

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ФОТОНОВ НИЗКОЙ ЭНЕРГИИ ПРОТОНАМИ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ ПРОТОНА

*П.С.Баранов, Г.М.Буйнов, В.Г.Годин, В.А.Кузнецова,
В.А.Петрунькин, Л.С.Татаринская, В.С.Ширченко,
Л.Н.Штарков, В.В.Юрченко, Ю.П.Янулис*

Измерено дифференциальное сечение упругого рассеяния фотонов на протоне под углами 90 и 150° в интервале энергий от 70 до 110 Мэв. По экспериментальным данным определены коэффициенты электрической и магнитной поляризуемости протона $\bar{\alpha} = (10,7 \pm 1,1) \cdot 10^{-43}$ см³ и $\bar{\beta} = (-0,7 \pm 1,6) \times 10^{-43}$ см³ соответственно.

Измерения дифференциального сечения упругого рассеяния фотонов протонами проводились на синхротроне ФИАН при максимальной энергии спектра тормозного излучения 127 и 148 Мэв. Исследуемый процесс $\gamma + P \rightarrow \gamma + P$ выделялся путем регистрации рассеянных фотонов. Размеры мишени, угловые и энергетические интервалы выбирались так, чтобы практически исключить влияние фоновых процессов. Основная трудность в постановке эксперимента состояла в необходимости обеспечить точность абсолютизации измеряемых сечений $1 + 2\%$, так как вклад структурных поправок на поляризуемость протона в дифференциальное сечение для энергии фотона 100 Мэв и углов рассеяния фотона $\theta = 90 + 150^\circ$ составляет $15 + 20\%$. Прямые способы измерения абсолютных сечений с такой точностью затруднительны вследствие ряда погрешностей связанных с измерением интенсивности и формы спектра падающих фотонов, эффективности регистрации и т. д. Большую часть этих погрешностей можно исключить, если регистрировать одним и тем же γ -телескопом в совпадающих энергетических интервалах последовательно для процесса: основной процесс $\gamma + P \rightarrow \gamma + P$ и мониторный процесс $\gamma + e \rightarrow \gamma + e$, сечение которого может быть вычислено с необходимой точностью. Дифференциальное сечение мониторного процесса $\gamma + e \rightarrow \gamma + e$ измерялось под углом $1^\circ 46'$, что соответствовало наилучшему совпадению с кинематическими условиями регистрации основного процесса $\gamma + P \rightarrow \gamma + P$ под углом $\theta = 90^\circ$. Подробное описание эксперимента будет опубликовано в дальнейшем. Дифференциальное сечение мониторного процесса рассчитывалось по формуле Клейна - Нишины - Тамма с учетом низших по $\alpha = 1/137$ радиационных поправок на излучение дополнительного жесткого фотона [1]. Необходимость учета последней поправки продиктована тем, что энергетический интервал регистрируемых фотонов составлял около 40 Мэв. Вычисления проводились на ЭВМ и учитывали геометрию опыта, вариант комплектации γ -телескопа (I или II), форму спектра тормозного излучения и энергетическую зависимость эффективности γ -телеско-

па. В таблице представлены экспериментальные результаты для сечения $d\sigma/d\Omega = f(\gamma + P \rightarrow \gamma + P)$, абсолютизированные по сечению $d\sigma/d\Omega = f(\gamma + e \rightarrow \gamma + e)$. Ошибки в значениях сечений учитывают случайные ошибки измерений и обработки и малую (около 1%) систематическую ошибку абсолютизации сечений по мониторинговому процессу. Полученные в настоящей работе значения сечений $d\sigma/d\Omega = f(\gamma + P \rightarrow \gamma + P)$ согласуются со значениями, приводимыми в других работах (см., например, обзор [2]), но имеют существенно меньшие полные ошибки.

**Экспериментальные результаты
для упругого рассеяния фотонов протонами,
абсолютизированные по мониторинговому процессу.**

Вариант комплектации γ -телескопа	θ лаб. система, град	ω , Мэв	Отношение сечений основного и мониторингового процессов	$\frac{d\sigma}{d\Omega} 10^{-32} \text{ см}^2/\text{стерад}$
I	90	85,4	$(1,52 \pm 0,05) \cdot 10^{-7}$	$1,09 \pm 0,04$
II	90	80,9	$(1,60 \pm 0,09) \cdot 10^{-7}$	$1,15 \pm 0,06$
I	150	86,3	$(1,92 \pm 0,14) \cdot 10^{-7}$	$1,37 \pm 0,20$
II	150	81,9	$(2,02 \pm 0,17) \cdot 10^{-7}$	$1,44 \pm 0,12$
I	90	109,9	$(1,44 \pm 0,07) \cdot 10^{-7}$	$1,03 \pm 0,06$
I	150	111,1	$(2,02 \pm 0,06) \cdot 10^{-7}$	$1,44 \pm 0,06$
II	150	106,7	$(2,22 \pm 0,09) \cdot 10^{-7}$	$1,60 \pm 0,08$

Дифференциальное сечение упругого рассеяния фотона на протоне в лабораторной системе, разложенное по энергии падающего фотона ω ($\hbar = c = 1$) с учетом ω^3 -членов имеет вид [3 - 5]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{\text{точ}} - \frac{e^2}{M} \omega^2 [\bar{\alpha}(1 + \cos^2 \theta) + 2\bar{\beta} \cos \theta] \times \\ \times \left[1 - 3\frac{\omega}{M}(1 - \cos \theta)\right] + 0(\omega^4), \quad (1)$$

где

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{\text{точ}} = \frac{1}{2} \left(\frac{e^2}{M}\right)^2 \left[\left[1 - 2\frac{\omega}{M}(1 - \cos \theta) + 3\left(\frac{\omega}{M}\right)^2(1 - \cos \theta)^2 - \right. \right. \\ \left. \left. - 4\left(\frac{\omega}{M}\right)^3(1 - \cos \theta)^3\right] (1 + \cos^2 \theta) + \left(\frac{\omega}{M}\right)^2 [(1 - \cos \theta)^2 + f(\theta)] \times \right.$$

$$\times \left[1 - 3 \frac{\omega}{M} (1 - \cos \theta) \right] \Bigg\} ;$$

$$f(\theta) = a_0 + a_1 \cos \theta + a_2 \cos^2 \theta$$

$$a_0 = 2\lambda + \frac{9}{2} \lambda^2 + 3\lambda^3 + \frac{3}{4} \lambda^4 ;$$

$$a_1 = -4\lambda - 5\lambda^2 - 2\lambda^3 ;$$

$$a_2 = 2\lambda + \frac{1}{2} \lambda^2 - \lambda^3 - \frac{1}{4} \lambda^4 ;$$

В (1) e , M , λ – заряд, масса и аномальный магнитный момент (АММ) протона. в ядерных магнетонах, $\bar{\alpha}$ и $\bar{\beta}$ – обобщенные коэффициенты электрической и магнитной поляризуемости протона соответственно, θ – угол рассеяния фотона. Первый член в (1) – сечение рассеяния фотона на точечной заряженной частице со спином $1/2$ и АММ λ [6], второй член – структурная поправка на поляризуемость протона. Аппроксимируя экспериментальные данные формулой (1), находим следующие значения коэффициентов поляризуемости: $\bar{\alpha}^{\text{ЭКС}} = (10,7 \pm 1,1) \cdot 10^{-43} \text{ см}^3$, $\bar{\beta}^{\text{ЭКС}} = (-0,7 \pm 1,6) \cdot 10^{-43} \text{ см}^3$. Ошибки в $\bar{\alpha}^{\text{ЭКС}}$ и $\bar{\beta}^{\text{ЭКС}}$ определяются полными ошибками измерений сечения ($d\sigma/d\Omega$) ($\gamma + P \rightarrow \gamma + P$). При этом предполагается, что вклад отброшенных в (1) членов мал. Оценка с помощью дисперсионного соотношения Крамерса – Кронига [7] для амплитуды рассеяния фотона вперед показала, что их вклад в сечение (1) при $\omega = 100 \text{ Мэв}$ и $\theta = 0^\circ$ меньше 2%.

Сравним сумму $(\bar{\alpha} + \bar{\beta})^{\text{ЭКС}} = (10,0 \pm 2,3) \cdot 10^{-43} \text{ см}^3$ (ошибка вычисления с учетом корреляций значений $\bar{\alpha}^{\text{ЭКС}}$ и $\bar{\beta}^{\text{ЭКС}}$) с теоретическим значением, даваемым правилом сумм

$$(\bar{\alpha} + \bar{\beta})^{\text{теор}} = \frac{1}{2\pi^2} \int_{\omega_{\text{пор}}}^{\infty} \frac{\sigma(\omega)}{\omega^2} d\omega, \quad (2)$$

которое есть следствие дисперсионного соотношения Крамерса – Кронига и определения коэффициентов $\bar{\alpha}$ и $\bar{\beta}$ [8, 9]. В (2) $\sigma(\omega)$ – полное сечение адронного фотопоглощения на протоне. Подставляя в (2) экспериментальные данные по полному сечению до $\omega \approx 30 \text{ Гэв}$ и обычную реджевскую экстраполяцию в области более высоких энергий [10, 11], мы получаем $(\bar{\alpha} + \bar{\beta})^{\text{теор}} = (14,1 \pm 0,3) \cdot 10^{-43} \text{ см}^3$.

Таким образом, есть небольшое превышение (около двух стандартов) теоретического значения $(\bar{\alpha} + \bar{\beta})$ над экспериментальным: $(\bar{\alpha} + \bar{\beta})^{\text{теор}} - (\bar{\alpha} + \bar{\beta})^{\text{ЭКС}} = (4,1 \pm 2,3) \cdot 10^{-43} \text{ см}^3$. Если к этому превышению относиться серьезно, то надо иметь в виду, что оно больше возможного вклада фиксированного полюса с $l = 2$ в $\bar{\alpha} + \bar{\beta}$, ограниченного сверху величиной $0,25 \cdot 10^{-43} \text{ см}^3$ [12, 13].

Экспериментальные значения $\bar{\alpha}$ и $\bar{\beta}$ хорошо согласуются с результатами расчета, в основе которого лежат дисперсионные соотношения для шести амплитуд: $\bar{\alpha}^{\text{теор}} = 10,4 \cdot 10^{-43} \text{ см}^3$ и $\bar{\beta}^{\text{теор}} = 0,7 \cdot 10^{-43} \text{ см}^3$ [14]. Эти теоретические значения сильно отличаются от значений полученных в [15], на основе двух дисперсионных соотношений для амплитуд рассеяния вперед и назад.

В заключение авторы благодарят П.А.Черенкова и Е.И.Тамма за внимание и поддержку этой работы, Л.И. Лapidуса и А.И.Лебедева за обсуждение полученных результатов и группу эксплуатации за обеспечение бесперебойной работы ускорителя.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
12 мая 1974 г.

Литература

- [1] K.Mork. Phys. Rev., 4A, 917, 1971.
- [2] P.Varanov, L.Filkov, G.Sokol. Fortschritte der Phys., 16, 595, 1968.
- [3] В.А.Петрунькин. ЖЭТФ, 40, 1148, 1961.
- [4] V.Varashenkov, H.Kaiser, A.Ogreba. Phys. Lett., 2, 33, 1962.
- [5] В.А.Петрунькин. Труды ФИАН, 41, 165, 1967.
- [6] J.Powell. Phys. Rev., 75, 32, 1949.
- [7] M.Gell-Mann, M.Goldberger, W.Thirring. Phys. Rev., 95, 1612, 1954,
- [8] A.Baldin. Nucl. Phys., 18, 310, 1960.
- [9] Л.И.Лapidус. ЖЭТФ, 43, 1358, 1962.
- [10] P.Joos. Preprint DESY-HERA 70-1, September, 1970.
- [11] A.Belousov et al. Preprint 19, Lebedev Phys. Inst., 1973.
- [12] S.Drell. Comments Nucl. and Part. Phys., 1, 196, 1967.
- [13] J.Walker. Phys. Rev. Lett., 21, 1618, 1968.
- [14] В.К.Федянин. ЖЭТФ, 44, 633, 1963.
- [15] J.Bernabeu, T.Ericson, C.Ferro Fontan. Preprint TH 1804-CERN, 1974.