ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р2 - 3251

В.Г. Кадышевский, Р.М. Мир-Касимов

РАСЩЕПЛЕНИЕ ТРАЕКТОРИЙ РЕДЖЕ И СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ СЕЧЕНИЯМИ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1967.

P2 - 3251

В.Г. Кадышевский, Р.М. Мир-Касимов

РАСЩЕПЛЕНИЕ ТРАЕКТОРИЙ РЕДЖЕ И СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ СЕЧЕНИЯМИ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Направлено в ЯФ

В работах [1-5] развивается метод описания рассеяния частиц при высоких энергиях, объединяющий характерные черты теории полюсов Редже и $SU(3)$ - симметрии. В основе его лежат следующие предположения:

а) Справедливость теоремы о факторизации реджевских вычетных функций [6], а также гипотезы о том, что при высоких энергиях в промежуточном состоянии в t -канале могут находиться реджионы, обладающие квантовыми числами мезонных нонетов 1^- и 2^+.

б) Выполнение соотношений точной $SU(3)$ симметрии между факторизованными вычетными функциями.

в) Наличие обменного вырождения между 1^- и 2^+ частицами, приводящего к тому, что реджионы с одинаковыми унитарными квантовыми числами лежат на одних и тех же траекториях [7].

Если предположения а), б) и в) выполняются, то можно установить связь между массовыми расщеплением реджионов и расщеплением траекторий Редже, откуда нетрудно получить ряд соотношений между сечениями различных процессов. Исследованию этого круга вопросов и посвящена настоящая работа.

Рассмотрим процесс:

$$a + b \to c + d, \tag{1}$$

где a и c - барионы, а b и d - либо мезоны, либо барионы. Принимая во внимание а), амплитуду процесса (1) $M(ab \to cd)$ можно записать в виде (ср. [1]):

$$M(ab\to cd) = \gamma_p^{ac}(t)\,\gamma_p^{bd}(t)\,M_p(\nu,t) + \sum_r \{ \gamma_{S^r}^{ac}(t)\gamma_{S^r}^{bd}(t)\,M_{S^r}(\nu,t) + \tag{2}$$

$$+\gamma_{V^r}^{ac}(t)\,\gamma_{V^r}^{bd}(t)\,M_{V^r}(\nu,t)\,\}.$$

Здесь

$$M_r(\nu,t) = -\frac{1 \pm e^{-i\pi\alpha^r(t)}}{\sin\pi\alpha^r(t)}\;\frac{\Gamma(\alpha^r(t)+3/2)}{\Gamma(\alpha^r(t)+1)}\left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{\alpha_r(t)} \tag{3}$$

реджевская амплитуда, связанная с обменом реджионом r .

Вычетные функции γ^{if} , согласно /1/, можно рассматривать как матричные элементы "кварковых токов":

$$\delta(\vec{p}_f - \vec{p}_i)\,\gamma_{S^r}^{if}(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} < f\,|\int d^3x\, q^+\beta\lambda^r q\,|\,i>, \tag{4}$$

$$\delta(\vec{p}_f - \vec{p}_i)\,\gamma_{V^r}^{if}(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} < f\,|\int d^3x\, q^+\lambda^r q\,|\,i>. \tag{5}$$

В качестве недиагональных элементов базиса алгебры $SU(3)$ удобно выбрать следующие комбинации λ -матриц Гелл-Манна:

$$\lambda_1^{\pm} = \frac{\lambda_1 \pm i\lambda_2}{2},\quad \lambda_2^{\pm} = \frac{\lambda_4 \pm i\lambda_5}{2},\quad \lambda_3^{\pm} = \frac{\lambda_6 \pm i\lambda_7}{2}. \tag{6}$$

Сделаем теперь дополнительное предположение, что частица Померанчука, связанная с амплитудой M_p есть $SU(3)$ -синглет, не смешивающийся с $I=Y=0$ компонентой октета[x)]. Тогда величины $\gamma_p^{if}(t)$ совпадают с $\gamma_{S^0}^{if}(t)$.

Для дальнейшего рассмотрения будет существенен вид траекторий $\alpha_r(t)$. Известно, что в плоскости $\alpha_r(t)$ прямые траектории, соединяющие координаты соответствующих членов октетов 1 и 2, примерно параллельны. Эта картина

x) *Такая ситуация имеет место, если данный реджион является синглетом относительно группы симметрии, более широкой, чем $SU(3)$.*

может быть просто интерпретирована. Именно, в пределе точной $SU(3)$ симметрии и при наличии обменного вырождения разумно предположить, что имеется лишь одна траектория для частиц обоих семейств. Включение умеренно сильного взаимодействия, приводящего к возникновению разности масс реджионов, расщепляет также значения $\alpha_r(0)$, оставляя неизменными наклоны траекторий. Отсюда вытекает справедливость формулы Гелл-Манна-Окубо для траекторий:

$$\alpha_{K^*}(t) = \frac{1}{4}\,\alpha_\rho(t) + \frac{3}{4}\,\alpha_8(t). \tag{7}$$

Поскольку $|\alpha| \approx |\Delta m^2|$, то в линейном приближении массовые формулы переносятся непосредственно на сами амплитуды:

$$M_{K^*}(\nu,t) = \frac{1}{4}\,M_\rho(\nu,t) + \frac{3}{4}\,M_{V^8}(\nu,t), \tag{8}$$

$$M_{K_2}(\nu,t) = \frac{1}{4}\,M_{A_2}(\nu,t) + \frac{3}{4}\,M_{T_8}(\nu,t). \tag{9}$$

Нетрудно показать, что граница ν_{max} применимости указанного линейного приближения определяется формулой:

$$\nu_{max} = \nu_0\, e^{\frac{1}{\Delta\alpha_{max}}}, \tag{10}$$

где $\Delta\alpha_{max}$ - максимальное отклонение от нерасщепленной траектории. Подставляя сюда значения $\nu_0 = 1$ Гэв $\Delta\alpha_{max} = \frac{4}{3}(\alpha_K - \alpha_\rho) \approx 0.2$, находим $\nu_{max} \approx 150$ Гэв. Используя (2), можно выразить амплитуды, связанные с обменом нестранным реджионом, через амплитуды упругих πp , Kp , pp и np столкновений

$$M_\rho(\nu,t) = M(\pi^+p) - M(\pi^-p) = M(K^+p) - M(K^0p) + M(\bar{K}^0p) - M(K^-p),$$

$$M_{V^8}(\nu,t) = \frac{4}{9}\,[\,M(K^+p) + M(K^0p) - M(\bar{K}^0p) - M(K^-p)\,],$$

$$M_{V_1}(\nu,t) = [\,2M(pp) + 2M(pn) - 6M(\pi^0p) - M(K^+p) - M(K^0p) + M(\bar{K}^0p) + M(K^-p)\,];$$

$$M_{A_2}(\nu,t) = M(K^+p) - M(K^0p) - M(\bar K^0 p) + M(K^-p),$$

$$M_{T_8}(\nu,t) = \frac{4}{9}[4M(\pi^0p) - M(K^+p) - M(K^-p) - M(K^0p) - M(\bar K^0 p)],$$

$$M_P(\nu,t) + M_{T_1}(\nu,t) = [2M(\pi^0p) + M(K^+p) + M(K^-p) + M(K^0p) + M(\bar K^0 p)]. \qquad (11)$$

Выражения для $M_{K^*}(\nu,t)$ и $M_{K_2}(\nu,t)$ в терминах упругих амплитуд легко получаются с помощью формул (8) и (9):

$$M_{K^*}(\nu,t) = \frac{7}{12}M(K^+p) + \frac{1}{12}M(K^0p) - \frac{1}{12}M(\bar K^0p) - \frac{7}{12}M(K^-p),$$

$$M_{K_2}(\nu,t) = \frac{4}{3}M(\pi^0p) - \frac{1}{12}M(K^+p) - \frac{7}{12}M(K^0p) - \frac{7}{12}(\bar K^0p) - \frac{1}{12}M(K^-p). \qquad (12)$$

На основании (2) и (12) можно установить целый ряд соотношений между амплитудами упругих и неупругих процессов:

$$M(K^-p\to\pi\Sigma^+) = -\sqrt{2}\,M(\bar K^0p\to\pi^0\Sigma^+) = 2M(K^-p\to\pi^0\Sigma^0) =$$

$$= \frac{2}{\sqrt3}M(K^-p\to\pi^0\Lambda) = \sqrt2\,M(\bar K^0p\to\pi^+\Sigma^0) = \sqrt{\frac23}\,M(\bar K^0p\to\pi^+\Lambda) =$$

$$= 2M(\bar K^0n\to\pi^0\Sigma^0) = -\frac{2}{\sqrt3}M(\bar K^0n\to\pi^0\Lambda) = \qquad (13)$$

$$= -\sqrt2\,M(K^-n\to\pi^-\Sigma^0) = \sqrt{\frac23}\,M(K^-n\to\pi^-\Lambda) =$$

$$= \sqrt2\,M(K^-n\to\pi^0\Sigma^-) = \frac12[M_{K^*}(\nu,t) + M_{K_2}(\nu,t)] =$$

$$= \frac23 M(\pi^0p) + \frac14 M(K^+p) - \frac14 M(K^0p) - \frac13 M(\bar K^0p) - \frac13 M(K^-p);$$

$$M(\pi^+p\to K^+\Sigma^+) = -\sqrt2\,M(\pi^0p\to K^0\Sigma^+) = \sqrt2\,M(\pi^-p\to K^0\Sigma^0) =$$

$$= \sqrt{\frac23}\,M(\pi^-p\to K^0\Lambda) = 2M(\pi^0p\to K^+\Sigma^0) = \frac{2}{\sqrt3}M(\pi^0p\to K^+\Lambda) =$$

$$= -\sqrt2\,M(\pi^+n\to K^+\Sigma^0) = \sqrt{\frac23}\,M(\pi^+n\to K^+\Lambda) = 2M(\pi^0n\to K^0\Sigma^0) =$$

$$= -\frac{2}{\sqrt3}M(\pi^0n\to K^0\Lambda) = M(\pi^-n\to K^0\Sigma^-) = \frac12(M_{K^*}(\nu,t) - M_{K_2}(\nu,t)) = \qquad (14)$$

$$= -\frac23 M(\pi^0p) + \frac13 M(K^+p) + \frac13 M(K^0p) + \frac14 M(\bar K^0p) - \frac14 M(K^-p),$$

$$\sqrt{\frac23}\,M(\bar K^0p\to\eta\Sigma^+) = \frac{2}{\sqrt3}M(K^-p\to\eta\Sigma^0) =$$

$$= \frac23 M(K^-p\to\eta\Lambda) = -\frac{2}{\sqrt3}M(\bar K^0n\to\eta\Sigma^0) =$$

$$= \frac23 M(\bar K^0n\to\eta\Lambda) = \sqrt{\frac23}\,M(K^-n\to\eta\Sigma^-) =$$

$$= \frac12(M_{K^*}(\nu,t) - \frac13 M_{K_2}(\nu,t)) = \qquad (15)$$

$$= -\frac29 M(\pi^0p) + \frac{11}{36}M(K^+p) + \frac{5}{36}M(K^0p) + \frac{1}{18}M(\bar K^0p) - \frac{5}{18}M(K^-p).$$

В предположении об отсутствии обменных сил, приводящих к расщеплению траекторий α_a и α_b (a и b – векторный и тензорный реджионы с одинаковыми унитарными квантовыми числами), справедливо соотношение:

$$\mathrm{Im}\,(M_a(\nu,t) + M_b(\nu,t)) = 0. \qquad (16)$$

Подставляя в (16) соотношения (12), будем иметь:

$$8M(\pi^0 p)+3M(K^+p)-3M(K^0p)-4M(\bar K^0 p)-4M(K^-p)=0, \qquad (17)$$

откуда по оптической теореме

$$3\sigma_t(K^+n)+4\sigma_t(K^-n)+4\sigma_t(K^-p)=4\sigma_t(\pi^+p)+4\sigma_t(\pi^-p)+3\sigma_t(K^+p) \qquad (18)$$

Здесь мы использовали известные изотопические соотношения

$$\sigma(K^0p)=\sigma(K^+n);\quad \sigma(\bar K^0 p)=\sigma(K^-n);$$

$$\sigma(\pi^0 p)=\frac{1}{2}[\sigma(\pi^+p)+\sigma(\pi^-p)].$$

Экспериментальные значения левой и правой частей равенств (18) таковы[8] (ошибки перенесены в правую часть):

Энергия (Гэв)	Левая часть в мб	Правая часть в мб
5,5	244,5	270,7±6,0
11,5	229,3	252,3±13,8
19,5	226,3	256,5± ?

Для получения соотношений между сечениями можно использовать также связи между расщепленными траекториями, являющиеся аналогами массовых формул $SU(6)$ схемы. Заметим предварительно, что амплитуды, соответствующие физическим частицам, например, $M_\omega(\nu,t)$, $M_\phi(\nu,t)$ согласно принятой выше гипотезе о линейном расщеплении редженских амплитуд, могут быть определены из равенств вида:

$$M_\omega(\nu,t)=\frac{M_{V_1}(\nu,t)\cos^2\theta-M_{V_8}(\nu,t)\sin^2\theta}{\cos 2\theta} \qquad (19)$$

$$M_\phi(\nu,t)=\frac{-M_{V_1}(\nu,t)\sin^2\theta+M_{V_8}(\nu,t)\cos^2\theta}{\cos 2\theta},$$

где θ - угол смешивания (в данном случае $\theta \approx 40^\circ$).

Полагая теперь $a_\omega = a_\rho$ (см., например,[9]), будем иметь:

$$\left(3\frac{\cos^2\theta}{\cos 2\theta}+1\right)\sigma_t(\pi^+p)+\left(3\frac{\cos^2\theta}{\cos 2\theta}-1\right)\sigma_t(\pi^-p)+$$

$$\left(\frac{4+5\cos^2\theta}{9\cos 2\theta}\right)(\sigma_t(K^+p)+\sigma_t(K^+n))=\left(\frac{4+5\cos^2\theta}{9\cos 2\theta}\right)\times \qquad (20)$$

$$\times(\sigma_t(K^-n)+\sigma_t(K^-p))+2\frac{\cos^2\theta}{\cos 2\theta}(\sigma_t(pp)+\sigma_t(pn)).$$

Сравнение с экспериментом дает:

Энергия в Гэв	Левая часть в мб	Правая часть в мб
5,5	702,4	755,6±47,3
11,5	632,0	707,2±61,3
19,5	641,8	696,3± ?

С помощью формулы $2a_{K^*}=a_\omega+a_\phi=a_{V_8}+a_{V_1}$ находим соотношение

$$3(\sigma_t(\pi^+p)+\sigma_t(\pi^-p))+\frac{31}{18}\sigma_t(K^+p)+\frac{13}{18}\sigma_t(K^+n)=$$

$$=2(\sigma_t(pp)+\sigma_t(pn))+\frac{13}{18}\sigma_t(K^-n)+\frac{31}{18}\sigma_t(K^-p), \qquad (21)$$

также качественно согласующееся с экспериментом

Энергия в Гэв	Левая часть в мб	Правая часть в мб
5,5	212,7	225,8±14,3
11,5	191,4	211,9±18,4
19,5	194,4	209,0± ?

С помощью массовых формул $m^2_{\omega_2} = m^2_{A_2}$ и $2m^2_{K_2} = m^2_{\omega_2} + m^2_{\phi_2} = m^2_{T_8} + m^2_{T_1}$ установить какие-либо соотношения между сечениями не удается, поскольку вклады от M_{T_1} и M_p не отделимы друг от друга. Однако благодаря параллельности траекторий имеют место равенства: $M_\omega(\nu, t) = M_{A_2}(\nu, t)$, $2M_{K_2} = M_\omega(\nu,t) + M_\phi(\nu,t)$, из которых вытекают следующие правила сумм:

$$3\frac{\cos^2\theta}{\cos 2\theta}(\sigma_t(\pi^+p)+\sigma_t(\pi^-p)) + \left(\frac{\cos^2\theta}{\cos 2\theta}+\frac{4}{9}\frac{\sin^2\theta}{\cos 2\theta}-1\right)\sigma_t(K^+p) +$$

$$+\left(\frac{\cos^2\theta}{\cos 2\theta}+\frac{4}{9}\frac{\sin^2\theta}{\cos 2\theta}+1\right)\sigma_t(K^+n) = \tag{22}$$

$$= 2\frac{\cos^2\theta}{\cos 2\theta}(\sigma_t(pp)+\sigma_t(pn)) + \left(\frac{\cos^2\theta}{\cos 2\theta}+\frac{4}{9}\frac{\sin^2\theta}{\cos 2\theta}-1\right)\sigma_t(K^-n) +$$

$$+\left(\frac{\cos^2\theta}{\cos 2\theta}+\frac{4}{9}\frac{\sin^2\theta}{\cos 2\theta}+1\right)\sigma_t(K^-p);$$

$$\frac{5}{3}(\sigma_t(\pi^+p)+\sigma_t(\pi^-p)) + \frac{13}{18}\sigma_t(K^+p) + \frac{31}{18}\sigma_t(K^+n) +$$

$$+\frac{11}{18}\sigma_t(K^-n) = 2(\sigma_t(pp)+\sigma_t(pn)) + \frac{7}{18}\sigma_t(K^-p). \tag{23}$$

Ниже приведены экспериментальные значения для правых и левых частей (22) и (23).

Энергия в Гэв	Левая часть в мб	Правая часть в мб
5,5	700,9	753,5±47,6
11,5	631,8	712,0±62,1
19,5	641,6	700,0± ?

Энергия в Гэв	Левая часть в мб	Правая часть в мб
5,5	151,6	176,8±13,0
11,5	138,3	168,4±12,0
19,5	139,6	165,2± ?

Авторы искренне благодарны В.И. Журавлеву, В.А. Матвееву, Р.М. Мурадяну, А.Н. Тавхелидзе и И.Т. Тодорову за плодотворные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. N. Cabibbo, L. Horwitz, Y. Neeman, Phys. Rev. 22, 336 (1966).
2. A. Ahmadzadeh, Phys. Rev. Lett. 16, 952 (1966).
3. A. Ahmadzadeh and C.H. Chan, Phys. Lett. 22, 692 (1966).
4. A. Ahmadzadeh, Phys. Lett. 22, 669 (1966).
5. Д.В. Волков. Физика высоких энергий и теория элементарных частиц. Международная школа по теоретической физике. Наукова думка, Киев, 1967.
6. M. Gell-Mann, Phys. Rev. Letters 8, 263 (1962). V.N. Gribov, and I.Ya. Pomeranchuk, Phys. Rev. Lett. 8, 343 (1962).
7. R. Arnold, Phys. Rev. Lett. 14, 657 (1965).
8. В.С. Барашенков. Сечения взаимодействия элементарных частиц. Изд-во Наука, Москва, 1966.
9. В.Г. Кадышевский, Р.М. Мурадян, Я.А. Смородинский. Препринт ОИЯИ Р-2061, Дубна 1966.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 марта 1967 г.