Краткие сообщения по физике № 1 1977

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ ПРОТОНА

Д. М. Ахмедов, Л. В. Фильков

УДК 539-I22;539,I25.4

Из анализа экспериментальных данных по γp-рассеянию с учетом вкладов членов с ν^n $(n \geq 4)$ в разложении дифференциального сечения вычислены коэффициенты поляризуемости протона $\bar{\alpha}$ и $\bar{\beta}$, значительно отличающиеся от ранее найденных.

В работе /I/ из анализа экспериментальных данных по γp-рассеянию в области энергий 80÷II0 Мэв были найдены значения коэффициентов обобщенной электрической и магнитной поляризуемости протона $\bar{\alpha} = (10{,}7 \pm 1{,}1)\cdot 10^{-43}$ см^3, $\bar{\beta} = (-0{,}7 \pm 1{,}6)\cdot 10^{-43}$ см^3. В этой работе использовалось выражение для дифференциального сечения γp-рассеяния в виде разложения по энергии налетающего фотона ν (в л.с.к.) с учетом членов до ν^3 включительно

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_P - \frac{e^2}{4\pi m}\nu^2\left[1 - 3\frac{\nu}{m}(1-z)\right]\left[\bar{\alpha}(1+z^2) + 2\bar{\beta}z\right] + O(\nu^4), \quad (I)$$

где $z = \cos\theta_{л}$, $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_P$ – поперечное сечение рассеяния фотонов на бесструктурной частице со спином I/2, записанное в виде ряда по ν до ν^3 включительно. Вклад от отброшенных членов полагался малым.

Целью настоящей работы является исследование вклада отброшенных в выражении (I) членов с ν^n $(n \geq 4)$ в коэффициенты $\bar{\alpha}$ и $\bar{\beta}$, определяемые из экспериментов по γp-рассеянию, а также вычисление этих коэффициентов с помощью новых правил сумм.

Для того чтобы оценить вклад отброшенных в (I) членов, вычислим с помощью дисперсионных соотношений (д.с.) для амплитуд γp-рассеяния выражение (I) и вычтем полученный результат из $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, написанного без разложения и также полученного с помощью д.с.

Построим для амплитуд γp-рассеяния T_i /2/, нечетных относительно замены $s \rightleftarrows u$, безвычитательные д.с.

$$\mathrm{Re}T_i(s,t) = r_i\left[\frac{1}{m^2-s} - \frac{1}{m^2-u}\right] + \frac{1}{\pi} P \int\limits_{(m+\mu)^2}^{\infty} \mathrm{Im}T_i(s',t)\left[\frac{1}{s'-s} - \frac{1}{s'-u}\right]ds', \tag{2}$$

а для амплитуд, четных относительно замены $s \rightleftarrows u$, д.с. с одним вычитанием /3/

$$\mathrm{Re}T_i(s,t) = T_i(m^2,0) + r_i\left[\frac{1}{m^2-s} + \frac{1}{m^2-u}\right] + t\Phi_i(t,u=m^2) +$$

$$+ \frac{s-m^2}{\pi} P \int\limits_{(m+\mu)^2}^{\infty} \mathrm{Im}T_i(s',t)\left[\frac{1}{(s'-m^2)(s'-s)} - \frac{1}{(s'-m^2+t)(s'-u)}\right]ds', \tag{3}$$

где $\mathrm{Im}T_i(s,t)$ – мнимая часть амплитуды в s-канале, $\Phi_i(t,m^2)$ – вычитательная функция, r_i – вычет в однонуклонном полюсе. Выражая $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ через д.с. (2) и (3) и проводя разложение по ν, получим

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_P + \frac{e^2}{8\pi^2 m}\nu^2\left[1 - 3\frac{\nu}{m}(1-z)\right] \times$$

$$\times\left[\Phi_1(0,m^2)(1+z^2) - 2\Phi_3(0,m^2)z\right] + O(\nu^4). \tag{4}$$

Сравнивая (4) и (I), найдем, что $\bar{\alpha}$ и $\bar{\beta}$ выражаются через зависящие от t части вычитательных функций

$$\bar{\alpha} = -\frac{1}{2\pi}\Phi_1(0,m^2), \quad \bar{\beta} = \frac{1}{2\pi}\Phi_3(0,m^2). \tag{5}$$

Вычитательные функции $\Phi_1(t,m^2) - \Phi_3(t,m^2)$ и $\Phi_6(t,m^2)$ определим из условия кинематической связи амплитуд T_i при $\theta = 180°$, $\Phi_1(t,m^2) + \Phi_3(t,m^2)$ и $\Phi_5(t,m^2)$ найдем с помощью д.с. по t и s с одним вычитанием.

При вычислении д.с. (2) и (3) мнимые части амплитуд в s-канале выразим через амплитуды фоторождения одного и двух π-мезонов. Амплитуды фоторождения одиночных π-мезонов представим в виде члена запаздывания плюс разложение оставшейся части по парциальным волнам. Последние определяются с использованием мультипольных анализов Швела /4/ (до 250 Мэв) и Мурхауза /5/ (от 250 по I2I0 Мэв). Вклад фоторождения двух π-мезонов рассмотрим с помощью

Таблица I

	$\theta = 90°$						$\theta = 150°$					
ν, Мэв	B	Λ	I	ε	I+ε	$\Delta\bar{\alpha}$	B	Λ	I	ε	I+ε	$\Delta(\bar{\alpha} - \bar{\beta})$
IO	0,0IO	0,06	0,04	0,0I	0,05	0,I2	0,04	0,I5	0,05	0,0I	0,06	0,25
20	0,043	0,24	0,I6	0,03	0,I9	0,47	0,I6	0,57	0,I7	0,04	0,2I	0,94
30	0,098	0,52	0,34	0,07	0,4I	I,03	0,36	I,I9	0,36	0,I0	0,46	2,0I
40	0,I77	0,87	0,73	0,I2	0,85	I,90	0,68	I,93	0,58	0,I6	0,74	3,35
50	0,283	I,27	I,II	0,I9	I,30	2,85	I,II	2,74	0,82	0,22	I,04	4,89
60	0,4I7	I,7I	I,7I	0,27	I,98	4,II	I,7I	3,59	I,04	0,28	I,32	6,62
70	0,58	2,I5	2,20	0,38	2,58	5,3I	2,49	4,48	I,30	0,32	I,62	8,59
80	0,78	2,60	2,99	0,46	3,45	6,83	3,53	5,42	I,56	0,34	I,90	I0,85
90	I,0I	3,04	3,60	0,58	4,I8	8,23	4,9I	6,45	I,78	0,35	2,I3	I3,49
IOO	I,29	3,48	4,46	0,7I	5,I7	9,94	6,78	7,65	2,02	0,37	2,39	I6,82
II0	I,6I	3,90	5,49	0,84	6,33	II,84	9,38	9,I3	2,38	0,I4	2,52	2I,03
I20	2,00	4,33	6,67	I,00	7,67	I4,00	I3,I8	II,I2	3,06	-0,I8	2,88	27,I8

абсорбционной модели Вильямса /6/. Аннигиляционный канал учтем через борновские диаграммы и вклады ε- и π°-мезонов. Для ε-мезона предполагается m_ε = 660 Мэв, Γ_ε = 640 Мэв, $\sqrt{\frac{\Gamma_{\varepsilon\to 2\gamma}}{\mu_\pi}\frac{g^2_{\varepsilon NN}}{4\pi}} = 5\cdot 10^{-3}$.

В таблице I представлены результаты вычисления неучтенных в выражении (I) вкладов с ν^n $(n \geqslant 4)$ в $\bar{\alpha}$ (при $\theta = 90°$) и в $\bar{\alpha} - \bar{\beta}$ (при $\theta = 150°$) в единицах 10^{-43} см^3. При этом введены следующие обозначения: B - вклад от борновских членов в $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_p$ с ν^n $(n \geqslant 4)$, Λ - вклад π°-мезонного полюса, взятого со знаком $F_\pi g_{\pi NN} < 0$ /7/, ε - вклад ε-мезона, I - вклад от дисперсионных интегралов в s-, u- и t-каналах, $\Delta\bar{\alpha}$ и $\Delta(\bar{\alpha} - \bar{\beta})$ - суммарный вклад опущенных в (I) членов.

Как видно из таблицы, в области ν = 80÷100 Мэв вклад отброшенных в формуле (I) членов очень велик. Их учет приводит к следующим значениям $\bar{\alpha}$ и $\bar{\beta}$:

$$\bar{\alpha} = (21{,}1 \pm 1{,}1)10^{-43}\ \text{см}^3, \qquad \bar{\beta} = (-9{,}0 \pm 1{,}6)10^{-43}\ \text{см}^3. \quad (6)$$

Учет поправок в районе 55 Мэв /8/ дает $\bar{\alpha} = (14 \pm 2 \pm 5)10^{-43}$ см^3, что не противоречит результату (6).

Найденные значения $\bar{\alpha}$ и $\bar{\beta}$ (6) являются, вообще говоря, модельно зависящими. Для получения модельно независимых значений этих величин следует провести эксперимент по γp-рассеянию при таких значениях ν, где вклады от дисперсионных интегралов и ε-мезона малы, например, при $\nu \leqslant 50$ Мэв.

Поступила в редакцию
12 июля 1976 г.

Литература

1. П. С. Баранов, Т. М. Буйнов, В. Г. Годин, В. А. Кузнецова, В. А. Петрунькин, Л. С. Татаринская. Письма в ЖЭТФ, 19, 777 (1974).
2. R. E. Prange. Phys. Rev., 110, 240 (1958).
3. П. С. Баранов, Л. В. Фильков. ЭЧАЯ, 7, 108 (1976).
4. W. Pfeil, D. Schwela. Nucl. Phys., B45, 379 (1972).
5. R. G. Moorhouse, H. Oberlack, A. H. Rosenfeld. Phys. Rev., D9, 1 (1974).
6. M. Glück. Phys. Rev., D9, 253 (1974).
7. П. С. Баранов, В. А. Кузнецова, Л. И. Словохотов, Г. А. Сокол, Л. В. Фильков, Л. Н. Штарков. ЯФ, 5, 1221 (1967).
8. В. И. Гольданский, О. А. Карпухин, Л. В. Куценко, В. В. Павловская. ЖЭТФ, 38, 1695 (1960).