

ФОТОРОЖДЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ МЕЗОНОВ НА
НУКЛОНАХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Ю. А. Раков, В. А. Царев

УДК 539.121

Проведено описание фоторождения заряженных K - мезонов на нуклонах при высоких энергиях на основе модели комплексных полюсов Редже с использованием ограничений, вытекающих из правил сумм.

В предыдущей работе /1/ нами было показано, что существующие в настоящее время экспериментальные данные в области малых энергий по реакциям $\gamma N \rightarrow \pi^{\pm} N$ не дают возможности полностью определить параметры комплексных полюсов Редже K -, A_1 -, A_2 -, ρ - и B -мезонов, определяющих поведение этих процессов при высоких энергиях. Для нахождения этих параметров в данной работе мы привлекаем экспериментальную информацию из области высоких энергий. Мы используем экспериментальные данные для следующих величин, измеряемых в экспериментах по фоторождению:

1. Дифференциальное сечение /2/

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{32\pi} \left\{ \frac{t}{t - 4\mu^2} |F_1|^2 + \frac{|F_2|^2}{(t - \mu^2)^2} + \frac{|F_3|^2}{4m^2 - t} - t|F_4|^2 \right\}. \quad (1)$$

2. Параметр асимметрии для рождения линейно-поляризованными фотонами /3/

$$\Sigma \equiv \frac{\sigma_{\perp} - \sigma_{\parallel}}{\sigma_{\perp} + \sigma_{\parallel}} = \left(32\pi \frac{d\sigma}{dt} \right)^{-1} \left\{ \frac{t|F_1|^2}{t - 4\mu^2} + \frac{|F_3|^2}{4m^2 - t} - \frac{|F_2|^2}{(t - \mu^2)^2} + t|F_4|^2 \right\}, \quad (2)$$

где σ_{\perp} (σ_{\parallel}) - сечение рождения фотонами, линейно поляризованными перпендикулярно (параллельно) плоскости реакции.

3. Сечение рождения на поляризованной мишени /4/

$$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{\text{пол}} = \left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{\text{непол}} (1 + A \vec{p} \vec{n}),$$

где \vec{p} – вектор поляризации мишени и \vec{n} – нормаль к плоскости реакции. Здесь

$$A = \frac{2\sqrt{-t}}{4m^2 - t} \left(32\pi \left. \frac{d\sigma}{dt} \right|^{-1} \left\{ F_1^* F_3 - \frac{4m^2 - t}{t - \mu^2} F_2^* F_4 \right\} \right). \quad (3)$$

Поскольку нашей целью является получение наиболее простого описания, совместного с моделью комплексных полюсов Редже и правилами сумм, сделаем следующие упрощающие предположения:

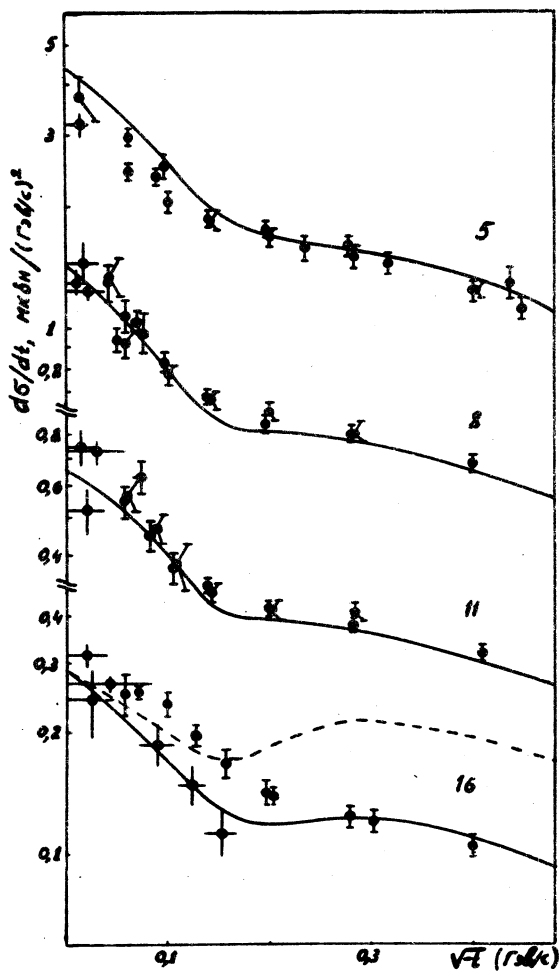
а) Предположим, что реальные части траекторий α и β вырождены: $\alpha_R^{\mathbb{X}} = \alpha_R^{\mathbb{B}} = -0,02 + t$, а мнимые части всех траекторий одинаковы и не зависят от t :

$$\alpha_I^{\mathbb{X}} = \alpha_I^{\rho} = \alpha_I^{\mathbb{B}} = \alpha_I^{A_2} = \alpha_I.$$

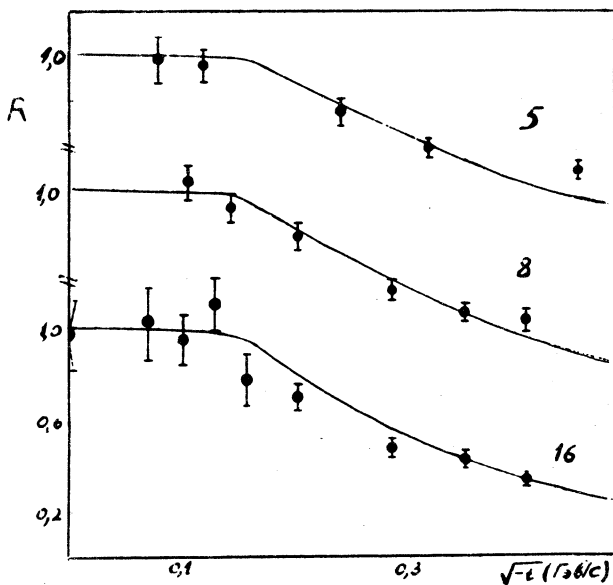
б) Будем полагать, что введение мнимой части траектории существенно меняет реальную часть /5/. Это означает, в частности, что если правила сумм удовлетворяются в модели реальных полюсов, то при введении комплексности влияние α_I компенсируется фазой вычета φ , оставляя α_R , определяемому правилами сумм, неизменной. Это позволяет положить $\eta = 0$ в уравнении (I) работы /1/, так что φ и α_I оказываются связанными простым соотношением

$$\varphi = \text{arctg}(\alpha_I/2) - \alpha_I \ln N. \quad (4)$$

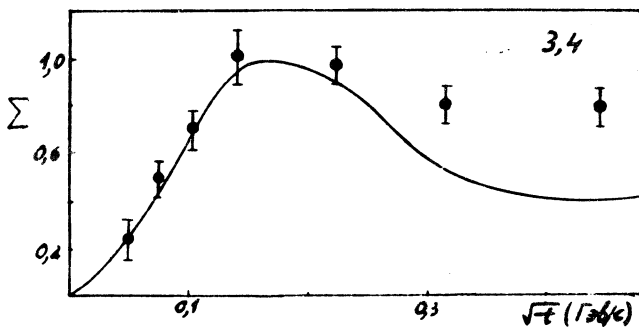
В качестве свободного параметра, который мы определяли из подгонки к данным при высоких энергиях, была выбрана мнимая часть траекторий α_I . Все остальные неизвестные параметры модели, определяющие амплитуды F_i , могут быть выражены через α_I с помощью правил сумм /1/. Таким образом, наблюдаемые величины $d\sigma/dt$, Σ и A оказываются зависящими лишь от одного неизвестного параметра α_I . Подгонка этих величин к экспериментальным данным /2/-/4/ с помощью метода наименьших квадратов привела к значению $\alpha_I = 0,5$. При этом оказалось, что в области $|t| > 0,02$ Гэв² значение вычета амплитуды $F_1^{(-)}$, найденное с помощью правил сумм, приводит к сечениям, лежащим выше экспериментальных (пунктирная линия на



Р и с.1. Дифференциальные сечения процесса $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$. Цифры на кривых обозначают лабораторную энергию фотонов в Гэв (аналогично на рис. 2,3,4). Экспериментальные данные взяты из /2/.

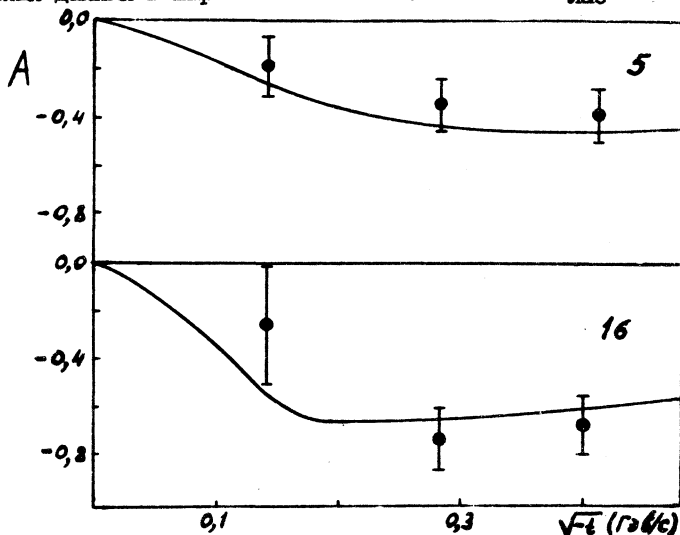


Р и с. 2. Отношение R сечений рождения π^- на нейтроне к π^+ на протоне. Экспериментальные данные взяты из /2/.



Р и с. 3. Асимметрия Σ рождения π^+ -мезонов линейно-поляризованными фотонами. Экспериментальные данные взяты из /3/.

рис. 1). Согласие с экспериментом может быть получено при введении в этот вычет подгоночного фактора $\lambda = 0,45$. Таким образом удается получить хорошее описание всех существующих экспериментальных данных в широкой области переменных: \sqrt{s} от 3 до



Р и с.4. Асимметрия A рождения π^+ -мезонов на поляризованной мишени. Экспериментальные данные взяты из /4/.

16 Гэв и $0 \geq t \geq -0,16 \text{ Гэв}^2$ (рис. 1-4). При этом модель содержит всего два подгоночных параметра (α_{\perp} и λ) и является наиболее экономной из всех существующих реджевских моделей для процессов $\gamma N \rightarrow \pi^{\pm} N$.

Важно подчеркнуть, что использование комплексных траекторий позволяет получить правильную энергетическую зависимость сечений фоторождения (см. также /6/) в отличие от обычной полюсной модели Редже. Кроме того, комплексность \mathcal{N} -траектории естественным образом решает проблему конспирации и описания переднего пика в дифференциальном сечении процессов $\gamma N \rightarrow \pi^{\pm} N$.

Комплексность ρ - и ω -траекторий приводит к правильной t -зависимости величины

$$R = \frac{d\sigma/dt(\gamma n \rightarrow \pi^- p)}{d\sigma/dt(\gamma p \rightarrow \pi^+ n)}$$

Заметим, что в обычных полюсных моделях Редже при использовании для вклада ρ -мезона вычета, содержащего "нонсенс" - фактор α^P , $R \rightarrow 1$ при $t \rightarrow -0,55$, что, как видно из рис. 2, противоречит экспериментальным данным.

Интересно заметить, что полученное описание процессов фоторождения совместимо с предположениями об обменном вырождении $\rho - A_2$ и $\pi - \nu$ в комплексных траекториях. Для мнимой части ρ -траектории получено значение, близкое к ранее найденному /6/ из анализа процесса перезарядки $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$, тогда как для π -траектории - существенно меньшее найденного в /7/ неразумно большого $\alpha_{\pi}^{\pi} = 1$. Такое различие, по-видимому, объясняется учетом в настоящей работе фаз вычетов комплексных полюсов.

Поступила в редакцию
19 октября 1973 г.

Л и т е р а т у р а

1. Ю. А. Раков, В. А. Царев. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 12, 17 (1973).
2. A. M. Boyarski et al. Phys. Rev. Letts., 20, 300 (1968); 21, 1767 (1968). P. Heide et al. Phys. Rev. Letts., 21, 248 (1968).
3. C. Geweniger et al. Phys. Letts., 29B, 41 (1969).
H. Burfeindt et al. Phys. Letts., 33B, 509 (1970).
R. F. Schnitters et al. Phys. Rev. Letts., 27, 120 (1971).
4. C. C. Morehouse et al. Phys. Rev. Letts., 25, 835 (1970).
5. В. А. Царев. Труды международного семинара "Бинарные реакции адронов", Дубна, 1971 г., стр. 535.
6. Н. П. Зотов, В. А. Царев. Я.Ф., 14, 806 (1971).
7. J. S. Ball, H. J. W. Muller, B. K. Pal. Phys. Rev., D4, 2065 (1971).