Краткие сообщения по физике № 8 август 1970

ФОТОРОЖДЕНИЕ π° – МЕЗОНОВ НА НУКЛОНАХ И ЗНАК АМПЛИТУДЫ РАСПАДА $\pi^\circ \to 2\gamma$

Н. П. Зотов, Ю. А. Раков, В. А. Царев

1. В последнее время значительно возрос интерес к проблеме определения знака ε амплитуды γ распада $\pi^\circ \to 2\gamma$ [1]. Одна из наиболее прямых возможностей определения ε связана с измерением интерференции амплитуд ядерного и кулоновского рождения π°–мезонов на ядрах[2,3] и нуклонах[4]

$$(\text{интерф. член}) = \frac{d\sigma}{dt} - \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{\text{ядерн}} - \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{P},$$

где $(d\sigma/dt)_P$ – сечение эффекта Примакова на нуклоне [5]. В частности, в работе[4] сделано утверждение о модельно-независимом определении ε ($\varepsilon g_{\pi NN} < 0$) из данных по дифференциальному сечению рождения π° на протоне[6] при E = = 5,8 Гэв. Мы хотим обратить внимание на то, что в действительности найденное значение ε существенно зависит от предположения о модели ядерного рождения, т.е. о $(d\sigma/dt)_{\text{ядерн}}$. *) Это связано с тем, что экспериментальные данные могут фиксировать ядерную модель только в области достаточно больших t, где влияние эффекта Примакова несущественно, и в настоящее время существует ряд моделей, одинаково хорошо описывающих данные при больших t и дающих раз-

---

*) В работе[6] знак интерференционного члена определялся с помощью модели Адера и др.[7].

личные предсказания относительно поведения амплитуды фоторождения при малых t. Таким образом, уже само определение характера интерференции[6] (т.е. знака интерференционного члена) является модельно-зависимым. В качестве иллюстрации на рис. 1 изображены экспериментальные данные[6] и $(d\sigma/dt)_{\text{эверн}}$ для модели Фроланда[8] ($(d\sigma/dt)_p$ вычислялось по формулам работы[5] с $\tau_{\pi^0} = 0{,}6 \cdot 10^{-16}$ сек). При этом для интерференционного члена оказываются допустимыми значения внутри заштрихованной области, и однозначного суждения о характере интерференции сделать не удается.

Далее, так как*)

$$(\text{интерф. член}) \sim Y\mathrm{Re}(A_1 - 2mA_4),$$

то для определения ε необходимо знать знаки реальных частей A_1 и A_4. В модели[7], использованной в работе[4], при малых t $A_4 \gg A_1$, и знаки $\mathrm{Re}A_4$ и $\mathrm{Im}A_4$ одинаковы, так что зная $\mathrm{Im}A_4$ из правил сумм[9] можно определить ε. Однако, существуют модели,[8] где $A_1 \sim A_4$; кроме того, при учете разреза фаза является подгоночным параметром, и соотношение знаков $\mathrm{Re}A$ и $\mathrm{Im}A$ является модельно-зависимым.

2. Рассмотрим некоторые возможности модельно-независимого определения ε.

а) В принципе имеется возможность фиксировать значения параметров Редже при малых t с помощью конечных правил сумм. Однако в настоящее время данные в области низких энергий еще явно недостаточны для детального фазового анализа, необходимого для точного вычисления интеграла в правилах сумм; таким образом, можно, по-видимому, говорить только об определении знаков вычетов Редже, а не об их точном значении. Детальный анализ фоторождения при низких энергиях (приблизительно до 3 Гэв) позволил

*) Мы используем обозначения работы[7].

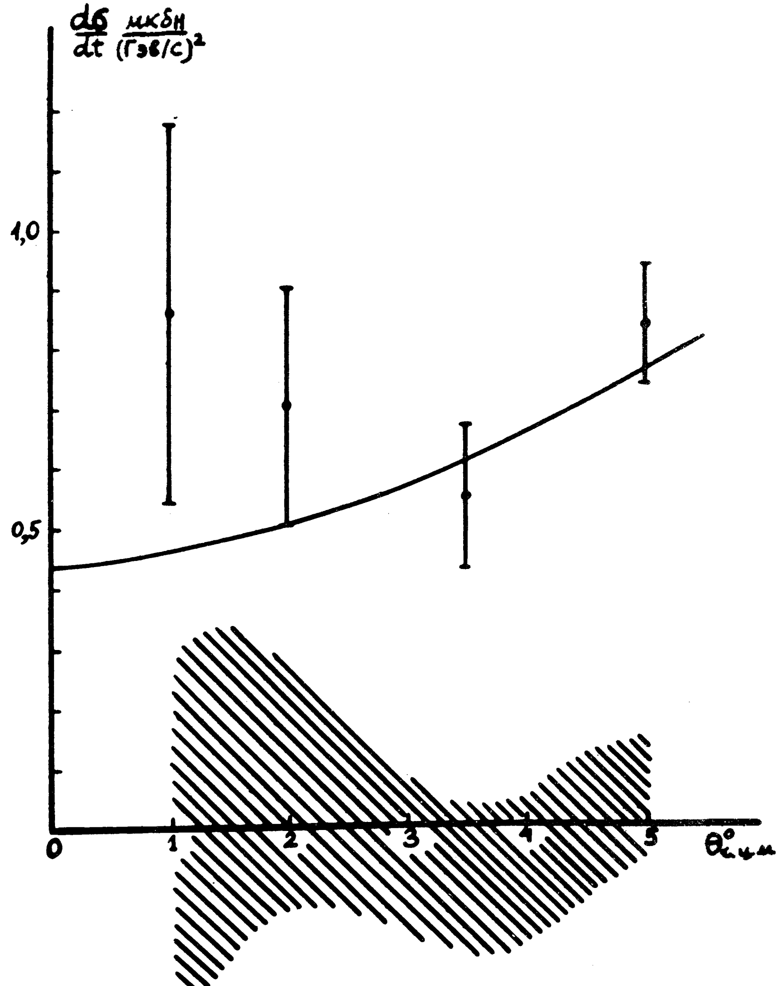

Рис. 1.

бы избавиться от неоднозначности, связанной с выбором модели.

б) "Ядерную подложку" можно отделить, если анализировать угловые распределения при нескольких значениях энергии фотонов E, учитывая, что сечение эф-

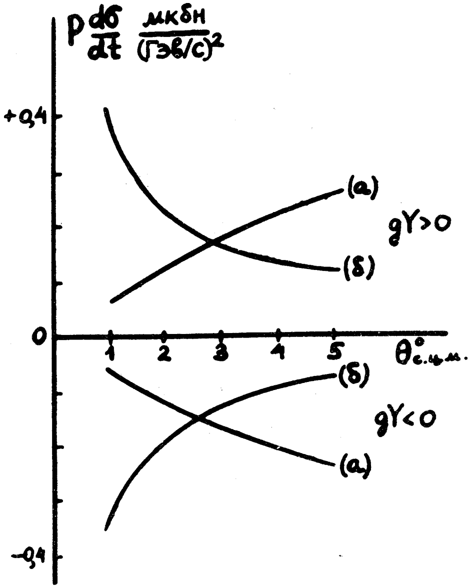

Рис. 2.

фекта Примакова[5] при фиксированном t постоянно, а ядерное сечение падает как $E^{2(\alpha-1)}$. (В широкой области t $\alpha \leqslant 0,2$, однако, в "дипе" при $t = -0,5$ оно несколько больше. В переднем "дипе" оно может быть также отлично от 0,2). К сожалению, в области малых углов сечение в настоящее время измерено достаточно хорошо только при одной энергии E = 5,8 Гэв.

в) Модельно-независимым способом определения ε является измерение поляризации протона отдачи P или асимметрии рождения на поляризованной мишени T в области малых углов. При довольно общих предположе-

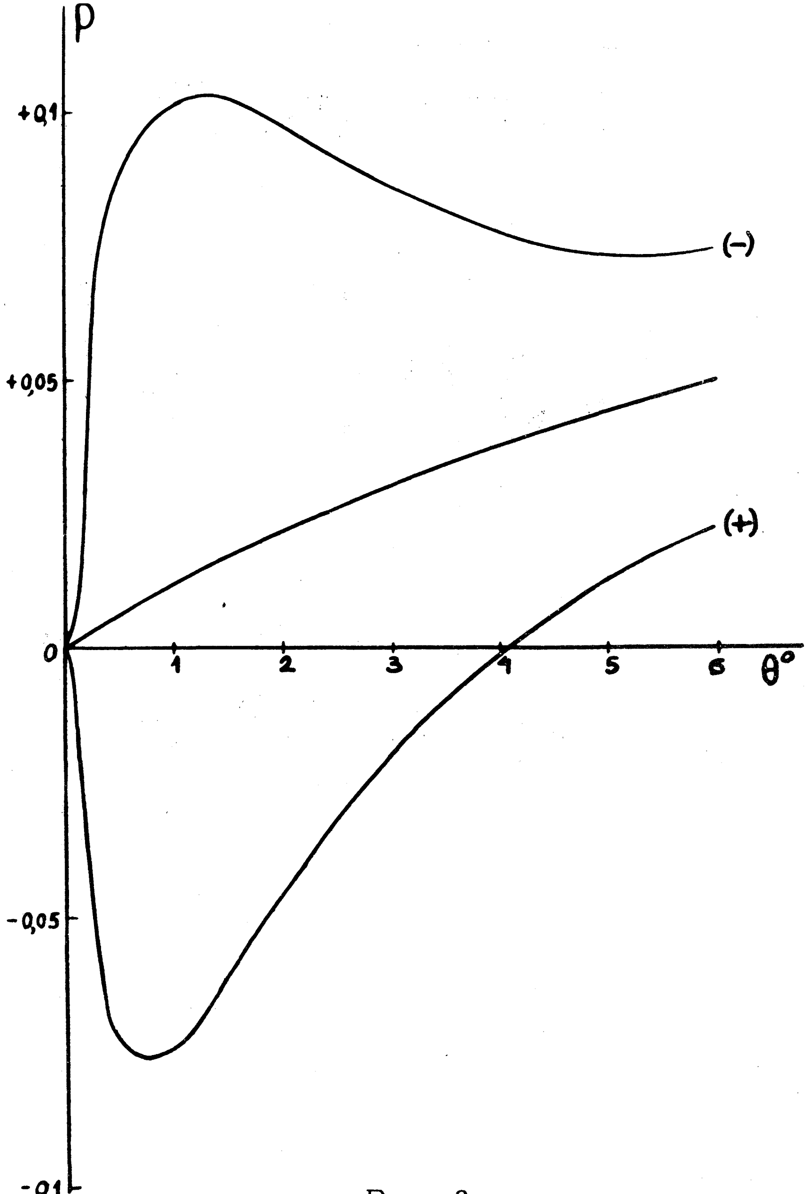

Рис. 3.

ниях для фоторождения π° - мезонов при высоких энергиях[8] $f_{11}^{-} = 0$ и $P = T$. С учетом вклада эффекта Примакова получим

$$\frac{d\sigma}{dt} P = \frac{2p_t k_t^2 \sqrt{t}}{\pi s p^2} \sin\theta_t \Big\{ \sqrt{t}(2m \mathrm{Im} A_2^* A_1 - t \mathrm{Im} A_2^* A_4) +$$

$$+ (2p_t \cos\theta_t - \sqrt{t}) \mathrm{Im} A_1^* A_4 + \sqrt{t} e Y \mathrm{Im} A_2 -$$

$$- \frac{eY}{t} \mathrm{Im} A_1 (2p_t \cos\theta_t - \sqrt{t}) \Big\}.$$

Последний член имеет характерный пик в области малых углов, и поведение P в области этого пика определяет знак произведения $Y \mathrm{Im} A_1$. Знак $\mathrm{Im} A_1$ может быть непосредственно определен с помощью правил сумм. В работе[9] найдено $g_{\pi NN} \mathrm{Im} A_1 > 0$. На рис. 2 приведены кривые $\frac{d\sigma}{dt} P$ для двух моделей[7,8] (собственно кривые а и б) с $\varphi = 0{,}5$ Различная форма кривых (а) и (б) связана с различными предположениями о поведении A_1 в области малых t; в моделях[7] и[8] соответственно $A_1 \sim t$ и $A_1 = \mathrm{Const}$. Тем не менее, знак P в области малых углов однозначно связан со знаком $Y \mathrm{Im} A_1$ (и, следовательно, $g_{\pi NN} Y$).

При меньших энергиях можно использовать интерференцию с резонансом известного знака[5]. (К сожалению, три "больших" резонанса $P_{33}(1238)$, $D_{13}(1520)$ и $F_{15}(1688)$ вносят малый вклад при $\theta \approx 0$). На рис. 3 изображена поляризация протона отдачи в области резонанса $S_{11}(1710)$ для двух знаков Y (при вычислениях были использованы результаты анализа Уокера[10]).

Авторы благодарны М. П. Рекало за полезные обсуждения.

Поступила в редакцию
11 мая 1970 г.

Л и т е р а т у р а

1. S. Okubo. Phys. Rev., 179, 1629 (1969).
2. Д. В. Волков, М. П. Рекало. Nucl. Phys., 37, 172 (1962).
3. В. А. Царев. Я.Ф. 10, 367 (1969).
4. F.J. Gilman. Phys. Rev., 184, 1964 (1969).
5. В. А. Царев. Письма в ЖЭТФ 11, 65 (1970).
6. M. Braunschweig et. al. Phys. Lett., 26B, 405 (1968).
7. J.P. Ader, H. Capdeville, Ph. Salin. Nucl. Phys., B3, 407 (1967).
8. J. Froyland. Nucl. Phys., BII, 204 (1969).
9. P. Di Vecchia et. al. Nuovo Cimento, 55A, 809 (1968).
10. R.L. Walker. Phys. Rev., 182, 1729 (1969).