Письма в ЖЭТФ, том 11, стр. 260 – 264 *5 марта 1970 г.*

ПЕРИФЕРИЧЕСКАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ЧАСТИЦ ПРИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

В.А.Колкунов, Е.С.Николаевский, К.А.Тер-Мартиросян

Ниже показано, что спектры π^-, K^-, $\bar{p}$, полученные [1] группой ИФВЭ–ЦЕРН при облучении ядер Al^{27} протонами при 70 *Гэв* хорошо воспроизводятся простой моделью периферического рождения, отвечающей графику рис. 1,*а*. Быстрое убывание спектров [1] с ростом лаб. энергии частиц является следствием убывания вершины G превращения протона в систему конечных частиц (π^-, Δ^{++}, или $K^-(K^+p)$ или $\bar{p}(pp)$) – в области не очень боль-

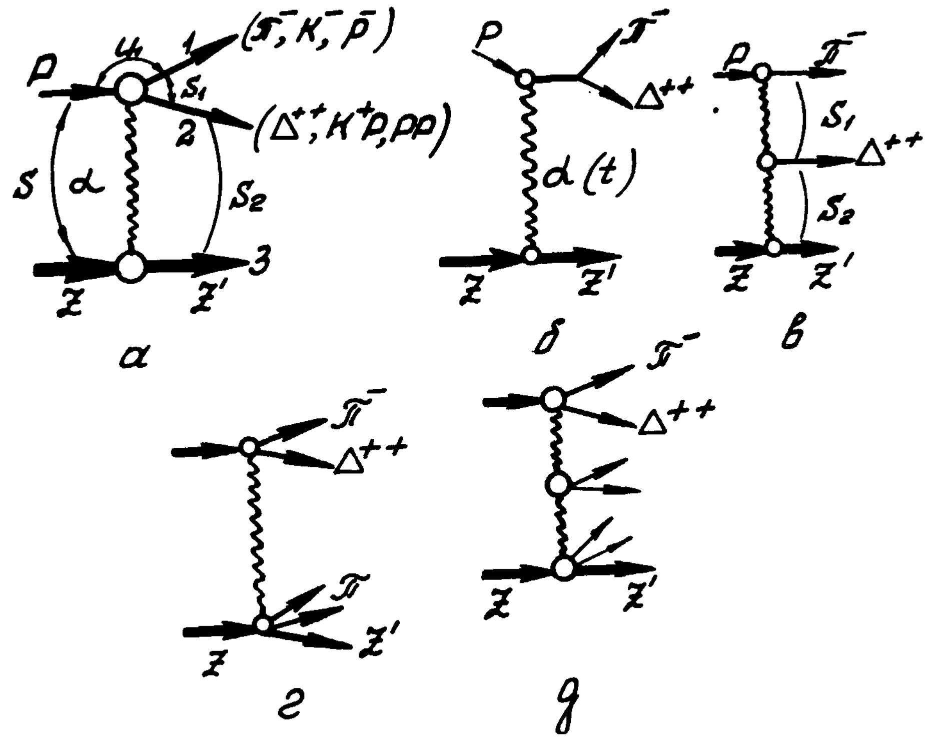

Рис.1

ших значений ее массы $\sqrt{s_1}$, порядка резонансных. Рассмотрим сначала реакцию $pZ \to \pi^- \Delta^{++} Z'$, где Z ядро Al (или один из его нуклонов). Графику рис. 1 отвечает амплитуда

$$T = \eta_\alpha g_Z(t) G(s_1, u_1; t) s^{\alpha(t)}, \qquad (1)$$

где $\alpha(t) = 1 + \alpha'(0)t$ – траектория полюса Померанчука, $\eta_\alpha = i - \mathrm{ctg}\, \pi\alpha/2 \approx i \exp(-\frac{i\pi}{2}\alpha'(0)t)$, инварианты $s_1 t$ и s_1, u_1 указаны на рис. 1, причем вершину G представим в виде:

$$G = \tilde{g}(t) \frac{e^{-\gamma s_1} + \lambda s_1^{1+\beta(u_1)}}{s_1^{\alpha(t)}(s_1 - m_0^2 + i m_0 \Gamma_0)}, \qquad (2)$$

в котором она имеет при небольших $s_1 \sim m_0^2$ резонансный ход, отвечающий образованию [2] и распаду [1)] на π^- и Δ^{++} резонанса (рис. 1,*б*) с массой m_0 и шириной Γ_0, а при больших $s_1 \gg m_0^2$ реджевский ход $G \sim s_1^{\beta(u_1) - \alpha(t)}$,

[1)] В (2) не учтена, в первом члене зависимость от направления n_{12} этого распада в системе покоя резонанса (т. е. от u_1, см. рис. 1). Кроме того допущено, что зависимость от t в G выделяется в виде множителя $\tilde{g}(t) \sim \exp(R_p^2 t/2)$

дающий в (1) мультиреджеонный ответ $T \sim s_1^{\beta(u_1)} s_2^{a(t)}$ (при $s_1 >> m_0^2$ [3] $s \approx s_1 s_2 m_\Delta^{-2}$ см. рис. 1,*в*). Через γ и λ в (2) обозначены некоторые параметры, а в качестве резонансного выбрано состояние M (1410) с $I \leq 1/2$, образование которого идет с наибольшей вероятностью; для него $m_0 = 1{,}4$, $\Gamma_0 = 0{,}2$ (все величины выражаем в *Гэв*, или *Гэв* ^{2}). Другие состояния, например M(1680), которые также образуются, мы не учитывали. Вершина $\tilde{g}(t)$ в (2) зависит также от массы m_2 Δ^{++}; мы будем считать, что

$$g_Z(t)\tilde{g}(t) = (4\pi)^2 \tilde{\gamma} e^{R^2 t} \phi(m_2) \qquad (3)$$

и усреднять сечение по форме спектра, выбирая $\Phi = \Phi_1 = \dfrac{m_\Delta \Gamma_\Delta}{m_2^2 - m_\Delta^2 + i m_\Delta \Gamma_\Delta}$ или задавая $\Phi = \Phi_2 = \exp[a(m_\Sigma^2 - m_2^2)]$, где $m_\Sigma = m_\pi + m_p$, а a – некоторый параметр.

Вычисляя фазовый объем $d\tau_3 = (2\pi)^4 \delta^{(4)}(P - \sum_{l=1}^{3} p_l) \Pi d^3 p_l (2\pi)^{-3} (2\epsilon_l)^{-1} = (4\pi)^{-4} p_1 dE_1 d\cos\theta_1 2p_{23} m_b^{-1} dz_0 d\phi_0$ найдем сечение $d\sigma = |T|^2 (4\sqrt{s}\,p)^{-1} d\tau_3$ в виде

$$\frac{d^2\sigma}{dE_1 d\cos\theta_1} = m_z E_0 p_1 \frac{2p_{23}}{m_b} \int_{-1}^{+1} dz_0 \int_0^{2\pi} d\phi_0 \left| \frac{T}{(4\pi)^2 s} \right|^2, \qquad (4)$$

где $p_1 = \sqrt{E_1^2 - m_1^2}$ и θ_1 – лаб. энергия и угол вылета π^-, E_0 – лаб. энергия налетающего протона ($p\sqrt{s} \approx m_z E_0$, m_z – масса ядра мишени), а p_{23} и m_b импульс и полная энергия двух остальных частиц – ядра отдачи и Δ^{++} в системе их ц. и., причем $2p_{23} m_b = \left\{ \left[1 - \left(\dfrac{m_2 + m_3}{m_b} \right)^2 \right] \left[1 - \left(\dfrac{m_2 - m_3}{m_b} \right)^2 \right] \right\}^{1/2}$,

где m_2 и m_3 – массы этих частиц и $m_b^2 = (P - p_1)^2 = s(1-\epsilon)$, $s \approx 2m_z E_0$,

а

$$\epsilon \approx \frac{E_1}{E_0}\left(1 + \frac{E_0}{2m_z}\theta_1^2\right) \approx \frac{E_1}{E_0}\left(1 + \frac{s\theta_1^2}{4m_z^2}\right). \qquad (5)$$

Интегрирование в (4) проводится по всем направлениям $\mathbf{n}_{23} = (\theta_0, \phi_0)$ импульса $\mathbf{p}_{23}$ в с.ц.и. дра отдачи и Δ^{++}. Инварианты s_1 и t (z_0) (7) зависят от $z_0 = \cos\theta_0$, причем в (4) вклад дает область малых θ_0 т. е. $z_0 \approx 1$ $(s_1 = m_1^2 + m_2^2 + s\epsilon\sqrt{1-\epsilon}(1 - z_0)/2)$.

При очень малых лаб. углах θ_1 (при $E_0 \theta_1 < m_0$) $|T|^2$ от ϕ_0 не зависит, т. е. здесь $\int_0^{2\pi} d\phi_0 |T|^2 = 2\pi |T|^2$. Поэтому получим здесь из (1) – (4) приближенно, вводя вместо z_0 переменную s_1:

$$\frac{d^2\sigma}{dE_1 d\cos\theta_1} = 2\pi\tilde{\gamma}^2 E_1 \int\limits_{s_1^0}^{\infty} e^{2\lambda t} |f|^2 ds_1 \ , \qquad (6)$$

где f – множитель при $\tilde{g}(t)$ в (2) при $v_1 = 0$, $\lambda = R^2 + a'(0)\ln E_0$, а

$s_1^0 = \frac{m_1^2}{\epsilon} + \frac{m_2^2}{1-\epsilon}$ – минимальное значение s_1 в (4), отвечающее $\cos\theta_1 = 1$ и

$$-t = (E_0\theta_1)^2 + \sqrt{1-\epsilon}(s_1 - s_1^0) + \Delta t, \qquad (7)$$

где $\Delta t = E_0\theta_1^2 x\sqrt{s_1 - s_1^0}\cos\phi_0 (x = 2\sqrt{\epsilon(1-\epsilon)}$ – член не учтенный в (2), малый в области $E_0\theta_1 \sim m_p)$[1]. Из (5) – (7) видно, что $d^2\sigma/dE_1 d\cos\theta_1$ быстро падает с ростом $y = E_0\theta_1 m_p^{-1}$ при данном $\epsilon_0 = E_1/E_0$, так как при этом увеличивается $(-t)$. Формулы (6) – (8) содержат своеобразную "автомодельность": в них $d^2\sigma/dE_1 d\cos\theta_1$ зависит от переменных $y = E_0\theta_1 m_p^{-1}$ и $\epsilon_0 = E_1/E_0$, вместо θ_1, E_1 и E_0. Это было замечено в [4].

Эти формулы можно получить в простой модели, полагая, что протон, пролетая мимо Al^{27} (или мимо нуклона) возбуждается превращаясь в некоторое состояние с массой $\sqrt{s_1}$, которое в лаб. системе движется со скоростью $\beta_0 = \frac{p_0}{E_0} \approx 1$, с энергией E_0 и которое распадается на π^- и Δ^{++} в некотором направлении $\mathbf{n}_1(z_1, \phi_1)$ в системе их ц. и. Преобразование Лоренца от этой к лаб. системе $E = (\omega_1 + z_1 k_1) E_0/\sqrt{s_1}$, $\omega_1 = \frac{s_1 + m_\pi^2 - m_\Delta^2}{2\sqrt{s_1}}$,

$k_1 = \sqrt{\omega_1^2 + m_\pi^2}$ приводит к указанной выше "автомодельности": $\epsilon = \frac{\omega_1}{\sqrt{s_1}} + \frac{k_1 z_1}{\sqrt{s_1}}$

и к распределению (6).

Спектры π^-, полученные с помощью "точных" формул (1) – (4) (для $\theta_1 = 0$) и с помощью приближенных (5) – (7) указаны на рис. 2 – соответственно сплошной и пунктирной линиями – для $\gamma = 0$, $\lambda = 0{,}01$, при усреднении (4) или (6) по m_2^2 с весовой функцией $\Phi = \Phi_2(m_2)$ с $a = 1$. Они очень близки друг к другу и хорошо соответствуют данным опыта [1].

Аналогично построены на рис.2 спектры K^- и $\bar{p}$. В обоих случаях хорошее соответствие с опытом получено при $\gamma = 0{,}5 \div 0{,}2$ с $\lambda = 0$ и с большим коэффициентом a в $\Phi_2(m_2)$. Как видно из рис. 2 спектры правильно смещаются с ростом θ_1.

---

[1] Учет его приводит к появлению в (6) множителя

$$\int\limits_0^{2\pi} d\phi_0 \exp(2\lambda\Delta t) = I_0(2\lambda i E_0\theta_1 x\sqrt{s_1 - s_1^0}).$$

Наряду с рис. 1,*а* вклад дают графики рис. 1,*г* и рис. 1,*д* с несколькими "струями" частиц. Учет их приводит к более крутому спаду спектров (так как эти графики обогащают их среднюю часть) и, возможно, не нарушит согласия с опытом, а изменит лишь немного параметры: увеличит λ в случае π и уменьшит y в случаях K^- и $\bar{p}$.

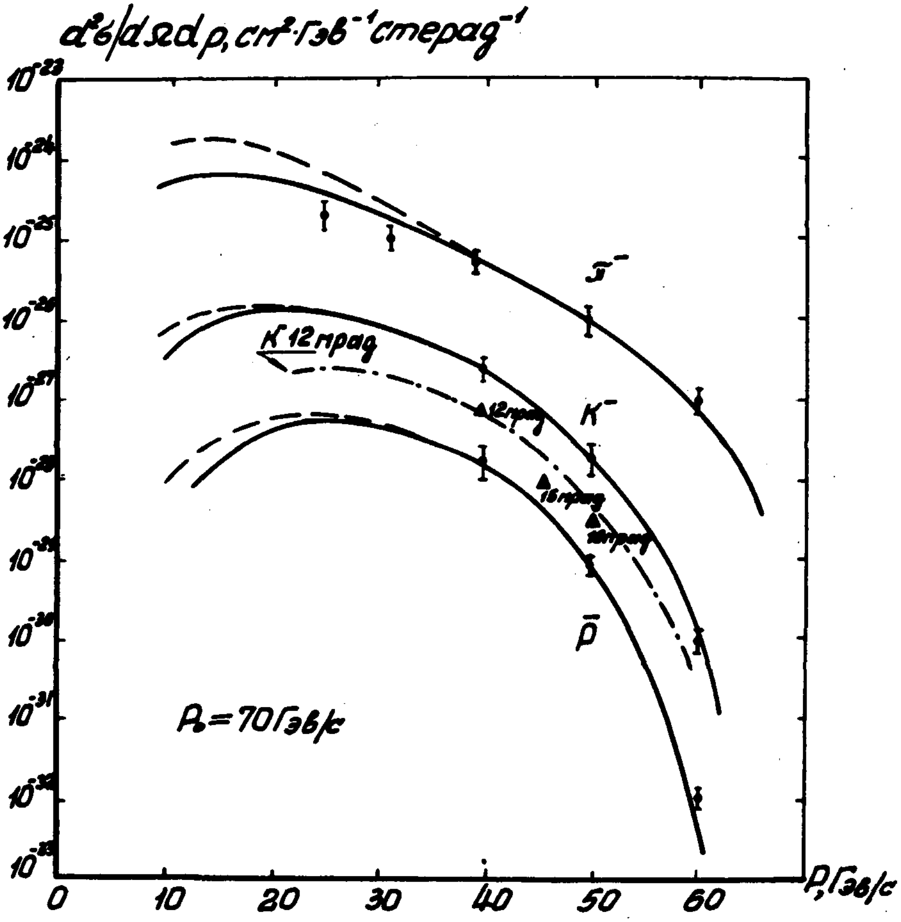

Рис.2

Вершины типа (2) играют важную роль в физике высоких энергий – ход и величины их определяют, в частности, вклад [3] ветвлений в полные сечения взаимодействий.

Авторы выражают благодарность Л.Б.Окуню, В.В.Анисовичу за ряд важных замечаний, Ю.Д.Прокошкину – за обсуждения и ознакомление с данными опыта [1].

Поступила в редакцию
26 января 1970 г.

Литература

[1] Yu. B.Bushnin, S.P.Donskov, A.F.Dunaitsev, at. all. Phys. Lett., 29B, 48, 1969.

[2] S.Mandelstam. Nuovo Cim., 30, 1127, 1148, 1963.

[3] K.A.Ter-Martirosyan. Nucl. Phys., 68, 591, 1964.

[4] A.Liland, H.Pilkuhn. Phys. Lett., 29B, 604, 1969.