

## СВОЙСТВА ТРАЕКТОРИЙ ПОЛЮСОВ РЕДЖЕ \*)

Д. В. Ширков

## ВВЕДЕНИЕ

Плодотворность концепции полюсов Редже в релятивистской теории сильных взаимодействий в течение некоторого времени не представлялась бесспорной. Вслед за «бурным расцветом» 1962—1963 гг. это направление прошло через период относительного застоя, вызванного в основном трудностями описания имеющихся экспериментальных данных с помощью небольшого числа полюсов Редже.

В последующие годы, в связи с накоплением большего количества экспериментальных данных и прояснением ряда теоретических аспектов, концепция полюсов Редже шаг за шагом завоевывала все более прочные позиции.

В настоящее время основная идея метода — взаимосвязанность резонансов, отличающихся друг от друга значениями углового момента при совпадающих остальных квантовых числах, с одной стороны (резонансы в  $t$ -канале, описываемые траекторией Редже  $\alpha(t)$  при  $t > 0$ ), и структура дифракционного конуса в высокоэнергетическом рассеянии в перекрестном  $s$ -канале (большие  $s$ , малые отрицательные  $t$ ), с другой стороны, — является общепризнанной. В значительной степени проясняются также и причины временных неудач метода, связанных с существованием, наряду с полюсами, разрезов Редже, а также сложной природы амплитуд рассеяния  $T(s, t)$  при  $s \rightarrow \infty$ , которые в  $t$ -канале имеют вакуумные квантовые числа. Структура вакуумных особенностей Редже до сих пор не выяснена.

В первой части обзора (гл. 1—2) будет дана сводка экспериментальных данных по траекториям полюсов Редже, полученных как в области частиц ( $\alpha(t)$  при  $t > 0$ ), так и в области рассеяния ( $\alpha(t)$  при  $t < 0$ ). При этом упор будет сделан на те траектории, по которым имеющийся экспериментальный материал складывается в простую общую картину. В первую очередь это относится к  $\rho$ -мезонной траектории и пион-пуклонным траекториям  $\Delta_\delta, N_\gamma, N_\alpha$ .

Далее (гл. 3—4) рассматриваются вопросы соответствия экспериментальных данных некоторым теоретическим концепциям — спектральным представлениям и так называемому удвоению по четности барионных траекторий, а также проблема асимптотики траекторий. В заключение (гл. 5) мы обсудим некоторые общие свойства траекторий Редже, которые, по-видимому, оказываются особенно простыми в линейном приближении, соответствующем пренебрежению мнимыми частями (приближение бесконечно узких резонансов). В самое последнее время линейные трактории Редже были весьма эффективно использованы в так называемой модели Венециано.

\*) Расширенный текст обзорного доклада, прочитанного на научной сессии Отделения ядерной физики АН СССР (Ленинград, май 1969 г.).

## 1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ПО МЕЗОННЫМ ТРАЕКТОРИЯМ

1.1.  $\rho$ -мезонная траектория является наиболее полно изученной среди мезонных траекторий. На графике Чу — Фраучи имеются две надежно установленные частицы, а также третий кандидат (табл. I).

Таблица I  
Траектория  $\rho$ -мезона

Частица	$I^P$	$M, M_{\text{эв}}$	$\Gamma_{\text{tot}}, M_{\text{эв}}$	Литература
$\rho$ $g$ $T$	$1^-$ $3^-$ ?	$765 \pm 10$ $1660 \pm 20$ $2190$	$125 \pm 20$ $110 \pm 30$ $\sim 85$	1, 2 1

График Чу — Фраучи, проведенный по  $\rho$ - и  $g$ -мезонам, имеет вид<sup>\*)</sup>

$$\rho \chi \Phi(t) = 0,46 \pm 0,03 + (0,92 \pm 0,03) t \quad (1,1)$$

и для  $t = 5$  дает  $M \approx 2220$ . Таким образом,  $T$ -мезон является хорошим кандидатом для  $J^P = 5^-$ .

В области рассеяния сведения о  $\rho$ -мезонной траектории были получены из ряда реакций (табл. II).

Таблица II

Реакция	Интервал ( $-t$ )	$\rho(0)$	$\rho'(0)$	Литература
$\pi N, KN, \bar{K}N$	0—1	0,53—0,54	0,65—0,78	3
$\pi N$ —ОЗ	0—0,28	$0,58 \pm 0,01$	$1,00 \pm 0,11$	4
То же	0—1,1	$0,57 \pm 0,01$	$0,91 \pm 0,06$	4
$\pi p, pp, \bar{p}p$	0—1	0,57—0,58	0,94—1,01	5
$KN$	0—1	0,56	1,05	6
$\pi N$ —ОЗ	FESR	$0,55 \pm 0,58$	—	7
То же	»	$0,55 \pm 0,07$	—	8
$\pi N$	ОДС	0,56	—	

В первых пяти строчках таблицы приведены данные обработки рассеяния на малые углы при импульсе налетающего пучка  $6 \text{ Гэв}/c < P_L < \sim 20 \text{ Гэв}/c$  (ОЗ — обмен зарядом). Две следующие строчки содержат результат обработки экспериментальных данных с помощью нового мощного метода теоретического анализа амплитуд рассеяния — «правил сумм при конечной энергии» (FESR)<sup>10</sup>. Наконец, последний результат получен при помощи обратных дисперсионных соотношений Гильберта (ОДС).

За исключением данных самой ранней работы, все остальные результаты табл. II могут быть представлены в виде

$$\rho_{\text{рас}}(t) = 0,57 \pm 0,02 + (0,95 \pm 0,1) t. \quad (1.2)$$

Сравнивая (1.1) и (1.2), видим, что наклоны не противоречат друг другу; однако «высоты»  $\rho(0)$  отличаются примерно на 0,1. Отметим, что это отли-

<sup>\*)</sup> Здесь и далее, в отличие от принятого, мы обозначаем траекторию символом ее индекса:  $\rho(t)$  вместо  $\alpha_\rho(t)$  и т. д. При этом индекс ЧФ соответствует аппроксимации по данным графика Чу — Фраучи, а индекс «рас» — аппроксимации по данным рассеяния.

чие высот явно существенно превышает возможные ошибки в определении  $\rho(0)$ . К этому факту мы еще вернемся.

1.2. Траектория  $\omega$  ( $I^{GP} = 0^{-+}$ ) в области рассеяния также изучалась в ряде работ путем обработки рассеяния на малые углы в области  $6 \text{ Гэв}/c < p_L < \sim 25 \text{ Гэв}/c$  (табл. III). Видно, что в этом случае, в отли-

Таблица III

Траектория  $\omega$ 

Реакция	Интервал ( $-t$ )	$\omega(0)$	$\omega'(0)$	Лите- ратура
$(\pi N), KN, \bar{K}N$	0—1	0,50—0,52	0,5—0,6	3 *)
$\pi p, pp, p\bar{p}$	0—1	0,21—0,47	0,32—1,66	5
$KN$	0—1	0,32—0,36	0,8—1,0	6

\*) В работе 3 проведен совместный анализ реакций  $\pi N$ -,  $KN$ - и  $\bar{K}N$ -рассеяния. Символ ( $\pi L$ ) означает (так же как и в табл. IV), что непосредственного вклада в  $\pi L$  рассеяние траектория  $\omega$  не дает.

чие от  $\rho(t)$ , разброс данных более значителен. У средненныe значения могут быть представлены в виде

$$\omega_{\text{рас}}(t) = 0,4 \pm 0,1 + (0,7 \pm 0,3)t. \quad (1,3)$$

В области частиц линейная интерполяция между  $\sigma$ -мезоном и  $\omega(0) = 0,4 \pm 0,1$  дает

$$\omega(t) = 0,4 \pm 0,1 + (1,0 \mp 0,15)t. \quad (1,4)$$

Таким образом, данные при  $t > 0$  и  $t < 0$ , по-видимому, не противоречат друг другу.

1.3. Траектория  $A_2$  ( $I^{GP} = 1^{-+}$ ) (называемая также  $R$ -траекторией) определяется из экспериментов по рассеянию с большими ошибками (табл. IV).

Таблица IV

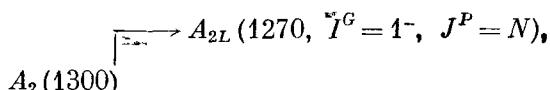
Траектория  $R$ 

Реакция	Интервал ( $-t$ )	$R(0)$	$R'(0)$	Лите- ратура
$(\pi N), KN, \bar{K}N$	0—1	$0,31 \pm 0,01$	0,55—0,80	3
$KN$	0—1	0,34	0,35	6
$KN$	0—1	0,48	0,60	6
$\pi^- p \rightarrow \eta^0 n$	0—0,85	0,3—0,40	0,6—0,8	11

Усредненные приведенные данные, получаем

$$R_{\text{рас}}(t) = 0,4 \pm 0,1 + (0,6 \pm 0,2)t. \quad (1,5)$$

В области частиц положение не очень простое. С одной стороны, разо-  
нанс  $A_2$  недавно «раздвоился»



С другой стороны, кандидаты  $S$  (1930),  $U$  (2380) не установлены достаточно надежно. График Чу—Фраучи, построенный на  $A_{2L,H}$ ,  $S$  и  $U$ , имеет вид

$$R_{\text{ЧФ}}(t) = (0,37 \pm 0,05) + (0,98 \pm 0,02)t. \quad (1,6)$$

Видно, что наклоны  $R'$  в (1,5) и (1,6) отличаются друг от друга больше, чем соответствующие (впрочем, довольно большие) неопределенности.

1.4. Вакуумные траектории находятся в «наиболее неблагополучном» состоянии. Для объяснения поведения полных дифференциальных сечений, соответствующих вакуумным числам в  $t$ -канале, наряду с померанчуковской вакуумной траекторией  $\alpha_P(t) \equiv P(t)$ , обеспечивающей постоянство асимптотических полных сечений ( $P(0) = 1$ ), вводят еще вторую вакуумную траекторию  $\alpha_{P'} = P_1(t)$  (а иногда и третью  $\alpha_{P''} = P_2(t)$ ).

Табл. V содержит далеко не полный перечень результатов по определению наклона основной вакуумной траектории  $P'(0)$ , а также параметров  $P_1(0)$  и  $P'_1(0)$  второй вакуумной траектории.

Таблица V  
Параметры вакуумных траекторий

Реакция	Интервал ( $-t$ )	$P'(0)$	$P_1(0)$	$P'_1(0)$	Лите- ратура
$\pi N, KN, \bar{K}N$	0—1	0,34	0,50	0,34	3
$\pi N, NN$	0—1,5	0,33—0,49	0,62—0,66	1,3—1,6	12
$\pi p, pp, \bar{p}\bar{p}$	0—1	0—0,3	0,57—0,75	1,5—2,2	5
$\pi N$	0—1	$0,7 \pm 0,15$	—	—	13
$KN$	—	Поведение $\sigma_{\text{tot}}$	$0,31 \pm 0,2$	—	14
	—	Дисперсионные соотношения	$0,89 \pm 0,1$	—	15
$\pi N$	—	FESR	$0,41 \pm 0,1$	—	16
$\pi N$	—	FESR	$0,49 \pm 0,02$	—	17
$KN$	—	FESR	$0,65 \pm 0,05$	—	18

Даже беглого взгляда на табл. V достаточно, чтобы убедиться в отсутствии сколько-нибудь ясной картины. Наклон померанчуковской траектории колебается от 0 до 0,7. Наклон второй вакуумной траектории  $P'_1(0)$  колебляется от 0,3 до 2,2. Относительно меньший разброс в положении второй траектории  $P_1(0)$ : можно, видимо, принять, что

$$P_1(0) = 0,5 \pm 0,2. \quad (1,7)$$

В настоящее время надежно установлены только два резонанса, принадлежащих «вакуумному семейству»:  $f(1260, IJGP = 02^{++})$  и  $f'(1515, IJGP = 02^{++})$ . Если провести померанчуковскую траекторию через  $f$ -мезон, а  $P_1$  — через  $f_1$ , то с учетом (1,7) получим в линейном приближении

$$P(t) = 1 + 0,64t, \quad (1,8)$$

$$P_1(t) = (0,5 \pm 0,2) + (0,65 \mp 0,1)t. \quad (1,9)$$

Существует другая точка зрения, согласно которой главная вакуумная (померанчуковская) особенность представляет собой либо траекторию с очень малым наклоном, не содержащую резонансов, либо стоячую особенность. В этом случае, проводя  $P_1$  через  $f$ -мезон, получаем

$$P_1(t) = 0,5 \pm 0,2 + (0,95 \mp 0,12)t. \quad (1,10)$$

1.5. Гипотеза обменного вырождения и странные траектории. Обращает на себя внимание близость траекторий  $\rho$  ( $I^P = 1^-$ ) и  $R$  ( $I^P = 1^+$ ).  $A_2$ -мезон практически лежит на линейной  $\rho$ -траектории (1,1). Этот факт может быть истолкован как свидетельство так называемого «обменного вырождения» (см. 18, 20), вследствие которого траектории, отличающиеся  $G$ -четностью и сигнатурой, должны совпадать. Если принять эту гипотезу, то оказывается возможным построить в области частиц две странные мезонные траектории<sup>21</sup>:  $K$ -траекторию, проходящую через  $K$  (495,0 $^-$ ),  $K^*$  (1230,1 $^+?$ ):

$$K_{\text{ЧФ}}^L(s) = -0,19 + 0,78s, \quad (1,11)$$

или через  $K$  (495,0 $^-$ ),  $K^*$  (1320,1 $^+?$ ):

$$K_{\text{ЧФ}}^H(s) = -0,16 + 0,66s, \quad (1,12)$$

и  $K^*$ -траекторию, проходящую через  $K^*$  (890,1 $^-$ ),  $K^{**}$  (1420,2 $^+$ ):

$$K_{\text{ЧФ}}^*(s) = 0,33 + 0,82s. \quad (1,13)$$

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ПО БАРИОННЫМ ТРАЕКТОРИЯМ

2.4. Траектория  $\Delta_\delta$ . Эта траектория  $I^P = 3/2^+$ , проходящая через фермиевский резонанс  $\Delta_{33}$ , является наиболее «богатой» частицами на графике Чу — Фраучи. На ней лежат следующие резонансы (табл. VI).

Таблица VI

Траектория  $\Delta_\delta$

Резонанс	$I^P$	$M, \text{Гэв}$	$\Gamma, \text{Мэв}$	$M^2$
$\Delta$ (1236)	$3/2^+$	1,236	120	1,53
$\Delta$ (1950)	$7/2^+$	4,95	220	3,80
$\Delta$ (2420)	$11/2^+$	2,42	310	5,86
$\Delta$ (2850)	? $^+$	2,85	400	8,12
$\Delta$ (3230)	?	3,23	440	10,4

В области частиц траектория  $\Delta_\delta$  прекрасно описывается линейным приближением<sup>22</sup>

$$\Delta_\delta^{\text{ЧФ}}(u) = 0,15 + 0,90u, \quad (2,1)$$

которое передает массы с погрешностью, не превышающей 20 Мэв (максимальная ошибка в шкале  $u = M^2$  не превышает 0,08 Гэв<sup>2</sup>).

В области рассеяния траектория  $\Delta_\delta$  была изучена Баргером и Клайном<sup>23</sup> на основе реакций  $\pi^\pm p \rightarrow \rho\pi^\pm$  при энергиях 6—14 Гэв в интервале передач  $-1 \text{ Гэв}^2 < u < 0$ . Их результат:

$$\Delta_\delta^{\text{рас}}(u) = 0,19 + 0,87u. \quad (2,2)$$

Точность определения коэффициентов в формуле (2,2) авторы оценивают в  $\pm 20\%$ .

Наконец, из анализа  $\pi^- p \rightarrow p\pi^-$  при 8 и 16 Гэв Ших<sup>24</sup> недавно получил

$$\Delta_\delta^{\text{рас}}(u) = 0,05 + 0,76u. \quad (2,3)$$

Хотя в пределах ошибок формула (2,2) совпадает с (2,1), ее сравнение с (2,3) заставляет относиться с осторожностью к точности определения

$\Delta_\delta(0)$ . Мы увидим ниже (раздел 4.2), что этот момент может иметь принципиальное значение.

2.2. Траектория  $N_\gamma$ . На этой траектории с изоспином-четностью  $J^P = 1/2^-$  лежат два установленных резонанса и два хороших кандидата (табл. VII).

Таблица VII  
Траектория  $N_\gamma$

Резонанс	$J^P$	$M, \text{ Гэв}$	$\Gamma, \text{ Мэв}$	$M^2$
$N(1518)$	$3/2^-$	1,515	115	2,30
$N(2190)$	$7/2^-$	2,19	300	4,80
$N(2650)$	?	2,65	360	7,02
$N(3030)$	?	3,03	400	9,18

График Чу — Фраучи аппроксимируется линейным выражением<sup>22</sup>

$$N_\gamma^{\text{ЧФ}}(u) = -0,94 + 0,92u, \quad (2,4)$$

которое хорошо описывает три старших резонанса (точность  $\Delta M^2 \approx \pm 0,02 \text{ Гэв}^2$ ). Однако  $N(1518)$  заметно выпадает из линейного приближения ( $\Delta M^2 = 0,33 \text{ Гэв}^2$ ).

В области рассеяния изучение этой траектории затруднено из-за низкого положения.

2.3. Траектория  $N_\alpha$ . ( $J^P = 1/2^+$ ), проходящая через нуклон  $N(938)$ , содержит еще один резонанс  $N(1688)$ :

$$J^P = 5/2^+, M = 1690, \Gamma = 125, M^2 = 2,86.$$

Линейная интерполяция в области частиц имеет вид

$$N_\alpha^{\text{ЧФ}}(u) = -0,39 + 1,01u. \quad (2,5)$$

Параметры этой траектории в области рассеяния известны из работы Баргера и Клейна<sup>23</sup>:

$$N_\alpha^{\text{pac}}(t) = -0,38 + 0,88t. \quad (2,6)$$

Точность их определения авторы оценивают  $\leq 10\%$ . Обращает на себя внимание заметное отличие наклонов в (2,5) и (2,6).

2.4. Странные траектории. В нескольких случаях с помощью графика Чу — Фраучи могут быть получены линейные приближения для барионных траекторий со странностью (табл. VIII).

Таблица VIII  
Странные барионные траектории

Траектория	Вычислена по резонансам	
$\Sigma_\delta = -0,25 + 0,91$	$\Sigma(3/2^+, 1385),$	$\Sigma(7/2^+, 2030)$
$\Lambda_\alpha = -0,70 + 0,97$	$\Lambda(1/2^+, 1115),$	$\Lambda(5/2^+, 1815)$
$\Sigma_\alpha = -0,78 + 0,90$	$\Sigma(1/2^+, 1190),$	$\Sigma(5/2^+, 1915)$
$\Sigma_\gamma = -0,90 + 0,87$	$\Sigma(3/2^-, 1660),$	$\Sigma(?, 2250)$
$\Xi_\alpha = -1,26 + 1,01$	$\Xi(1/2^+, 1318),$	$\Xi(?, 1930)$

Здесь обращает внимание то, что наклоны траекторий  $\Sigma_\delta$  и  $\Sigma_\gamma$  близки к 0,90, т. е. к наклонам  $\Delta_\delta$  и  $N_\gamma$ , а наклоны  $\Lambda_\alpha$  и  $\Xi_\alpha$  — к 1,0, т. е. к наклону  $N_\alpha$ .

В области рассеяния первая попытка обработки недавно полученных экспериментальных данных по «рассеянию» назад для реакции  $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$  при энергиях 4,0 и 6,2 Гэв/с была предпринята Баргером, Клайном и Матосом<sup>25</sup>.

Полагая, что этот процесс определяется обменом  $\Sigma_\alpha$  и  $\Sigma_\gamma$ , и считая эти траектории вырожденными, эти авторы получили

$$\Sigma_{\alpha\gamma}^{\text{рас}}(u) = -0,84 + 1,0u. \quad (2,7)$$

Сравнение с данными табл. VIII показывает, что линейные приближения для этих траекторий в области частиц и в области рассеяния, по-видимому, не противоречат друг другу.

2.5. Эффекты неупругости. Представляют интерес данные по изменению свойств упругости резонансов вдоль траекторий.

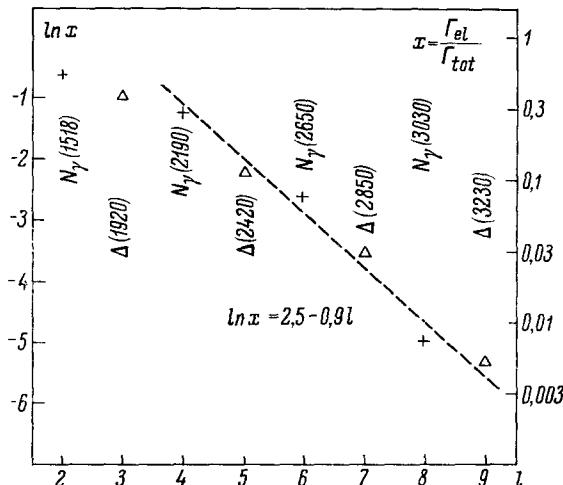


Рис. 1. Зависимость коэффициента неупругости  $x$  от орбитального углового момента  $l$  для барионных траекторий  $\Delta_\delta$  и  $N_\gamma$ .

На рис. 1 представлена зависимость  $\ln x$  ( $x = \Gamma_{el}/\Gamma_{tot}$ ) как функции момента для траекторий  $\Delta_\delta$  и  $N_\gamma$ . Видно, что все резонансы из  $\Delta_\delta$  и  $N_\gamma$  (а также  $N_\alpha$  (1688)) практически лежат на одной кривой, которая при  $l > 4$  может быть аппроксимирована выражением

$$\ln x = 2,5 - 0,9l, \quad x = 12,2e^{-0,9l}. \quad (2,8)$$

Такая зависимость находится в соответствии с теоретическими расчетами Джонса и Теплица<sup>26</sup> (см. также<sup>27</sup>), исходившими из требования полиномиальной ограниченности амплитуды при бесконечно возрастающих реджевских траекториях.

Отметим здесь, что если формула (2,8) является достаточно точной в области  $l \sim 10$ , из нее следует, что экспериментальное обнаружение  $\pi N$ -резонансов с  $l > 10$  является чрезвычайно сложным, вследствие чего пион-нуクлонная часть таблиц Розенфельда, видимо, уже заполнена почти до верхнего конца.

### 3. СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ И ПРОБЛЕМА ВЫЧИТАНИЯ

#### 3.1. Мезонные траектории

Обычно принимают, что мезонные траектории являются аналитическими функциями в комплексной плоскости инвариантной переменной  $s$  с разрезом на части положительной действительной полу平面ости  $s_{\text{раз}} < s < \infty$ . Начало разреза  $s_{\text{раз}}$  совпадает с двухчастичным порогом непрерывного спектра реакции.

Условие двухчастичной унитарности позволяет определить<sup>28</sup> вид порогового поведения  $\text{Im } \alpha$ :

$$\text{Im } \alpha(s) |_{s \sim s_{\text{раз}}} \approx c (s - s_{\text{раз}})^{\text{Re } \alpha(s_{\text{раз}}) + 1/2}. \quad (3,1)$$

Проблема определения асимптотического поведения траекторий Редже пока не поддается какому-либо простому теоретическому исследованию.

В течение последнего года все большую популярность приобретает гипотеза неограниченного роста  $\alpha(s)$  при  $s \rightarrow \infty$ . Эта концепция, с одной стороны, не противоречит уже приведенному экспериментальному материалу по «богатым частицами» траекториям  $\Delta_\delta, N_\nu$  (а также  $\rho$ ), а с другой стороны, приводит к некоторым красивым теоретическим следствиям (например, к модели Венециано<sup>29</sup>).

Предполагая, что

$$\alpha(s) \sim s^n, \quad 0 < n < 1,$$

получаем

$$\alpha(s) = \alpha(0) + \frac{s}{\pi} \int_{s_{\text{раз}}}^{\infty} \frac{ds'}{s'} \frac{\text{Im } \alpha(s')}{s' - s}. \quad (3,2)$$

В случае более сильного роста необходимо второе вычитание:

$$\alpha(s) = \alpha(0) + s\alpha'(0) + \frac{s^2}{\pi} \int_{s_{\text{раз}}}^{\infty} \frac{ds'}{s'^2} \frac{\text{Im } \alpha(s')}{s' - s}. \quad (3,3)$$

Согласно формуле (3,1), степень роста  $\text{Re } \rho(s)$  равна единице или близка к ней. Используя соотношение

$$\text{Im } \alpha(m_i^2) = m_i \Gamma_i^{\text{tot}} \alpha'(m_i^2), \quad (3,4)$$

вычислим  $\text{Im } \rho$  в точках  $s_p, s_g$  и  $s_T$ . Получаем

$$\text{Im } \rho(m_p^2) = 0,09 \pm 0,02, \quad \text{Im } \rho(m_g^2) = 0,15 \pm 0,05, \quad \text{Im } \rho(m_T^2) = 0,17. \quad (3,5)$$

Если верить третьей точке  $s_T = m_T^2$ , то  $\text{Im } \rho$  растет, во всяком случае, не быстрее  $s^{1/2}$ . В этом случае можно было бы пользоваться представлением (3,2). Однако не составляет труда убедиться, что никакого подобия линейного роста  $\text{Re } \rho(t)$  вида (1,1) в этом случае мы не получим. Иными словами, создается впечатление, что поведения  $\text{Im } \rho$  и  $\text{Re } \rho$  противоречат друг другу.

Здесь имеются две возможности: может оказаться, что, начиная с  $t \gtrsim 4M_N^2$ , характер поведения  $\text{Im } \rho$  резко меняется, так что асимптотически  $\text{Im } \rho$  растет почти линейно, вследствие чего  $\text{Re } \rho$  описывается формулой с двумя вычитаниями (3,3).

В пользу такой возможности имеются, по крайней мере, два соображения:

1) аналогия с поведением  $\text{Im } \Delta_\delta$  и  $\text{Im } N_\gamma$  (см. ниже, гл. 4),

2) суммирование логарифмических диаграмм в теории с лагранжианом  $\lambda (\pi_0 \pi_0)^2$  приводит<sup>30</sup> к полюсам (а также стоячим особенностям) Редже, во всех трех изотопических  $t$ -амплитудах  $I = 0, 1, 2$ . При этом полюс  $I = 1$  лежит ниже полюса  $I = 2$ . Для относительного подавления полюса  $I = 2$  оказывается необходимым учет пион-нуклонного взаимодействия  $g (\bar{N} \tau_0 N) \pi_0$ , т. е. учет  $N\bar{N}$  промежуточных, с точки зрения мезонных траекторий, состояний.

Вычитание линейного члена не связано с расходимостью однократно-выченного интеграла в правой части (3,2) и является, так сказать, «излишней роскошью».

Представление (3,3) в этом случае может быть переписано в виде

$$\alpha(s) = \alpha(0) + s\alpha'(\infty) + \frac{s}{\pi} \int_{s_{\text{раз}}}^{\infty} \frac{ds'}{s'} \frac{\text{Im } \alpha(s')}{s' - s}, \quad (3,6)$$

причем

$$\alpha'(\infty) = \alpha'(0) - \frac{1}{\pi} \int_{s_{\text{раз}}}^{\infty} \frac{ds}{s^2} \text{Im } \alpha(s). \quad (3,7)$$

Вопрос о природе «лишнего» вычитания и о численном значении  $\alpha'(\infty)$  совершенно открыт.

### 3.2. Траектория $\rho$

Экспериментальные данные по рассеянию являются, по всей видимости, довольно надежным способом определения  $\rho(0)$ :

$$\rho(0) = 0,57 \pm 0,01.$$

Экстраполируя по формуле (1,2) на порог, находим

$$\rho(4\mu^2) = 0,64 \pm 0,02. \quad (3,8)$$

Поэтому, согласно (3,1),

$$\text{Im } \rho(s)|_{s=4\mu^2} \approx c(s - 4\mu^2)^{1,14}. \quad (3,9)$$

Пороговое поведение (3,9) приводит к особенности поведения  $\text{Re } \rho(s)$  около точки  $s = 4\mu^2$ , описываемой формулами

$$\begin{aligned} \Delta \text{Re } \rho(s) &= \frac{c}{\sin(0,14\pi)} (4\mu^2 - s)^{1,14}, & s \leq 4\mu^2; \\ \Delta \text{Re } \rho(s) &= -c \operatorname{ctg}(0,14\pi) (s - 4\mu^2)^{1,14}, & s \geq 4\mu^2. \end{aligned} \quad (3,10)$$

Из этих формул следует, что интеграл от  $\text{Im } \rho$  имеет тенденцию сократить вертикальную щель в 0,1 между формулами (1,1) и (1,2).

Однако численный расчет показывает, что эта щель заполняется не более чем на 0,03. Дело в том, что пороговая аппроксимация (3,9) довольно быстро нарушается уже при  $s \sim 1 \Gamma_{\mathcal{E}}^2$ .

В самом деле, опираясь на численные значения (3,5), легко убедиться, что в области  $4\mu^2 < s < 3 \Gamma_{\mathcal{E}}^2$   $\text{Im } \rho \sim 0,1 (s - 4\mu^2)^{1/3}$ . Отсюда видно, что не только пороговый режим очень быстро нарушается, но и абсолютные значения  $\text{Im } \rho$  оказываются малыми. Это и приводит к тому, что абсолютные значения интегрального члена в правой части (3,6) также оказываются малыми ( $< 0,05$ ) в области  $0 < s < 3 \Gamma_{\mathcal{E}}^2$ , что в свою очередь приводит к невозможности заполнить «щель» более чем на 0,03.

Поэтому мы приходим к выводу, что экспериментальные данные по массам и ширинам  $\rho$ - и  $g$ -мезонов, с одной стороны, и данные по определению траектории  $\rho(t)$  в области рассеяния, с другой, противоречат друг другу в рамках спектрального представления (3,2), (3,3).

Это противоречие возможно является указанием на наличие дополнительной близкой особенности (стоячего<sup>30</sup> или движущегося<sup>31</sup> разреза).

#### 4. СПЕКТРАЛЬНОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ БАРИОННЫХ ТРАЕКТОРИЙ

##### 4.1. Спектральное представление и раздвоение по четности

Согласно обычному рецепту реджезации амплитуд мезон-барионного рассеяния<sup>32, 33</sup>, учитывая корневую кинематическую особенность  $u^{1/2}$ , связанную с наличием спина, барионные траектории, отличающиеся друг от друга четностью, оказываются тесно связанными. Такая пара траекторий  $\alpha_+(u)$  и  $\alpha_-(u)$  должна совпадать при  $u=0$ , а при  $u < 0$  оказывается комплексно-сопряженной:

$$\alpha_+(u) = (\alpha_-(u))^*, \quad (4,1)$$

т. е.

$$\alpha_{\pm}(u) = \alpha_1(u) \pm i\alpha_2(u) \quad \text{при } u < 0, \quad (4,2)$$

где  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  действительны при  $u < 0$ . При этом асимптотика амплитуды мезон-барионного рассеяния назад определяется одновременно траекториями  $\alpha_+$  и  $\alpha_-$  таким образом, что

$$d\sigma/d\Omega \sim s^{2\alpha_1(u)}. \quad (4,3)$$

В области  $u > 0$  траектории, вообще говоря, не равны друг другу. Однако они могут быть представлены как функции от полной энергии  $W = u^{1/2}$ ; при этом они связаны так называемыми условиями симметрии Макдауэлла

$$\alpha_+(W) = \alpha_-( -W ).$$

Таким образом, обе траектории могут быть сведены к одной функции  $\alpha(u^{1/2})$ , удовлетворяющей спектральному представлению<sup>32</sup>

$$\alpha(W) = a + bW + \frac{W^2}{\pi} \int_{W_0}^{\infty} \frac{\operatorname{Im} \alpha_+(W') dW'}{W'^2(W' - W)} + \frac{W^2}{\pi} \int_{W_0}^{\infty} \frac{\operatorname{Im} \alpha_-(W') dW'}{W'^2(W' + W)}. \quad (4,4)$$

При этом

$$\alpha_+(u) = \begin{cases} \alpha(\sqrt{u}), & \text{при } u > 0, \\ \alpha(i\sqrt{-u}), & \text{при } u < 0. \end{cases} \quad (4,5)$$

Удобно преобразовать (4,4), выделив явно четную и нечетную по  $W$  части

$$\alpha(W) = \alpha_1(u) + Wa(u), \quad (4,6)$$

$$\alpha_1(u) = a + \frac{u}{\pi} \int_{W_0^2}^{\infty} \frac{du'}{u'(u'-u)} \{ \operatorname{Im} \alpha_+(\sqrt{u'}) + \operatorname{Im} \alpha_-(-\sqrt{u'}) \}, \quad (4,7)$$

$$a(u) = b + \frac{2u}{\pi} \int_{W_0^2}^{\infty} \frac{d\sqrt{u'}}{u'(u'-u)} \{ \operatorname{Im} \alpha_+(\sqrt{u'}) - \operatorname{Im} \alpha_-(-\sqrt{u'}) \}. \quad (4,8)$$

Экспериментальные сведения об определенной барионной траектории, следовательно, могут «собираться из трех источников».

а) Резонансы положительной четности определяют функцию

$$\alpha_+(u) = \alpha_1(u) + \sqrt{u} a(u) \quad \text{при } u > 0. \quad (4,9)$$

а) Резонансы отрицательной четности определяют функцию

$$\alpha_-(u) = \alpha_1(u) - \sqrt{u} a(u) \quad \text{при } u > 0. \quad (4,10)$$

в) Дифференциальное сечение мезон-нуклонного рассеяния в окрестности  $\theta = 180^\circ$  дает сведения о величине

$$\operatorname{Re} \alpha(W) = \alpha_1(u) \quad \text{при } u < 0. \quad (4,11)$$

Проблема согласования соответствующих экспериментальных данных оказывается нетривиальной.

#### 4.2. Пион-нуклонная траектория с $I = 3/2$

В отличие от траектории с положительной четностью  $\Delta_\delta$ , траектория  $I = 3/2$  с отрицательной четностью  $\Delta_\gamma$  в области частиц практически не наблюдается. В последнее время были обнаружены два резонанса  $I^P = 3/2^-$ :  $\Delta$  (1630,  $J^P = 1/2^-$ ) и  $\Delta$  (1690,  $J^P = 3/2^-$ ). С учетом сигнатуры только  $\Delta$  (1690) может быть отнесена к траектории  $\Delta_\gamma$ . Приведенная в гл. 4 линейная формула Баргера — Клайна

$$\Delta_\delta(u) = 0,45 + 0,90u$$

дает ошибку в  $J$  порядка  $\pm 0,05$ . По точкам графика Чу — Фраучи можно провести ряд парабол  $a + bw + cw^2$ , которые будут давать ошибки примерно того же порядка. Можно так выбрать коэффициенты  $a, b, c$ , чтобы полученная парабола при  $W = -1,69$  прошла через  $\Delta$  (1690):

$$\Delta(W) = -0,25 + 0,35W + 0,83W^2. \quad (4,12)$$

Формула (4,12) для всех  $\Delta_\delta$  резонансов и  $\Delta$  (1690) дает ошибку в моменте  $|\Delta J| \lesssim 0,05$ . Она предсказывает резонанс  $J^P = 7/2^-$  при массе  $\approx 2340$ . В области рассеяния, однако, она дает

$$\operatorname{Re} \Delta(u) = -0,25 + 0,83u,$$

что существенно расходится с экспериментальными данными (2,2) и (2,3).

Разумеется, не следует переоценивать точности последних, а также надежности приближения (4,12). Для сравнения укажем, что формула Джеймса<sup>34</sup>

$$\Delta(W) = -0,19 + 0,37W + 0,81W^2,$$

имеющая «пересечение»  $\Delta(0)$  на 0,06 выше, имеет точность, лишь немногого уступающую нашей формуле (4,12).

#### 4.3. Пион-нуклонная траектория $N_{\alpha, \beta}$

Удвоение по четности имеет здесь, казалось бы, относительно более сильные позиции. Дело в том, что резонансы  $N_\alpha$  (1688,  $5/2^+$ ) и  $N_\beta$  (1680,  $5/2^-$ ) практически вырождены по четности. Очевидная трудность заключается в отсутствии партнера  $N_\beta$  ( $\sim 1000$ ,  $1/2^-$ ) с отрицательной четностью для нуклона. Сторонники вырождения обычно полагают (см. ссылки в работе<sup>34</sup>), что в силу тех или иных причин реджевский вычет  $\beta(W)$  равен нулю для  $N_\beta$  (1000,  $1/2^-$ ).

<sup>34</sup> УФН, т. 102, вып. 1

Вторая возможная точка зрения<sup>35</sup> сводится к тому, что траектория  $N_\alpha$ , в сильно асимметрична, совпадение масс  $N_\alpha$  (1688) и  $N_\beta$  (1680) носит случайный характер, партнером по четности для  $N_\alpha$  (940,  $1/2^-$ ) является  $N$  (1550,  $1/2^-$ ).

Первую возможность (вырождение), конечно, нельзя исключить простыми соображениями. Однако решение вопроса об отсутствии  $N$  (1000,  $1/2^-$ ) здесь носит несколько искусственный характер. Кроме того, положение, при котором траектория  $N_\alpha$  имеет вырождение, а  $N_\gamma$  и  $\Delta_\delta$  его не имеют, представляется также не очень обнадеживающим с теоретической точки зрения.

Вторая точка зрения не представляется нам приемлемой. Дело в том, что массы частиц  $N$  (1550) и  $N_\beta$  (1680) «непозволительно близки»; средний наклон траектории здесь равен  $N'_\beta \sim 5$ . Ввиду установленного отсутствия резонанса  $N_\beta$  ( $9/2^-$ ) с массой  $< 2 \text{ Гэв}$  средний наклон траектории  $N'_\beta$  выше  $N$  (1680), во всяком случае, не больше 1,5. Поэтому траектория должна иметь резкий локальный максимум в производной при  $W \approx 1600$ . Согласовать такой максимум со спектральным представлением не представляется возможным. Таким образом, мы приходим к выводу о том, что задача согласования экспериментальных данных по пион-нуcléонным траекториям с дисперсионными соотношениями (4,5), возможно, наталкивается на определенные трудности. Эти трудности, как мы видели, явно проявляются в траектории  $\Delta_\delta$ . Поэтому получение более надежной экспериментальной информации о поведении траектории  $\Delta(u)$  при  $u < 0$  из экспериментов по  $\pi N$ -рассеянию назад является сейчас очень актуальным.

В случае подтверждения результатов работ<sup>23, 24</sup> принятая схема реджизации барионных амплитуд вступает в противоречие с экспериментом.

С другой стороны, при исправлении формул работ<sup>23, 24</sup> ( $\Delta_{\text{рас}}(0) \leq -0,10$ ) и подтверждении аппроксимации типа (4,12) мы получим общую картину пион-нуcléонных траекторий, страдающую определенной пестротой. В этом случае окажется, что

- 1) траектория  $N_\alpha$  является почти идеально симметричной;
- 2) траектории  $\Delta_\delta$  и  $N_\gamma$  являются существенно асимметричными:

$$\Delta_\delta = -0,25 + 0,35W + 0,83W^2, \quad (4,12)$$

$$N_\gamma = -0,57 + 0,25W + 0,73W^2 \quad (4,13)$$

(формула получена с помощью резонансов  $N_\gamma$  (1525,  $3/2^-$ ),  $N_\gamma$  (2200,  $7/2^-$ ) и  $N_\delta$  (1860,  $3/2^+$ ).

#### 4.4. Асимптотическое поведение

Обратимся к вопросу об асимптотическом поведении нуклонных траекторий и проблеме вычитания. При этом будем игнорировать нечетную часть дважды выченного дисперсионного интеграла. Рассмотрим

$$\delta\alpha(u) = \frac{u}{\pi} \int_{(M+\mu)^2}^{\infty} \frac{du'}{u'(u'-u)} \{ \text{Im } \alpha_+(u') + \text{Im } \alpha_-(u') \}. \quad (4,14)$$

На рис. 2 отложены мнимые части траекторий  $\Delta_\delta$  и  $N_\gamma$  в точках известных резонансов.

Бросается в глаза, что мнимые части  $\Delta_\delta$  и  $N_\gamma$  практически лежат на одной кривой, очень близкой к линейной функции

$$\text{Im } \alpha \sim 0,14(s - 1,17). \quad (4,15)$$

Таким образом, весьма возможно, что интеграл (4,14) не существует для  $\Delta_\delta$  и  $N_\gamma$  и дисперсионное соотношение требует еще одного вычитания.

Если стать на такую точку зрения, то константа линейного (по  $u = W^2$ ) вычитания является независимым (от поведения  $\text{Im } \alpha$ ) новым параметром. Факт приближенного равенства наклонов барионных и (с меньшей точностью) мезонных траекторий в этом случае может ассоциироваться со своего рода универсальностью констант линейного вычитания.

С другой стороны, можно предположить, что мнимые части траекторий растут несколько слабее, чем линейно, благодаря чему интеграл (4,14), хотя и сходится, но

в широкой области переменной и ведет себя «почти линейно». В этом случае универсальность наклона  $\text{Re } \alpha$  можно связать с универсальностью  $\text{Im } \alpha$  при больших энергиях.

Такой вариант можно иллюстрировать следующими модельными приближенными выражениями для  $\delta\alpha(u)$ :

$$\begin{aligned} a) \quad \delta\alpha(u) &= c(u - u_0) \times \\ &\times \left[ 1 - a \frac{u - u_0}{\pi} \int_{u_0}^{\infty} \left( \frac{u' - u_0}{u'} \right)^{1/2} \times \right. \\ &\times \left. \frac{du'}{(u' - u_0)(u' - u)} \right]^{-1} + cu_0 \times \\ &\times \left[ 1 + a \frac{u_0}{\pi} \int_{u_0}^{\infty} \frac{du}{u^{3/2}(u - u_0)^{1/2}} \right]^{-1}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} b) \quad \delta\alpha(u) &= \\ &= -c(u_0 - u)^{1-\varepsilon} + cu_0^{1-\varepsilon}. \end{aligned}$$

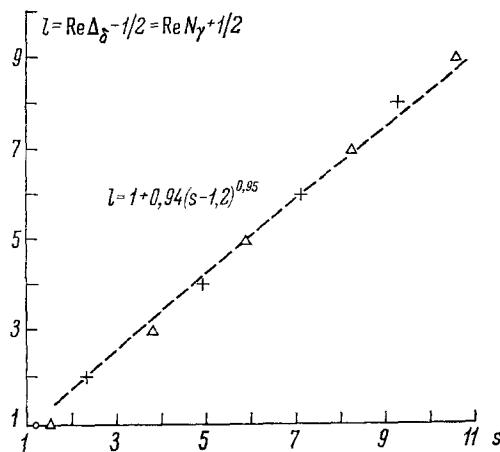


Рис. 3. Реальные части барионных траекторий  $\Delta_\delta$  и  $N_\gamma$ .

Полагая  $c \approx 0,95$ ,  $u_0 \approx 1,2$ ,  $a = \pi\varepsilon \approx 0,45$ , получим хорошее численное описание как  $\text{Im } \Delta_\delta$ ,  $\text{Im } N_\gamma$ , так и квазилинейных членов в  $\text{Re } \Delta_\delta$ ,  $\text{Re } N_\gamma$  (см. рис. 2 и 3).

## 5. ОБЩАЯ КАРТИНА

### 5.1. Универсальность линейного приближения

Как отмечалось в гл. 1 и 2, линейное приближение для достаточно хорошо изученных траекторий  $\rho$ ,  $\Delta_\delta$  и  $N_\gamma$  является удивительно «слабо нарушенным». Из рассмотрения в гл. 3 и 4 следует, что после проведения второго вычитания линейное приближение соответствует полному пренебрежению  $\text{Im } \alpha$ , т. е. приближению «бесконечно-узких резонансов» (БУР).

Поскольку наклоны указанных траекторий очень близки друг другу:

$$\rho' = 0,92, \quad \Delta\delta = 0,90, \quad N'_y = 0,92, \quad (5,1)$$

и так как наклоны других мезонных и барионных траекторий (см. (1,4), (1,5), (1,6), (2,5), (2,6) и табл. IV) отличаются от (5,1), как правило, не более чем на  $\pm 0,1$  (т. е. в пределах точности их определения совпадают), возникает впечатление, что *в приближении БУР все траектории имеют один и тот же универсальный наклон*

$$\alpha' \approx 0,90. \quad (5,2)$$

В разделе 4,4 было замечено, что свойство равенства наклонов барионных траекторий в приближении БУР может быть связано с универсальностью мнимых частей барионных траекторий в асимптотической области. С этой точки зрения факт равенства наклонов мезонных траекторий представляется весьма замечательным, поскольку поведение мнимой части резонансной траектории  $\text{Im } \rho$  совершенно не соответствует квазилинейному росту нуклонных траекторий  $\text{Im } \Delta_\delta, \text{Im } N_y$  (4,15).

Если считать, что факт равенства наклонов не является случайным, то возможны следующие толкования:

а) Мнимые части всех траекторий (как барионных, так и мезонных) в асимптотической области универсальны и растут примерно линейно.

При этом  $\text{Im } \rho$  в наблюдаемой области  $0 < s < 4(\Gamma_{\text{ЭВ}}/c)^2$  еще не вышла на свою асимптотику. Следует ожидать, что, начиная с некоторого  $s \sim 4M_N^2$ ,  $\text{Im } \rho$  выходит на режим вида (4,15). В этом случае в области  $s > 4M_N^2$  следует ожидать широких мезонных резонансов  $\Gamma_i^{\text{tot}} \sim 0,15M_i$ .

б) Истинная асимптотика мнимых частей существенно слабее линейной (например,  $\text{Im } \alpha \sim s^{1/2}$ ), однако в силу каких-то неизвестных причин в спектральных представлениях имеется «лишний» линейный член, проявляющий свойства универсальности.

Весьма важной поэтому является задача теоретического определения асимптотик траекторий. Исследования, посвященные определению асимптотических свойств траекторий, в последнее время появляются все чаще. Отметим из них весьма любопытную работу Тиктопулоса<sup>36</sup>.

Исходя из квазипотенциального уравнения Логунова — Тавхелидзе<sup>37</sup> для парциальных волн рассеяния, Тиктопулос исследовал условия возникновения квазистабильных состояний с большими орбитальными числами. В случае квазипотенциала  $V(s, r)$ , не имеющего сингулярностей при малых  $r$  и растущего с энергией как

$$V(s, r) \sim v(s) u(r), \quad v(s) \rightarrow \infty \quad \text{при} \quad s \rightarrow \infty, \quad (5,3)$$

он получил, что старшая траектория Редже растет как

$$l(s) \sim [v(s)]^{1/2}. \quad (5,4)$$

Если теперь принять, что квазипотенциал (5,3) при  $s \rightarrow \infty$  определяется померанчуковским реджионом<sup>38</sup> и  $v(s) = s$ , то из (5,4) мы получим асимптотику траектории

$$l(s) \sim s^{1/2}.$$

Важность этого результата заключается в его универсальности. Поскольку для любого упругого рассеяния в качестве  $V(s, r)$  мы имеем померанчуковский реджион, асимптотики всех старших траекторий (как  $M$ , так и  $B$ ) имеют один и тот же вид, отличающийся только на численный коэффициент.

К сожалению, описанным путем не удается получить линейных асимптотик. Однако этот способ рассуждения проливает определенный свет на общность асимптотик различных мезонных и барионных траекторий.

## 5.2. Модель Венециано и свойства линейных траекторий

Линейное приближение для траекторий с универсальным наклоном в течение последнего года приобрело большую популярность благодаря успехам так называемой модели Венециано<sup>29</sup> для амплитуды рассеяния.

Эта модель существенным образом основана на линейном приближении для траекторий и состоит в конструировании инвариантных составляющих амплитуды рассеяния из линейных комбинаций «обобщенных» бета-функций Эйлера, аргументами которых являются линейные траектории:

$$B_N(\alpha_i(s), \alpha_j(t)) = \frac{\Gamma(1-\alpha_i(s)) \Gamma(1-\alpha_j(t))}{\Gamma(N-\alpha_i(s)-\alpha_j(t))}, \quad (5,5)$$

где  $N$  — целое положительное число.

Выражение (5,5) обладает следующими свойствами:

1) в области  $t < 0, s > 0$  содержит полюсы в точках  $\alpha_i(s) = n$ , т. е. описывает резонансы  $s$ -канала;

2) в асимптотической области рассеяния  $t < 0, s \approx -u \rightarrow -\infty$  имеет реджевский вид, например:

$$B_1(\alpha_i(s), \alpha_j(t)) \rightarrow$$

$$\rightarrow \frac{\Gamma(1-\alpha_i(-u)) \Gamma(1-\alpha_j(t))}{\Gamma(1-\alpha_i(-u)-\alpha_j(t))} \rightarrow (\alpha_i u)^{\alpha_j(t)} \Gamma(1-\alpha_j(t)); \quad (5,6)$$

3) обладает кроссинг-симметрией  $s \leftrightarrow t$ .

Кроссинг-симметричная линейная комбинация выражений (5,4) имеет реджевскую асимптотику с правильным сигнатурным множителем, а также удовлетворяет<sup>30</sup> правилам сумм при конечной энергии (FESR). Она, однако, имеет один существенный недостаток: резонансы в прямом канале, соответствующие траектории  $\alpha_i(s)$ , следующие друг за другом, отличаются на одну единицу углового момента. Для исключения лишних полюсов в амплитуде можно наложить условие вида

$$\alpha_i(s) + \alpha_j(t) + \alpha_j(u) = \text{const}. \quad (5,7)$$

Так, условие

$$\alpha_i(s) + \alpha_j(t) + \alpha_j(u) = 1$$

исключает из суммы

$$B_1(\alpha_i(s), \alpha_j(t)) + B_1(\alpha_i(s), \alpha_j(u))$$

все полюсы при нечетных  $\alpha_i(s) = 2n+1$ .

В модели для процесса  $\pi + \pi \rightarrow \pi + \omega$ , рассмотренной в оригинальной работе Венециано<sup>29</sup>, условие

$$\rho(s) + \rho(u) + \rho(t) = 2$$

исключает полюсы при четных  $\rho(s) = 2n$ .

Для обеспечения реджевской асимптотики (5,6), как видно, необходимо иметь линейное поведение траектории  $\alpha_i(s)$  при  $|s| \rightarrow \infty$ . Условие компенсации лишних полюсов (5,5), очевидно, требует не только линейности в области небольших значений  $s, t, u$ , но и равенства наклонов  $\alpha'_i = \alpha'_j$  двух различных траекторий. При рассмотрении мезон-барионного рассеяния барионные траектории  $s$ - и  $u$ -каналов оказываются связанными условием вида (5,7) с мезонной траекторией  $t$ -канала. Поэтому модель Венециано требует равенства наклонов всех мезонных и барионных траекторий (т. е. выполнения условия (5,2)). Таким образом, все траектории оказываются параллельными.

Далее, используя дополнительные условия симметрии, можно получить связи между различными параллельными траекториями.

### 5.3. Квантование траекторий

Такие связи в рамках модели Венециано были получены Адемолло, Венециано и Вайнбергом<sup>40</sup>, исходя из требования самосогласованности Адлера для амплитуды рассеяния с мягким пионом. Вводя понятие «нормальности» траектории, равной  $P(-1)^J$  для бозонов и  $P(-1)^{J-(1/2)}$  для фермионов (где  $P$  — четность), они получили, что «если частица, лежащая на траектории  $a_1$ , может распадаться на пион и частицу противоположной нормальности, лежащую на траектории  $a_2$ , то эти траектории должны быть параллельны и их «высоты» (intercepts)  $a_i(0)$  отличаются на полуцелое число (равное  $1/2$ )». Подобные пары траекторий составляют  $\rho$  и  $\pi$ ,  $K^*$  и  $K_L$ ,  $\Delta_\delta$  и  $N_\alpha$ . Разности соответствующих «высот», вычисленные по данным в области частиц, составляют соответственно 0,48, 0,53, 0,54.

В недавней работе<sup>41</sup> было отмечено, что «квантование» траекторий имеет более общий характер, чем это было установлено в работе<sup>40</sup>.

Для анализа линейного приближения траекторий оказывается удобным использовать массовую шкалу, введенную в работе<sup>42</sup>.

$$x_{ik} = s - m_i^2 - m_k^2; \quad (5.8)$$

здесь  $s$  — квадрат массы резонанса,  $m_i$  и  $m_k$  — массы продуктов основного двухчастичного распада.

Траекторию Редже в линейном приближении запишем через переменную  $x$ :

$$\alpha_{ik}(s) = a_{ik} + \alpha'_{ik}(s - m_i^2 - m_k^2). \quad (5.9)$$

Введенные в<sup>4</sup>(5.9) «абсолютные высоты» траекторий  $a_{ik}$  обладают любопытными свойствами. С хорошей точностью они являются одинаковыми для траекторий, входящих в один и тот же мультиплет группы  $SU(3)$ , и, таким образом, являются простой характеристикой свойств траекторий, проходящих через мультиплет  $J^P$  и его рекуррентии. При этом оказывается<sup>41</sup>:

для барионов	для мезонов
$a_\delta \equiv a[10(3/2^+)] \approx 1,$	$a(1^-) \approx 1/2,$
$a_\alpha \equiv a[8(1/2^+)] \approx 1/2,$	$a(0^-) \approx 0.$
$a_\gamma \equiv a[8(3/2^-)] \approx 0,$	

(5.10)

Отклонения от средних значений, как правило, не превышают  $\pm 0,05$ . Таким образом, «правила квантования» (5.10) выполняются с такой же точностью, с какой определены коэффициенты траекторий Редже в линейном приближении.

Условие (5.10) является более общим, чем соответствующие формулы работы<sup>40</sup>. Во-первых, для них несущественно «условие противоположной нормальности». Так, октетные траектории  $8(1/2^+)$  и  $8(3/2^-)$  обладают одинаковой «нормальностью», однако разность их высот равна  $1/2$ . Наоборот, траектории  $10(3/2^+)$  и  $8(3/2^-)$  обладают противоположной «нормальностью», связанные переходом с испусканием пиона; тем не менее разность их высот равна 1.

Во-вторых, в условия квантования (5.10) входят траектории с беспионными распадами ( $\phi$ -траектория), а также с трехчастичными распадами. Создается впечатление, что условия квантования траекторий не связаны с моделью Венециано и приближением мягких пионов, а имеют более глубокую природу. В них, в частности, явно отражается  $SU(3)$ -симметрия.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Резюмируя, следует сказать, что феноменологическое описание адронных взаимодействий с помощью полюсов Редже представляет собой весьма плодотворную концепцию, основные положения которой в настоящее время не вызывают сомнений.

Перечислим сейчас некоторые проблемы, решение которых является важным для дальнейшего прогресса схемы полюсов Редже:

1) Проблема вакуумных полюсов или, точнее, ведущей особенности Померанчука.

2) Проблема асимптотики траекторий.

3) Проблема универсальности нуклонов в линейном приближении, связанная с проблемой 2).

4) Проблема удвоения по четности барионных траекторий.

5) Проблема связи различных нарушений симметрий ( $SU(3)$ -симметрия, хиральная симметрия) со свойствами линейных приближений и природа квантования.

Вполне возможно, что перечисленные проблемы сильнее связаны друг с другом, чем это может показаться на первый взгляд. Их решение (даже частичное) будет способствовать превращению феноменологической схемы, каковой сейчас является теория полюсов Редже, в полноценную теорию.

Объединенный институт  
ядерных исследований, г. Дубна

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. N. Barash-Schmidt et al., UCRL-8030 (January 1969 Rosenfeld Tables).
2. T. F. Johnston, et al., Phys. Rev. Lett. **20**, 1414 (1968).
3. P. Phillips, W. Rarita, Phys. Rev. **139**, B1336 (1965).
4. G. Höhler, et al., Phys. Lett. **20**, 79 (1966).
5. W. Rarita, et al., Phys. Rev. **163**, 1615 (1968).
6. G. V. Dass et al., Nucl. Phys. **B9**, 549 (1969).
7. A. Della Selva, et al., Nuovo Cim. **54A**, 979 (1968).
8. M. G. Olsson, Phys. Lett. **26B**, 310 (1968).
9. V. Greech et al., Nuovo Cim. **55A**, 349 (1968).
10. A. Logunov, L. Sоловьев, A. Тавхелидзе, Phys. Lett. **24B**, 181 (1967); K. Igli, S. Matsuda, Phys. Rev. Lett. **18**, 625 (1967).
11. P. Phillips, W. Rarita, Phys. Rev. Lett. **15**, 807 (1965).
12. Ch. B. Chiu, S. Y. Chu, L. L. Wang, Phys. Rev. **161**, 1563 (1967).
13. F. Nedikmen, Phys. Rev. Lett. **22**, 622 (1969).
14. K. J. Foley et al., Phys. Rev. Lett. **19**, 330 (1967).
15. D. George, A. Tubis, Phys. Rev. **174**, 1875 (1968).
16. A. Della Selva, L. Masperi, R. Odrogo, Nuovo Cim. **55A**, 602 (1968).
17. M. G. Olsson, Nuovo Cim. **57A**, 420 (1968).
18. G. Ferro Fontan et al., Nuovo Cim. **57A**, 443 (1968).
19. R. C. Arnold, Phys. Rev. Lett. **14**, 657 (1965).
20. A. Ahmadzadeh, Phys. Rev. Lett. **16**, 952 (1966).
21. B. French, Proc. of 14th Intern. Conference on High Energy Physics, Vienna, CERN, 1968, стр. 91.
22. V. Barger, D. Cline, Phys. Rev. **155**, 1792 (1967).
23. V. Barger, D. Cline, Phys. Rev. Lett. **21**, 392 (1968).
24. C. C. Shih, Phys. Rev. Lett. **22**, 105 (1969).
25. V. Barger, D. Cline, J. Matos, Phys. Lett. **29B**, 121 (1969).
26. H. Jones, V. Teplitz, Phys. Rev. Lett. **19**, 135 (1967).
27. H. Goldberg, Phys. Rev. Lett. **19**, 1391 (1967).
28. A. O. Barut, D. E. Zwanziger, Phys. Rev. **127**, 974 (1962); A. O. Barut, Phys. Rev. **128**, 1959 (1962).
29. G. Veneziano, Nuovo Cim. **57A**, 190 (1968).
30. И. Гинзбург, А. Ефремов, В. Сербов, Препринт ОИЯИ Е2-4572 (1969).
31. А. Б. Кайдалов, Е. М. Корнаков, ЯФ **11**, 216 (1969).

32. В. Н. Грибов, ЖЭТФ **43**, 1528 (1962).
33. M. Gell-Mann, M. Goldberg, Phys. Rev. Lett. **9**, 275 (1962).
34. P. B. James, Phys. Rev. **172**, 1602 (1968).
35. H. Jones, Nuovo Cim. **55A**, 354 (1968).
36. G. Kitopoulos, Phys. Lett. **28B**, 185 (1969).
37. A. A. Логинов, А. Н. Тавхелидзе, Nuovo Cim. **29**, 380 (1963); см. также обзор: Б. Г. Кадышевский, А. Н. Тавхелидзе, в сб. «Проблемы теоретической физики», М., «Наука», 1969, стр. 261.
38. V. R. Garsevanishvili, V. A. Matveev, L. A. Slepchenko, A. N. Tavkhelidze, Phys. Lett. **29B**, 191 (1969).
39. C. Schmid, Phys. Lett. **28B**, 348 (1969).
40. M. Ademollo, G. Veneziano, S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **22**, 83 (1968).
41. Д. В. Ширков, ЯФ **10**, 670 (1969).
42. Д. В. Ширков, ДАН **181**, 837 (1968); D. V. Shirkov, V. V. Serebryakov, M. A. Mescheryakov, Dispersion Theories of Strong Interactions at Low Energy Horth-Holland, Amsterdam, 1969, § 36.