

*Письма в ЖЭТФ, том 14, стр. 181 - 184*

*5 августа 1971 г.*

## **РАССЕЯНИЕ $\gamma$ -КВАНТОВ НУКЛОНАМИ В КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ**

*А. И. Ахиезер, М. П. Рекало*

В связи с появлением экспериментальных данных относительно полных сечений  $\gamma N$ -взаимодействий при больших энергиях [1] представляется интересным распространить кварковую модель на процессы  $\gamma + N \rightarrow \gamma + N$ .

Амплитуды  $\gamma N$ -рассеяния (выше порога фотообразования  $V$ -мезонов) можно связать в кварковой модели с амплитудами упругого рассеяния

мезонов нуклонами.

$$\frac{8}{a} \frac{\gamma_\rho^2}{4\pi} F(\gamma N \rightarrow \gamma N) = \left(1 + \frac{\gamma_\rho^2}{v^2} - \frac{\gamma_\rho}{v_\tau^2}\right) [(\pi^- p) + (\pi^+ p)] +$$

$$+ \frac{\gamma_\rho^2}{\gamma_\phi^2} [(K^+ p) + (K^- p) + (K^0 p) + (\bar{K}^0 p)] \pm 2 \frac{\gamma_\rho}{\gamma_\omega} [(K^+ p) + (K^- p) - (K^0 p) - (\bar{K}^0 p)],$$
(1)

где  $(\pi p)$ ,  $(Kp)$  — амплитуды упругого  $\pi p$ - и  $Kp$ -рассеяний,  $\gamma_\nu$  — стандартные константы  $\gamma V$ -взаимодействия; знаки  $(\pm)$  отвечают рассеянию  $\gamma$ -квантов протонами и нейтронами.

Используя оптическую теорему, формулу (1) нетрудно переписать в терминах соответствующих полных сечений.

Соотношения (1) позволяют получить следующие заключения.

1. Полные сечения  $\gamma N$ -взаимодействия должны удовлетворять неравенству

$$\sigma_t(\gamma p) > \sigma_t(\gamma n),$$
(2)

что согласуется с экспериментальными данными в широком энергетическом интервале [1]. Условие (2) основывается на неравенстве

$$\sigma_t(K^+ p) + \sigma_t(K^- p) - \sigma_t(K^0 p) - \sigma_t(\bar{K}^0 p) > 0,$$

выполняющемся при больших импульсах налетающих частиц ( $p > 4$  Гэв, например).

2. Описывая энергетическую зависимость величин  $\sigma_t(\pi N)$  и  $\sigma_t(KN)$ , измеренных в [2], формулой  $\sigma_t = \sigma_\infty + c/\sqrt{p}$  ( $p$  — импульс в Гэв налетающего мезона в лабораторной системе), с помощью (1) найдем:

$$\sigma_t(\gamma p) = \left(88 \pm 11 + \frac{90 \pm 11}{\sqrt{k}}\right) \text{мкбн}, \quad \sigma_t(\gamma n) = \left(87 \pm 11 + \frac{86 \pm 11}{\sqrt{k}}\right) \text{мкбн},$$
(3)

где  $k$  — энергия  $\gamma$ -кванта в Гэв. Для констант  $\gamma_\nu^2/4\pi$  использованы значения, найденные в опытах на встречных  $e^+e^-$ -пучках [3].

В [4] энергетическая зависимость величин  $\sigma_t(\pi N)$  и  $\sigma_t(KN)$  описывалась формулой  $\sigma_t = \sigma_\infty + c/p$ . Найденные в [4] значения  $\sigma_\infty$  и  $c$  позволяют с помощью (1) получить:

$$\sigma_t(\gamma p) = \left(107 + \frac{115}{k}\right) \text{мкбн}, \quad \sigma_t(\gamma n) = \left(106 + \frac{66}{k}\right) \text{мкбн}$$
(4)

Обе найденные параметризации (3) и (4) не противоречат имеющимся экспериментальным данным относительно  $\sigma_t(\gamma N)$ .

3. Если при  $t = 0$  для амплитуд  $(\pi p)$  и  $(Kp)$  использовать параметризацию, основанную на полюсах Редже [5], с помощью (1) можно вычислить реальные части амплитуд  $\gamma N$ -рассеяния под нулевым углом. Пред-

сказываемые в кварковой модели значения для  $a_N \equiv \text{Re}F(\gamma N \rightarrow \gamma N) / \text{Im}F(\gamma N \rightarrow \gamma N)$  приведены в табл. 1.

Т а б л и ц а 1

$k, \text{Гэв}$	6	8	10	12	14	16	18	20
$-a_p$	0,41	0,37	0,34	0,31	0,30	0,28	0,27	0,26
$-a_n$	0,23	0,21	0,19	0,185	0,175	0,17	0,16	0,155

Видим, что  $|a_p| > |a_n|$ , причем предсказываемые значения  $a_p$  превышают по абсолютной величине обычно используемое значение  $a_p = -0,2$ .

4. Дифференциальные сечения  $\gamma N$ -рассеяния при  $t = 0$  определяются следующей формулой:

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma N \rightarrow \gamma N)_{t=0} = \frac{\hat{\sigma}_t^2(\gamma N)}{16\pi} (1 + a_t^2) \quad (5)$$

В табл. 2 представлены величины сечений  $\gamma N$ -рассеяния, рассчитанные согласно (5) с привлечением  $a_N$  из табл. 1

Т а б л и ц а 2 (сечения в  $10^{-32} \text{см}^2/\text{Гэв}^2$ )

$k, \text{Гэв}$	6	8	10	12	14	16	18	20
$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \gamma p)_{t=0}$	89,0	82,5	76,0	72,5	69,7	67,3	66,5	66,0
$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma n \rightarrow \gamma n)_{t=0}$	73,3	70,0	66,0	63,3	62,0	59,5	59,5	59,5

Предсказываемые значения для  $\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \gamma p)_{t=0}$  согласуются с имеющимися экспериментальными данными [6]:

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \gamma p)_{t=0} = (85 \pm 15) \cdot 10^{-32} \frac{\text{см}^2}{\text{Гэв}^2} (k = 5,5 \text{ Гэв}),$$

$$(63 \pm 6) \cdot 10^{-32} \text{см}^2/\text{Гэв}^2 (k = 11,5 \text{ Гэв}).$$

Из таблицы 2 видим, что различие в дифференциальных сечениях  $\gamma p$ - и  $\gamma n$ -рассеяний при  $t = 0$  достигает 10%.

## Литература

- [ 1 ] H.Meyer, B.Naroska, J.H.Weber, M.Wong, V.Heynen, E.Mandelkow, D.Notz. Preprint DESY 70 – 17, 1970; D.O.Caldwell, V.B.Elings, R.J.Morrison, F.V.Murphy, B.W.Worster, D.E.Yount. Phys. Rev Lett., 25, 609, 1970; W.P.Hesse, D.O.Caldwell, V.B.Elings, R.J.Morrison, F.V.Murphy, B.W.Worster, D.E.Yount. Phys. Rev. Lett., 25, 613, 1970.
  - [ 2 ] W.Galbraith, E.W.Jenkins, T.F.Kycia, B.A.Leontic, R.H.Phillips, A.L.Read, R.Rubinstein. Phys. Rev., 138B, 913, 1965.
  - [ 3 ] J. Perez-Y-Jorba. Report at the Daresbury Study Week – End on Vector Meson Production and Omega-Rho Interference. Preprint LAL-1234, 1970.
  - [ 4 ] Дж. В.Аллаби, Ю.Б.Бушнин, Ю.П.Горин, С.П.Денисов, Дж. Джакомелли, А.Н.Дидденс, Р.В.Добинсон, С.В.Донсков, А.Кловнинг, А.И.Петрухин, Ю.Д.Прокошкин, К.А.Стольбрандт, Д.А.Стойнова, Р.С.Шувалов. ЯФ, 12, 538 1970.
  - [ 5 ] V.Barger, M.Olsson, D.D.Reeder. Nucl. Phys., B5, 411, 1968.
  - [ 6 ] R.L.Anderson, D.Gustavson, J.Johnson, I.Overman, D.Ritson, B.H.Wiik, R.Talman, J.K.Walker, D.Worcester. Preprint SLAC-PVB-772, 1970.
-