

а
+

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

4459/2-81

31/8-81

1-81-226

М.И. Джгаркава, Ю.М. Казаринов,
И.Страхота, М.Р. Хаятов

ФАЗОВЫЙ АНАЛИЗ ДАННЫХ
ПО NN -РАССЕЯНИЮ ПРИ ЭНЕРГИИ 590 МэВ

Направлено в ЯФ

1981

За последние годы /1973-1979/ опубликовано несколько новых работ по фазовому анализу нуклон-нуклонного рассеяния /1-8/. Большинство этих работ выполнено при фиксированной энергии и только в работах /7/ и /8/ предполагался определенный вид энергетической зависимости фазовых сдвигов, что позволило провести анализ данных в широкой области энергий от 10 до 750 МэВ.

Отметим основные черты найденных в /1-8/ решений при энергиях выше порога мезонообразования. В связи с тем, что попытки определения всех фазовых сдвигов как свободных параметров безуспешны /появляется очень много решений, для которых $\chi^2/\bar{\chi}^2 \gg 1$, см. /3/ /, во всех упомянутых работах набор искомого параметров искусственно ограничивается. Это делается либо просто ограничением числа отличных от нуля мнимых частей фазовых сдвигов /обычно предполагается неупругость в изотриплетных волнах p, d, f /, либо с помощью модельных вычислений некоторых мнимых и вещественных частей фазовых сдвигов. Все поиски решений начиная со случайных начальных значений проводились сначала в пространстве изотриплетных фаз с использованием только данных по pp -рассеянию. Поиск изосинглетных фаз со случайных начальных значений также проводился отдельно с использованием данных по pn -рассеянию при фиксированных изотриплетных фазовых сдвигах.

Несмотря на перечисленные ограничения количества искомого параметров, решение задачи выше порога мезонообразования неоднозначно. В области энергий около 600 МэВ, где имеется достаточно богатый экспериментальный материал, существуют два типа решений. Различие между ними состоит по существу в значениях вещественной и мнимой части фазового сдвига δ_{p0} .

В первом случае вещественная часть фазового сдвига δ_{p0} достаточно близка ($\text{Re} \delta_{p0} \approx -15^\circ$) к значению, ожидаемому из энергетической зависимости этого параметра ниже порога мезонообразования, и мнимая часть невелика ($\text{Im} \delta_{p0} \approx 5^\circ$). Второй случай является неожиданным с точки зрения результатов, полученных при более низких энергиях; вещественная часть фазы δ_{p0} достигает величины -75° , а мнимая $\sim 30^\circ$. Оба решения равновероятны по χ^2 -критерию.

Заметим, что в некоторых из цитированных работ было найдено единственное решение даже при энергиях выше порога образования пионов. Это, возможно, связано с тем, что при поиске решений авторы исходили из требования плавного перехода к энергиям

ниже порога мезообразования, и, таким образом, случайные значения фазовых сдвигов, с которых начинался поиск решений, находились слишком далеко от решения второго типа.

Мы решили провести фазовый анализ при фиксированной энергии 590 МэВ в связи с тем, что в работах, выполненных ранее, не было использовано значительное количество новой экспериментальной информации^{/9-18/}. Результаты фазового анализа^{/8/}, проведенного в Сакле, нам стали известны, когда наша работа была близка к завершению. Хотя авторы^{/8/} использовали в анализе почти все новые известные нам данные, проведение анализа при фиксированной энергии 590 МэВ не потеряло актуальности, так как эта энергия находится в области перекрытия двух энергетических интервалов, использованных в работе^{/8/}, где авторам пока не удалось непрерывно /и гладко/ продолжить энергетическую зависимость фазовых сдвигов из одного интервала в другой.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Для первичной обработки по программе FA79a^{/21/} использовались все экспериментальные точки, содержащиеся в компиляции^{/20/}, которые попадают в интервал энергий 570-610 МэВ. Кроме того, использованы данные из работ^{/17,18/}, а также 12 точек по измерению $X(00kk)^*$, полученные линейной интерполяцией измерений при энергиях 561,5 и 660 МэВ /см. 392/в^{/20/}. В табл.1 перечислены эксперименты, которые были рассмотрены в нашем фазовом анализе. Там же приведены результаты отбора и нормировки данных и средняя величина χ^2 на точку для отдельных экспериментов.

2. ПРОЦЕДУРА ФАЗОВОГО АНАЛИЗА

Поиск решений проводился с помощью программы FA79a^{/21/}. В качестве начальных значений использовались фазовые сдвиги, полученные ранее: в работе^{/3/} - 2 решения $T=1$; в^{/8/} - 3 решения $T=1$ и 3 решения $T=0$; в^{/22/} - 1 решение $T=1$. На первом этапе поиска решений находились изотриплетные фазовые сдвиги. На втором - при поиске изосинглетных фазовых сдвигов изотриплетные фиксировались.

В нашей программе фазового анализа была предусмотрена возможность перенормировки данных любого эксперимента, содержащего хотя бы два измерения одной наблюдаемой величины. При

* Принятые обозначения наблюдаемых величин см. в приложении.

Таблица 1

Экспериментальные данные, использованные в настоящем
фазовом анализе

a/ pp-рассеяние

Наблюдаемая величина	Ссылка см./20/	Кол-во точек N_p	Решение $A_{T=I}$		Решение $B_{T=I}$		Кол-во использованных точек
			Норма	χ^2/N_p	Норма	χ^2/N_p	
tot 0	S2I	1		0,00		0,00	
	D9	2		1,00		1,03	
0 ⁱⁿ	N7	3		1,11		1,10	
	D9	2		0,21		0,21	
	S2I	1		0,01		0,01	
	K18	1		0,45			
α	/3/	1		0,03		0,00	
ΔB_T	B248	1		0,00		0,03	
ΔB_L	S92	1		0,00		0,00	
$\frac{d\delta}{d\Omega}$	A104	32	$0,89 \pm 0,01$	1,11	$0,87 \pm 0,01$	1,07	2
	PI6	6	$0,99 \pm 0,03$	1,39	$1,00 \pm 0,03$	1,43	
	B208	11	$1,05 \pm 0,01$	0,86	$1,06 \pm 0,01$	0,99	
	A112	15	$1,27 \pm 0,02$	0,77	$1,27 \pm 0,02$	0,67	
	A3	12	$1,01 \pm 0,02$	0,35	$1,01 \pm 0,02$	0,42	
	A3	10	$1,02 \pm 0,02$	0,71	$1,03 \pm 0,02$	0,82	
	MI5	2	$1,02 \pm 0,03$	0,20	$1,03 \pm 0,03$	0,30	
	MI5	1					
S2I	5					5	
P	A110	16	$0,96 \pm 0,04$	1,27	$0,92 \pm 0,03$	1,50	1
	A3	11	$1,06 \pm 0,04$	0,29	$1,08 \pm 0,04$	0,29	
	A3	13	$0,92 \pm 0,03$	0,66	$0,94 \pm 0,03$	0,67	
	C27	16	$1,05 \pm 0,03$	0,77	$1,07 \pm 0,03$	0,73	
	GI3	8	$0,98 \pm 0,02$	0,87	$1,00 \pm 0,02$	0,79	
	C26	26	$1,04 \pm 0,03$	2,06	$1,06 \pm 0,02$	2,15	
	S9	6					
D	B10	2		4,26		3,18	
	S9	3		0,70		0,21	
	S9	1		4,93		3,31	

Таблица 1/продолжение/

1	2	3	4	5	6	7	8
R	L 6	3		4,21		0,88	
	с 8	3		5,05		2,18	
R'	L 6	3		0,67		1,47	
A	K15	5		1,09		1,11	
C _{III}	C27	11		0,63		0,84	
	с 7	1		0,06		0,00	
	B224	4		1,20		1,50	
C _{II}	S2	12		0,64		0,66	

6/ пр -рассеяние

Наблюдаемая величина	Ссылка см./20/	Кол-во точек N_p	Решение A_s		Решение B_s		Кол-во исключенных точек
			Норма	χ^2/N_p	Норма	χ^2/N_p	
tot θ	/19/ C29	2		0,47		1,14	
		1		0,56		1,50	
θ	D20 D 2	1		0,13		0,10	
		1					1
$\frac{d\theta}{d\lambda}$	B166 K19 A16 B241 G4 B166	67	0,99±0,02	0,86	1,00±0,02	0,86	2
		15	1,17±0,03	0,86	1,16±0,03	0,83	
		3	1,16±0,05	0,38	1,11±0,05	0,58	
		82	1,04±0,02	0,88	1,05±0,02	0,87	
		4	4,83±0,36	1,33	4,36±0,32	2,15	
		69	1,02±0,02	1,39	1,03±0,02	1,41	1
P	/17/ L14 C13 K8 B7	4	0,87±0,04	0,92	0,88±0,04	1,40	
		4	0,98±0,07	0,23	0,98±0,07	0,14	
		8	1,00±0,02	1,71	0,98±0,02	1,10	
		3	1,06±0,09	2,56	1,06±0,09	3,13	
		4	1,05±0,08	0,89	1,06±0,08	1,27	
D D ^t R R ^t R ^t A	/17/ S9 K8 L6 L6 B7	2		0,25		1,55	1
		5		1,18		0,80	
		3		0,47		1,56	
		3		1,25		1,24	
		3		0,77		0,62	
4		1,03		0,67			

этом отклонение нормы от единицы приводит к увеличению χ^2 , которое тем больше, чем меньше систематическая ошибка данного эксперимента ^{/21/}.

С точки зрения практики фазового анализа может казаться необычным то, что мы предусмотрели введение нормы не только для дифференциальных сечений, но и для всех типов поляризационных экспериментов. В действительности же во всех экспериментах по измерению поляризационных параметров существуют источники систематических ошибок, которые могут быть учтены с помощью норм. Это ошибка измерения величин поляризации мишени, поляризации пучка, анализирующей способности мишени-анализатора и отношения вклада от рассеяния нуклонов на свободных нуклонах мишени к фону.

Отбор и нормировка данных. Для всех допускающих перенормировку экспериментов норма вводилась как свободный параметр, и на таком экспериментальном материале проводился фазовый анализ с помощью программы FA79a при $L_{\max} = 5$. Несовместимыми с остальными данными считались эксперименты, для которых вклад в χ^2 на точку в среднем превышал значение 2 при любых начальных условиях. Также были исключены отдельные экспериментальные точки, вклад которых в χ^2 превышал 9. Исключение данных проводилось постепенно /сначала исключались данные, описываемые хуже всех/, так как иначе можно исключить точки, которые с общей совокупностью данных совместимы, а не совместимы лишь с какими-то неверными точками. Количество исключенных точек приведено в табл.1 и составляет < 5% от общего числа экспериментальных данных.

После окончательного отбора экспериментальных данных выяснялся вопрос нормировки. Перенормировка запрещалась для тех экспериментов, где нормы, найденные исходя из разных начальных условий, отличались более чем на одну ошибку. Это привело к тому, что на последнем этапе свободные нормы были введены только для измерений дифференциального сечения и поляризации.

Используя подготовленный таким образом экспериментальный материал, мы уточнили все перечисленные выше решения. При этом допускалась неупругость взаимодействия в изотриплетных p -, d -, f -состояниях. Уточнение проводилось при $L_{\max} = 4,5,6,7$.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ФАЗОВОГО АНАЛИЗА

В результате описанной выше процедуры мы нашли при $T=1$ два решения /типы $A_{T=1}, B_{T=1}$ / для pp -данных при $L_{\max} = 5,6,7$. Для значения $L_{\max} = 4$ при этом найдено только одно решение типа $A_{T=1}$. Количество степеней свободы, значения χ_A^2, χ_B^2

Таблица 2

Статистические характеристики найденных решений

Решение	L_{\max}	N_{Fd}	$(\chi^2/N_{Fd})/P(\chi^2)$	$\tau/\Gamma(\tau^2)$	r
$A_{T=1}$	4	210	1,31/0,0015	-	-
	5	206	1,20/0,0220	3,71/0,0002	5,49
	6	205	1,16/0,0570	-	-
	7	201	1,07/0,2200	-	-
$B_{T=1}$	4	-	-	-	-
	5	206	1,15/0,0620	-0,82/0,5000	2,24
	6	205	1,15/0,0650	-	-
	7	201	1,07/0,2200	-	-
$A_{T=0}$	5	264	1,17/0,0240	-	-
$A'_{T=0}$	5	264	1,21/0,0100	-	-
$B_{T=0}$	5	264	1,16/0,0300	-	-
A_B	5	469	1,17/0,0050	1,46/0,1700	6,24
B_B	5	469	1,15/0,0140	-1,54/0,1400	3,95

Таблица 3

Фазовые сдвиги для pp-рассеяния при энергии 590 МэВ

Фазовый сдвиг	Решение $A_{T=1}$		Решение $B_{T=1}$	
IS0	-27,09±2,01	-	-30,49±1,44	-
3P0	-14,46±5,04	0,73±0,08	-73,15±11,17	0,16±0,14
3P1	-42,13±0,93	1,00±0,11	-46,71±1,73	1,85±0,05
3P2	22,83±1,21	0,99±0,04	18,19±1,10	1,00±0,03
D2	12,34±0,42	0,78±0,01	11,82±0,46	0,80±0,01
E2	2,33±0,91	-	-0,73±1,01	-
3F2	-7,28±1,07	0,90±0,02	-2,26±0,65	1,00±0,01
3F3	1,25±0,75	0,89±0,03	0,54±0,68	0,89±0,02
3F4	0,65±0,74	1,00±0,01	3,20±0,28	1,00±0,04
G4	3,34±0,24	-	3,55±0,26	-
E4	-2,93±0,28	-	-3,61±0,31	-
3H4	0,60±0,39	-	-0,90±0,31	-
3H5	-0,71±0,43	-	-1,55±0,53	-
3H6	1,92±0,29	-	0,75±0,14	-

Таблица 4

Фазовые сдвиги для pp -рассеяния при энергии 590 МэВ

Фазовый сдвиг	Решение $A_{T=0}$	Решение $A'_{T=0}$	Решение $B_{T=0}$
3S1	$-24,06 \pm 3,17$	$-13,90 \pm 4,15$	$-23,39 \pm 5,24$
1P1	$-29,31 \pm 4,13$	$-19,31 \pm 3,63$	$-23,62 \pm 3,81$
E1	$16,61 \pm 2,21$	$24,86 \pm 1,45$	$22,21 \pm 2,48$
3D1	$-34,82 \pm 1,29$	$-20,86 \pm 1,95$	$-40,08 \pm 2,87$
3D2	$14,40 \pm 2,85$	$9,10 \pm 1,62$	$2,49 \pm 2,39$
3D3	$-4,38 \pm 1,18$	$3,87 \pm 0,86$	$-4,71 \pm 0,80$
1F3	$-3,74 \pm 1,16$	$1,10 \pm 1,47$	$-0,68 \pm 1,60$
E3	$9,77 \pm 0,94$	$18,83 \pm 0,52$	$11,42 \pm 0,91$
3G3	$-5,26 \pm 1,19$	$-5,21 \pm 1,31$	$-5,04 \pm 1,05$
3G4	$7,69 \pm 0,70$	$6,54 \pm 0,68$	$7,22 \pm 0,63$
3G5	$-3,97 \pm 0,80$	$-7,69 \pm 0,69$	$-3,82 \pm 0,58$
1H5	$-5,46 \pm 0,67$	$-1,26 \pm 1,00$	$-5,51 \pm 0,68$

и вероятности $p(\chi^2 > \chi^2_{\alpha, \chi^2_{\beta}})$ приведены для найденных решений в табл.2. С помощью статистических критериев согласия χ^2 и $F/257$ было установлено, что наилучшим значением максимального орбитального момента, при котором ведется поиск фазовых сдвигов, является $L_{\max} = 5$. Фазовые сдвиги для pp -рассеяния при $L_{\max} = 5$ приведены в табл.3.

Решения $B_{T=1}$ отличаются от решений типа $A_{T=1}$ /и от однозначного решения ниже порога мезообразования/ прежде всего в волне $3p_0$, для которой найдены большая вещественная и мнимая части фазового сдвига. Решения А и В примерно равновероятны по χ^2 -критерию. Поэтому поиск решения в пространстве изосинглетных фазовых сдвигов проводился с использованием обоих изотриплетных наборов $A_{T=1}, B_{T=1}$.

Исходя из трех наборов начальных значений при $T=0$ в пространстве изотриплетных фазовых сдвигов при анализе pp -данных были найдены всего три решения /табл.4/: два решения ($A_{T=0}, A'_{T=0}$), когда изотриплетные фазы фиксированы согласно решению $A_{T=1}$, и единственное решение ($B_{T=0}$), когда изотриплетные фазы фиксированы согласно $B_{T=1}$.

4. ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТЕЙ УСТРАНЕНИЯ НЕОДНОЗНАЧНОСТИ ФАЗОВОГО АНАЛИЗА

4.1. Применение более жестких статистических критериев согласия

Предложенные в работе /24/ критерии τ, γ являются более жесткими, чем критерий χ^2 . Согласно этим критериям предпочтение отдается решению $V_{T=1}$ для $T=1$ и решению $V(V_{T=1}, V_{T=0})$ для $T=0$. По γ -критерию все остальные решения можно отбросить. Оценки уровня достоверности для критерия γ более сложны и менее надежны. Однако авторы работы /24/ нашли, что τ -критерий эффективен, когда $\tau = \gamma$. Это, к сожалению, не выполняется в нашем случае, и поэтому дискриминация решения A только на основе γ -критерия может вызвать сомнение.

4.2. Исследование χ^2 -барьера, разделяющего решения

Расстояние между найденными решениями в пространстве параметров небольшое, и представляет интерес исследование вопроса, какова минимальная высота χ^2 -барьера, разделяющего их. В зависимости от этой величины можно сказать, допускают ли имеющиеся экспериментальные данные слияние двух решений в одно.

Профили χ^2 , найденные с помощью программы X2BAR /21/, показали, что χ^2 -барьер возвышается над "худшим" минимумом всего на несколько единиц. В частности, оказалось, что решение $A_{T=1}$ представляет собой лишь небольшую выемку на склоне $\chi^2 = \chi^2(\text{Re} \delta_{\text{зр}0})$, ведущем в широкий минимум решения $V_{T=1}$ /рис. 1/.

В процессе изучения профилей χ^2 оказалось, что можно найти минимум χ^2 , варьируя одновременно параметры, соответствующие $T=1$ и $T=0$ /хотя попытки совместного поиска параметров $T=1$ и $T=0$ с начальных условий были безуспешны/. При уточнении решений A, A' , B со свободными параметрами, соответствующими $T=1$ и $T=0$, решения A и A' слились в одно решение /далее будем его называть A_S /. Различие между решениями A_S и B_S /табл. 5/, полученными в результате совместного фита NN-данных, стало меньше, чем в случае $A_{T=1}, B_{T=1}$. Также уменьшилась разница в качестве описания данных по критериям χ^2, τ, γ ,

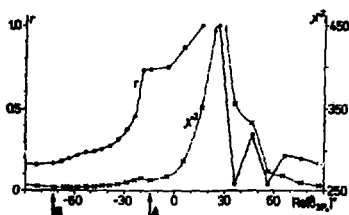


Рис. 1. Зависимость χ^2 и γ от $\text{Re} \delta_{\text{зр}0} = \exp(-2\text{Im} \delta_{\text{зр}0})$.

Таблица 5

Фазовые сдвиги для NN-рассеяния при энергии 590 МэВ

Фазовый сдвиг	Решение A _B		Решение B _B	
IS0	-27,78±1,70	-	-31,42±1,41	-
3SI	-14,54±4,29	-	-24,58±5,26	-
3PO	-20,91±3,80	0,72±0,05	-47,66±10,39	0,21±0,06
IPI	-23,69±4,05	-	-21,61±3,78	-
3PI	-42,08±1,28	0,96±0,04	-45,03±1,56	0,87±0,04
3P2	22,77±0,89	1,00±0,00	19,58±0,95	1,00±0,06
EI	25,91±1,88	-	23,65±2,51	-
3DI	22,59±2,05	-	-36,41±3,24	-
ID2	12,16±0,40	-	11,66±0,45	-
3D2	9,43±1,67	-	0,23±2,08	-
3D3	3,49±1,17	-	-3,27±1,16	-
E2	0,54±0,69	-	-0,98±0,80	-
3P2	-5,63±1,09	0,88±0,01	-1,99±0,58	1,00±0,03
IP3	2,37±1,57	-	0,79±1,68	-
3P3	0,01±0,61	0,90±0,02	-0,32±0,69	0,91±0,02
3P4	1,80±0,55	1,00±0,00	3,62±0,27	0,98±0,01
E3	17,80±0,67	-	13,36±1,04	-
3G3	-5,23±1,60	-	-4,34±1,29	-
I04	3,50±0,24	-	3,66±0,25	-
3G4	5,07±0,92	-	6,48±0,76	-
3G5	-5,86±0,91	-	-3,36±0,66	-
E4	-3,31±0,28	-	-3,82±0,22	-
3H4	0,99±0,27	-	-0,35±0,43	-
IH5	-1,14±1,02	-	-4,83±0,78	-
3H5	-1,77±0,42	-	-1,96±0,38	-
3H6	1,76±0,26	-	0,75±0,14	-

В табл. 3, 5 использовано обозначение $\eta = \exp(-2\text{Im}\delta)$. Константа связи πN всюду фиксирована значением $t^2 = 0,08$.

как это видно из табл. 2. Однако характер зависимости $\chi^2 = \chi^2(\text{Re}\delta_{\text{пр}})$ при этом сохраняется.

4.3. Возможность устранения неоднозначности фазового анализа экспериментальным путем

Для выяснения возможности экспериментального устранения неоднозначности фазового анализа мы для трех найденных решений

$T = 1, T=0$ вычислили матрицы ошибок и построили графики предсказаний угловых зависимостей наблюдаемых величин в упругом NN - взаимодействии /см.²⁵/ . Оказалось, что предсказания комбинаций A, B в пределах достижимых экспериментальных ошибок нигде значительно не различаются /решение A', как показала проверка /18/, весьма нестабильно и при совместном фите переходит в A /.

Слабая зависимость χ^2 от параметров волны Z_{p0} и отличие найденных решений в основном за счет той же парциальной волны, естественно, приводят к мысли, что имеющаяся совокупность данных необходимо дополнить измерениями наблюдаемых величин, более чувствительных к фазовому сдвигу Z_{p0} . Чтобы определить тип и область углов рассеяния таких измерений, мы воспользовались программой табулирования производных LISTDER /см.²¹/ . В результате было найдено, что в рамках запрограммированного набора наблюдаемых поляризационных величин X /см. приложение/ производные $\partial X / \partial (\text{Re} \delta_{Z_{p0}})$, $\partial X / \partial (\text{Im} \delta_{Z_{p0}})$ не превышают нескольких единиц на 10^{-3} , в то время как для параметров всех остальных парциальных волн существует ряд наблюдаемых величин, имеющих в некотором диапазоне углов рассеяния соответствующие производные, которые на порядок больше. Этот результат получен для обоих типов решений. Таким образом, если одно из найденных решений является несмещенной оценкой истинных параметров, определяющих взаимодействие нуклонов, то для любого параметра можно получить ошибку порядка одного градуса, измеряя некоторую поляризационную величину с точностью 0,01, за исключением параметров волны Z_{p0} , где ошибка будет в любом случае на порядок больше.

Результаты исследования производных $\frac{\partial X}{\partial \text{Im} \delta}$, $\frac{\partial X}{\partial \text{Re} \delta}$ и зависимости χ^2 от параметров Z_{p0} -волны показывают, что в рамках рассматриваемого набора наблюдаемых величин современные экспериментальные возможности не дают надежды на скорое уточнение сведений о взаимодействии в Z_{p0} -состоянии. Но несмотря на это, возможно /в связи с многомерностью задачи/, что измерение в области наибольшего различия предсказаний двух типов решений может даже при имеющихся экспериментальных возможностях разрешить существующую неоднозначность.

Мы провели анализ значимости наибольших различий в предсказаниях, предполагая, что в гипотетическом эксперименте данная величина была измерена с точностью 0,02 для pp-рассеяния или 0,05 для pr-рассеяния. Этот "новый экспериментальный результат" добавлялся к имеющимся данным, и уточнялись решения обоих типов. Чтобы получить зависимость $\chi^2(A, X)$, $\chi^2(B, X)$ от возможного результата гипотетического эксперимента, эта процедура была проделана каждый раз для ~7 допустимых "результатов из-

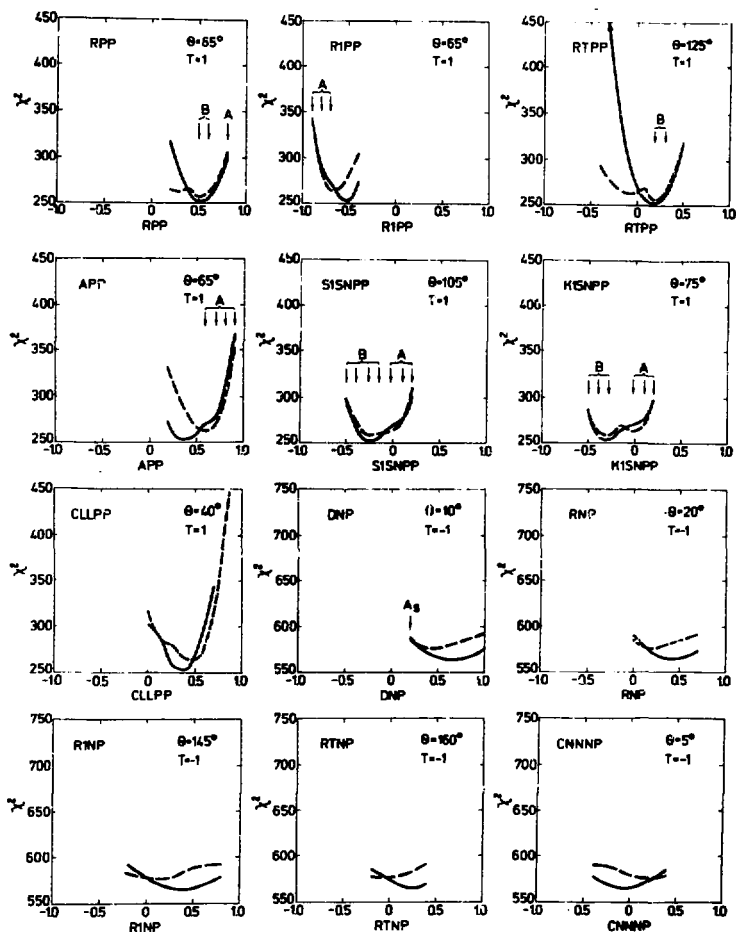


Рис. 2. Зависимость χ^2 от возможного результата гипотетического эксперимента, добавленного к совокупности экспериментальных данных: - - - - - решение А; ————— - решение В; обозначения наблюдаемых величин см. в приложении.

мерения¹¹. По форме зависимостей $\chi^2(A,X)$, $\chi^2(B,X)$ можно выбрать эксперимент, для которого вероятность разрешения неоднозначности максимальна. Отметим, что такой путь планирования новых экспериментов является более надежным, чем ранее предложенный метод^{27/}, предполагающий, что одно из решений предсказывает истинное поведение наблюдаемых величин, а другое решение неверно.

Было найдено, что лучшим экспериментом для разрешения неоднозначности является измерение величины (s^0_{sn}) для pp-рассеяния под углом $\sim 105^\circ$ в с.ц.м. /рис.2/. Для экспериментов по измерению тензоров ниже третьего ранга вероятность сохранения двух решений значительно больше.

4.4. Сравнение неупругости в $3p$ -, $3f$ -, $1d_2$ -волнах с предсказаниями модели Мандельштама

Мы убедились, что достаточно зафиксировать мнимый фазовый сдвиг $3p_0$ значением, соответствующим решению типа $B(A)$, чтобы при фазовом анализе получить решение $B(A)$, хотя начальные значения всех остальных параметров соответствовали решению $A(B)$. Это, по-видимому, означает, что при любых начальных значениях решение задачи будет однозначно, если зафиксировать $\text{Im} \delta_{3p_0}$.

Как известно, модель Мандельштама^{28/}, основанная на предположении, что в нашей области энергий пионы рождаются в pp-столкновениях только при распаде резонансного nN -состояния ($3/2, 3/2$), дает предсказание неупругости в $1d_2$ -состоянии и функциональной связи средних неупругостей в $3p$ - и $3f$ -состояниях. Однако устранения неоднозначности $A-B$ модель не дает, так как соотношение, связывающее средние неупругости $3p$ и $3f$ выполняется очень хорошо, а неупругость $1d_2$ резко отличается от предсказания для обоих решений.

4.5. Применение критерия гладкости траекторий стабильных нулей^{29/}

Новый критерий гладкости траекторий стабильных нулей для отбора решений фазового анализа нуклон-нуклонного рассеяния предложен в работе^{29/}. По критерию исследуются траектории нулей амплитуд Барелле в комплексной плоскости переменной $\omega = e^{i\Theta}$ /где Θ - угол рассеяния в с.ц.м./ в зависимости от энергии. Модули амплитуд Барелле не меняются при "инверсии нуля". В связи с тем, что хорошо известные экспериментально наблюдаемые величины $d\sigma/d\Omega$, P , D , D_T , C_{nn} зависят только от модулей амплитуд Барелле, "инверсии нулей" создают дискретную неодно-

значность решений фазового анализа. Траектории нескольких нулей хорошо определены уже при энергиях ниже порога мезообразования, где фазовый анализ однозначен. Таким образом, можно исключить решения, для которых хотя бы один нуль является инверсией нуля, принадлежащего к хорошо установленной траектории. С помощью этого критерия решение А исключается, а решение В хорошо согласуется с установленными траекториями нулей.

Заметим, что, в частности, все три решения, имеющиеся при энергии 590 МэВ в работе ^{18/}, критерием гладкости траекторий стабильных нулей ^{129/} исключаются. Это, по-видимому, "краевой" эффект энергетически зависимого фазового анализа, так как внутри отдельных энергетических интервалов согласие удовлетворительное.

5. ГИПОТЕЗА ДИПРОТОНА \mathfrak{p}_0

Итак, из двух найденных решений мы по совокупности результатов, полученных в 4.1, 4.2 и 4.5 данной работы, выбрали решение типа В, отбросив тип А. Большая неупругость волны \mathfrak{p}_0 в решениях типа В /аналогичное решение мы имеем и при 630 МэВ/ говорит в пользу гипотезы \mathfrak{p}_0 -резонанса в pp -системе при энергии =650 МэВ, предлагаемой в работе ^{128/} на основе энергетической зависимости величины $P. (d\sigma/d\Omega)$ под углом 65° в с.ц.м. Фазовый анализ ^{122/} допускает существование резонанса \mathfrak{p}_0 , но неупругость в области 650 МэВ значительно меньше, чем дает решение В. Это может быть следствием имеющейся там "инверсии нуля" в амплитуде Барелле ^{129/}. В фазовом анализе ^{18/} ни одно из двух решений в интервале 590÷750 МэВ не указывает на резонанс в \mathfrak{p}_0 -волне. Но энергетическая зависимость параметров волны в решении ^{12/} из работы ^{18/} резко противоречит поведению их при более низких энергиях /большой разрыв и обратный знак производной/. Можно предположить, что такая энергетическая зависимость неверна и является результатом параметризации, выбранной авторами работы ^{18/}.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты настоящей работы сводятся к следующему:

1. При фазовом анализе в области 590 МэВ найдены два решения /типы А, В/, удовлетворительно описывающие данные по pp -рассеянию; и аналогичные два решения, описывающие совокупность pp - и pn -данных. Отличительной чертой решений являются параметры волны \mathfrak{p}_0 .

2. По всем статистическим критериям согласия предпочтение отдается решению типа В.

3. Найдено, что решения А, В разделены χ^2 -барьером высотой не больше 3 единиц.

4. Показано, что неоднозначность можно разрешить экспериментально, измерив среднее значение величины (s'_{0sn}) в интервале углов $90 \div 120^\circ$ в с.ц.м. с точностью 0,02.

5. Критерий гладкости траекторий стабильных нулей^{/29/} решительно исключает решения типа А.

6. Решение типа В не противоречит гипотезе дипротонного резонанса в состоянии $3p_0$ при энергии ≈ 650 МэВ.

7. Крайне желательно проведение нового систематического исследования энергетической зависимости парциальных амплитуд методом фазового анализа с фиксированной энергией.

Авторы благодарны О.Н.Гребенюку за определение нулей амплитуд Барелле, соответствующих найденным решениям; М.Ю.Казаринову за постоянный интерес к работе и полезные обсуждения.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Обозначения наблюдаемых величин, принятые в программе фазового анализа

В программе фазового анализа /ФА/ используются обозначения наблюдаемых величин, состоящие из 6 символов. Последние два символа означают частицы, участвующие во взаимодействии /на-пример, pp- для pp-рассеяния, np- для np-рассеяния/. Остальные 4 символа связаны с историческими названиями наблюдаемых величин. В программе учитывается всего 24 наблюдаемые величины, из них пять /полное сечение "SIGM", полное неупругое сечение "SIGN", разности полных сечений в чистых спиновых состояниях "DSGT", "DSGL" и отношение вещественной к мнимой части бесспиновой амплитуды "ALPH" / являются интегральными характеристиками взаимодействия. Дифференциальные величины включают в себя упругое сечение, поляризацию, все параметры Вольфенштейна и некоторые коэффициенты корреляций поляризаций.

Ниже приведены современные четырехиндексные обозначения этих наблюдаемых величин вместе с обозначениями, используемыми в программе ФА.

Обозначение в программе ФА /4 символа/	Современное четырёхиндексное обозначение	Названия наблюдаемых величин /упругое рассеяние/
Ю	$(0\ 0\ 0\ 0)$	дифференциальное сечение
P	$(n\ 0\ 0\ 0)$	поляризация
D	$(n\ 0\ n\ 0)$	параметры Вольфенштейна
R	$(s'\ 0\ s\ 0)$	
A	$(s'\ 0\ k\ 0)$	
RI	$(k'\ 0\ s\ 0)$	
AI	$(k'\ 0\ k\ 0)$	
BT	$(0\ n\ n\ 0)$	
RT	$(0\ s''\ s\ 0)$	
AT	$(0\ s''\ k\ 0)$	
RIT	$(0\ k''\ s\ 0)$	
AIT	$(0\ k''\ k\ 0)$	
CNK	$(n\ n\ 0\ 0)$	коэффициенты корреляции поляризаций /тензор 2 ранга/
CLI	$(0\ 0\ k\ k)$	
CKI	$(s'\ s''\ 0\ 0)$	
SISN	$(s'\ 0\ s\ n)$	тензор 3 ранга
SIFN	$(s'\ 0\ k\ n)$	
KISN	$(k'\ 0\ s\ n)$	
KIKN	$(k'\ 0\ k\ n)$	

В четырехиндексной записи $(pqik)$ индексы p, q означают направления, в которых измеряются поляризации рассеянной частицы и частицы отдачи соответственно. Индексы i, k означают направления, в которых поляризованы частицы пучка и мишени соответственно. Использованы следующие обозначения направлений в лабораторной системе координат:

Символ	Вектор	Название
\dot{k}	\vec{k}	импульс пучковой частицы
k'	\vec{k}'	импульс рассеянной частицы
k''	\vec{k}''	импульс частицы отдачи
n	$\vec{n} = \vec{k} \times \vec{k}'$	нормаль плоскости рассеяния
s	$\vec{s} = \vec{n} \times \vec{k}$	
s'	$\vec{s}' = \vec{n} \times \vec{k}'$	
s''	$\vec{s}'' = \vec{n} \times \vec{k}''$	

Значение нуль для индексов p, q означает, что поляризация данной частицы не измеряется, а для индексов i, k - что пучок или мишень соответственно неполяризованы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Амирханов И. и др. ОИЯИ, P1-6558, Дубна, 1972.
2. Furuichi S., Matsuda M., Watari W. Nuovo Cim., 1976, 34A, p.407.
3. Cozzika G. CEA-N-1720, CEN Saclay, 1974.
4. Arndt R.A., Hackman R.H., Roper L.D. Phys.Rev., 1974, 9C, p.555.
5. Bystricky J. et al. Nucl.Phys., 1977, A285, p.469.
6. Bryan R., Clark R., VerWest B. ORO-5223-09, Texas A & M University, 1978.
7. Arndt R., Hackman R., Roper L. Phys.Rev., 1977, C15, p.1002.
8. Bystricky J., Lechanoine C., Lehar F. DPhPE 79-01, CEN Saclay, 1979.
9. Shepard P.F. et al. Phys.Rev., 1974, D10, p.2759.
10. Bizzard G. et al. Nucl.Phys., 1975, B85, p.14.
11. Evans M.L. et al. Phys.Rev.Lett., 1976, 36, p.497.
12. Bonner B.E. et al. Phys.Rev.Lett., 1978, 41, p.1200.
13. Carlini R. et al. Phys.Rev.Lett., 1978, 41, p.1341.
14. Willard H.B. et al. Phys.Rev., 1976, C14, p.1545.
15. Favier B. Thèse no. 1894, Université de Genève, 1979.
16. Aebischer D. Nucl.Phys., 1977, A276, p.445.
17. Багатурия Ю.Ш. и др. ОИЯИ, P1-12143, Дубна, 1979.
18. Багатурия Ю.Ш. и др. ОИЯИ, 1-80-580, Дубна, 1980.
19. Джелелов В.П., Москалев В.И. ДАН СССР, 1956, 110, с.539.
20. Bystricky J., Lehar F. ISSN-0344-8401, Nucleon-Nucleon Scattering Data, Physics Data Nr.11-1, Fachinformationszentrum Energie, Physik, Mathematik. Karlsruhe, 1978.

21. Джгаркава М.И. и др. ОИЯИ, 1-81-225, Дубна, 1981.
22. Hoshizaki N. NEAP 18, Kyoto University, 1978.
23. Худсон Д. Статистика для физиков. "Мир", М., 1967.
24. Пазман А., Силин И.Н. ОИЯИ, P5-7174, Дубна, 1973.
25. Джгаркава М.И. и др. ОИЯИ, 1-81-224, Дубна, 1981.
26. Yokosawa A. Proc. 1979 INS Symp. Part.Phys. in GeV Region, Tokyo, 1980; ANL-HEP-CP-80-05, Argonne, 1980.
27. Федоров В.В., Клепиков Н.П. ЯФ, 1965, 1, с.1032.
28. Mandelstam S. Proc.Roy.Soc., 1958, A244, p.491.
29. Гребенюк О.А., Шклиревский Г.И. Препринт ЛИЯФ, №567, Л., 1980.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 апреля 1981 года.