

РОЛЬ АННИГИЛЯЦИОННОГО КАНАЛА  $p\bar{p} \rightarrow \gamma\gamma$  ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ  
ПОЛЯРИЗУЕМОСТЕЙ ПРОТОНА

И. М. Ахмедов, Л. В. Фильков

УДК 539.122

Исследуется влияние аннигиляционного канала  $p\bar{p} \rightarrow \gamma\gamma$  на значения  $\alpha - \beta$ , предсказываемые из правил сумм, и на значения  $\alpha$  и  $\alpha - \beta$ , получаемые из экспериментальных данных по  $\gamma p$ -рассеянию.

В работах /1,2/ было показано, что правила сумм для разности электрической ( $\alpha$ ) и магнитной ( $\beta$ ) поляризуемостей протона  $\alpha - \beta$  очень чувствительны к вкладу аннигиляционного канала  $p\bar{p} \rightarrow \gamma\gamma$ . В работе /3/ этот вклад учитывался только в борновском приближении для амплитуд  $p\bar{p} \rightarrow \pi\pi$  и  $\pi\pi \rightarrow \gamma\gamma$ , входящих в мнимую часть процесса  $p\bar{p} \rightarrow \gamma\gamma$ . Это привело к резкому расхождению между предсказаниями правил сумм и экспериментальными данными для  $\alpha - \beta$ .

Целью настоящей работы является проведение достаточно полного учета аннигиляционного канала в правилах сумм для  $\alpha - \beta$  и при получении  $\alpha$  и  $\alpha - \beta$  из экспериментальных данных по  $\gamma p$ -рассеянию при малых энергиях.

Мнимая часть амплитуды процесса  $p\bar{p} \rightarrow \gamma\gamma$  с помощью условия унитарности в двухпиконном приближении выражается через амплитуды процессов  $p\bar{p} \rightarrow \pi\pi$  и  $\pi\pi \rightarrow \gamma\gamma$ .

Амплитуды процесса  $p\bar{p} \rightarrow \pi\pi$  определим с помощью дисперсионных соотношений (д.с.) при фиксированном  $t$  с одним вычитанием, а вычитательную функцию выразим через д.с. при фиксированном  $u$  /4/ и длины  $\pi N$ -рассеяния. Для вычисления дисперсионных интегралов от мнимых частей амплитуд в  $s$ -канале используем экспериментальные данные для сдвигов фаз и коэффициентов неупругости  $\pi N$ -рассеяния /5/. Дисперсионные интегралы в  $t$ -канале выразим через

вклад  $\epsilon$ -мезона. Для массы и полной ширины  $\epsilon$ -мезона возьмем  $M_\epsilon = 660 \text{ МэВ}$  и  $\Gamma_\epsilon = 640 \text{ МэВ}$ .

Амплитуды процесса  $\pi\pi \rightarrow \gamma\gamma$  также определим с помощью д.с. при фиксированном  $t$  с одним вычитанием. Эти д.с. будем насыщать в  $s$ -канале однополюсным полюсом и  $\rho$ - и  $\omega$ -резонансами, а в  $t$ -канале -  $\epsilon$ -мезоном.

Перейдем к вычислению правил сумм для  $\alpha - \beta$  /3/.

$$\alpha - \beta = -\frac{1}{2\pi^2} \left\{ \int_{4\mu^2}^{\infty} \frac{dt'}{(t')^2} [A_1^{(t)}(t', u=m^2) + A_3^{(t)}(t', u=m^2)] - \int_{(m+\mu)^2}^{\infty} \frac{ds'}{(s' - m^2)^2} [A_1^{(s)}(s', u=m^2) + A_3^{(s)}(s', u=m^2)] \right\}, \quad (1)$$

где  $A_{1,3}^{(t)}(t', u=m^2)$  - мнимые части амплитуд  $\gamma p$ -рассеяния в  $t$ -канале, а  $A_{1,3}^{(s)}(s', u=m^2)$  - в  $s$ -канале,  $m$  - масса протона,  $\mu$  - масса  $\pi$ -мезона. Амплитуды  $A_{1,3}^{(s)}$  с помощью условия унитарности выражаются через амплитуды фоторождения  $\pi$ -мезонов. Вычисления вклада  $s$ -канала в  $\alpha - \beta$  дают

$$(\alpha - \beta)^{(s)} = 2,5 \times 10^{-43} \text{ см}^3. \quad (2)$$

Вклад от  $t$ -канала в  $\alpha - \beta$  вычисляется в сделанных выше предположениях о мнимой части процесса  $p\bar{p} \rightarrow \gamma\gamma$ . Результаты этих вычислений  $(\alpha - \beta)^{(t)}$  для различных значений константы связи  $\epsilon$ -мезона с нуклоном  $(g_{\epsilon NN}^2/4\pi)$  и ширины распада  $\epsilon \rightarrow \gamma\gamma$  ( $\Gamma_{\epsilon \rightarrow \gamma\gamma}$ ) приведены в таблице I.

Как видно из таблицы I, результаты вычислений по правилам сумм (I) сильно зависят от вклада  $\epsilon$ -мезона.

Перейдем к определению электрической и магнитной поляризуемостей протона из экспериментальных данных по  $\gamma p$ -рассеянию при малых энергиях. С этой целью запишем выражение для дифференциального сечения  $\gamma p$ -рассеяния в виде /6,3/

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_P - \frac{e^2}{4\pi m} \gamma^2 \left[1 - 3 \frac{\gamma}{m} (1 - z_{II})\right] \left[\alpha(1 + z_{II}^2) + 2\beta z_{II}\right] + F(\gamma), \quad (3)$$

где  $z_{II} = \cos \Theta_{II}$ ,  $\Theta_{II}$  - угол рассеяния  $\gamma$ -кванта в лаб. системе,  $(d\sigma/d\Omega)_P$  - дифференциальное сечение рассеяния фотонов на бесструктурной частице со спином  $1/2$ , написанное в виде ряда по  $\gamma$ , до  $\gamma^3$  включительно. Функция  $F(\gamma)$  представляет вклад всех членов

Таблица I

Значения  $(\alpha - \beta)^{(t)}$  в единицах  $10^{-43} \text{ см}^3$  в зависимости от величины константы  $\frac{g_{\pi NN}^2}{4\pi}$  и времени жизни  $\Gamma_{\pi-\gamma\gamma}$  (в кэВ).

$\frac{3\Gamma_{\pi-\gamma\gamma}}{g_{\pi NN}^2/4\pi}$ кэВ	0	1	2	3	4	6	10	15	20	25	30
0	-10										
5	-7,8	-4,4	-3,0	-1,9	-0,9	0,6	3,0	5,5	7,5	9,3	10,9
10	-6,9	-1,9	0,2	1,8	3,1	5,3	8,9	12,4	15,4	18	20,4
15	-6,1	0	2,6	4,6	6,2	9,0	13,4	17,7	21,4	24,7	27,6
20	-5,5	1,7	4,6	6,9	8,8	12,1	17,2	22,3	26,6	30,4	33,8
25	-5,0	3,1	6,4	9,0	11,1	14,7	20,5	26,2	31,0	35,3	39,1
30	-4,5	4,4	8,0	10,8	13,2	17,2	23,5	29,8	35,1	39,8	44,0

разложения  $d\sigma/d\Omega \sim \gamma^n$  ( $n \geq 4$ ). Чтобы определить эту функцию, построим с помощью д.с. дифференциальное сечение  $d\sigma/d\Omega$  и вычтем из него дифференциальное сечение, также полученное с помощью тех же д.с., но записанное в виде ряда по  $\gamma$  до  $\gamma^3$  включительно.

Выражение (3) используем для анализа экспериментальных данных по  $\gamma$ -рассеянию /7/ в области энергий 80-110 МэВ. При этом  $F(\gamma)$  вычисляется при обоих знаках произведения  $g_{\pi NN}^2$ , где  $g_{\pi NN}^2/4\pi = 14,7$  есть константа взаимодействия  $\pi$ -мезона с нукло-

ном,  $F_{\pi}$  - амплитуда распада  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$   $S(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = 1 +$   
 $+\frac{1\delta(q-k_1-k_2)}{(2\pi)^{1/2}\sqrt{8q_0\omega_1\omega_2}} F_{\pi}(1)\epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma} \epsilon_{2\mu} \epsilon_{1\nu} k_2^\lambda k_1^\sigma$ ;  $\epsilon_{0123} = 1$ ). Константу  
 взаимодействия  $\epsilon$ -мезона с нуклоном  $\epsilon_{\epsilon NN}^2/4\pi$  возьмем равной  
 20, а ширину  $\Gamma_{\epsilon \rightarrow \gamma\gamma}$  распада  $\epsilon \rightarrow \gamma\gamma$  равной 1,3 кэВ или 6,7 кэВ.  
 В результате получим

1) если  $\epsilon_{\pi NN} F_{\pi} < 0$ , то

$$\alpha = (11,9 \pm 1,1) 10^{-43} \text{ см}^3, \quad \alpha - \beta = (10,9 \pm 1,2) 10^{-43} \text{ см}^3$$

для  $\Gamma_{\epsilon \rightarrow \gamma\gamma} = 1,3 \text{ кэВ}$

(4)

$$\alpha = (12,6 \pm 1,1) 10^{-43} \text{ см}^3, \quad \alpha - \beta = (11,5 \pm 1,2) 10^{-43} \text{ см}^3$$

для  $\Gamma_{\epsilon \rightarrow \gamma\gamma} = 6,7 \text{ кэВ}$

(5)

2) если  $\epsilon_{\pi NN} F_{\pi} > 0$ , то

$$\alpha = (18,5 \pm 1,1) 10^{-43} \text{ см}^3, \quad \alpha - \beta = (28,0 \pm 1,2) 10^{-43} \text{ см}^3,$$

для  $\Gamma_{\epsilon \rightarrow \gamma\gamma} = 1,3 \text{ кэВ}$

(6)

$$\alpha = (19,2 \pm 1,1) 10^{-43} \text{ см}^3, \quad \alpha - \beta = (28,6 \pm 1,2) 10^{-43} \text{ см}^3,$$

для  $\Gamma_{\epsilon \rightarrow \gamma\gamma} = 6,7 \text{ кэВ}$

(7)

Как видно из (4) - (7), эти результаты сильно зависят от знака произведения  $\epsilon_{\pi NN} F_{\pi}$  и слабо от вклада  $\epsilon$ -мезона. Из сравнения полученных значений  $\alpha - \beta$  с таблицей I следует, что если  $\epsilon_{\pi NN} F_{\pi} < 0$ , то найденные из анализа  $\gamma p$ -рассеяния значения  $\alpha - \beta$  согласуются с предсказаниями правил сумм (I) при  $\Gamma_{\epsilon \rightarrow \gamma\gamma} \approx 1,3 \text{ кэВ}$ . Если же  $\epsilon_{\pi NN} F_{\pi} > 0$ , то согласие достигается для  $\Gamma_{\epsilon \rightarrow \gamma\gamma} \approx 6,7 \text{ кэВ}$ .

В таблице 2 представлены результаты вычислений поправок к  $\alpha$  и  $\alpha - \beta$  вследствие учета функции  $F(\nu)$ . В таблице используются следующие обозначения: В - вклад в  $\alpha$  и  $\alpha - \beta$  однонуклонных борновских членов с  $\nu^n$  ( $n \geq 4$ );  $\Lambda^\pm$  - вклад  $\pi^0$ - и  $\eta$ -мезонных полюсов (знаки (+) и (-) соответствуют знаку произведения  $\epsilon_{\pi NN} F_{\pi}$ );

Таблица 2

Поправки к значениям  $\alpha$  и  $\alpha - \beta$ , получаемым из экспериментов по  $\gamma$ -рассеянию, вследствие учета функции  $F(\gamma)$ .

$\theta_{\text{лаб}} = 90^\circ$ , поправки к $\alpha \cdot 10^{43} \text{ см}^{-3}$							$\theta_{\text{лаб}} = 150^\circ$ , поправки к $(\alpha - \beta) 10^{43} \text{ см}^{-3}$					
$\gamma$ , МэВ	B	$\Delta^+$	$\Delta^-$	I	$\Sigma\alpha^+$	$\Sigma\alpha^-$	B	$\Delta^+$	$\Delta^-$	I	$\Delta(\alpha-\beta)^+$	$\Delta(\alpha-\beta)^-$
10	0,010	0,06	-0,06	0,03	0,10	-0,02	0,04	0,15	-0,15	-0,03	0,16	-0,14
20	0,043	0,25	-0,23	0,11	0,40	-0,08	0,16	0,58	-0,56	-0,13	0,61	-0,53
30	0,098	0,54	-0,48	0,29	0,93	-0,09	0,36	1,21	-1,13	-0,29	1,28	-1,06
40	0,177	0,89	-0,81	0,46	1,53	-0,17	0,68	1,96	-1,81	-0,44	2,20	-1,57
50	0,283	1,30	-1,17	0,75	2,33	-0,14	1,11	2,78	-2,53	-0,53	3,36	-1,95
60	0,417	1,74	-1,55	1,21	3,37	0,08	1,71	3,64	-3,28	-0,61	4,74	-2,18
70	0,58	2,19	-1,96	1,47	4,24	0,09	2,49	4,55	-4,06	-0,68	6,36	-2,25
80	0,78	2,65	-2,37	1,88	5,31	0,29	3,53	5,50	-4,94	-0,75	8,28	-2,16
90	1,01	3,12	-2,79	2,46	6,59	0,68	4,91	6,58	-5,93	-0,86	10,63	-1,88
100	1,29	3,62	-3,21	3,12	8,03	1,20	6,78	7,90	-7,09	-0,88	13,80	-1,19
110	1,61	4,19	-3,71	3,90	9,70	1,80	9,38	9,43	-8,77	-1,04	17,77	-0,43
120	2,00	4,72	-4,16	4,86	11,58	2,70	13,18	11,54	-11,12	-1,33	23,39	0,73

$I$  - вклад от дисперсионных интегралов в  $s$ - и  $t$ -каналах;  $\tilde{\Delta}\alpha^+$  и  $\tilde{\Delta}(\alpha - \beta)^+$  - полные поправки к  $\alpha$  и  $\alpha - \beta$  вследствие учета функции  $F(\nu)$ .

Сравнение таблицы 2 с таблицей 1 работы /3/ показывает, что величины  $\alpha$  и  $\alpha - \beta$ , получаемые из анализа экспериментальных данных по  $\gamma p$ -рассеянию при малых энергиях, достаточно слабо зависят от модели учета вклада дисперсионных интегралов в  $t$ -канале.

В заключение авторы выражают благодарность Е. Е. Радеску и А. И. Львову за плодотворные обсуждения.

Поступила в редакцию  
16 июня 1978 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. Д. М. Ахмедов, Л. В. Фильков, Краткие сообщения по физике ФИАН, № 1, 13 (1975); П. С. Баранов, Л. В. Фильков, ЭЧАЯ, 7, 108 (1976);
2. Guisau, E. E. Radescu, Phys. Lett., 62B, 193 (1976).
3. D. M. Akhmedov, L. V. Fil'kov, Nucl. Phys., B125, 530 (1977).
4. L. V. Fil'kov, B. B. Palyushov, Nucl. Phys., B42, 541 (1972).
5. S. Almeded, G. Lovelace, Nucl. Phys., B4Q, 157 (1972).
6. Д. М. Ахмедов, Л. В. Фильков, Краткие сообщения по физике ФИАН, № 1, 29 (1977); ЯФ, 25, 1021 (1977).
7. П. С. Баранов и др., Письма в ЖЭТФ, 19, 777 (1974).