lett., 9, 72 (1964).
12. А. Ф. Грашин, Е. В. Кузнецов, Е. П. Кузнецов, А. В. Самойлов, Я. Я. Шаламов. Препринт ИТЭФ, № 250, 1964.
13. А. А. Ансельм, В. Н. Грибов. ЖЭТФ, 37, 501, 1959; Э. В. Анисович, А. А. Ансельм, В. Н. Грибов. ЖЭТФ, 42, 224, 1962.
14. J. Kirz, J. Schwartz, R.D. Tripp. Phys. Rev., 126, 763 (1962).
15. N. Schmitz. Nuovo Cim., 31, 225 (1964).
16. M. Neveu (Saclay, Orsay, Bari, Bologna collaboration). The XIIth International Conference on High Energy Physics, Dubna, 1964.
17. J. Hamilton, P. Menotti, G.C. Oades and L.L.J. Vick. Phys. Rev., 128, 1881 (1962).
18. H.J. Schnitzer. Phys. Rev., 125, 1059 (1962).
19. В. В. В. Анисович. ЖЭТФ, 44, 1593, 1963; ЖЭТФ, 47, 240, 1964.
20. Д. В. Ширков. Доклад на XII Международной конференции по физике высоких энергий. Препринт ОИЯИ, Р-1788, Дубна, 1964.

21. Ю. А. Батусов, С. А. Вунятов, В. М. Сидоров, В. А. Ямба. ЖЭТФ, 39, 508, 1980.
В. М. Сидоров. Диссертация ОИЯИ, Дубна, 1982.
22. J. Hamilton and W. S. Woolcock. Rev. of Mod. Phys., 35, 737, 1963.
23. L. D. Roper. Phys. Rev. Lett., 12, 340 (1964).
24. А. В. Ефремов, Чжу Хун-юань, Д. В. Ширков. Препринт ОИЯИ, Д-757, Дубна, 1981;
Scientia Sinica, 10, 812 (1961).

Рукопись поступила в издательский отдел
8 октября 1984 г.

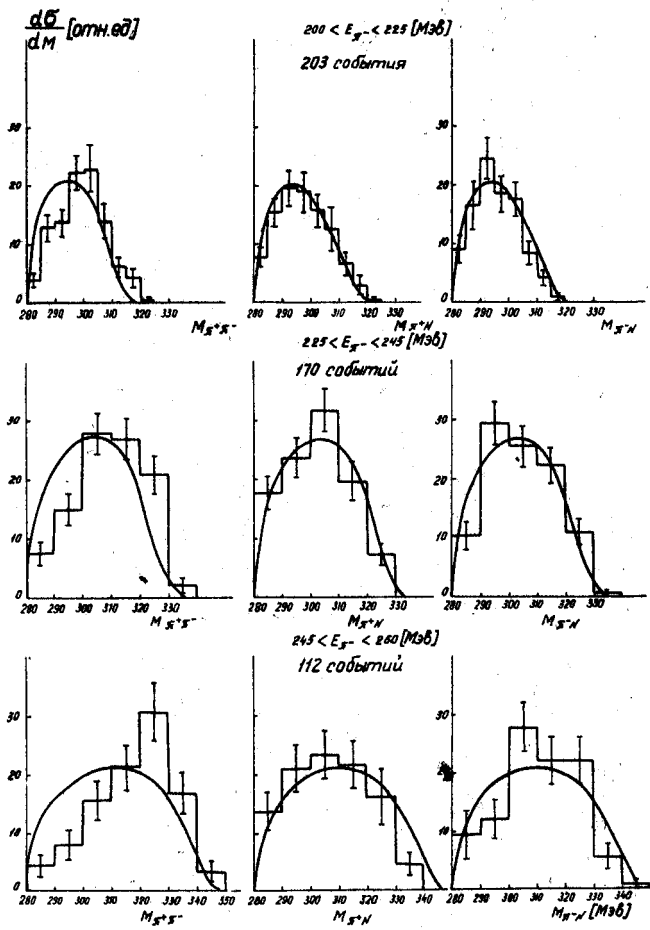


Рис. 1. Спектры эффективных масс $\pi^+\pi^-$ и $\pi^+\pi^0$ -систем от реакции $\pi^-p \rightarrow \pi^+\pi^-n$.

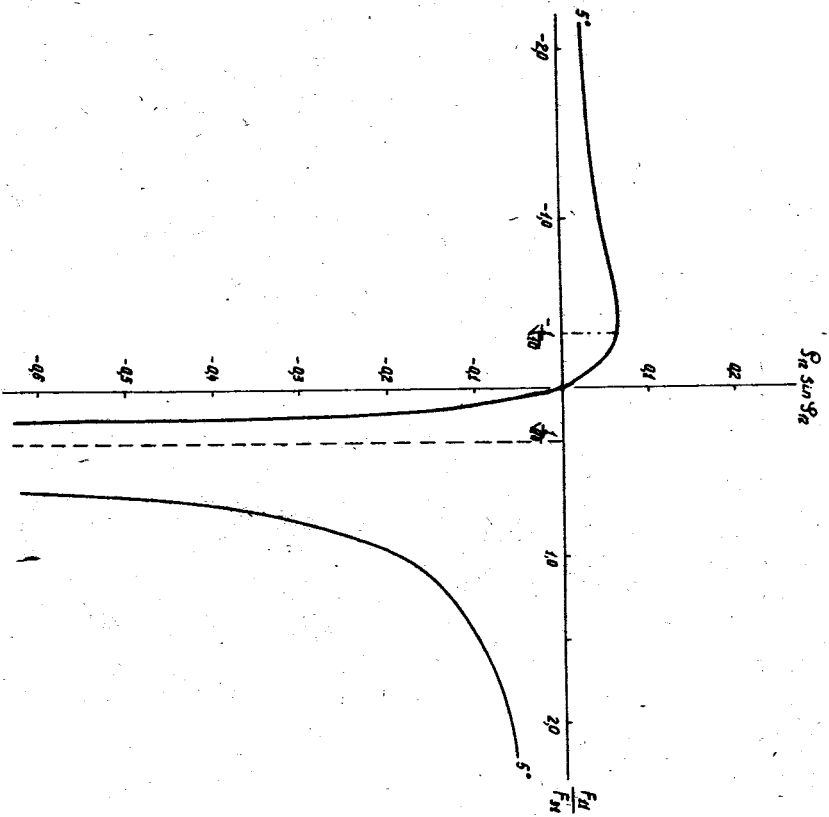


Рис. 2. Зависимость фазы δ от отношения F_{11}/F_{12} при величине разности фаз $\delta_0 = \delta_{01} = 50^\circ/2\pi$. Значение функции в минимуме равно - 38.