

УДК 530.1;539.12

Вращение плоскости поляризации низкоэнергетического фотона в поляризованных протонных мишенях

В. В. АНДРЕЕВ

Получена оценка угла поворота плоскости поляризации фотона в поляризованной протонной мишени в области низких энергий.

Ключевые слова: оптическая теорема, поляризуемость, фотопоглощение, дисперсионные соотношения.

The rotation angle of photon polarization plane in a polarized proton target in the low energies is estimated.

Keywords: optical theorem, polarizability, photo-absorption, dispersion relations.

Введение

Процесс комптоновского рассеяния (КР) является классическим инструментом исследования различных характеристик и явлений, связанных с элементарными частицами. Так, для процесса прохождения γ -квантов в мишени с поляризованными фермионами, предсказан новый механизм вращения плоскости поляризации фотона [1, 2]. Этот механизм обусловлен спиновой зависимостью амплитуды комптоновского рассеяния (АКР) вперед и для мишени с поляризованными электронами был обнаружен экспериментально [3, 4].

Если в длинноволновом пределе для реакции КР можно определить только заряд частиц мишени, то с ростом энергий фотонов начинает проявляться внутренняя структура этих частиц. Такие структурные эффекты в случае неполяризованного КР приводят к двум характеристикам: электрической α_E и магнитной β_M поляризуемости фермионов. “Спиновые поляризуемости” [5, 6] или “гирации” [7, 8] “ $\gamma_0, \gamma_\pi, \dots$ ” являются дополнительными структурными характеристиками, проявляющимися в КР с поляризованными частицами для более высоких энергий фотонов.

Развитие техники поляризационных экспериментов позволило исследовать прохождение γ -квантов в различных мишенях [9, 10]. В данной работе рассматривается расчет угла поворота плоскости поляризации фотона в поляризованной “протонной” мишени на основе современных экспериментальных данных по измерению сечений фотопоглощения на протоне (см. обзор [11] и ссылки там, [12]).

1. Комптоновское рассеяния на фермионе

Для описания кинематики реакции КР на фермионе f спина 1/2

$$\gamma(k, \sigma) + f(p, \lambda) \rightarrow \gamma(k', \sigma') + f(p', \lambda'), \quad (1)$$

где p и p' – импульсы начального и конечного фермионов со спиральностями λ и λ' соответственно; k и k' – импульсы входящего и исходящего фотонов со спиральностями σ , σ' используем мандельштамовские и вспомогательные к ним переменные :

$$s = (p + k)^2, \quad t = (p - p')^2, \quad u = (p - k')^2, \quad \nu = \frac{s - u}{4m_f}, \quad (2)$$

которые связаны соотношением

$$s + t + u = 2 m_f^2 . \quad (3)$$

Дифференциальное сечение реакции (1) в системе центра инерции (CM) и лабораторной системе (Lab) запишется в виде:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{CM, Lab} = |\Phi_{CM, Lab}|^2 |T_{\lambda, \sigma}^{\lambda', \sigma'}|^2 \equiv |\mathcal{T}_{\lambda, \sigma}^{\lambda', \sigma'}|^2 , \quad (4)$$

где

$$\Phi_{CM} = \frac{1}{8\pi\sqrt{s}} , \quad \Phi_{Lab} = \frac{1}{8\pi m_f} \frac{\omega'}{\omega} \quad (5)$$

и $T_{\lambda, \sigma}^{\lambda', \sigma'}$ — амплитуда КР, параметризацию которой в самом общем виде можно найти в работах [13–15]. Спиновые индексы $\lambda, \sigma, \lambda', \sigma'$ в (4) имеют смысл спиральностей, но в различных системах отсчета (Lab, CM) и не являются лоренц-инвариантами.

Важное место при исследованиях КР занимает процесс рассеяния вперед, когда $t = 0$. В этом случае для АКР имеет место разложение на спиново-независимую f и спиново-зависимую части g [14, 15]:

$$\mathcal{T}_{\lambda, \sigma}^{\lambda', \sigma'}(\nu, t = 0) = \chi_{\lambda'}^\dagger [(\boldsymbol{\varepsilon}_{\sigma'}^{\prime*} \boldsymbol{\varepsilon}_\sigma) f(\nu) + (\boldsymbol{\sigma} [\boldsymbol{\varepsilon}_{\sigma'}^{\prime*} \times \boldsymbol{\varepsilon}_\sigma]) g(\nu)] \chi_\lambda . \quad (6)$$

где $\boldsymbol{\varepsilon}_\sigma^\nu(k) = \{0, \boldsymbol{\varepsilon}_\sigma\}$ и $\boldsymbol{\varepsilon}_{\sigma'}^{\prime*}(k') = \{0, \boldsymbol{\varepsilon}_{\sigma'}^*\}$ — вектора поляризации фотонов начального и конечного состояний соответственно. Здесь, также $\boldsymbol{\sigma} = \{\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3\}$ — матрицы Паули, χ, χ^\dagger — спиноры.

Для циркулярно поляризованных фотонов ($\sigma = 1$) в процессе фотопоглощения, диаграмма которого представлена на рисунке 1, возможны два варианта для поляризации промежуточных состояний f^* : $\rho = \sigma \pm \lambda/2$, ($\lambda = \pm 1$). Обозначим для этих поляризаций сечения процесса фотопоглощения как $\sigma_{3/2}$ и $\sigma_{1/2}$.

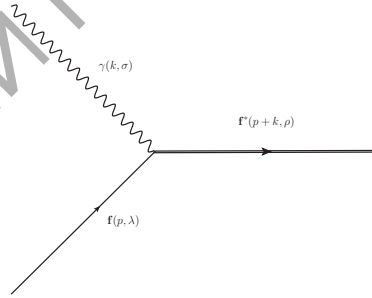


Рисунок 1 — Диаграмма процесса фотопоглощения

Оптическая теорема приводит к соотношениям между мнимыми частями и поляризационными сечениями фотопоглощения [15]:

$$\text{Im} f(\nu) = \frac{\nu}{8\pi} (\sigma_{1/2}(\nu) + \sigma_{3/2}(\nu)) , \quad \text{Im} \frac{g(\nu)}{\nu} = \frac{1}{8\pi} (\sigma_{1/2}(\nu) - \sigma_{3/2}(\nu)) \equiv \frac{\Delta\sigma(\nu)}{8\pi} . \quad (7)$$

Далее, сосредоточим наше внимание на амплитуде $g(\nu)$. В [15] показывается, что действительная и мнимые части $g(\nu)$ процесса КР на протоне связаны интегральным соотношением, которое с учетом (7) запишется в виде:

$$\text{Re} \left[\frac{g(\nu)}{\nu} \right] = \frac{1}{4\pi^2} \mathcal{P} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\Delta\sigma(\nu')}{\nu'^2 - \nu^2} \nu' d\nu' , \quad (8)$$

где $\nu_0 = m_\pi + m_\pi^2/(2m_f)$ — порог реакции с образованием пиона массы m_π .

Выражение (8) удобно представить в виде (см., например, [16, 17])

$$\operatorname{Re} \left[\frac{g(\nu)}{\nu} \right] = -\frac{\alpha k_f^2}{2m_f^2} + \frac{\nu^2}{4\pi^2} \mathcal{P} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\Delta\sigma(\nu')}{\nu'^2 - \nu^2} \frac{d\nu'}{\nu'}, \quad (9)$$

выделяя в явном виде вклад аномального магнитного момента фермиона k_f , пропорциональный постоянной тонкой структуры α .

Разложение для функции $g(\nu)/\nu$ по переменной ν приводит к выражению [12, 15]:

$$\frac{g(\nu)}{\nu} = -\frac{\alpha k_f^2}{2m_f^2} + \gamma_0 \nu^2 + \bar{\gamma}_0 \nu^4, \quad (10)$$

где коэффициенты разложения

$$\gamma_0 = \frac{1}{4\pi^2} \mathcal{P} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\Delta\sigma(\nu')}{\nu'^3} d\nu', \quad \bar{\gamma}_0 = \frac{1}{4\pi^2} \mathcal{P} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\Delta\sigma(\nu')}{\nu'^5} d\nu', \quad (11)$$

так называемая “спиновая поляризуемость” и дополнительный структурный фактор, появляющийся при учете более высоких порядков по частоте фотона ($\bar{\gamma}_0$).

В настоящее время накоплен достаточно большой объем данных по измерению поляризационных сечений $\sigma_{3/2}$ и $\sigma_{1/2}$ на протонных и дейтронных мишенях (см. [9, 18, 19], а также [11]). На рисунке 2 приведены данные по разнице поляризационных сечений $\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$ для протона.

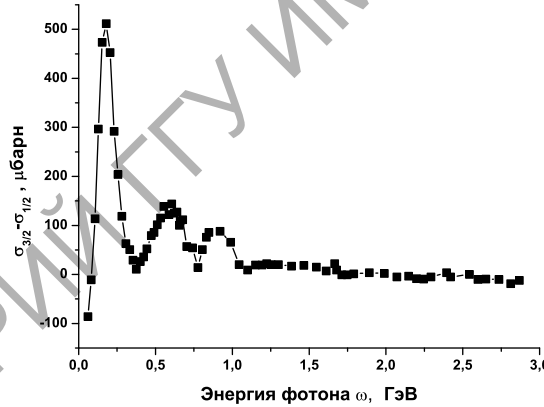


Рисунок 2 — Разница поляризационных сечений фотопоглощения на протоне (взято из [11]).

Эти данные позволили авторам работы [12] извлечь коэффициенты разложения (10):

$$\gamma_0 = (-0.90 \pm 0.08 \pm 0.11) \times 10^{-4} \text{ Фм}^4, \quad \bar{\gamma}_0 = (0.60 \pm 0.07 \pm 0.07) \times 10^{-4} \text{ Фм}^6. \quad (12)$$

2. Эффект Барышевского-Любошица для протонной мишени

Угол поворота плоскости поляризации через поляризованную фермионную мишень на длине ℓ определяется соотношением [20]

$$\theta_\gamma(\omega) = 4\pi N(\zeta \mathbf{n}) \operatorname{Re} \left[\frac{g(\omega)}{\omega} \right] \ell, \quad (13)$$

где N — число рассеивающих центров в единице объема; ζ — вектор поляризации фермиона спина $1/2$; \mathbf{n} — единичный вектор в направлении распространения пучка γ -квантов.

Используя соотношения (10) и (12), можно оценить угол поворота плоскости поляризации при прохождении низкоэнергетических фотонов ($\omega \ll m_p$) через поляризованную протонную мишень ($m_f = m_p$, $k_f = k_p$). В качестве таковой выберем мишень экспериментов Elsa и Mami (детали см. в обзоре [11]). Для замороженной бутаноловой мишени (C_4H_9OH) степень поляризации протонов составила $|\zeta| = 70\text{--}80\%$. Длина мишени составляла $\ell = 18,8$ мм для установки Mami и $\ell = 28,8$ мм для группы Elsa, а ее диаметр составлял 2,0 см и 2,6 см соответственно.

Поскольку в лабораторной системе отсчета $\nu = \omega$ при рассеянии вперед, то для величины (13) имеем, что

$$\theta_\gamma(\omega) = 4\pi N(\zeta\mathbf{n}) \left[-\frac{\alpha k_p^2}{2m_p^2} + \gamma_0\omega^2 + \bar{\gamma}_0\omega^4 \right] \ell. \quad (14)$$

Расчеты показывают, что в области $\omega = 10 \div 200$ МэВ, где “работает” разложение (10), основной вклад от 95 до 99% дает первое слагаемое $\sim k_p$. Угол поворота в данном интервале энергий на единицу длины составляет $\theta_\gamma = -(5,65 \div 5,96) \times 10^{-6}$ рад/см для установки Mami и $\theta_\gamma = -(8,65 \div 9,13) \times 10^{-6}$ рад/см для группы Elsa.

Отметим, что такая величина поворота почти на три порядка меньше, чем для электронной поляризационной мишени (намагниченное железо), где для энергии $\omega = 330$ КэВ этот эффект составляет $\theta_\gamma = -4,7 \times 10^{-3}$ рад/см [2, 20].

Такое различие обусловлено тем, что соответствующие сечения фотопоглощения на электроне и протоне отличаются почти на три порядка, а вклады слагаемых с аномальными магнитными моментами сравнимы

$$\left(\frac{\alpha k_p^2}{2m_p^2} \right) / \left(\frac{\alpha k_e^2}{2m_e^2} \right) = 0,707. \quad (15)$$

Заключение

Автор благодарит М.И. Левчука, В.В. Тихомирова, В.Г. Барышевского, Н.В. Максименко за плодотворные дискуссии и идеи, которые определили научное направление данной работы.

Литература

- 1 Барышевский, В.Г. / В.Г. Барышевский, В.Л. Любошиц // ЯФ. — 1965. — Т. 2. — С. 66.
- 2 Барышевский, В.Г. К вопросу о вращении плоскости линейной поляризации γ -квантов в намагниченном ферромагнетике / В.Г. Барышевский, О.В. Думбрайтис, В.Л. Любошиц // Письма в ЖЭТФ. — 1971. — Т. 15, Вып. 2. — С. 113–116.
- 3 Bock, P. Observation of the Faraday Effect with 230 keV and 330 keV photons / P. Bock, P. Luksch // Lettere al Nuovo Cimento. — 1971. — Vol. 2, N 21. — P. 1081–1085.
- 4 Экспериментальное наблюдение вращения плоскости линейной поляризации γ -квантов в намагниченных ферромагнетиках / В.М. Лобашов [и др.] // Письма в ЖЭТФ. — 1971. — Т. 14, Вып. 6. — С. 373–376.

- 5 Ragusa, S. Third order spin polarizabilities of the nucleon / S. Ragusa // *Phys. Rev.* — 1993. — Vol. D47. — P. 3757–3767.
- 6 Ragusa, S. Third order spin polarizabilities of the nucleon. 2 / S. Ragusa // *Phys. Rev.* — 1994. — Vol. D49. — P. 3157–3159.
- 7 Максименко, Н.В. Поляризуемость и гирация элементарных частиц / Н.В. Максименко, Л.Г. Мороз // *Вопросы атомной науки и техники. Серия: общая и ядерная физика.* — 1979. — №4(10). — С. 26–27.
- 8 Левчук, М.И. Гирация нуклона как одна из характеристик его электромагнитной структуры / М.И. Левчук, Л.Г. Мороз // *Весті АН БССР. Сер.фіз.-мат. наук.* — 1985. — №1. — С. 45–54.
- 9 Measurement of the π^+ meson polarizabilities via the $\gamma p \rightarrow \gamma \pi^+ n$ reaction / J. Ahrens [et al.] // *Eur. Phys. J.* — 2005. — Vol. A23. — P. 113–127.
- 10 Measurements of H-polarized D-polarized (gamma-polarized, π) and Implications for Convergence of the GDH Integral / S. Hoblit [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2009. — Vol. 102. — P. 172002.
- 11 Helbing, K. The Gerasimov-Drell-Hearn Sum Rule / K. Helbing // *Prog. Part. Nucl. Phys.* — 2006. — Vol. 57. — P. 405–469.
- 12 Pasquini, B. Higher order forward spin polarizability / B. Pasquini, P. Pedroni, D. Drechsel // *Phys. Lett.* — 2010. — Vol. B687. — P. 160–166.
- 13 Prange, R.E. Dispersion Relations for Compton Scattering / R.E. Prange // *Phys. Rev.* — Apr 1958. — Vol. 110, N 1. — P. 240–252.
- 14 Петрунькин, В.А. Электрическая и магнитная поляризуемости адронов / В.А. Петрунькин // *ЭЧАЯ.* — 1981. — Т. 12. — С. 692–753.
- 15 Drechsel, D. Dispersion relations in real and virtual Compton scattering / D. Drechsel, B. Pasquini, M. Vanderhaeghen // *Phys. Rept.* — 2003. — Vol. 378. — P. 99–205.
- 16 Schumacher, M. Polarizability of the Nucleon and Compton Scattering / M. Schumacher // *Prog. Part. Nucl. Phys.* — 2005. — Vol. 55. — P. 567–646.
- 17 Schumacher, M. Polarizabilities of the nucleon and spin dependent photo-absorption / M. Schumacher // *Nucl. Phys.* — 2009. — Vol. A826. — P. 131–150.
- 18 First measurement of the Gerasimov-Drell-Hearn integral for Hydrogen from 200 to 800 MeV / J. Ahrens [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2001. — Vol. 87. — P. 022003.
- 19 Measurement of the Gerasimov-Drell-Hearn Integrand for ^2H from 200 to 800 MeV / J. Ahrens [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — Nov 2006. — Vol. 97. — P. 202303.
- 20 Барышевский, В.Г. Ядерная оптика поляризованных сред / В. Г. Барышевский. — М.: Энергоатомиздат, 1995. — 315 с.