Известия Гомельского государственного университета
имени Ф. Скорины, № 6 (93), 2015

Физика

УДК 539.12

Дипольные спиновые поляризуемости и гирации нуклона

В.В. Андреев, О.М. Дерюжкова, Н.В. Максименко

Показано, что в предложенной модели с учетом перекрестной симметрии, калибровочной инвариантности и свойств лагранжиана относительно инверсии пространства спиновые дипольные поляризуемости и гирации вносят вклад в разложение амплитуды комптоновского рассеяния начиная с третьего порядка по энергии фотонов в соответствии с низкоэнергетическими теоремами комптоновского рассеяния на нуклоне.
Ключевые слова: поляризуемость, гирация, лагранжиан, амплитуда комптоновского рассеяния.

It is shown that in the offered model taking into account cross symmetry, gauge-invariant and properties of a Lagrangian to inversion of space spin dipole polarizabilities and a gyration make a contribution to decomposition of amplitude of Compton scattering since the third order on energy of photons according to low-energy theorems of Compton scattering on a nucleon.
Keywords: polarizabilities, gyration, Lagrangian, Compton scattering amplitude.

Введение. Важную роль в понимании взаимодействия электромагнитного поля с адронами играют низкоэнергетические теоремы, поскольку в их основе лежат общие принципы квантовой теории и разложения амплитуд комптоновского рассеяния по энергии фотонов [1]. В настоящее время одним из эффективных методов исследования электродинамических процессов является использование эффективных лагранжианов, полученных в рамках теоретико-полевых подходов и согласующихся с низкоэнергетическими теоремами [2]. С развитием стандартной модели электрослабых взаимодействий в последнее время введены новые электрослабые характеристики адронов, связанные с несохранением четности [3]–[5]. Построение эффективных релятивистски-инвариантных лагранжианов позволяет получить не только физическую интерпретацию электромагнитных и электрослабых характеристик адронов, но и информацию о механизмах фотон-адронных взаимодействий. Решение подобных задач возможно выполнить в рамках релятивистского теоретико-полевого подхода описания взаимодействия электромагнитного поля с адронами с учетом их электромагнитных и электрослабых характеристик [6], [7]. В работе [8] для построения эффективного релятивистски-инвариантного лагранжиана взаимодействия электромагнитного поля с частицами с постоянными электрическими и магнитными дипольными моментами был введен антисимметричный тензор дипольных моментов, который не зависит от тензора электромагнитного поля $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$.

В данной работе получен квантово-полевой релятивистски-инвариантный лагранжиан на основе работ [8], [9], в котором определен тензор наведенных дипольных моментов. Предложен также вариант релятивистски-инвариантного определения спиновых дипольных поляризуемостей нуклона, в основе которого лежит ковариантное построение наведенных дипольных моментов и феноменологические эффективные лагранжианы взаимодействия электромагнитного поля с этими моментами. На основе релятивистских свойств P-преобразований, а также перекрестной симметрии, установлены ковариантные спиновые структуры амплитуды комптоновского рассеяния, согласующиеся с низкоэнергетическими теоремами. Показано, что в предложенной модели спиновые поляризуемости и характеристики нуклона, связанные с несохранением четности, вносят вклад в разложение амплитуды комптоновского рассеяния, начиная с третьего порядка по энергии фотонов.

Амплитуда рассеяния электромагнитного поля частицей спина ½ в дипольном приближении. Чтобы получить низкоэнергетическую амплитуду рассеяния электромагнитного поля на спиновой частице с учетом поляризуемостей, будем следовать работе [10]. Однако при определении наведенных дипольных электрического $\vec{d}$ и магнитного $\vec{m}$ моментов через векторы электрической $\vec{E}$ и магнитной $\vec{H}$ напряженностей электромагнитного поля используем соотношения [11], [12]

$$\vec{d} = 4\pi \hat{\alpha} \vec{E}, \tag{1}$$

$$\vec{m} = 4\pi \hat{\beta} \vec{H}, \tag{2}$$

где $\hat{\alpha}$ и $\hat{\beta}$ – матрицы, матричные элементы которых являются тензорами электрической и магнитной поляризуемостей. Диагональные элементы этих матриц выражаются через скалярные электрическую и магнитную поляризуемости: $\alpha_{ij} = \alpha_1 \delta_{ij}$, $\beta_{ij} = \beta_1 \delta_{ij}$.

Используя (1) и (2) низкоэнергетическую амплитуду рассеяния электромагнитного поля, можно представить через матрицы $\hat{\alpha}$ и $\hat{\beta}$ следующим образом [13]:

$$\begin{aligned} M\left(\vec{n}_2\right) = 4\pi\omega^2 \Bigg\{ & \left(\vec{e}^{(\lambda_2)*} \hat{\alpha} \vec{e}^{(\lambda_1)}\right) + \left(\vec{n}_2 \vec{e}^{(\lambda_1)}\right)\left(\vec{n}_1 \hat{\beta} \vec{e}^{(\lambda_2)*}\right) + \\ & + \left(\vec{n}_1 \vec{e}^{(\lambda_2)*}\right)\left(\vec{e}^{(\lambda_1)} \hat{\beta} \vec{n}_2\right) - \left(\vec{e}^{(\lambda_2)*} \vec{e}^{(\lambda_1)}\right)\left(\vec{n}_1 \hat{\beta} \vec{n}_2\right) - \left(\vec{n}_1 \vec{n}_2\right)\left(\vec{e}^{(\lambda_1)} \hat{\beta} \vec{e}^{(\lambda_2)*}\right) + \\ & + \left[\left(\vec{n}_2 \vec{n}_1\right)\left(\vec{e}^{(\lambda_2)*} \vec{e}^{(\lambda_1)}\right) - \left(\vec{n}_2 \vec{e}^{(\lambda_1)}\right)\left(\vec{n}_1 \vec{e}^{(\lambda_2)*}\right)\right] Sp\left(\hat{\beta}\right) \Bigg\}. \end{aligned} \tag{3}$$

В выражении (3) введены следующие обозначения: $\vec{e}^{(\lambda_1)}$ и $\vec{e}^{(\lambda_2)}$ – векторы поляризации, $\vec{n}_1$ и $\vec{n}_2$ – единичные векторы падающего и рассеянного излучения, ω – частота излучения. Из определения $\vec{d}$ и $\vec{m}$, согласно (1) и (2), следует, что $\hat{\alpha}$ и $\hat{\beta}$ должны удовлетворять условию эрмитовости. В этом случае, как показано в работе [14], тензоры α_{ij} и β_{ij} можно представить следующим образом:

$$\alpha_{ij} = \alpha_1 \delta_{ij} + i\alpha_2 \varepsilon_{ijk} C_k, \qquad \beta_{ij} = \beta_1 \delta_{ij} + i\beta_2 \varepsilon_{ijk} C_k,$$

где α_1, α_2, β_1 и β_2 – вещественные величины, ε_{ijk} – тензор Леви-Чивита, C_k – компоненты псевдовектора. В случае спиновой частицы в качестве такого псевдовектора можно выбрать псевдовектор – оператор спина частицы $\hat{\vec{S}}$. Если считать, что матрицы $\hat{\alpha}$ и $\hat{\beta}$ зависят от $\hat{\vec{S}}$, то, используя алгебру операторов спина, половина:

$$\left[\hat{S}_i, \hat{S}_j\right] = i\varepsilon_{ijk} \hat{S}_k, \qquad \hat{S}_i \hat{S}_j = \frac{1}{4}\delta_{ij} + \frac{i}{2}\varepsilon_{ijk} \hat{S}_k,$$

эти тензоры можно представить следующим образом

$$\alpha_{ij} = \alpha_1 \delta_{ij} + i\alpha_2 \varepsilon_{ijk} \hat{S}_k, \tag{4}$$

$$\beta_{ij} = \beta_1 \delta_{ij} + i\beta_2 \varepsilon_{ijk} \hat{S}_k. \tag{5}$$

Подставляя (4) и (5) в уравнение (3), получим:

$$\begin{aligned} M\left(\vec{n}_2\right) = 4\pi\omega^2 \chi_f^+ \Bigg\{ & \alpha_1 \left(\vec{e}^{(\lambda_2)*} \vec{e}^{(\lambda_1)}\right) + \beta_1 \left(\left[\vec{e}^{(\lambda_2)*} \vec{n}_2\right] \cdot \left[\vec{e}^{(\lambda_1)} \vec{n}_1\right]\right) + \\ & + i\alpha_2 \left(\hat{\vec{S}} \cdot \left[\vec{e}^{(\lambda_2)*} \vec{e}^{(\lambda_1)}\right]\right) + i\beta_2 \left(\hat{\vec{S}} \cdot \left[\left[\vec{e}^{(\lambda_2)*} \vec{n}_2\right] \cdot \left[\vec{e}^{(\lambda_1)} \vec{n}_1\right]\right]\right) \Bigg\} \chi_i, \end{aligned} \tag{6}$$

где χ_i и χ_f – спиноры начальной и конечной частицы. Если в амплитуде (6) потребовать условие перекрестной симметрии, то в (6) останутся только два первых слагаемых

$$M\left(\vec{n}_2\right) = 4\pi\omega^2 \left\{ \alpha_1 \left(\vec{e}^{(\lambda_2)*} \vec{e}^{(\lambda_1)}\right) + \beta_1 \left(\left[\vec{e}^{(\lambda_2)*} \vec{n}_2\right] \cdot \left[\vec{e}^{(\lambda_1)} \vec{n}_1\right]\right) \right\}, \tag{7}$$

что согласуется со спиновой структурой низкоэнергетической амплитуды комптоновского рассеяния с учетом электрической и магнитной поляризуемостей [15]. В случае комптоновского рассеяния вперед амплитуда имеет общую спиновую структуру вида [16]:

$$M = g(\omega)\left(\vec{e}^{\,(\lambda_2)*}\,\vec{e}^{\,(\lambda_1)}\right) + ih(\omega)\left(\vec{S}\cdot\left[\vec{e}^{\,(\lambda_2)*}\,\vec{e}^{\,(\lambda_1)}\right]\right). \tag{8}$$

В этом определении амплитуды скалярная функция $g(\omega)$ является четной, а $h(\omega)$ – нечетной относительно перекрестной симметрии. Следовательно, поскольку поляризуемости вносят вклад в амплитуду (8), начиная со второго порядка по ω и выше, то спиновая структура второго слагаемого в (8) определяется вкладами поляризуемостей, начиная с третьего порядка по ω.

Амплитуда низкоэнергетического комптоновского рассеяния в ковариантном дипольном представлении. В работе [8] для построения эффективного релятивистски-инвариантного лагранжиана взаимодействия электромагнитного поля с частицами с постоянными электрическими и магнитными дипольными моментами был введен антисимметричный тензор дипольных моментов, который не зависит от тензора электромагнитного поля $F_{\mu\nu}$:

$$G^{\mu\nu} = \left(d^{\mu}u^{\nu} - u^{\mu}d^{\nu}\right) + \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma}m_{\rho}u_{\sigma}, \tag{9}$$

где d^{μ} и m^{μ} – компоненты электрического и магнитного моментов, представленные в ковариантной форме; u^{μ} – компоненты 4-х-скорости частицы, $\varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma}$ – 4-х-мерный тензор Леви-Чивита. Эффективный лагранжиан взаимодействия электромагнитного поля с частицами с постоянными дипольными моментами принимает вид:

$$L = -\frac{1}{2}\left(e_{\mu}d^{\mu} + h_{\mu}m^{\mu}\right) = -\frac{1}{2}\left(D_{\mu}U^{\mu} + M_{\mu}U^{\mu}\right), \tag{10}$$

где $e_{\mu} = F_{\mu\nu}u^{\nu}$, $h_{\mu} = \tilde{F}_{\mu\nu}u^{\nu}$, $\tilde{F}_{\mu\nu} = \frac{1}{2}\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}F^{\rho\sigma}$, $D_{\mu} = d^{\nu}F_{\nu\mu}$, $M_{\mu} = m^{\nu}\tilde{F}_{\nu\mu}$.

Будем считать, что форма тензора (9) справедлива и для наведенных дипольных моментов. Запишем в ковариантной форме с учетом закона сохранения четности и определения вектора Паули-Любанского W^{μ} компоненты векторов электрического и магнитного моментов

$$d_{e}^{\ \mu} = 4\pi\alpha^{\mu\nu}e_{\nu} + 4\pi\kappa^{\mu\nu\delta}\left(\partial_{\delta}\right)e_{\nu}, \tag{11}$$

$$m_{h}^{\ \mu} = 4\pi\beta^{\mu\nu}h_{\nu} + 4\pi\tilde{\kappa}^{\mu\nu\delta}\left(\partial_{\delta}\right)h_{\nu}. \tag{12}$$

В представлениях (11) и (12) введены обозначения:

$$\alpha^{\mu\nu} = \alpha_1 g^{\mu\nu},\ \kappa^{\mu\nu\delta} = \kappa\varepsilon^{\mu\nu\rho\varepsilon}W_{\rho}, \qquad \beta^{\mu\nu} = \beta_1 g^{\mu\nu},\ \tilde{\kappa}^{\mu\nu\delta} = \tilde{\kappa}\varepsilon^{\mu\nu\rho\delta}W_{\rho}.$$

В случае частицы спина ½ вектор $\hat{W}^{\mu}$ имеет вид:

$$\hat{W}^{\mu} = \frac{(-1)}{2m}\gamma^{5}\left(\gamma^{\mu}\hat{p} - p^{\mu}\right),$$

где $\hat{p} = \gamma_{\mu}p^{\mu}$, p^{μ} – 4-х-импульс частицы, γ^{μ} – матрицы, удовлетворяющие перестановочным соотношениям $\gamma^{\mu}\gamma^{\nu} + \gamma^{\nu}\gamma^{\mu} = 2g^{\mu\nu}$. Из выражений (11) и (12) следует, что d^{μ} и m^{μ} состоят из симметричной и антисимметричной частей относительно перестановки индексов μ и ν. Как будет показано далее, такое представление согласуется с условием перекрестной симметрии амплитуды комптоновского рассеяния.

Лагранжиан (10), с помощью которого можно получить амплитуду комптоновского рассеяния и согласовать ее с низкоэнергетическими теоремами, в рамках теоретико-полевого ковариантного подхода имеет вид [17]:

$$L(x) = \frac{i\pi}{4m}\left[\overline{\Psi}\gamma^{\nu}\hat{L}_{\nu\sigma}\overleftrightarrow{\partial}^{\sigma}\Psi + \overline{\Psi}\hat{L}_{\nu\sigma}\gamma^{\nu}\overleftrightarrow{\partial}^{\sigma}\Psi + \overline{\Psi}\gamma^{\sigma}\hat{L}_{\nu\sigma}\overleftrightarrow{\partial}^{\nu}\Psi + \overline{\Psi}\hat{L}_{\nu\sigma}\gamma^{\sigma}\overleftrightarrow{\partial}^{\nu}\Psi\right], \tag{13}$$

где $\Psi(x)$ – биспиноры поля Дирака, $\overleftrightarrow{\partial}^{\nu} = \overrightarrow{\partial}^{\nu} - \overleftarrow{\partial}^{\nu}$, стрелки указывают направления действия производных. Как было показано в работе [13], тензор $\hat{L}_{\nu\sigma}$ в выражении (13) должен быть представлен определенным образом, чтобы лагранжиан $L(x)$ удовлетворял закону сохранения четности, а спиновые структуры амплитуды комптоновского рассеяния – перекрестной симметрии:

$$\hat{L}_{\nu\sigma} = \hat{L}^{(\alpha_1)}_{\nu\sigma} + \hat{L}^{(\beta_1)}_{\nu\sigma} + \hat{L}^{(\kappa)}_{\nu\sigma} + \hat{L}^{(\tilde{\kappa})}_{\nu\sigma}. \qquad (14)$$

В свою очередь тензоры выражения (14) согласуются с определениями (11) и (12) и имеют следующий вид:

$$\hat{L}^{(\alpha_1)}_{\nu\sigma} = F_{\nu\mu}\hat{\alpha}^{\mu\rho}(\alpha_1)F_{\rho\sigma}, \qquad (15)$$

$$\hat{L}^{(\kappa)}_{\nu\sigma} = F_{\nu\mu}\overleftrightarrow{\partial}_{\delta} F_{\rho\sigma}\hat{\kappa}^{\mu\rho\delta}(\kappa), \qquad (16)$$

где введены следующие обозначения $\alpha^{\mu\nu} = \alpha_1 g^{\mu\nu}$, $\kappa^{\mu\nu\delta}(\kappa) = \kappa\varepsilon^{\mu\nu\rho\varepsilon}\hat{W}_{\rho}$. Производная $\overleftrightarrow{\partial}_{\delta}$ действует только на тензоры электромагнитного поля $F_{\mu\nu}$, а оператор $\hat{W}_{\rho}$ действует на волновые функции Ψ и $\overline{\Psi}$. Если в тензорах (15) и (16) сделать замену $F_{\mu\nu} \to \tilde{F}_{\mu\nu}$, то получим выражения для $\hat{L}^{(\beta_1)}_{\nu\sigma}$ и $\hat{L}^{(\tilde{\kappa})}_{\nu\sigma}$. Таким образом, эффективный релятивистски-инвариантный лагранжиан, позволяющий учесть скалярные электрические и магнитные дипольные поляризуемости нуклона, можно представить в виде:

$$L^{(\alpha_1)} + L^{(\beta_1)} = \frac{2\pi}{m}\left(\alpha_1 F_{\nu\mu}F^{\mu}_{\sigma} + \beta_1 \tilde{F}_{\nu\mu}\tilde{F}^{\mu}_{\sigma}\right)\theta^{\nu\sigma}, \quad \theta^{\nu\sigma} = \frac{i}{2}\overline{\Psi}\gamma^{\nu}\overleftrightarrow{\partial}^{\sigma}\Psi. \qquad (17)$$

Амплитуда комптоновского рассеяния с учетом лагранжиана (17) имеет вид [18]:

$$\begin{aligned} M^{(\alpha_1)} + M^{(\beta_1)} = \left(\frac{2\pi}{m}\right)\Big[\alpha_1\left(F^{(2)}_{\nu\mu}F^{(1)\mu}_{\sigma} + F^{(1)}_{\nu\mu}F^{(2)\mu}_{\sigma}\right) + \\ + \beta_1\left(\tilde{F}^{(2)}_{\nu\mu}\tilde{F}^{(1)\mu}_{\sigma} + \tilde{F}^{(1)}_{\nu\mu}\tilde{F}^{(2)\mu}_{\sigma}\right)\Big]\overline{U}^{(r_2)}\left(\vec{p}_2\right)\gamma^{\nu}P^{\sigma}U^{(r_1)}\left(\vec{p}_1\right). \end{aligned} \qquad (18)$$

В уравнении (18) введены обозначения $F^{(n)}_{\mu\nu} = \left(k_{(n)\mu}e^{(\lambda_n)}_{\nu} - k_{(n)\nu}e^{(\lambda_n)}_{\mu}\right)$, $\tilde{F}^{(n)}_{\mu\nu} = \frac{1}{2}\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}F^{(n)\rho\sigma}$, n принимает значения *1* и *2*, а также $e^{(\lambda_1)}_{\mu}$ и $e^{(\lambda_2)*}_{\mu}$ – векторы поляризации начального и конечного фотонов, $P = \frac{1}{2}(p_1 + p_2)$, k_1, p_1 и k_2, p_2 – импульсы начальных и конечных фотонов и нуклонов, $U^{(r_1)}\left(\vec{p}_1\right)$ и $\overline{U}^{(r_2)}\left(\vec{p}_2\right)$ – биспиноры начальных и конечных нуклонов. Из соотношения (18) следует, что часть амплитуды комптоновского рассеяния, обусловленная электрической α_1 и магнитной β_1 скалярными поляризуемостями, удовлетворяет условию перекрестной симметрии и вносит вклад, начиная со второго порядка по энергии фотонов. В системе покоя мишени и во втором порядке по энергии фотонов из (18) следует соотношение:

$$M^{(\alpha_1)} + M^{(\beta_1)} = 4\pi\omega_1\omega_2\chi^{+}_{f}\left[\alpha_1\left(\vec{e}^{(\lambda_2)*}\vec{e}^{(\lambda_1)}\right) + \beta_1\left(\left[\vec{e}^{(\lambda_2)*}\vec{n}_2\right]\cdot\left[\vec{e}^{(\lambda_1)}\vec{n}_1\right]\right)\right]\chi_i,$$

которое согласуется с (7).

Дипольные спиновые поляризуемости и характеристики нуклона, связанные с несохранением четности. Электромагнитные характеристики адронов, связанные с несохранением четности [3], [4], обладают свойствами гирации, используемой в оптике [11]. В данном разделе рассмотрим релятивистски-инвариантные определения дипольной спиновой поляризуемости и гираций нуклона, связанных с несохранением четности, а также обратим внимание на различие их вкладов в амплитуду комптоновского рассеяния. Из соотношения (14) следует, что эффективный лагранжиан, соответствующий вкладам спиновых дипольных поляризуемостей κ и $\tilde{\kappa}$, имеет вид:

$$L^{(\kappa)} + L^{(\tilde{\kappa})} = \frac{i\pi}{4m}\left(\varepsilon^{\mu\rho\kappa\delta}\right)\left[\kappa F_{\nu\mu}\overleftrightarrow{\partial}_{\delta} F_{\rho\sigma} + \tilde{\kappa}\tilde{F}_{\nu\mu}\overleftrightarrow{\partial}_{\delta}\tilde{F}_{\rho\sigma}\right]\times$$
$$\times\overline{\Psi}\left[\left(\gamma^{\nu}\hat{W}_{\kappa} + \hat{W}_{\kappa}\gamma^{\nu}\right)\overleftrightarrow{\partial}^{\sigma} + \left(\gamma^{\sigma}\hat{W}_{\kappa} + \hat{W}_{\kappa}\gamma^{\sigma}\right)\overleftrightarrow{\partial}^{\nu}\right]\Psi. \tag{19}$$

Часть амплитуды комптоновского рассеяния, вычисленная на основе этого лагранжиана, определяется следующим образом:

$$M^{(\kappa)} + M^{(\tilde{\kappa})} = \frac{i\pi}{4m^2}\left(\varepsilon^{\mu\rho\kappa\delta}\right)\left(k_1 + k_2\right)_{\delta}\left[\kappa\left(F^{(2)}_{\nu\mu}F^{(1)}_{\rho\sigma} - F^{(2)}_{\sigma\rho}F^{(1)}_{\mu\nu}\right) + \tilde{\kappa}\left(\tilde{F}^{(2)}_{\nu\mu}\tilde{F}^{(1)}_{\rho\sigma} - \tilde{F}^{(2)}_{\sigma\rho}\tilde{F}^{(1)}_{\mu\nu}\right)\right]\times$$
$$\times\overline{U}^{(r_2)}\left(\vec{p}_2\right)\gamma^5 + \left[\left(\delta^{\nu}_{\tau}\gamma_{\kappa} - \delta^{\nu}_{\kappa}\gamma_{\tau}\right)P^{\sigma} + \left(\delta^{\sigma}_{\tau}\gamma_{\kappa} - \delta^{\sigma}_{\kappa}\gamma_{\tau}\right)P^{\nu}\right]P_{\tau}U^{(r_1)}\left(\vec{p}_1\right). \tag{20}$$

Выражение (20) свидетельствует о том, что амплитуда $M^{(\kappa)} + M^{(\tilde{\kappa})}$ инвариантна относительно перекрестной симметрии. Вклад спиновых поляризуемостей κ и $\tilde{\kappa}$, начинается с третьего порядка по энергии фотонов. Если в (20) перейти в систему покоя мишени и пренебречь импульсом отдачи нуклона, то получим

$$M^{(\kappa)} + M^{(\tilde{\kappa})} = 4\pi i\left(\omega_1 + \omega_2\right)\left(\omega_1\omega_2\right)\left\{\kappa\left(\vec{S}\left[\vec{e}^{\,(\lambda_2)*}\,\vec{e}^{\,(\lambda_1)}\right]\right) + \tilde{\kappa}\left(\vec{S}\left[\left[\vec{e}^{\,(\lambda_2)*}\,\vec{n}_2\right]\cdot\left[\vec{e}^{\,(\lambda_1)}\,\vec{n}_1\right]\right]\right)\right\}. \tag{21}$$

Как видно из уравнений (19) и (21) лагранжиан, с помощью которого учитывается вклад спиновых дипольных поляризуемостей κ и $\tilde{\kappa}$ в амплитуду комптоновского рассеяния, является четным относительно инверсии пространства

По аналогии с лагранжианом (19) построим новый лагранжиан, с помощью которого будем определять вклады гираций (характеристик, связанных с несохранением четности) в амплитуду комптоновского рассеяния. Для этого достаточно в (19) сделать замену $\hat{W}_{\kappa} \to 1/m\,\overleftrightarrow{\partial}_{\kappa}$. В результате получим:

$$L = \frac{i\pi}{2m^2}\left(\varepsilon^{\mu\rho\kappa\delta}\right)\left[\delta_E F_{\nu\mu}\overleftrightarrow{\partial}_{\delta}F_{\rho\sigma} + \delta_M\tilde{F}_{\nu\mu}\overleftrightarrow{\partial}_{\delta}\tilde{F}_{\rho\sigma}\right]\overline{\Psi}\left[\left(\gamma^{\nu}\overleftrightarrow{\partial}_{\kappa}\overleftrightarrow{\partial}^{\sigma} + \gamma^{\sigma}\overleftrightarrow{\partial}_{\kappa}\overleftrightarrow{\partial}^{\nu}\right)\right]\Psi, \tag{22}$$

где δ_E и δ_M – электрическая и магнитная гирации. Амплитуда комптоновского рассеяния, которая получена на основании лагранжиана (22), в системе покоя мишени и в пренебрежении импульсом отдачи мишени, определяется так

$$M = 4\pi\omega_1\omega_2\chi^{+}_{f}\left\{\delta_E\left(\left(\vec{k}_1 + \vec{k}_2\right)\cdot\left[\vec{e}^{\,(\lambda_2)*}\,\vec{e}^{\,(\lambda_1)}\right]\right) + \delta_M\left(\left(\vec{k}_1 + \vec{k}_2\right)\cdot\left[\vec{\Sigma}_2\,\vec{\Sigma}_1\right]\right)\right\}\chi_i, \tag{23}$$

где $\vec{\Sigma}_2 = \left[\vec{e}^{\,(\lambda_2)*}\,\vec{n}_2\right]$, $\vec{\Sigma}_1 = \left[\vec{e}^{\,(\lambda_1)}\,\vec{n}_1\right]$. Соотношение (23) согласуется с низкоэнергетическим определением амплитуды (3), если тензоры поляризуемостей представить в виде [11]:

$$\alpha_{ij} = \alpha_1\delta_{ij} + i\delta_E\varepsilon_{ijk}\partial_k\,, \quad \beta_{ij} = \beta_1\delta_{ij} + i\delta_M\varepsilon_{ijk}\partial_k\,,$$

где производная ∂_k действует на векторы напряженности электромагнитного поля.

Таким образом, из уравнений (21) и (23) следует: 1. в обеих амплитудах выполняется условие перекрестной симметрии; 2. если в соотношении (21) выполняется условие инвариантности относительно инверсии пространства, то в соотношении (23) это условие нарушается; 3. вклады гирации и спиновых дипольных поляризуемостей в амплитуду комптоновского рассеяния на нуклоне начинаются с третьего порядка по энергии фотонов.

Заключение. В данной работе предложен вариант релятивистски-инвариантного определения спиновых дипольных поляризуемостей и гираций, в основе которого лежит ковариантное построение наведенных дипольных моментов и феноменологические эффективные лагранжианы взаимодействия электромагнитного поля с этими моментами структурной частицы спина ½. Показано, что в предложенной модели с учетом перекрестной симметрии, калибровочной инвариантности и свойств лагранжиана относительно инверсии пространства спиновые дипольные поляризуемости и гирации вносят вклад в разложение амплитуды комптоновского рассеяния начиная с третьего порядка по энергии фотонов в соответствии с низкоэнергетическими теоремами комптоновского рассеяния на нуклоне.

Авторы благодарны Белорусскому республиканскому фонду фундаментальных исследований за поддержку.

Литература

1. Максименко, Н.В. Низкоэнергетическое разложение амплитуды комптоновского рассеяния на адроне и одновременные коммутаторы токов / Н.В. Максименко, С.Г. Шульга // Ядерная физика. – 1990. – Т. 52, Вып. 2 (8). – С. 524–534.

2. Hill, R.J. The NRQED lagrangian at order 1/M / R.J. Hill, G. Lee, G. Paz, M.P. Solon // Phys. Rev. D. – 2013. – Vol. 87, № 5. – P. 053017-1-13.

3. Bedaque, P.F. Parity violation in $\gamma \vec{p}$ Compton Scattering / P.F. Bedaque, M.J. Savage // Phys. Rev. C. – 2000. – Vol. 62. – P. 018501-1-6.

4. Gorchtein, M. Forward Compton Scattering with weak neutral current: constraints from sum rules [Electronic resource] / M. Gorchtein, X. Zhang. – 2015. – Mode of access : http:// nucl-th/1501.0535. – Date of access : 22.01.2015.

5. Gorchtein, M. CP-violation in Compton Scattering / M. Gorchtein // Phys. Rev. C. – 2008. – Vol. 77. – P. 065501-1-6.

6. Carlson, C.E. Constraining off-shell effects using low-energy Compton scattering [Electronic resource] / C.E. Carlson, M. Vanderhaeghen. – 2011. – Mode of access : http://physics.atom-ph/1109.3779. – Date of access : 04.10.2011.

7. Krupina, N. Separation of proton polarizabilities with the beam asymmetry of Compton scattering / N. Krupina, V. Pascalutsa // Phys. Rev. Lett. – 2013. – Vol. 110, № 26. – P. 262001-1-4.

8. Anandan, J.S. Classical and quantum interaction of the dipole / J.S.Anandan // Phys. Rev. Lett. – 2000. – Vol. 85. – P. 1354–1357.

9. Silenko, A.J. Spin precession of a particle with an electric dipole moment: contributions from classical electrodynamics and from the Thomas effect / A.J. Silenko // Phys. Scr. – 2015. – Vol. 90. – P. 065303 (6pp).

10. Ландау, Л.Д. Теория поля / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М. : Наука, 1967. – 460 с.

11. Федоров, Ф.И. Теория гиротропии / Ф.И. Федоров. – Минск : Наука и техника, 1976. – 456 с.

12. Барышевский, В.Г. Ядерная оптика поляризованных сред / В.Г. Барышевский. – Москва : Энергоатомиздат, 1995. – 316 с.

13. Андреев, В.В. Ковариантное представление спиновых поляризуемостей нуклона / В.В. Андреев, О.М. Дерюжкова, Н.В. Максименко // Проблемы физики, математики и техники. – 2014. – № 3(20). – С. 7–12.

14. Галынский, М.В. О преобразовании тензора пучка при взаимодействии света со средой / М.В. Галынский, Ф.И. Федоров // ЖПС. – 1986. – Т. 44, № 2. – С. 288–292.

15. Петрунькин, В.А. Электрическая и магнитная поляризуемости адронов / В.А. Петрунькин // ЭЧАЯ. – 1981. – Т. 12, Вып. 3. – С. 692–753.

16. Damashek, M. Forward Compton scattering / M. Damashek, F.J. Gilman // Phys. Rev. – 1970. – Vol. D1, № 6. – P. 1319–1332.

17. Андреев, В.В. Поляризуемость элементарных частиц в теоретико-полевом подходе / В.В. Андреев, Н.В. Максименко // Проблемы физики, математики и техники. – 2011. – № 4 (9). – С. 7–11.

18. Andreev, V.V. Covariant equations of motion of a spin ½ particle in an electromagnetic field with allowance for polarizabilities / V.V. Andreev, O.M. Deryuzhkova, N.V. Maksimenko // Russ. Phys. Journ. – 2014. – Vol. 56, № 9. – P. 1069–1075.

Гомельский государственный
университет им. Ф. Скорины

Поступила в редакцию 12.10.2015