Краткие сообщения по физике № 12 декабрь 1973

ФОТОРОЖДЕНИЕ $\pi^{\pm}$-МЕЗОНОВ НА НУКЛОНАХ И ПРАВИЛА СУММ

Ю. А. Раков, В. А. Царев

УДК 539.121

Проведен анализ правил сумм для фоторождения заряженных π-мезонов на нуклонах.

1. Фоторождение заряженных π-мезонов на нуклонах имеет ряд особенностей, делающих этот процесс "трудным объектом" для описания в рамках моделей Редже. Это, прежде всего, энергетическая зависимость сечения, передний пик в дифференциальном сечении при $|t| \leqslant \mu_\pi^2$ и угловая зависимость отношения рождения π^+- и π^--мезонов, которые не удается объяснить с помощью известных полюсов Редже.

Принято считать, что универсальным средством для исправления недостатков полюсной модели является учет разрезов. Однако в общем виде вклад разреза содержит неизвестную функцию двух переменных и, таким образом, лишает модель предсказательной способности. Что касается популярных динамических моделей "слабых" и "сильных" разрезов, то, как было показано в последнее время /1/, они не в состоянии удовлетворить ограничениям, вытекающим из широкого круга экспериментальных данных и некоторых общих представлений о механизме взаимодействия при высоких энергиях.

В работах /2/ был предложен способ построения амплитуд, учитывающих вклады полюсов и разрезов, на основе модели комплексных полюсов Редже (КПР) в сочетании с правилами сумм, фиксирующими неизвестные параметры модели исходя из данных при низких энергиях. В тех случаях, когда эти данные достаточно полны и точны, таким способом удается получить довольно хорошее описание области высоких энергий /3/. В настоящей работе этот подход используется для анализа процессов $\gamma N \to \pi^{\pm} N$ с целью дальнейшего изучения возможностей предлагаемого метода и получения сведений о параметрах комплексных полюсов Редже.

2. Для описания процесса фоторождения мы будем использовать t-канальные спиральные амплитуды $F_i^{(0,-)}(i = 1\text{–}4)$, сохраняющие четность, изотопические компоненты которых соответствуют комбинациям:

$$F^{(\bar{0})} = (2\sqrt{2})^{-1}\left[-F(\gamma p \to \pi^+ n) \mp F(\gamma n \to \pi^- p)\right].$$

Амплитуды F содержат вклады полюсов ρ, A_1, A_2, π и B:

$$\pi(F_2^-);\ A_2(F_1^{(-)},\ F_3^{(-)});\ \rho(F_1^0,\ F_3^0);\ B(F_2^0);\ A_1(F_4^-).$$

Поскольку разрез, эффективно учитываемый моделью КПР, имеет смешанную четность, мы будем учитывать также вклады "партнеров" этих полюсов в амплитуды (F_2, F_3) противоположной четности, фиксируя их при $t<0$ условием "конспирации":

$$F_2/F_3 = -\mu_\pi/2m.$$

Пренебрежем, для простоты, вкладом A_2 в F_3^- при всех рассматриваемых t, а вкладом ρ в F_2^0 и F_3^0 при $|t|<0{,}02$ (эвазивное решение) и, наоборот, вкладом B в F_2^0 и F_3^0 при $|t|\geqslant 0{,}02$.

Будем полагать /4/, что реальные части $\alpha_R(t)$ траекторий прямолинейны, имеют стандартный наклон $\alpha_R' = 1$ Гэв$^{-2}$ и проходят через положения соответствующих резонансов, т.е.

$$\alpha_R^\rho \approx \alpha_R^{A2} = 0{,}55 + t,\quad \alpha_R^\pi = -0{,}02 + t,\ \alpha_R^B = -0{,}4 + t,$$

$$\alpha_R^{A1} \equiv \alpha^{A1} = -0{,}14 + t.$$

3. В случае, когда амплитуда при высоких энергиях определяется комплексными полюсами Редже

$$F^\pm(\nu,t) = \begin{vmatrix} i \\ 1 \end{vmatrix} \left\{\beta^\pm e^{-i\pi\alpha/2}\nu^\alpha + (\beta^\pm)^* e^{-i\pi\alpha^*/2}\nu^{\alpha^*}\right\}$$

(здесь $\alpha = \alpha_R + i\alpha_I$, $\beta = |\beta| e^{i\varphi}$; $\nu = (s-u)/4m$, m – масса нуклона), правила сумм с непрерывным моментом имеют следующий вид /3,4/:

$$I^\pm(\gamma, N, t) \equiv N^{-(\gamma+h)}\left\{\int_{\nu_0}^{N} \nu^h(\nu^2-\nu_0^2)^{\gamma/2}\,\mathrm{Im}\left(F^\pm e^{-i\pi\gamma/2}\right) + \right.$$

$$\left. + \pi r\nu_B^h(\nu_0^2-\nu_B^2)^{\gamma/2}\right\} = \pm 2\mathrm{Re}\left\{\beta^\pm N^\alpha \frac{\sin\frac{\pi}{2}(\alpha+\gamma+h)}{\alpha+\gamma+h}\right\},$$

где $h = 1(0)$ для кросс-четных (нечетных) амплитуд, $\nu_0 = \mu + (t + \mu^2)/2m$, r - вклад борновского члена и N - значение ν, с которого начинается редвевский режим. (Практически N определяется значением энергии, до которой проведен фазовый анализ. В нашем случае это $E^{\gamma}_{лаб} \sim 1,2$ Гэв). Зная нули γ_1, γ_2 функции $I(\gamma)$, можно получить простые соотношения для нахождения β, α_I и φ /4/, которые мы запишем следующим образом:

$$\alpha_I(2+\varepsilon) =$$

$$= 2\,\mathrm{th}\frac{\pi\alpha_I}{2}\,\frac{\left[(2+\eta/2)(4+\eta/2+\varepsilon)+\alpha_I^2\right]\mathrm{tg}(\pi\varepsilon/2)}{1-\dfrac{\cos\frac{\pi}{2}(\eta+\varepsilon)}{\cos\frac{\pi\varepsilon}{2}}+\mathrm{th}^2\dfrac{\pi\alpha_I}{2}\left(1+\dfrac{\cos\frac{\pi}{2}(\eta+\varepsilon)}{\cos\frac{\pi\varepsilon}{2}}\right)}$$

$$\varphi = \mathrm{arctg}\,\frac{\alpha_I}{2+\eta/2} + \mathrm{arctg}\,\frac{\mathrm{th}(\pi\eta/4)}{\mathrm{th}(\pi\alpha_I/2)} - \alpha_I \ln N,$$

$$G^{\pm} = \pm 2N^{\alpha_R}\left\{\frac{\sin^2\frac{\pi}{2}(\alpha_R+h)+\mathrm{sh}^2\frac{\pi\alpha_I}{2}}{(\alpha_R+h)^2+\alpha_I^2}\right\}^{1/2}\cos\psi^{\pm}, \qquad (I)$$

$$\psi^{\pm} = \varphi + \alpha_I\ln N - \mathrm{arctg}\,\frac{\alpha_I}{\alpha_R+h} + \mathrm{arctg}\,\frac{\mathrm{th}(\pi\alpha_I/2)}{\mathrm{tg}\frac{\pi}{2}(\alpha_R+h)},$$

$$\beta^{\pm} = (b^{\pm})^{-1} I^{\pm}(0,N,t).$$

Здесь ε и η определяются уравнениями:

$$\alpha_R + \gamma_1 + h = 2 + \eta/2,$$

$$\alpha_R + \gamma_2 + h = 4 + \eta/2 + \varepsilon.$$

Используя экспериментальные данные по реакциям $\gamma p \to \pi^+ n$ и $\gamma n \to \pi^- p$ в области низких энергий /5/, мы вычислили значения $I(\gamma,N,t)$ для амплитуд F_1 в области малых $|t| \leqslant 0,16$ Гэв^2. Выбор области малых $|t|$ связан с тем, что в ней, фактически, проявляются все характерные особенности процессов фоторождения $\pi^{\pm}$-мезонов. Кроме того, именно в этой области является наиболее обоснованием использование правил сумм и модели КПР /4/. Основные результаты расчетов приведены в таблицах I и 2, где представлены найденные значения $\eta/2$, ε и α_I. Как оказалось, для боль-

Таблица I

$-t$		0	0,0036	0,02	0,08	0,I6
F_1^-	$\eta/2$ ε	0,I254 -0,4226	0,I253 -0,4247	0,I258 -0,435I	0,I428 -0,4837	0,2I78 -0,4I60
$F_{2\pi}^-$	$\eta/2$ ε	0,09I6 0,036I	0,0478 0.0636	-0,0888 0,I273	-0,3224 0,I4I6	-0,4644 0,0879
F_{2A2}^-	$\eta/2$ ε	0,66I6 0,036I	0,6I78 0,636	0,48I2 0,I273	0,3076 0,I4I6	0,I056 0,0879
$F_{3\pi}^-$	$\eta/2$ ε	0,09I6 0,036I	0,II39 0,0534	0,2266 0,I307	0,63I9 0,I967	0,8597 0,I35I
F_{3A2}^-	$\eta/2$ ε	0,66I6 0,036I	0,6839 0,0534	0,7966 0,I307	I,30I9 0,I967	I,4297 0,I35I
F_1^0	$\eta/2$ ε	-0,2099 0,I56I	-0,2III 0,I559	-0,2I73 0,I56I	-0,2505 0,I69I	-0,3638 0,2572
F_{2B}^0	$\eta/2$ ε	-0,0I35 0,I25I	-0,0568 0,039I	-0,2928 0,2I99	-0,9562 0,I796	-I,I063 -0,0267
$F_{2\rho}^0$	$\eta/2$ ε	0,9365 0.I25I	0,8932 0,039I	0,6572 0,2I99	-0,0I2I 0,I796	-0,2363 -0,0267
F_{3B}^0	$\eta/2$ ε	-0,0I35 0,I25I	-0,032I 0,III7	0,I379 0,0688	0,3688 0,0485	0,4703 0,0823
$F_{3\rho}^0$	$\eta/2$ ε	0,9365 0,25I	0,9679 0,III7	I,0879 0,0688	I,3I88 0,0485	I,4203 0,0823

Таблица 2

$-t$	0	0,0036	0,02	0,08	0,I6
F^-_1	-	-	-	-	-
$F^-_{2\pi}$	$\alpha^{\pi}_{I} = 0{,}38$	=0,58	=0,96	=0,88	=0,28
F^-_{2A2}	-	$\alpha^{A2}_{I} = 0{,}15$	-	-	=0,74
$F^-_{3\pi}$	$\alpha^{\pi}_{I} = 0{,}38$	=0,52	-	-	-
F^-_{3A2}	-	-	-	-	-
F^0_1	-	-	-	-	-
F^0_{2B}	$\alpha^{B}_{I} = 0{,}98$	=0,42	-	-	-
$F^0_{2\rho}$	-	-	-	-	-
F^0_{3B}	$\alpha^{B}_{I} = 0{,}98$	=0,87	=0,73	=0,23	=0,48
$F^0_{3\rho}$	-	-	$\alpha^{\rho}_{I} = 0{,}65$	-	-

шинства амплитуд не существует регулярного решения для α_I во всем интервале t. По-видимому, основной причиной этого является недостаточная точность экспериментальных данных и малая величина интервала, где проведен фазовый анализ (еще не достигнута реджевская область). Один из возможных выходов состоит в смягчении жестких ограничений, содержащихся в уравнениях (I), с учетом неопределенности в величинах $I(\gamma,N,t)$, связанных с экспериментальными ошибками. Другая возможность состоит в отказе от замкнутой системы уравнений (I) для нахождения параметров КПР только по низкоэнергетическим данным. Вместо этого одну из величин (например α_I) можно считать свободной, используя для ее нахождения данные при высоких энергиях, а остальные параметры находить из системы уравнений (I). Такая программа будет проведена нами в следующей работе.

Поступила в редакцию
I9 октября I973 г.

Литература

1. B. Schrempp-Otto, F. Schrempp. Springer Tracts in Modern Physics, 61, 68 (2972). R. J. N. Phillips. Proc. of Amsterdam Int. Conf. on Elementary Particles, 1972, p. 110.
2. Н. П. Зотов, В. А. Царев. Письма в ЖЭТФ, I5, 99 (I972); ЯФ, I6, 406 (I972).
3. Н. П. Зотов, В. А. Царев. ЯФ, I4, 806 (I97I). Н. П. Зотов, С. В. Тарасевич, В. А. Царев. Письма в ЖЭТФ, I4, I20 (I97I). Н. П. Зотов, О. С. Сугихаси, С. В. Тарасевич, В. А. Царев. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 9, 53 (I97I).
4. В. А. Царев. Труды международного семинара "Бинарные реакции адронов". Дубна, I97I г. стр. 535.
5. R. L. Walker. Phys. Rev., 182, 1729 (1969).