ФОТООБРАЗОВАНИЕ ПСЕВДОСКАЛЯРНЫХ МЕЗОНОВ НА НУКЛОНАХ ПРИ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЯХ И ПОЛЮСА РЕДЖЕ

М.П.Рекало

В настоящей заметке изложены следствия гипотезы о полюсах Редже для реакций фотообразования псевдоскалярных мезонов на нуклонах. Согласно современным представлениям, поведение амплитуд при больших энергиях и малых передаваемых импульсах можно описать, учитывая обмен нонетом векторных и нонетом тензорных полюсов Редже (обмен вакуумным полюсом Померанчука запрещен в реакциях фотообразования псевдоскалярных мезонов). При этом предполагается, что возникающие константы взаимодействия подчиняются соотношениям точной $SU(3)$-симметрии, причем соответствующие константы взаимодействия тензорных и векторных мезонов, а также соответствующие траектории для векторных и тензорных мезонов совпадают [1] (принцип вырожденности векторных и тензорных полюсов Редже). Анализ полных сечений взаимодействия адронов показал, что принцип вырожденности выполняется с хорошей точностью.

Тогда для амплитуд фотообразования π- и η-мезонов имеем:

$$F_\lambda(\gamma p\to p\pi^0)=\kappa g_\lambda(4+6\beta)R_\rho\zeta_-,\qquad F_\lambda(\gamma n\to n\pi^0)=\kappa g_\lambda(2+6\beta)R_\rho\zeta_-,$$

$$F_\lambda(\gamma p\to p\eta)=\kappa g_\lambda\frac{8-8f+6\beta}{\sqrt{3}}R_\rho\zeta_-,\qquad F_\lambda(\gamma n\to n\eta)=\kappa g_\lambda\frac{2-8f+6\beta}{\sqrt{3}}R_\rho\zeta_-,$$

$$F_\lambda(\gamma p\to n\pi^+)=\kappa g_\lambda\sqrt{2}R_\rho(\zeta_--3\zeta_+),\qquad F_\lambda(\gamma n\to p\pi^-)=\sqrt{2}\kappa g_\lambda R_\rho(\zeta_-+3\zeta_+),$$

$$(1)$$

амплитуды же фотообразования K-мезонов определяются выражениями:

$$F_\lambda(\gamma p\to\Lambda K^+)=-\kappa g_\lambda\frac{1+2f}{\sqrt{3}}R_K(\zeta_--3\zeta_+),$$

$$F_\lambda(\gamma p\to\Sigma^0K^+)=\kappa g_\lambda(1-2f)R_K(\zeta_--3\zeta_+),\qquad(2)$$

$$F_\lambda(\gamma p\to\Sigma^+K^0)=-2\sqrt{2}\kappa g_\lambda(1-2f)R_K\zeta_-,$$

где λ – определенный набор спиральностей участвующих в реакции частиц,

$$R=\frac{1}{4\sqrt{4\pi s}}\frac{\Gamma(a+3/2)}{\Gamma(a+1)}\left(\frac{s-m^2-\mu^2}{s_0}\right)^a,\quad \zeta_\pm=\frac{1\pm\exp(-i\pi a)}{\sin\pi a},$$

здесь a – траектория полюса Редже, $a_\rho=a_\omega=a_\phi=a_{K^*}$, m, μ – массы конечных бариона и мезона, s – квадрат полной энергии, $s_0=1(Гэв/c)^2$. Величина κ – константа взаимодействия в фотонной вершине, константы взаимодействия мезонов с барионами описываются стандартным способом

$$L(B\bar{B}M)=\sqrt{2}g(f<B[\bar{B}M]>+d<B\{\bar{B}M\}>+\beta<M><B\bar{B}>),$$

$$f+d=1.$$

Из анализа полных сечений взаимодействия адронов вытекает $\beta=0$. Тогда из (1) можно получить

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p\to n\pi^+)=\frac{d\sigma}{dt}(\gamma n\to p\pi^-),\qquad(3а)$$

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p\to p\pi^0)=\frac{8\sin^2(\pi a_\rho/2)}{9-8\sin^2(\pi a_\rho/2)}\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p\to n\pi^+).\qquad(3б)$$

Поскольку ρ-траектория $\alpha_\rho(t)$ проходит через нуль при $t=-0{,}6(Гэв/c)^2$, уравнение (3 б) предсказывает минимум в этой точке для зависимости от t дифференциального сечения реакции $\gamma+p\to p+\pi^0$. Экспериментальные данные [2] подтверждают это предсказание. При $t=0$ $\alpha_\rho \doteq 0{,}5$, тогда

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p\to p\pi^0)=\frac{4}{5}\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p\to n\pi^+)$$

в согласии с экспериментальными данными. Минимум в точке $t=-0{,}6(Гэв/c)^2$ предсказывается также для дифференциальных сечений фотообразования η-и K^0-мезонов.

Если мезоны рождаются под 0 или 180°, то спин бариона переворачивается. Соотношения между магнитными моментами барионами и статическая модель Чу-Лоу [3], примененная к константам связи Редже-полюсов с барионами, показывают, что в этом случае $f/d=2/3$. Тогда из (2) вытекает

$$\sigma(\gamma p\to\Lambda K^+)/\sigma(\gamma p\to\Sigma^0K^+)\big|_{\theta=0^\circ}=27 \qquad (4)$$

в противоречии с данными [4], полученными, правда, в интервале углов 25-40° в с.ц.и. (согласно этим данным сечения процессов $\gamma+p\to\Lambda+K^+$ и $\gamma+p\to\Sigma^0+K^+$ равны между собой).

Существование глубокого минимума при $\theta=0^\circ$ в дифференциальных сечениях процессов $\gamma+p\to p+\pi^0$ и $\gamma+p\to n+\pi^+$ свидетельствует о том, что при отличных от нуля углах рождения мезонов главную роль играют амплитуды без переворачивания спина барионов. В этом случае для констант связи реализуется $f/d=-2$ [5] (это следует из анализа полных сечений взаимодействия адронов). Тогда вместо (4) имеем

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p\to\Lambda K^+)=\frac{25}{27}\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p\to\Sigma^0K^+) \qquad (5а)$$

в превосходном согласии с экспериментальными данными. Сравнивая (1) и (2), можно также получить

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\gamma p\to n\pi^+)=\frac{6}{25}\Delta(\rho,K)\frac{d\sigma}{d\Omega}(\gamma p\to\Lambda K^+), \qquad (5б)$$

где множитель $\Delta(\rho,K)$, учитывающий различие в массах частиц, а также условие $\alpha_\rho\neq\alpha_{K^*}$, в интервале энергий γ-кванта 3-4 Гэв равен 6. Поэтому (5 б) предсказывает, что сечение образования π^+-мезонов в 1,5 раза превышает сечение фотообразования K^+-мезонов, что согласуется с имеющимися данными [4].

Для дифференциальных сечений фотообразования изобар модель полюсов Редже предсказывает

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \to \Delta^{++}\pi^-) = 3\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \to \Delta^{\circ}\pi^+), \tag{6а}$$

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \to \Delta^{+}\pi^{\circ}) = \frac{2}{3}\frac{\sin^2(\pi a_\rho/2)}{9 - 8\sin^2(\pi a_\rho/2)}\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \to \Delta^{++}\pi^-), \tag{6б}$$

то-есть в дифференциальном сечении реакции $\gamma + p \to \Delta^+ + \pi^{\circ}$ должен наблюдаться минимум при $t = -0{,}6\ (Гэв/c)^2$.

Можно также предсказать следующее соотношение, справедливое при нулевом угле образования π-мезона,

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \to p\pi^{\circ}) = \frac{16}{45}\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \to \Delta^{++}\pi^-),$$

не противоречащее известным экспериментальным данным: при $E_\gamma = 3\ Гэв$ $(d\sigma/dt)(\gamma p \to p\pi^{\circ}) = 1{,}2 \pm 0{,}3\ \mu b/(Гэв/c)^2$; для энергий γ-кванта в интервале 3,5-5,5 $Гэв$ [6] $(d\sigma/dt)(\gamma p \to \Delta^{++}\pi^-) = 8 \pm 5\ \mu b/(Гэв/c)^2$. При этом, однако, необходимо иметь ввиду, что экстраполяция в точку $\theta = 0^{\circ}$ для $\gamma + p \to \Delta^{++} + \pi^-$ осуществляется довольно неоднозначным образом.

Физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Поступило в редакцию
10 августа 1967 г.

Литература

[1] R.C.Arnold. Phys. Rev. Lett., 14, 657, 1965; A.Ahmadzadeh. Phys. Rev. Lett., 16, 952, 1966.

[2] G.Buschorn, I.Carroll, R.D.Eandi, P.Heide, R.Hübner, W.Kern, U.Kötz, P.Schmüser, H.I.Skronn. Phys. Rev. Lett., 17, 1027, 1966; M.Braunschweig, D.Husmann, K.Lübelsmeyer, D.Schmitz. Phys. Lett., 22, 705, 1966.

[3] R.Dashen, S.Frautschi. Phys. Rev., 152, 1450, 1966.

[4] V.B. Elings, K.I.Cohen, D.A.Garelick, S.Homma, R.A.Lewis, P.D.Luckey, L.S.Osborne. Phys. Rev. Lett., 17, 1027, 1966.

[5] V.Barger, M.Olsson. Phys. Rev., 146, 1080, 1966.

[6] German Bubble Chamber Collaboration. Phys. Lett., 23, 707, 1966.