

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 имевшихся 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 — взаимосвязность 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 ρ -мезонной траектории и пион-нуклонным траекториям Δ_δ , N_7 , N_α .

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 траектории Редже были весьма эффективно использованы в так называемой модели Венециано.

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

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ПО МЕЗОННЫМ ТРАЕКТОРИЯМ

1.1. ρ -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 ρ -мезона

Частица	J^P	$M, M_{\pi\pi}$	$\Gamma_{tot}, M_{\pi\pi}$	Литература
ρ	1^-	765 ± 10	125 ± 20	1
g	3^-	1660 ± 20	110 ± 30	1, 2
T	?	2190	~ 85	1

График Чу — Фраучи, проведенный по ρ - и g -мезонам, имеет вид^{*)}

$$\rho_{\text{ЧФ}}(t) = 0,46 \pm 0,03 + (0,92 \pm 0,03) t \quad (1.1)$$

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

В области рассеяния сведения о ρ -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
πN —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
$\pi p, \pi p, \bar{p}p$	0—1	$0,57$ —0,58	$0,94$ —1,01	5
KN	0—1	0,56	1,05	6
πN —ОЗ	FESR	$0,55 \pm 0,58$	—	7
То же	»	$0,55 \pm 0,07$	—	8
πN	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)¹⁰. 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-

*) 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. Т р а е к т о р и я ω ($I^{GP} = 0^{-+}$) 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 ω

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
$\bar{K}N$	0—1	0,32—0,36	0,8—1,0	6

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

чие от $\rho(t)$, разброс данных более значителен. Усредненные 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 ω -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. Т р а е к т о р и я $A_2(I^{GP} = 1^{-+})$ (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
$\bar{K}N$	0—1	0,34	0,35	6
$\bar{K}N$	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

Усредняя 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, резонанс A_2 недавно «раздвоился»

$$\begin{aligned} & \sqrt{s} \rightarrow A_{2L}(1270, I^G = 1^-, J^P = N), \\ & A_2(1300) \\ & \eta \rightarrow 1_{2H}(1315, IJ^{GP} = 12^{-+}). \end{aligned}$$

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. В а к у у м н ы е т р а е к т о р и и находятся в «наиболее неблагоприятном» состоянии. Для объяснения поведения полных и 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 $\alpha_{P''} = P_2$).

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 ($-t$)	$P'(0)$	$P_1(0)$	$P'_1(0)$	Литература
$\pi N, KN, \bar{K}N$	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
πN	0—1	$0,7 \pm 0,15$	—	—	13
πN	—	Поведение σ_{tot}	$0,31 \pm 0,2$	—	14
KN	—	Дисперсионные соотношения	$0,89 \pm 0,1$	—	15
πN	—	FESR	$0,41 \pm 0,1$	—	16
πN	—	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 колеблется от 0 до 0,7. Наклон второй вакуумной траектории $P'_1(0)$ колеблется 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»: $f(1260, IJ^{GP} = 02^{++})$ и $f'(1515, IJ^{GP} = 02^{++})$. 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 ρ ($I^P = 1^-$) и R ($I^P = 1^+$). A_2 -мезон практически лежит на линейной ρ -траектории (1,1). Этот факт может быть истолкован как свидетельство так называемого «обменного вырождения» (см. ^{19, 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 ²¹: K -траекторию, проходящую через K (495,0⁻), K^* (1230,1⁺?) :

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

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

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

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

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

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ПО БАРИОННЫМ ТРАЕКТОРИЯМ

2.1. Траектория Δ_8 . Эта траектория $I^P = 3/2^+$, проходящая через фермиевский резонанс Δ_{33} , является наиболее «богатой» частицами на графике Чу — Фраучи. На ней лежат следующие резонансы (табл. VI).

Таблица VI

Траектория Δ_8

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

В области частиц траектория Δ_8 прекрасно описывается линейным приближением ²²

$$\Delta_8^{\text{чФ}}(u) = 0,15 + 0,90u, \quad (2,1)$$

которое передает массы с погрешностью, не превышающей 20 Мэв (максимальная ошибка в шкале $u = M^2$ не превышает 0,08 Гэв²).

В области рассеяния траектория Δ_8 была изучена Баргером и Клайном ²³ 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:

$$\Delta_8^{\text{pac}}(u) = 0,19 + 0,87u. \quad (2,2)$$

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

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

$$\Delta_8^{\text{pac}}(u) = 0,05 + 0,76u. \quad (2,3)$$

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

$\Delta_0(0)$. Мы увидим ниже (раздел 4.2), что этот момент может иметь принципиальное значение.

2.2. Т р а е к т о р и я N_γ . На этой траектории с изоспин-четностью $I^P = 1/2^-$ лежат два установленных резонанса и два хороших кандидата (табл. VII).

Т а б л и ц а VII
Траектория N_γ

Резонанс	I^P	M , Гэв	Γ , 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 ²²

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

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. Т р а е к т о р и я N_α . ($I^P = 1/2^+$), 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 Клайна ²³:

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

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

2.4. С т р а н н ы е т р а е к т о р и и. В нескольких случаях с помощью графика Чу — Фраучи могут быть получены линейные приближения для барионных траекторий со странностью (табл. VIII).

Т а б л и ц а VIII
Странные барионные траектории

Траектория	Вычислена по резонансам	
$\Sigma_0 = -0,25 + 0,91$	$\Sigma(3/2^+, 1385),$	$\Sigma(7/2^+, 2030)$
$\Lambda_\alpha = -0,70 + 0,97$	$\Lambda(1/2^+, 1115),$	$\Lambda(5/2^+, 1815)$
$\Sigma_\alpha = -0,78 + 0,90$	$\Sigma(1/2^+, 1190),$	$\Sigma(5/2^+, 1915)$
$\Sigma_\gamma = -0,90 + 0,87$	$\Sigma(3/2^-, 1660),$	$\Sigma(? , 2250)$
$\Xi_\alpha = -1,26 + 1,01$	$\Xi(1/2^+, 1318),$	$\Xi(? , 1930)$

Здесь обращает внимание то, что наклоны траекторий Σ_δ и Σ_γ близки к $0,90$, т. е. к наклонам Δ_δ и N_γ , а наклоны Λ_α и Ξ_α — к $1,0$, т. е. к наклону N_α .

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 Матосом²⁵.

Полагая, что этот процесс определяется обменом Σ_α и Σ_γ , 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. Э ф ф е к т ы н е у п р у г о с т и. Представляют интерес данные по изменению свойств упругости резонансов вдоль траекторий.

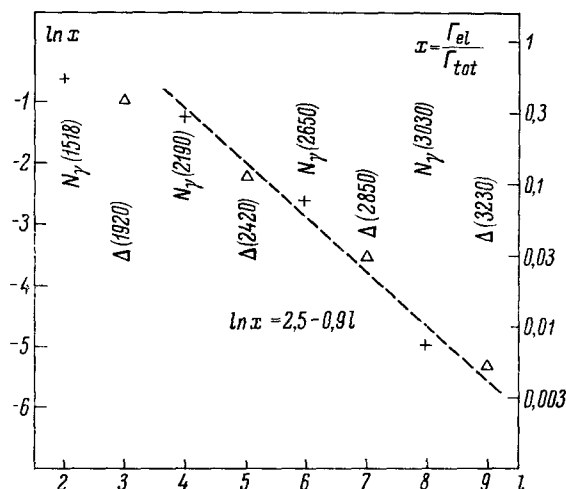


Рис. 1. Зависимость коэффициента неупругости x от орбитального углового момента l для барионных траекторий Δ_δ и N_γ .

На рис. 1 представлена зависимость $\ln x$ ($x = \Gamma_{el}/\Gamma_{tot}$) как функции момента для траекторий Δ_δ и N_γ . Видно, что все резонансы из Δ_δ и N_γ (а также N_α (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 Теплица²⁶ (см. также²⁷), 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 πN -резонансов с $l \geq 10$ является чрезвычайно сложным, вследствие чего пион-нуклонная 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 полуплоскости $s_{\text{раз}} < s < \infty$. Начало разреза $s_{\text{раз}}$ совпадает с двухчастичным порогом непрерывного спектра реакции.

Условие двухчастичной унитарности позволяет определить ²⁸ 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 Δ , N_ν (а также ρ), а с другой стороны, приводит к некоторым красивым теоретическим следствиям (например, к модели Венециано ²⁹).

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_ρ , s_g и s_T . Получаем

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

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 $\text{Im } \Delta_6$ и $\text{Im } N_\gamma$ (см. ниже, гл. 4),

2) суммирование логарифмических диаграмм в теории с лагранжианом $\lambda (\pi_\sigma \pi_\sigma)^2$ приводит³⁰ 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 $g (\bar{N} \tau_\sigma N) \pi_\sigma$, т. е. учет $N\bar{N}$ промежуточных, с точки зрения мезонных траекторий, состояний.

Вычитание линейного члена не связано с расходимостью однократно-вычитенного 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. Т р а е к т о р и я ρ

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

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

Из этих формул следует, что интеграл от $\text{Im } \rho$ имеет тенденцию сокращать 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 $s \sim 1 \text{ Гэв}^2$.

В самом деле, опираясь на численные значения (3,5), легко убедиться, что в области $4\mu^2 < s < 3 \text{ Гэв}^2$ $\text{Im } \rho \sim 0,1 (s - 4\mu^2)^{1/3}$. 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 ($\leq 0,05$) в области $0 < s < 3 \text{ Гэв}^2$, 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 ρ - 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 (стоячего³⁰ или движущегося³¹ разреза).

4. СПЕКТРАЛЬНОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ БАРИОННЫХ ТРАЕКТОРИЙ

4.1. Спектральное представление и раздвоение по четности

Согласно обычному рецепту реджезации амплитуд мезон-барионного рассеяния^{32, 33}, учитывающему 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 α_1 и α_2 действительны при $u < 0$. При этом асимптотика амплитуды мезон-барионного рассеяния назад определяется одновременно траекториями α_+ и α_- 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 представлению³²

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

При этом

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

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

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

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

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

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. П и о н - н у к л о н н а я т р а е к т о р и я с $I = 3/2$

В отличие от траектории с положительной четностью Δ_8 , траектория $I = 3/2$ с отрицательной четностью Δ_7 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 Δ_7 . Приведенная в гл. 4 линейная формула Баргера — Клайна

$$\Delta_8(u) = 0,15 + 0,90u$$

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 Δ_8 резонансов и $\Delta(1690)$ дает ошибку в моменте $|\Delta J| \leq 0,05$. Она предсказывает резонанс $J^P = 7/2^-$ при массе ≈ 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 ³⁴

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

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

4.3. П и о н - н у к л о н н а я т р а е к т о р и я $N_{\alpha, \beta}$

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_β ($\sim 1000, 1/2^-$) с отрицательной четностью для нуклона. Сторонники вырождения обычно полагают (см. ссылки в работе ³⁴), что в силу тех или иных причин реджевский вычет $\beta(W)$ равен нулю для $N_\beta(1000, 1/2^-)$.

Вторая возможная точка зрения³⁵ сводится к тому, что траектория N_{α} , в сильно асимметрична, совпадение масс N_{α} (1688) и N_{β} (1680) носит случайный характер, партнером по четности для N_{α} (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_{α} имеет вырождение, а N_{γ} и Δ_8 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_{β} (1680) «непозволительно близки»; средний наклон траектории здесь равен $N'_{\beta} \sim 5$. Ввиду установленного отсутствия резонанса N_{β} ($9/2^-$) с массой $< 2 \text{ Гэв}$ средний наклон траектории N'_{β} 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-нуклонным траекториям с дисперсионными соотношениями (4,5), возможно, наталкивается на определенные трудности. Эти трудности, как мы видели, явно проявляются в траектории Δ_8 . Поэтому получение более надежной экспериментальной информации о поведении траектории $\Delta(u)$ при $u < 0$ из экспериментов по πN -рассеянию назад является сейчас очень актуальным.

В случае подтверждения результатов работ^{23, 24} принятая схема реджизации барионных амплитуд вступает в противоречие с экспериментом.

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

- 1) траектория N_{α} является почти идеально симметричной;
- 2) траектории Δ_8 и N_{γ} являются существенно асимметричными:

$$\Delta_8 = -0,25 + 0,35W + 0,83W^2, \quad (4,12)$$

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

(формула получена с помощью резонансов N_{γ} (1525, $3/2^-$), N_{γ} (2200, $7/2^-$) и N_{δ} (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 вычтенного 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 Δ_8 и N_{γ} в точках известных резонансов.

Бросается в глаза, что мнимые части Δ_8 и N_{γ} 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 Δ_δ и N_γ 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

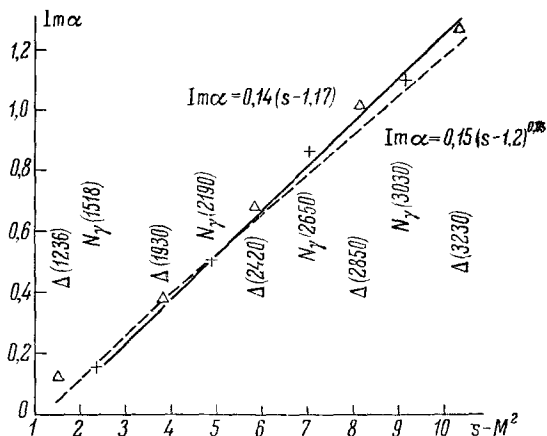


Рис. 2. Мнимые части барионных траекторий Δ_δ и N_γ .

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

$$а) \delta\alpha(u) = c(u-u_0) \times$$

$$\times \left[1 - a \frac{u-u_0}{\pi} \int_{u_0}^{\infty} \left(\frac{u'-u_0}{u'} \right)^{1/2} \times \right. \\ \times \left. \frac{du'}{(u'-u_0)(u'-u)} \right]^{-1} + cu_0^n \times \\ \times \left[1 + a \frac{u_0}{\pi} \int_{u_0}^{\infty} \frac{du}{u^{3/2}(u-u_0)^{1/2}} \right]^{-1},$$

$$б) \delta\alpha(u) =$$

$$= -c(u_0-u)^{1-\varepsilon} + cu_0^{1-\varepsilon}.$$

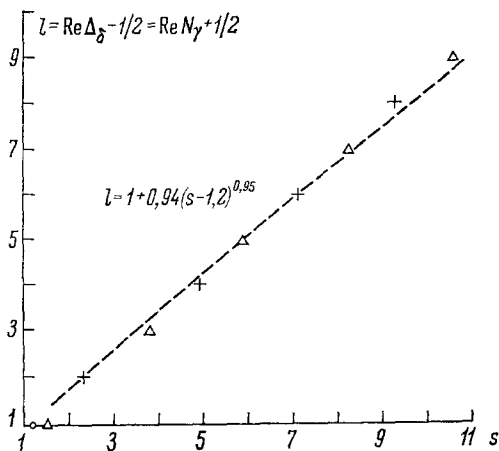


Рис. 3. Реальные части барионных траекторий Δ_δ и N_γ .

Полагая $c \approx 0,95$, $u_0 \approx 1,2$, $a = \pi\varepsilon \approx 0,15$, 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 ρ , Δ_δ и N_γ 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:

$$\rho' = 0,92, \quad \Delta'_8 = 0,90, \quad N'_\gamma = 0,92, \quad (5,1)$$

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 ρ -мезонной траектории $\text{Im } \rho$ совершенно не соответствует квазилинейному росту нулевых траекторий $\text{Im } \Delta_8$, $\text{Im } N_\gamma$ (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 $0 < s < 4 \text{ (Гэв/с)}^2$ 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 Тиктопулоса³⁶.

Исходя из квазипотенциального уравнения Логанова — Тавхелидзе³⁷ 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 реджионом³⁸ 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 удастся 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 Венециано²⁹ 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:

$$B_1(\alpha_i(s), \alpha_j(t)) \rightarrow \frac{\Gamma(1-\alpha_i(-u)) \Gamma(1-\alpha_j(t))}{\Gamma(1-\alpha_i(-u)-\alpha_j(t))} \rightarrow (\alpha_i u)^{\alpha_j(t)} \Gamma(1-\alpha_j(t)); \quad (5,6)$$

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

Кроссинг-симметричная линейная комбинация выражений (5,4) имеет реджевскую асимптотику с правильным сигнатурным множителем, а также удовлетворяет³⁰ 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 Венециано²⁹, 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 ⁴⁰, 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 α_1 , может распадаться на пион и частицу противоположной нормальности, лежащую на траектории α_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 ρ и π , K^* и K_L , Δ и N_α . Разности соответствующих «высот», вычисленные по данным в области частиц, составляют соответственно 0,48, 0,53, 0,54.

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

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

$$x_{ik} = s - m_i^2 - m_k^2; \quad (5,8)$$

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 [†](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 рекурренции. При этом оказывается ⁴¹:

для барионов	для мезонов	
$a_\delta \equiv a[10(3/2^+)] \approx 1,$	$a(1^-) \approx 1/2,$	
$a_\alpha \equiv a[8(1/2^+)] \approx 1/2,$	$a(0^-) \approx 0.$	(5,10)
$a_\gamma \equiv a[8(3/2^-)] \approx 0,$		

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 ⁴⁰. Во-первых, для них несущественно «условие противоположной нормальности». Так, октетные траектории $\underline{8}(1/2^+)$ и $\underline{8}(3/2^-)$ обладают одинаковой «нормальностью», однако разность их высот равна $1/2$. Наоборот, траектории $\underline{10}(3/2^+)$ и $\underline{8}(3/2^-)$ обладают противоположной «нормальностью», связаны переходом с испусканием пиона; тем не менее разность их высот равна 1.

Во-вторых, в условия квантования (5,10) входят траектории с беспионными распадами (ϕ -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 природы 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. **165**, 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. Grech et al., Nuovo Cim. **55A**, 349 (1968).
10. A. Logunov, L. Soloviev, A. Tavkhelidze, Phys. Lett. **24B**, 181 (1967); K. Igi, 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. Ned Dikmen, 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. Odorico, 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. Сербо, Препринт ОИЯИ Е2-4572 (1969).
31. А. Б. Кайдалов, Б. М. Корнаков, ЯФ **11**, 216 (1969).

32. В. Н. Грибов, ЖЭТФ 43, 1528 (1962).
 33. M. Gell-Mann, M. Goldberger, 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. Tiktopoulos, Phys. Lett. 28B, 185 (1969).
 37. A. A. Logunov, A. N. Tavkhelidze, Nuovo Cim. 29, 380 (1963); см. также обзор: В. 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 North-Holland, Amsterdam, 1969, § 36.
-