

1236

7
Б95



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ
ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ ЦЕНТР

И. Быстрицкий, Р. Зулкарнеев

Д-1236

ВКЛАД ρ^3 И f^3 ВОЛН В МЕЗОНООБРАЗОВАНИЕ
ПРИ pp СОУДАРЕНИИ С ЭНЕРГИЕЙ 660 МЭВ
неэф, 1963, т45, в4, с1169-1173.

И. Быстрицкий, Р. Зилькарнеев

Д-1236

ВКЛАД 3P И 3F ВОЛН В МЕЗОНООБРАЗОВАНИЕ
ПРИ pp СОУДАРЕНИИ С ЭНЕРГИЕЙ 660 МЭВ

Дубна 1963 год

Недавно в Дубне выполнен фазовый анализ /ф.а./ упругого pp -рассеяния при энергии 660 Мэв^{/1,2/}, который показал, что для его более строгой постановки нужно сравнительно немного дополнительного опытного материала. Такая постановка предполагает, по нашему мнению, по крайней мере, варьирование всех фазовых сдвигов /ф.с./ для $L \leq 6-7$. Однако, как ясно из^{/2/} и^{/3/}, при модифицированном анализе достаточно найти лишь ф.с. волн с $L < 5$. Из каких состояний происходит при этом образование пионов в pp -соударении при 660 Мэв /мнимые части каких фазовых сдвигов отличны от нуля/ - вопрос открытый. Здесь можно лишь следовать указаниям той или иной модели взаимодействий. Поэтому, вообще говоря, любой анализ без учета рождения мезонов хотя бы для одного из S , P , D , F , G и т.д. состояний нельзя считать достаточно строгим. Известным приближением является и анализ^{/1,2/}, в котором учтено рождение мезонов для состояний 3P_0 , 3P_1 , 3P_2 и 1D_2 в рамках теории Мандельштама. Некоторыми особенностями его являются:

а/ наличие единственного решения в интервале $\bar{\chi}^2 \leq \chi^2 \leq 2 \bar{\chi}^2$,

б/ четкое отличие от нуля мнимых частей фазовых сдвигов $\bar{\delta}^I({}^3P_2)$ $\bar{\delta}^I({}^1D_2)$.

Можно думать, что результат "а" есть следствие того, что в анализ с самого начала были введены, по-видимому, довольно жесткие предпосылки резонансной теории Мандельштама^{x/}, что естественно привело к ограничению пространства, в котором проводились поиски решений. На возможное ограничение пространства фаз указывалось нами еще в^{/2/}. В самом деле, фиксирование $\bar{\delta}^I({}^1D_2)$ и использование его полуэмпирического значения, найденного на основании работы Сороко^{/4/}, приводит в рамках этой модели к тому, что при варьировании $\bar{\delta}^I({}^3P_{0,1,2})$ на них накладывалось ограничение вида: $1,41 \lambda^2 (1 - r^2({}^3P)) = \sigma_{tot} - 5,5 \lambda^2$, где $r^2({}^3P)$ есть функция $\bar{\delta}^I({}^3P_0)$, $\bar{\delta}^I({}^3P_1)$, $\bar{\delta}^I({}^3P_2)$

Это означает, что при поисках решений в^{/2/} эффективно варьировались лишь два параметра, характеризующие переходы с излучением пиона при pp -соударении. В этих условиях естественно, что и результат "б" находится в согласии с резонансной моделью, в которой особо важными предполагаются переходы из начальных ${}^3P_{0,1,2}$ и 1D_2 состояний pp -системы^{/5/}. Теперь, когда установлено, что существует практически единственное решение в рамках теории Мандельштама, разумно отказаться от указаний этой модели и проводить дальнейшие поиски в менее жестких предположениях. В настоящей заметке проводятся результаты ф.а., выполненного в предположении, что мнимыми частями фазовых сдвигов $\bar{\delta}^I({}^3P_{3,4,2})$ волн нельзя пренебречь. Вводя в рассмотрение $\bar{\delta}^I({}^3F_{2,3,4})$, хотим особо подчеркнуть, что в отличие от Хошизаки-Мачида^{/8/} в настоящей работе не подразумевается наличие равенств

$$\bar{\delta}^I({}^3P_0) = \bar{\delta}^I({}^3P_1) = \bar{\delta}^I({}^3P_2), \quad \bar{\delta}^I({}^3F_2) = \bar{\delta}^I({}^3F_3), \quad \epsilon_2^I = \epsilon_2^R = 0$$

и формулы /10/ работы^{/4/}, истинность которых нельзя считать подтвержденной опытом. Предположения японских авторов, которые, как нам стало известно, позднее были полностью использованы также и в работе Л.С. Ажгирея и др. по анализу эксперимен-

x/ На это указывалось нам также и Ю.М. Казариновым.

тальных данных в pp -рассеянии^{/1/}, существенно сужают класс находимых решений при анализе, а потому приводят к неизбежной потере части из них при поисках.

Поиск решений выполнялся нами на основе метода и экспериментального материала, использованного в^{/1,2/} и проводился в два этапа. На первом этапе комплексными предпологаались $\bar{\delta}({}^3P_0)$, $\bar{\delta}({}^3P_1)$, $\bar{\delta}({}^3P_2)$, $\bar{\delta}({}^3F_2)$ и параметр ϵ_2 , а вещественные части фазовых сдвигов варьировались так же, как и в^{/1/}. После 60 случаев поиска не было найдено ни одного решения, отличного от ранее нами полученных в интервале $\bar{\chi}^2 \leq \chi^2 \leq 2\bar{\chi}^2$. Так как и ранее в^{/2/} было найдено, что ϵ_2^I не превышает 2^0 , то этот факт надо рассматривать как некоторое указание на справедливость равенства $\epsilon_2^I = 0$. Исходя из этого, дальнейший поиск решений с дополнительным варьированием $\bar{\delta}^I({}^3F_{2,3,4})$, $\epsilon_2^R, \bar{\delta}^I({}^1D_2)$ проводился в предположении, что $\epsilon_2^I = 0$. После 60 попыток было найдено 8 решений с χ^2 в интервале $\bar{\chi}^2 \leq \chi^2 \leq 2\bar{\chi}^2$. Как решения, приводящие к отрицательным значениям величины константы πN -взаимодействия и $\bar{\delta}^I({}^3P)$, были отброшены 4 решения. Остальные 4 часто повторяющиеся решения имеют низкие значения χ^2 , приведенные в таблице 1.

Т а б л и ц а 1

№ решения	I	II	III	IV
χ^2 при $\bar{\chi}^2=26$	26	26	32	40
Вер-ть в %. $P(\chi^2 > \chi_k^2)$	40	40	20	2

Фазовые сдвиги полученных решений даны в табл. 2. Рис. 1 иллюстрирует угловые зависимости ряда экспериментальных величин согласно решениям I, II, IV, уточненным с варьированием f^2 , ϵ_2^R и т.д. Устойчивость некоторых решений вызывает сомнения. Например, если для решения II положить $\bar{\delta}^I({}^3P_0) = 0$ и найти χ_{min}^2 , то получим аналог решения I при $\chi^2/\bar{\chi}^2 = 1$. Отсюда видно, что характер решений может зависеть от способа их уточнения. Поэтому при имеющейся экспериментальной информации преждевременно говорить о полноте числа решений, найденных при варьировании $\bar{\delta}^I({}^3F_{2,3,4})$ и т.д. Однако некоторые интересные заключения о мезонообразовании в соударении с энергией 660 Мэв можно сделать уже сейчас.

Так, решение IV и решение III, аналогичное решению I, полученному ранее в^{/1,2/}, приводят, как показывают несложные выкладки, к более интенсивному рождению пионов из 3P , 1D -состояний, а решение I, аналогичное полученному в^{/1/}, и II - из 3F и 1D -состояний^{x/}.

x/ В отличие от^{/1/} анализ в^{/2/} был проведен с учетом кинематических эффектов поворота спина и с более правильной величиной

Если верно последнее, то, с известной точки зрения, это, возможно, означало бы, что рождение пионов во внутренних областях нуклона не происходит. С другой стороны, тот факт, что для всех наборов уточнения дают $\bar{\delta}^I ({}^1 D_2) = 9^\circ - 12^\circ$, а $\bar{\delta}^I ({}^3 F_4)$ заметно отлично от нуля, может указывать на важность и нерезонансных переходов в мезонообразовании. Сопоставление некоторых из величин $\bar{\delta}_R^I$ для решений

I, II, IV с соответствующими вычислениями в приближении ОРЕ показывает в ряде случаев их неплохую согласованность. Если это так, то результаты настоящего анализа и анализа при $E \leq 300$ Мэв показывают, что роль обмена одним пионом в упругом рассеянии с $L \leq 2$ может стать доминирующей и при более высоких энергиях. Этот факт может быть учтен при анализе pp -рассеяния, например, с энергией ~ 970 Мэв.

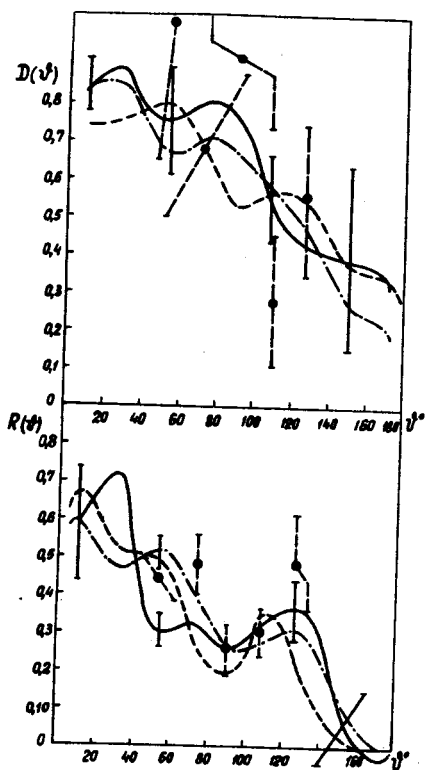
Для подтверждения выводов настоящей работы желательна более детальная экспериментальная информация не только об упругом рассеянии, но и о процессах $pp \rightarrow pp\pi^0$ и $pp \rightarrow pp\pi^+$.

Авторы благодарны В.П. Джелепову, Ю.М. Казаринову, Л.И. Лapidусу, Б.М. Головину за обсуждения и советы, а также И.Н. Силину за постоянные консультации по математическим вопросам.

Л и т е р а т у р а

1. R.Ya. Zul'karneev, I.N. Silin. *3, 265 (1963)*.
2. Р.Я. Зул'карнеев, И.Н. Силин. Препринт ОИЯИ. Д-1217, 1963.
3. Ю.М. Казаринов, В.С. Киселев, И.Н. Силин, С.Н. Соколов *ЖЭТФ, 41*, 197, 1961.
4. Л.М. Сороко. *ЖЭТФ, 35*, 267, /1958/.
5. А.Ф. Дунайцев, Ю.Д. Прокошкин. *ЖЭТФ, 36*, 16, 56, 2959.
6. N.Hoshizaki, S.Machida, *RIF - 20, 21, 23, August 1962*.
7. Л.С. Ажгирей, Н.П. Клепиков, Ю.П. Кумекин, М.Г. Мещеряков, С.Б. Нурушев, Г.Д. Столетов. Анализ pp -рассеяния /направляется в печать/.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 марта 1963 года.



— $\chi^2 = 26$, реш. I } $\chi^2 = 26$.
 - - $\chi^2 = 26$, реш. II }
 - · - $\chi^2 = 40$, реш. III }

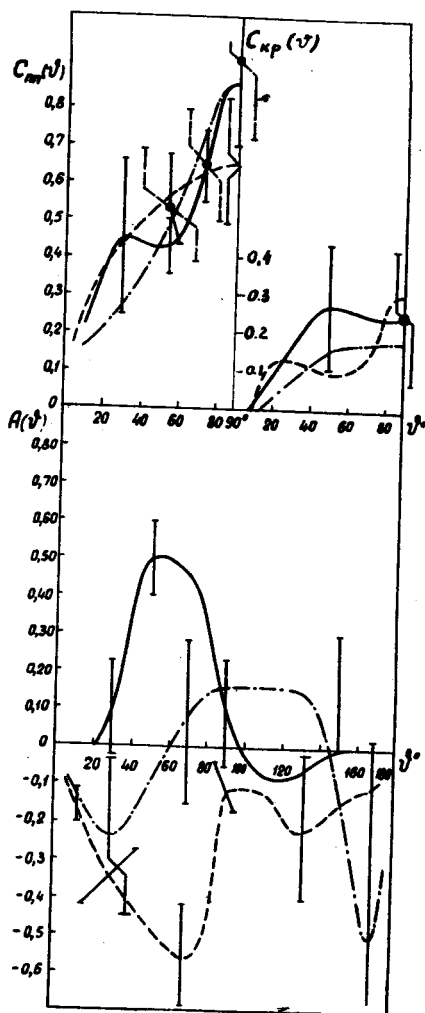


Рис. Зависимость $C_{кр}(\theta)$, $C_{кр}(\theta)$, $D(\theta)$, $R(\theta)$ и $A(\theta)$ согласно решениям

- экспериментальные ошибки.
- вычисленный коридор ошибок.

Т а б л и ц а 1.

Фазовые сдвиги в градусах					
	Решение 1 $\chi^2 = 26$	Решение 2 $\chi^2 = 26$	Решение 3 $\chi^2 = 32$	Решение 4 $\chi^2 = 40$	ОРЕ
$\bar{\delta}^R({}^1S_0)$	-33.40+550	-21.62+8.20	-21.62+8.20	-3.85+4.60	- 3.40
$\bar{\delta}^R({}^3P_0)$	-61.04+10.50	-20.95+3.40	-40.52+12.60	-6.54+14.00	0.00
$\bar{\delta}^R({}^3P_1)$	-42.00+5.00	-30.75+2.30	-21.11+5.30	-11.22+2.30	-1.80
$\bar{\delta}^R({}^3P_2)$	14.23+3.30	6.86+5.30	47.88+7.60	-33.00+1.90	9.30
$\bar{\delta}^R({}^1D_2)$	7.74+3.50	7.79+2.20	7.77+2.00	4.97+4.30	2.40
ϵ_2^R	380	-1 40	0.63	1.90	-9.50
$\bar{\delta}^R({}^3F_2)$	-9.89+2.30	+4.89+2.30	-4.46+1.90	3.50+1.20	5.30
$\bar{\delta}^R({}^3F_3)$	-0.67+3.40	-5.83+1.60	0.83+1.60	-0.78+1.80	-7.50
$\bar{\delta}^R({}^3F_4)$	12 1 +1.50	6.58+0.70	-4.95+1.10	15.60+1.40	1.80
$\bar{\delta}^R({}^1G_4)$	6.64+0.90	6.55+1.00	7.18+1.10	5.07+1.20	1.16
$\bar{\delta}^I({}^1S_0)$	0	0	0	0	-
$\bar{\delta}^I({}^3P_0)$	2.01+6.30	-12.80+4.20	9.94+9.80	27.30+15.60	-
$\bar{\delta}^I({}^3P_1)$	4.62+3.80	-4.44+4.00	2.04+3.10	-3.37+1.10	-
$\bar{\delta}^I({}^3P_2)$	-0.64+1.70	29.29+8.10	20.27+6.70	-1.83+3.30	-
$\bar{\delta}^I({}^1D_2)$	10.20	10.00	10.00	17.50	-
$\bar{\delta}^I({}^3F_2)$	3.65+4.10	5.58+3.00	-0.58+1.80	3.08+2.20	-
$\bar{\delta}^I({}^3F_3)$	5.01 +5.30	2.69+3.66	-0.36+2.20	2.38+4.10	-
$\bar{\delta}^I({}^3F_4)$	2.86+ 1.10	3.66+1.20	3.86+1.20	2.85+2.80	-
ϵ_2^I	-0.64	5.00	-2.00	-2.00	