ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА
2024. Т. 55, вып. 4. С. 1069–1082

ЭФФЕКТЫ ПОЛЯРИЗАЦИИ ФОТОНОВ В НЕЛИНЕЙНОМ КОМПТОНОВСКОМ ПРОЦЕССЕ

А. И. Титов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Анализируется поляризация фотона отдачи (γ') в нелинейном комптоновском процессе $e + \mathbf{L} \to \boldsymbol{\gamma}' + e'$ в кинематических условиях эксперимента LUXE. Полученные результаты могут быть использованы в планируемых экспериментах на создаваемых высокоинтенсивных лазерных установках.

The polarization of recoil photon (γ') in the nonlinear Compton process $e + \mathbf{L} \to \boldsymbol{\gamma}' + e'$ in the line with envisaged LUXE experiment is analyzed. The results obtained can be used in planned experiments with the high-intensity lasers.

PACS: 12.20.Ds; 13.40.–f; 23.20.Nx

ВВЕДЕНИЕ

Исследование взаимодействия ультрарелятивистских электронов с интенсивными лазерными пучками представляется актуальным и привлекает большое внимание как теоретиков, так и экспериментаторов. Прекрасный анализ теоретических исследований в этой области и возможных ожиданий от создаваемых экспериментальных установок дан в недавнем обзоре [1], см. также [2]. Важной частью этих исследований является нелинейное комптоновское рассеяние (nlCo) и нелинейное образование e^+e^--пар в процессе Брейта–Уиллера (nlBW), когда пробная частица, электрон или фотон, соответственно, взаимодействует с высокоинтенсивным электромагнитным (лазерным) фоновым полем. Оба процесса в прошлом были тщательно исследованы теоретически и затем переосмыслены и развиты в [3–16]. В большинстве случаев в качестве фонового поля рассматривается поле высокоинтенсивного оптического лазера. Например, известный эксперимент E-144 [17] в SLAC, готовящийся европейский эксперимент LUXE [18], а также запланированные эксперименты в Стэндфорде (США) E-320 и FACET II/SLAC [19–21]. Об экспериментах с рентгеновскими лазерами см. [22].

В процессе nlBW для образования электрон-позитронной пары с использованием оптического лазера необходим пробный фотон (γ') с энергией в десятки гигаэлектронвольт. Таким фотоном может быть фотон отдачи в нелинейном комптоновском процессе при взаимодействии ультрарелятивистского электрона с оптическим лазером. Возможная схема

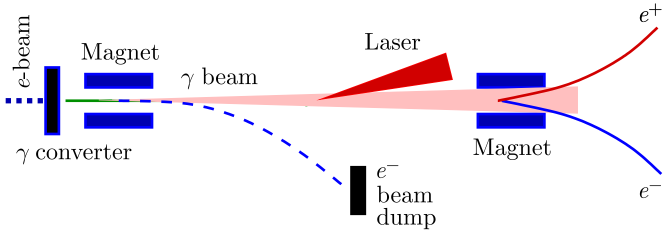

Рис. 1. Схема эксперимента LUXE, позаимствованная из проекта [18]

эксперимента (европейского эксперимента LUXE) изображена на рис. 1. Рассмотрение процесса nlCo с учетом поляризации фотона отдачи (γ') является целью данной работы.

Мы используем следующие обозначения. Интенсивность электромагнитного фонового поля определяется безразмерным параметром $\xi = |e|\mathcal{E}/(m\omega)$, где $\mathcal{E}$ — напряженность электрического поля, ω — частота лазерного импульса, $-|e|$ и m — заряд и масса электрона.

Четырехвекторы $p = (E_e, \mathbf{p})$ и $p' = (E'_e, \mathbf{p}')$ обозначают четырехмоменты начального и конечного («голых») электронов соответственно; $q = (q_0, \mathbf{q})$ и $q' = (q'_0, \mathbf{q}')$ обозначают четырехмоменты «одетых» электронов [24] соответственно. Например, $q = p - k(\xi^2 m^2/4k \cdot p)$, где $k = (\omega, \mathbf{k})$ обозначает четырехимпульс фотона пучка с $\mathbf{k} = \mathbf{z}\omega$.

Четырехимпульс фотона отдачи с частотой ω' равен $k' = (\omega', \mathbf{k}')$, где $\mathbf{k}' = \omega'(\mathbf{x}\sin\theta\cos\varphi + \mathbf{y}\sin\theta\sin\varphi + \mathbf{z}\cos\theta)$, θ и φ описывают полярный и азимутальный углы вылета γ' соответственно.

Мы также используем квантовый параметр нелинейности $\chi = \xi(k \times p)/m^2$. Предполагается, что лазерный пучок поляризован вдоль оси $\mathbf{x}$. Мы используем натуральные единицы с $c = \hbar = 1$, и $e^2/4\pi = \alpha \approx 1/137{,}036$.

Вероятность образования e^+e^--пар в процессе nlBW с линейно поляризованными фотонами зависит от кинематики (квадрата полной энергии в системе центра масс, s), ξ и взаимной поляризации фотонов. Так, например, при сверхинтенсивных электромагнитных полях с $\xi \gg 1$ асимметрия выхода электрон-позитронных пар $\mathcal{A} = (W_\perp - W_\parallel)/(W_\perp + W_\parallel)$, где $W_\perp$, $W_\parallel$ есть вероятность выходов e^+e^--пар при взаимно перпендикулярной или параллельной начальной поляризации фотонов, соответственно, изменяется от 1/3 до 1/5 [4], в зависимости от параметра $\kappa = \xi s/2m^2$. При небольших интенсивностях с $\xi \lesssim 1$ асимметрия является немонотонной функцией и изменяется от нуля до единицы, в зависимости от начальных кинематических условий [23]. Поэтому взаимная линейная поляризация фотонов является важным условием для нелинейного процесса Брейта–Уиллера, и для этого нужно знать поляризацию комптоновского фотона.

В нелинейном комптоновском процессе поляризационную матрицу плотности ρ^f фотона отдачи можно выразить через амплитуду процесса [25]

$$M = \sum_a {e'_a}^* M(a), \tag{1}$$

где e'_a — единичный поляризационный вектор, следующим образом:

$$\rho^f_{ab} = \frac{M(a)M^*(b)}{\sum\limits_a |M(a)|^2}. \tag{2}$$

Соответствующие параметры Стокса ξ^f_i определяются как

$$\xi^f_i = \mathrm{Sp}\,(\rho^f \sigma_i), \tag{3}$$

где σ_i — матрица Паули. Таким образом, параметр ξ^f_3 равен асимметрии

$$\xi^f_3 = \mathcal{A} \equiv \frac{|M(1)|^2 - |M(2)|^2}{|M(1)|^2 + |M(2)|^2}. \tag{4}$$

Знак $\mathcal{A}$, плюс или минус, указывает направление поляризации фотона γ' относительно осей e'_1 или ${e'}_2$ соответственно. Степень поляризации $\mathcal{P}_{12}$ относительно осей 1 или 2 связана с асимметрией как

$$\mathcal{P}_{12} = \frac{1 \pm \mathcal{A}}{2}. \tag{5}$$

Данная работа по духу близка к ранней работе [6] и недавним [7, 8]. По сравнению с [6] сейчас мы уделяем специальное внимание кинематике эксперимента LUXE и другим планируемым экспериментам. Кроме того, мы анализируем влияние структуры лазерного пучка с конечным числом осцилляций, являющегося фоновым полем. Различие с работами [7, 8] состоит в некоторых технических деталях, таких как выбор осей поляризации, использование асимметрии $\mathcal{A}$ как важной наблюдаемой и различие в методе расчета амплитуды процесса для конечного (ограниченного) лазерного пучка, обсуждаемое в тексте. Кроме того, мы уделяем особое внимание азимутальным распределениям дифференциальных сечений, которые необходимы для получения информации о направлении и степени поляризации фотонов отдачи.

Наша работа организована следующим образом. В разделе «Нелинейный комптоновский процесс» приведены основные формулы для поперечных сечений и асимметрии и представлены результаты для случаев $\xi \leqslant 1$ и $\xi \gg 1$. Заключение дано в последнем разделе.

НЕЛИНЕЙНЫЙ КОМПТОНОВСКИЙ ПРОЦЕСС

Как указывалось выше, мы рассматриваем nlCo как процесс, включающий одновременное участие большого числа лазерных фотонов. Наше рассмотрение основано на представлении Фарри. Здесь мы дадим выражение для сечений и асимметрии как функций частоты ω' и азимутального угла φ. Исследование будет проведено в широком интервале интенсивности ξ. Энергия начального фотона $E_e = 16{,}5$ ГэВ и частота оптического лазера $\omega = 1{,}55$ эВ выбраны в соответствии с экспериментом LUXE [18].

Поперечные сечения и асимметрия для $\xi \leqslant 1$. Линейно поляризованное фоновое поле описывается электромагнитным четырехпотенциалом $A(\phi) = (0, \mathbf{A}(\phi))$:

$$\mathbf{A}(\phi) = f(\phi)[\mathbf{a}\cos\phi], \tag{6}$$

где $\phi = k \cdot x$ есть инвариантная фаза, а $\mathbf{a} = \mathbf{x} m\xi/e$, $f(\phi)$ — огибающая лазерного импульса с конечным числом осцилляций. Для определенности огибающая лазерного импульса $f(\phi)$ выбрана в виде гиперболического секанса: $f(\phi) = 1/[\mathrm{ch}\,\phi/\Delta]$. Безразмерная величина Δ определяет размер импульса $2\Delta = 2\pi N$, где N имеет смысл числа осцилляций в лазерном импульсе и связано с длительностью импульса $\tau_N = 2N/\omega$ (о зависимости наблюдаемых от структуры огибающей см., например, [9, 14]). Рассмотрим вначале монохроматическое плосковолновое фоновое поле (PW) с $f(\phi) = 1$.

Матричный элемент перехода определяется как

$$S = \frac{i}{\sqrt{2\omega'\, 2q_0\, 2q_0'}} \sum_{\ell=1}^{\infty} M_\ell (2\pi)^4\, \delta^4(q + \ell k - q' - k'), \tag{7}$$

где ℓ — число лазерных фотонов, участвующих в процессе, и

$$M_\ell = \overline{u}_{p'} \left[\not{e}'^{*} A_0(\ell) + \left(\frac{e}{2k\cdot p} \not{e}'^{*} \not{k} \not{a} + \frac{e}{2k\cdot p'} \not{a} \not{k} \not{e}'^{*} \right) A_1(\ell) - \right.$$
$$\left. - \frac{e^2 a^2 (k \cdot e'^{*})}{2k\cdot p\, k\cdot p'} \not{k} A_2(\ell) \right] u_p. \tag{8}$$

Здесь u_p — дираковские спиноры, нормированные как $(\overline{u}u) = 2m$, базисные функции $A_m(\ell) \equiv A_m(\ell, \alpha', \beta)$ определены следующим образом [3]:

$$A_m(\ell\alpha'\beta) = \frac{1}{2\pi} \int\limits_{-\pi}^{\pi} d\phi \cos^m\phi \, \exp\left(i\ell\phi - i\alpha' \sin\phi + i\beta \sin 2\phi\right), \tag{9}$$

где

$$\alpha' = z\cos\varphi, \quad \beta = \xi^3 u/8\chi, \quad u = kk'/kp', \tag{10}$$

$$z = \frac{2\ell\xi}{\sqrt{1+\xi^2/2}} \sqrt{\frac{u}{u_l}\left(1 - \frac{u}{u_l}\right)}, \quad u_l = \frac{2l\chi}{\xi(1+\xi^2/2)}. \tag{11}$$

Четырехвекторы e'_i выбраны в виде [24]

$$e'_i = (0, \mathbf{e}'_i), \tag{12}$$

где $\mathbf{e}'_{1,2}$ взаимно ортогональны и ортогональны к $\mathbf{k}'$: $\mathbf{e}'_{1,2}, \perp \mathbf{k}'$. Оси $\mathbf{e}'_i$ выбраны в соответствии с [25]:

$$\mathbf{e}'_1 = \frac{[\mathbf{k}, \mathbf{k}']}{|[\mathbf{k}, \mathbf{k}']|}, \quad \mathbf{e}'_2 = \frac{[\mathbf{k}', \mathbf{e}'_1]}{|\mathbf{k}'|}, \tag{13}$$

приводящими к

$$\begin{aligned} \mathbf{e}'_1 &= -\mathbf{x}\sin\varphi + \mathbf{y}\cos\varphi, \\ \mathbf{e}'_2 &= -\mathbf{x}\cos\theta\cos\varphi - \mathbf{y}\cos\theta\sin\varphi + \mathbf{z}\sin\theta. \end{aligned} \tag{14}$$

При обратном рассеянии с $\cos\theta = -1$ (backward scattering) в компланарной геометрии с $\varphi = 0$ ось $\mathbf{e}'_1$ параллельна оси $\mathbf{y}$, т. е. перпендикулярна поляризации лазерного пучка, а ось $\mathbf{e}'_2$ параллельна оси $\mathbf{x}$, т. е. параллельна поляризации пучка.

Вероятность выхода γ' при фиксированных поляризациях равна сумме квадратов матричных элементов $\sum |M_\ell|^2/2VT$, умноженной на фазовый фактор частиц в конечном состоянии. Вероятность выхода в переменных φ и ω' определяется интегрированием фазового объема по d^3q':

$$\delta^4(\ell k + q - q' - k')\frac{d^3\, q'\, d^3k'}{q'_0 k'_0} \to \frac{d\varphi\, d\omega'}{|\mathbf{q} - \ell k_0|}.$$

Соответствующие поперечные сечения определяются путем умножения вероятностей на потоковый фактор $(4\pi\alpha/m^2\xi^2)(q_0/p\cdot kN_0)$, где $N_0 = 1/2$ соответствует бесконечно длинному импульсу. Для импульсов с конечным числом осцилляций $N_0 = \Delta/2\pi(1 + 1/3\Delta^2 \approx \Delta/2\pi$ при $\Delta/\pi \gg 1$.

Квадрат матричного элемента для фиксированных $\mathbf{e}'_1$ и $\mathbf{e}'_2$ вычисляется стандартным образом с использованием калибровочного преобразования [4, 27] $e' \to \overline{e}'_i = e'_i - k'(e'_i \cdot k)/(k' \cdot k)$ и соотношения [3]

$$\alpha' A_1 = (\ell - \beta)A_0 + 4\beta A_2. \tag{15}$$

Как результат, «парциальные» поперечные сечения $d^2\sigma_{1,2}$, усредненные и просуммированные по спиновым проекциям электронов в начальном и конечном состояниях соответственно, имеют следующий вид:

$$d^2\sigma_1 = \frac{2\alpha^2\, d\varphi\, d\omega'}{\xi\chi m^2 N_0}\sum_{l=1}^{\infty}\frac{1}{|\mathbf{q} - l\omega|}\times \\ \times\left[\xi^2 A_1^2\sin^2\varphi + \xi^2\frac{u^2}{4(1+u)}(A_1^2 - A_0A_2)\right], \tag{16}$$

$$d^2\sigma_2 = \frac{2\alpha^2\, d\varphi\, d\omega'}{\xi\chi m^2\ N_0} \sum_{\ell=1}^{\infty} \frac{1}{|\mathbf{q} - l\omega|} \Big[-A_0^2 - \xi^2\, A_1^2 \sin^2\varphi + \\ + \xi^2 \left(1 + \frac{u^2}{4(1+u)} (A_1^2 - A_0 A_2) \right) \Big]. \quad (17)$$

Сумма $d^2\sigma \equiv d^2\sigma_1 + d^2\sigma_2$ (с $N_0 = 1/2$) является известным выражением для поперечного сечения неполяризованного nlCo

$$d^2\sigma = \frac{4\alpha^2\, d\varphi\, d\omega'}{\xi m^2 \chi} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{1}{|\mathbf{q} - l\omega|} \times \\ \times \left[-A_0^2 + \xi^2 \left(1 + \frac{u^2}{2(1+u)} (A_1^2 - A_0 A_2) \right) \right]. \quad (18)$$

Различие в $d^2\sigma_{1,2}$ приводит к асимметрии (см. (4))

$$\mathcal{A}(\varphi, \omega') = \frac{d^2\sigma_1 - d^2\sigma_2}{d^2\sigma}. \quad (19)$$

Знак асимметрии $\mathcal{A}$, плюс или минус, определяет направление поляризации γ' относительно осей $\mathbf{e}'_1$ или $\mathbf{e}'_2$ соответственно. Степень поляризации определяется в соответствии с соотношением (5). Напоминаем, что асимметрия $\mathcal{A}$ равна спиновой переменной фотона отдачи γ', ξ_3^f.

В случае конечного лазерного импульса матричный элемент перехода представляется в терминах точного решения уравнения Дирака с электромагнитным четырехпотенциалом (6) (решение Волкова). Предэкспоненциальный и экспоненциальный факторы, содержащие линейные и квадратичные комбинации потенциала $A(\phi)$, формируют новые базисные функции $\widetilde{A}_m$:

$$\widetilde{A}_m(\ell) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\phi\, f^m(\phi) \cos^m\phi\, \mathrm{e}^{i\ell\phi - i\mathcal{P}(\phi)}, \quad (20)$$

где

$$\mathcal{P}(\phi) = \widetilde{\alpha}(\phi) - \widetilde{\beta}(\phi), \quad (21)$$

$$\widetilde{\alpha}(\phi) = \alpha' \int_{-\infty}^{\phi} d\phi'\, f(\phi') \cos\phi', \quad (22)$$

$$\widetilde{\beta}(\phi) = 4\beta \int_{-\infty}^{\phi} d\phi'\, f^2(\phi') \cos^2\phi',$$

$$z = 2\xi\ell \sqrt{\frac{u}{u_\ell}\left(1 - \frac{u}{u_\ell}\right)}, \quad u_\ell = 2\ell\chi/\xi. \quad (23)$$

Величины α' и β определены в (10). Функция $\widetilde{A}_0(\ell)$ регуляризуется стандартным образом (см., например, [28]), что приводит к условию

$$\alpha' \widetilde{A}_1(\ell) = \ell \widetilde{A}_0(\ell) + 4\beta \widetilde{A}_2(\ell). \tag{24}$$

Дифференциальные сечения $d^2\sigma_i$ имеют форму выражений (16), (17) с заменой $\int\limits_{\ell_{\min}}^{\infty} d\ell$, где нижний предел интегрирования равен $\ell_{\min} = um^2/2k\cdot p$, и заменой $A_m \to \widetilde{A}_m$

$$d^2\sigma_1 = \frac{2\alpha^2\, d\varphi\, d\omega'}{\xi\chi m^2 E_e N_0} \int\limits_{\ell_{\min}}^{\infty} d\ell \left[\xi^2\ \widetilde{A}_1^2 \sin^2\varphi + \xi^2 \frac{u^2}{4(1+u)} \left(\widetilde{A}_1^2 - \widetilde{A}_0 \widetilde{A}_2\right)\right], \tag{25}$$

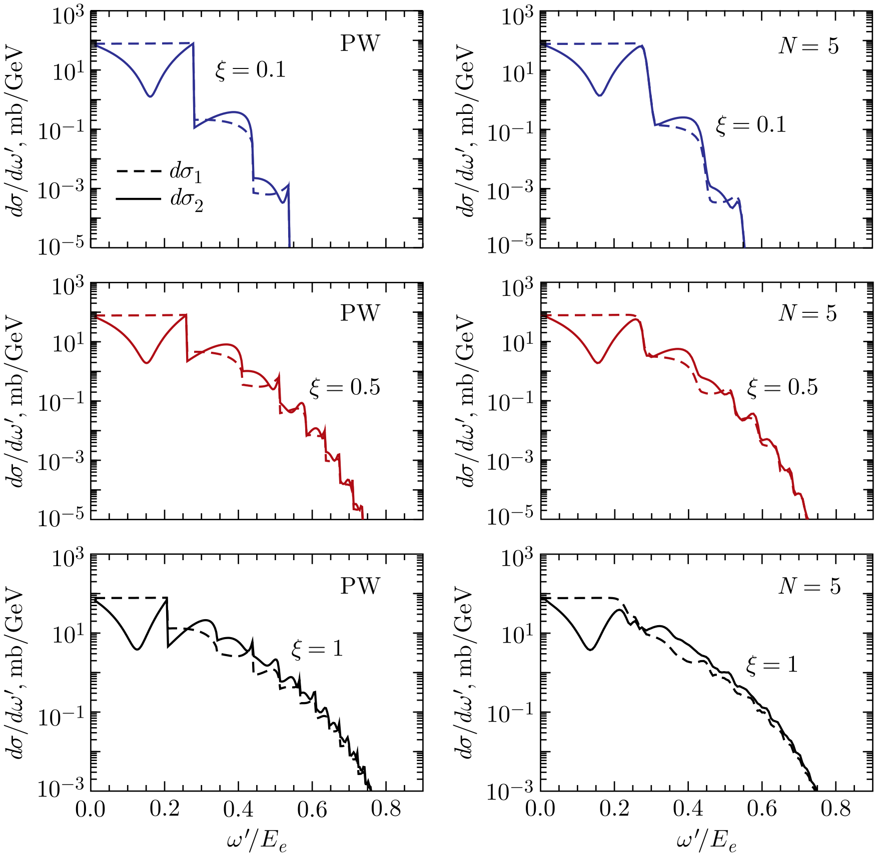

Рис. 2. Парциальные поперечные сечения $d\sigma_{1,2}/d\omega'$ как функции ω' для монохроматического плосковолнового (PW) (слева) и конечного лазерного импульса (справа) соответственно

$$d^2\sigma_2 = \frac{2\alpha^2\, d\varphi\, d\omega'}{\xi\chi m^2 E_e N_0} \int\limits_{\ell_{\min}}^{\infty} d\ell \Big[-\widetilde{A}_0^2 - \xi^2\, \widetilde{A}_1^2 \sin^2\varphi + \xi^2 \left(1 + \frac{u^2}{4(1+u)} \left(\widetilde{A}_1^2 - \widetilde{A}_0 \widetilde{A}_2\right)\right)\Big], \quad (26)$$

где использовано соотношение $|\mathbf{q} - l\omega| \simeq |\mathbf{p}| \simeq E_e$. Неполяризованное поперечное сечение определено как

$$d^2\sigma = d^2\sigma_1 + d^2\sigma_2. \quad (27)$$

Наше рассмотрение ограничим импульсами с числом осцилляций $N = 5$ и интенсивностью электромагнитного импульса $\xi = 0{,}1$, $0{,}5$ и 1. Пар-

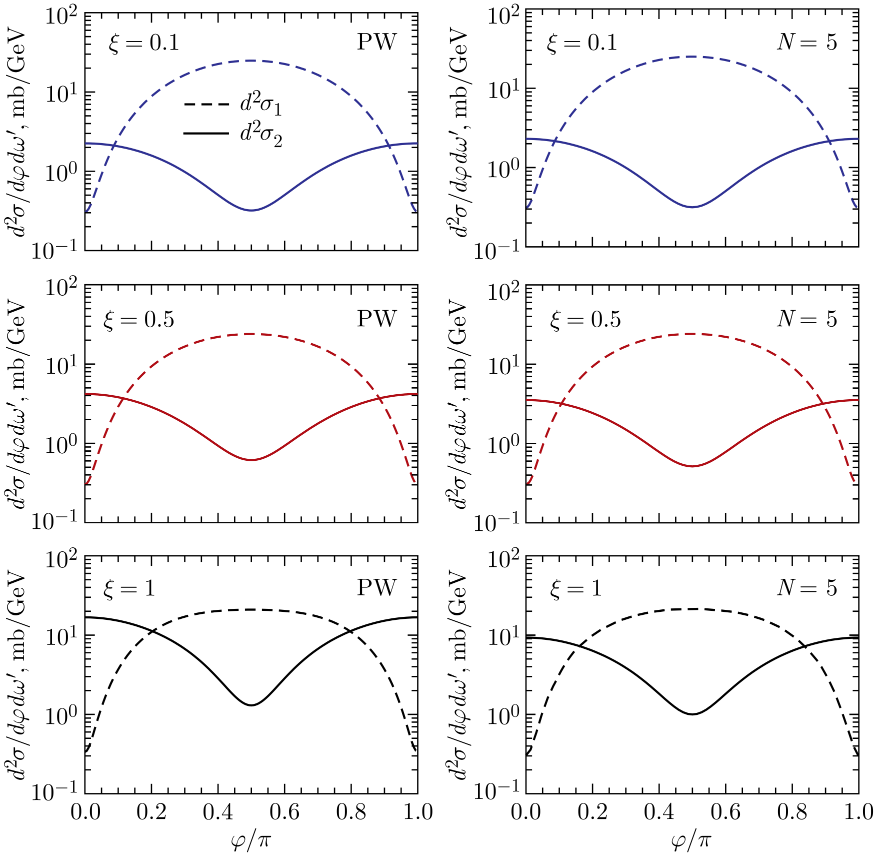

Рис. 3. Парциальные поперечные сечения $d\sigma_{1,2}/d\omega'$ как функции азимутального угла φ для монохроматического плосковолнового (PW) (слева) и конечного лазерного импульса (справа) соответственно при $\omega' = 0{,}2E_e$

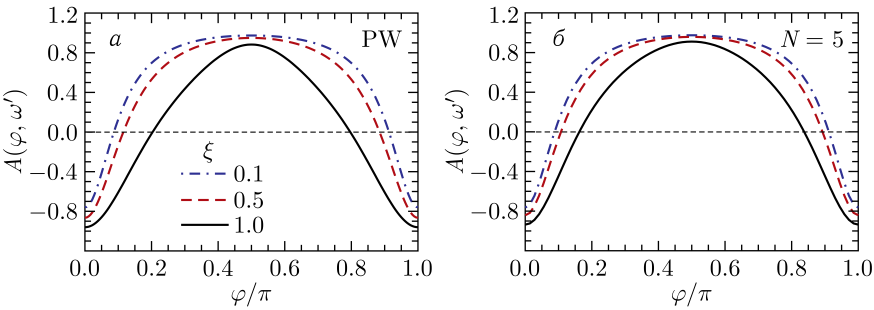

Рис. 4. *а*) Асимметрия как функция азимутального угла φ при $\omega' = 0{,}2E_e$ для различных ξ в монохроматическом плосковолновом приближении; *б*) асимметрия для конечного импульса с $N = 5$

циальные поперечные сечения $d\sigma_i/d\omega'$ в плосковолновом приближении (PW) и для случая конечного импульса с $N = 5$ представлены в левых и правых колонках рис. 2 соответственно. Видно, что качественно результат для конечного импульса близок к результату в плосковолновом приближении. В этом случае поперечные сечения являются более плавными функциями от ω'.

То же самое справедливо и для азимутальных распределений дифференциальных поперечных сечений, представленных на рис. 3, и асимметрий, изображенных на рис. 4.

Суммируя сказанное, можем заключить, что результат для конечного импульса качественно близок к результатам, полученным в плосковолновом приближении т. е. фотон отдачи γ' поляризован в направлении поляризации лазерного пучка. Степень поляризации в окрестности $\varphi = 0$, (π), $\mathcal{P} = (1 - \mathcal{A})/2 \simeq 0{,}95$.

Высокая интенсивность импульса, $\xi \gg 1$. При (сверх) высоких интенсивностях импульса $\xi \gg 1$ основной вклад в сечение дает центральная часть лазерного импульса, и окончательный результат не зависит от формы и размера пучка [9, 12, 13]. Поэтому в дальнейшем анализе мы используем формализм, развитый Никишовым и Ритусом [3] с включением поляризации γ'. В этом случае парциальные $d^2\sigma_i$ и неполяризованное $d^2\sigma$ поперечные сечения имеют вид

$$d^2\sigma_1 = \frac{4\alpha^2\, d\varphi\, d\omega'}{m^2\xi\chi\, E_e} \int\limits_{\ell_{\min}}^{\infty} d\ell \left[\xi^2 \widehat{A}_1^2 \sin^2\varphi + \xi^2 \frac{u^2}{4(1+u)} \left(\widehat{A}_1^2 - \widehat{A}_0 \widehat{A}_2\right)\right], \quad (28)$$

$$d^2\sigma_2 = \frac{4\alpha^2\, d\varphi\, d\omega'}{m^2\xi\chi\, E_e} \int\limits_{\ell_{\min}}^{\infty} d\ell \Big[-\widehat{A}_0^2 - \xi^2 \widehat{A}_1^2 \sin^2\varphi + \\ + \xi^2 \left(1 + \frac{u^2}{4(1+u)} \left(\widehat{A}_1^2 - \widehat{A}_0 \widehat{A}_2\right)\right)\Big], \quad (29)$$

$$d^2\sigma = d^2\sigma_1 + d^2\sigma_2, \tag{30}$$

где $\ell_{\min} = u\xi(1+\xi^2/2)/2\chi$.

Билинейные комбинации $\widehat{A}_k$ выражаются через функции Эйри Φ и их производные Φ' как

$$\begin{aligned}
\widehat{A}_0^2 &= \frac{g^2}{2\pi^2}\Phi^2(y), \quad g^2 = \frac{4}{\xi^2\sin^2\psi}\frac{\sigma}{y},\\
\widehat{A}_1^2 &= \frac{g^2}{2\pi^2}\left(\rho^2\Phi^2(y) + \frac{\sigma}{\xi^2 y}\Phi'^2(y)\right),\\
\widehat{A}_0\widehat{A}_2 &= \frac{g^2}{2\pi^2}\left(\rho^2 - \frac{\sigma}{\xi^2}\right)\Phi^2(y),
\end{aligned} \tag{31}$$

где аргумент функций Эйри y выражается через вспомогательные переменные $\rho = \cos\psi$, τ и σ как

$$\begin{aligned}
y &= \left(\frac{u}{2\chi\sin\psi}\right)^{2/3}\sigma, \quad \sigma = 1+\tau^2,\\
\rho^2 &= \frac{1}{\xi^2}\left(1+\frac{\xi^2}{2}\right)\left(\frac{u_\ell}{u}-1\right)\cos^2\varphi,\\
\tau^2 &= \left(1+\frac{\xi^2}{2}\right)\left(\frac{u_\ell}{u}-1\right)\sin^2\varphi,
\end{aligned} \tag{32}$$

где $u_\ell = 2\ell\chi/\xi(1+\xi^2/2)$.

Парциальные поперечные сечения $d\sigma_i/d\omega'$, проинтегрированные по азимутальному углу φ как функции от ω' для $\xi = 5$ и 50, представлены на рис. 5, *а*. Видно, что $d\sigma_2 > d\sigma_1$. Однако этого обстоятельства недостаточно для определения ориентации спина γ'. Для этой цели на рис. 5, *б* представлены парциальные сечения как функции азимутального угла для $\omega'/E_e = 0{,}6$. В области $\varphi = 0$, π, $d^2\sigma_2 \gg d^2\sigma_1$, что соответствует ($\mathcal{A} \sim -1$), или выстраиванию поляризации γ' вдоль поляризации пучка.

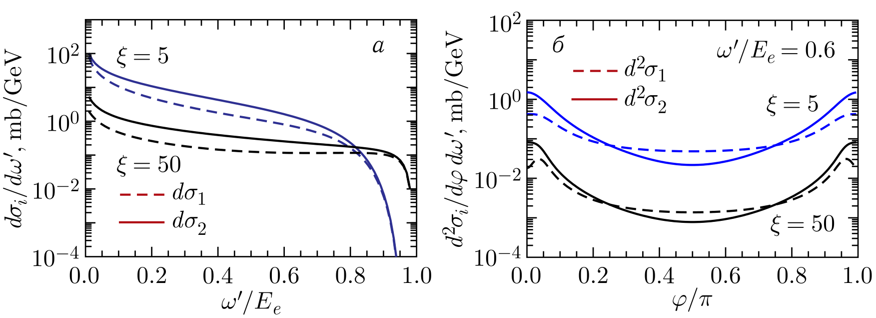

Рис. 5. *а*) Парциальные поперечные сечения $d\sigma_i/d\omega'$ *а*) как функции от ω' для $\xi = 5$ и 50, *б*) как функции от азимутального угла φ при $\omega' = 0{,}6E_e$

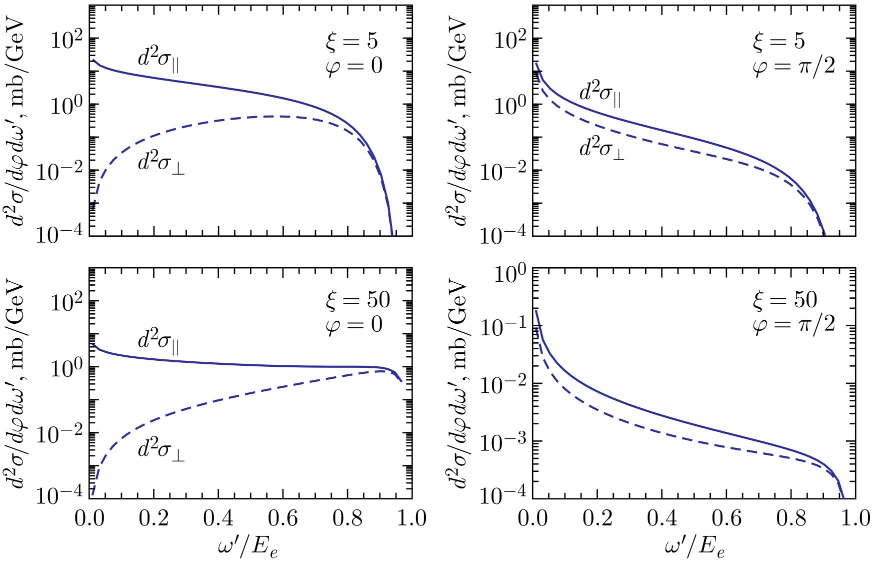

Рис. 6. Парциальные сечения $d^2\sigma_a/d\varphi\, d\omega'$, где $a = \|, \perp$, как функция ω' для $\xi = 5$ (вверху) и 50 (внизу) соответственно. Левые и правые колонки соответствуют азимутальному углу $\varphi = 0$ и $\pi/2$

Степень поляризации $\mathcal{P} \simeq 0{,}9$. Эта область дает основной вклад в полное сечение.

Для иллюстрации на рис. 6 приведены парциальные дифференциальные поперечные сечения $d^2\sigma_a/d\varphi\, d\omega'$, где $a = \|, \perp$. Индекс $a =\|, \perp$ соответствует ориентации поляризации γ' параллельно или перпендикулярно поляризации пучка. В компланарной геометрии с $\varphi = 0$, $\sigma_{\|,\perp} = \sigma_{2,1}$ для $\varphi = \pi/2$, $\sigma_{\|,\perp} = \sigma_{1,2}$. В обоих случаях γ' поляризованы вдоль поляризации лазерного пучка.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, мы проанализировали поляризацию фотона отдачи γ' в нелинейном комптоновском рассеянии. Оси поляризации фотона $\mathbf{e}'_{1,2}$ выбраны в соответствии с (13). Поляризация фотона отдачи определяется асимметрией $\mathcal{A}$, которая равна спиновому параметру ξ_3^f. Начальная поляризация лазерного пучка выбрана вдоль оси $\mathbf{x}$. Расчет проведен в кинематике планируемого эксперимента LUXE, т. е. энергия электрона $E_e = 16{,}5$ ГэВ, оптический лазер с частотой 1,55 эВ в широком диапазоне ξ.

Результат проведенного исследования показал, что при малых интенсивностях поля с $\xi < 1$ и $\omega'/E_e \simeq 0{,}2$ асимметрия $\mathcal{A}(\varphi, \omega')$ является по абсолютной величине большой, асимметрия отрицательна или положительна для $\varphi = 0$ или $\varphi = \pi/2$ соответственно, что указывает на то, что фотон отдачи поляризован вдоль осей $\mathbf{e}_2'$ или $\mathbf{e}_1'$ соответственно. В обоих случаях фотон отдачи γ' поляризован вдоль поляризации лазерного пучка, а степень поляризации близка к единице.

Лазерный импульс с ограниченным числом осцилляций качественно не меняет результат, полученный для импульса с бесконечным числом осцилляций (плосковолновое приближение).

Относительно нашего подхода для конечного импульса следует отметить: он, несмотря на прозрачность и обоснованность, включает вычисление многократных интегралов с быстро осциллирующими функциями, что требует значительных вычислительных ресурсов, особенно для большого числа осцилляций N и больших интенсивностей ξ. Тем не менее наша модель может быть использована как тест для приближенных подходов, таких как local-constant-field approximation (LCFA) [4, 12] или «locally monotonic» approximation (LMA) [13].

При сверхвысоких интенсивностях $\xi \gg 1$ асимметрия $\mathcal{A}(\varphi, \omega')$ отрицательна (положительна) при $\varphi = 0$ $(\pi/2)$. В обоих случаях фотон отдачи γ' поляризован вдоль поляризации лазерного пучка и степень поляризации близка к единице.

В нашем рассмотрении оси поляризации выбраны в форме (12), (13). Другой выбор приведет к отличной зависимости наблюдаемых как функции азимутального угла. Тем не менее основные выводы, например, о направлении и степени поляризации в работе [7] с другим выбором поляризационных осей близки к нашим.

Отметим предпочтительную конфигурацию эксперимента по образованию e^+e^--пар в двухэтапном электрон-лазерном взаимодействии с линейно поляризованными лазерными пучками. Первый и второй этапы — это процессы nlCo и nlBW соответственно (см. рис. 1). Взаимная поляризация лазерных пучков на двух этапах должна быть взаимно перпендикулярна, что ведет к усилению выхода e^+e^--пар [3, 23].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Fedotov A., Ilderton A., Karbstein F., King B., Seipt D., Taya H., Torgrimsson G.* Advances in QED with Intense Background Fields // Phys. Rep. 2023. V. 1010. P. 1–138; arXiv:2203.00019v2 [hep-ph].
2. *Di Piazza A., Müller C., Hatsagortsyan K. Z., Keitel C. H.* Extremely High-Intensity Laser Interactions with Fundamental Quantum Systems // Rev. Mod. Phys. 2012. V. 84. P. 1177.
3. *Nikishov A. I., Ritus V. I.* Quantum Processes in Field of a Plane Electromagnetic Wave and a Constant Field // Sov. Phys. JETP. 1964. V. 19. P. 529.
4. *Ritus V. I.* Quantum Effects of the Interaction of Elementary Particles with an Intense Electromagnetic Field // J. Sov. Laser Res. 1985. V. 6, No. 5. P. 497.
5. *Goldman I. I., Khoze V. A.* On Polarization Effects in Compton Scattering on Relativistic Electrons // Phys. Lett. B. 1969. V. 29. P. 426; Polarization Effects in Compton Scattering by Relativistic Electrons // ZhETF. 1969. V. 57. P. 918.

6. *Ivanov D. Yu., Kotkin G. L., Serbo V. G.* Complete Description of Polarization Effects in Emission of a Photon by an Electron in the Field of a Strong Laser Wave // Eur. Phys. J. C. 2004. V. 36. P. 127; arXiv:0501263 [hep-ph].
7. *Seipt D., King B.* Spin- and Polarization-Dependent Locally-Constant-Field-Approximation Rates for Nonlinear Compton and Breit–Wheeler Processes // Phys. Rev. A. 2020. V. 102, No. 5. P. 052805; arXiv:2007.11837 [physics.plasm-ph].
8. *King B., Tang S.* Nonlinear Compton Scattering of Polarized Photons in Plane-Wave Backgrounds // Phys. Rev. A. 2020. V. 102, No. 2. P. 022809; arXiv:2003.01749 [hep-ph].
9. *Titov A. I., Kämpfer B., Takabe H., Hosaka A.* Breit–Wheeler Process in Very Short Electromagnetic Pulses // Phys. Rev. A. 2013. V. 87. P. 042106.
10. *Di Piazza A.* Unveiling the Transverse Formation Length of Nonlinear Compton Scattering // Phys. Rev. A. 2021. V. 103, No. 1. P. 012215; arXiv:2009.00526 [hep-ph].
11. *Ilderton A., King B., Tang S.* Toward the Observation of Interference Effects in Nonlinear Compton Scattering // Phys. Lett. B. 2020. V. 804. P. 135410; arXiv:2002.04629 [physics.atom-ph].
12. *Di Piazza A., Tamburini M., Meuren S., Keitel C. H.* Implementing Nonlinear Compton Scattering beyond the Local-Constant-Field Approximation // Phys. Rev. A. 2018. V. 98. P. 012134.
13. *Heinzl T., King B., MacLeod A. J.* The Locally Monochromatic Approximation to QED in Intense Laser Fields // Phys. Rev. A. 2020. V. 102. P. 0163110; arXiv:2004.13035 [hep-ph].
14. *Titov A. I., Kämpfer B., Hosaka A., Takabe H.* Quantum Processes in Short and Intensive Electromagnetic Fields // Phys. Part. Nucl. 2016. V. 47. P. 456.
15. *Granz L. F., Mathiak O., Villalba-Chavez S., Muller C.* Electron–Positron Pair Production in Oscillating Electric Fields with Double-Pulse Structure // Phys. Lett. B. 2019. V. 793. P. 85; arXiv:1903.06000 [physics.plasm-ph].
16. *Acosta U. H., Kämpfer B.* Strong-Field QED in Furry-Picture Momentum-Space Formulation: Ward Identities and Feynman Diagrams. arXiv:2303.12941.
17. *Burke D. L. et al.* Positron Production in Multiphoton Light-by-Light Scattering // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. P. 1626;
Bamber C. et al. Studies of Nonlinear QED in Collisions of 46.6 GeV Electrons with Intense Laser Pulses // Phys. Rev. D. 1999. V. 60. P. 092004.
18. *Abramowicz H. et al.* Conceptual Design Report for the LUXE Experiment // Eur. Phys. J. ST. 2021. V. 230. P. 2445–2560; https://doi.org/10.1140/epjs/s11734-021-00249-z.
19. *Meuren S. (FACET-II SFQED Collab.).* Probing Strong-Field QED at FACET-II (SLAC E-320). https://conf.slac.stanford.edu/facet-2-2019/sites/facet-2-2019.conf.slac.stanford.edu/files/basic-page-docs/sfqed_2019.pdf;
https://facet-ii.slac.stanford.edu/ proposals/accepted-proposals. 2019.
20. *Meuren S. et al.* On Seminal HEDP Research Opportunities Enabled by Colocating Multi-Petawatt Laser with High-Density Electron Beams. arXiv:2002.10051 [physics.plasm-ph].
21. *San Miguel P. et al.* Commissioning and First Measurements of the Initial X-Ray and γ-Ray Detectors at FACET-II. https://arxiv.org/pdf/2310.05535.pdf; arXiv:2310.05535 [physics.acc-ph].

22. European X-Ray Free-Electron Laser Facility GmbH. https://www.xfel.eu/science/index_eng.html/;
Yu Qiqi, Xu Dirui, Shen Baifei, Cowan Th. E., Schlenvoigt H.-P. X-Ray Polarimetry and Its Application to Strong-Field QED // High Power Laser Science Engin. 2023. V. 11. P. e71.
23. *Titov A. I., Kämpfer B.* Nonlinear Breit–Wheeler Process with Linearly Polarized Beams // Eur. Phys. J. D. 2020. V. 74. P. 218; arXiv:2006.04496 [hep-ph].
24. *Berestetskii V. B., Lifshitz E. M., Pitaevskii L. P.* Quantum Electrodynamics. V. 4. Butterworth–Heinemann, 1982.
25. *Akhiezer A. I., Berestetsky V. B.* Quantum Electrodynamics. Revised ed. Intersci. Publ., 1965.
26. *Titov A. I., Otto A., Kämpfer B.* Multi-Photon Regime of Nonlinear Breit–Wheeler and Compton Processes in Short Linearly and Circularly Polarized Laser Pulses // Eur. Phys. J. D. 2020. V. 74. P. 39;
Hernandez U., Otto A., Kämpfer B., Titov A. I. Nonperturbative Signature of Nonlinear Compton Scattering // Phys. Rev. D. 2020. V. 102. P. 116016.
27. *Greiner W., Reinhard J.* Quantum Electrodynamics. 3rd ed. Berlin; Heidelberg; New York: Springer-Verlag, 2014.
28. *Boca M., Florescu V.* Non-Linear Compton Scattering with a Laser Pulse // Phys. Rev. A. 2009. V. 80. P. 053403; Erratum // Phys. Rev. A. 2010. V. 81. P. 039901.
29. *Titov A. I., Hernandez U., Kämpfer B.* Positron Energy Distribution in a Factorized Trident Process // Phys. Rev. A. 2021. V. 104. P. 062811.