

Заметки об обратном комптоновском рассеянии.

К.А. Борников,^{1,*} И.П. Волобуев,² Ю.В. Попов^{2,3}¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет

Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

²Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына

Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

³Объединенный институт ядерных исследований, Лаборатория теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова

Россия, 141980, Московская область, Дубна

(Поступила в редакцию 19.04.2023; после доработки 09.05.2023; принята к публикации 12.05.2023)

В работе рассматриваются некоторые кинематические условия обратного комптоновского рассеяния фотонов на релятивистских электронах и поляризации сталкивающихся частиц, которые влияют на величину дифференциального сечения процесса. Обнаружено сильное влияние на величину сечения спиральностей электрона и фотона. В ультрарелятивистском случае обнаружен также удивительный эффект почти двукратного роста сечения при рассеянии в направлении импульса начального электрона, когда начальный импульс фотона перпендикулярен этому импульсу.

PACS: 32.80.-t УДК: 53.01.

Ключевые слова: обратное комптоновское рассеяние, поляризация сталкивающихся частиц, нелобовые столкновения.

DOI: [10.55959/MSU0579-9392.78.2340201](https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.78.2340201)

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время государство уделяет большое внимание развитию нейтронных и синхротронных исследований. Объявлена «Федеральная научно-техническая программа развития синхротронных и нейтронных исследований и исследовательской инфраструктуры на 2019–2027 гг.» [1]. Среди тем этой программы в контексте нашей работы следует выделить следующие: «Методы синхротронной и нейтронной диагностики материалов и наноразмерных структур для перспективных технологий и технических систем, включая принципиально новую природоподобную компонентную базу», «Методы синхротронных и нейтронных исследований структуры и динамики биологических систем на разных уровнях организации (биомолекул, макромолекулярных комплексов, вирусов, клеток)», «Новые технологии ускорителей электронов и протонов, необходимые для создания новых источников синхротронного излучения 4-го и последующих поколений, рентгеновского лазера на свободных электронах и импульсных нейтронных источников», и др. Данная программа имеет прямое отношение к обратному комптоновскому рассеянию.

Эффект, открытый Комптоном 100 лет тому назад [2], заключался в изменении частоты (энергии) фотона в результате его рассеяния на неподвижной заряженной частице (электроне). Это открытие имело огромное методологическое значение для

квантовой механики, поскольку подтверждало поведение фотона как частицы, и легло в основу принципа корпускулярно-волнового дуализма в квантовой механике. Эффект Комптона с самого начала был направлен на изучение распределения импульса электрона в мишенях, которые вначале были преимущественно твердотельные [3]. Недавно эксперименты по комптоновскому рассеянию фотонов на связанных электронах научились проводить и на газовых мишенях с медленными (холодными) атомами с использованием детектора COLTRIMS [4]. Теорию именно для таких нерелятивистских экспериментов можно найти, в частности в [5] и статье И.С. Степанцова и др. в этом журнале (78(1), 2310404. (2023)).

Значительно позже внимание ученых, и особенно инженеров, привлек так называемый обратный комптон-эффект, на основе которого можно было создать сравнительно компактный источник рентгеновского и даже гамма-излучения [6, 7]. Обратный комптон-эффект заключается в (лобовом) столкновении пучка фотонов с пучком релятивистских заряженных частиц (как правило, электронов). Рассеянные фотоны приобретают значительно большую энергию, чем начальные фотоны, и их можно использовать в дальнейшей работе, что является в значительной степени уже инженерной задачей. Некоторые аспекты комптоновского рассеяния на нуклонах представлены в работах [8, 9], хотя, как показано ниже, протоны вряд ли целесообразно использовать для целей обратного комптон-эффекта в лабораторных условиях. Обратный комптон-эффект зачастую проявляется в астрофизических процессах с участием ультрарелятивистских частиц [10–14].

* E-mail: bornikov.ka20@physics.msu.ru

Соответственно собранные и коллимированные в пучок конечные фотоны можно использовать для исследования глубоких уровней тяжелых атомов и атомных ядер. При этом возможно изучение комптоновского возбуждения ядер, различных фотоядерных и фотоатомных процессов [15], и даже использование высокоэнергетически фотонов в таких фантастических проектах, как томография ультрарелятивистских ядер посредством фотон-глюонного взаимодействия [16].

В настоящей работе мы рассматриваем некоторые аспекты обратного комптон-эффекта, уделяя особое внимание поляризационным эффектам. Мы ставим своей целью рассмотреть кинематические условия достижения максимального сечения при относительно умеренных энергиях фотона, вполне достижимых в лабораторных лазерах. За многие годы исследования этого упругого взаимодействия фотона с заряженными частицами накопился обширный теоретический материал, который частично вошел в учебные пособия. Теоретическое описание этого процесса проводится в рамках квантовой электродинамики (КЭД) и в низшем порядке теории возмущений дается двумя двухвершинными диаграммами (прямой и перекрестной, см. например [17]). В этом приближении сечение процесса рассчитывается аналитически. Ряд интересных экспериментальных и теоретических деталей читатель также может найти в обзорах [14, 18, 19].

В работе преимущественно используется атомная система единиц: $m_e = \hbar = |e| = 1$. В этих единицах скорость света $c = 137$ и постоянная тонкой структуры $\alpha = 1/c$. Классический радиус электрона $r_0 = \alpha^2$.

1. ТЕОРИЯ

Формула Комптона для движущейся мишени

Теория обратного комптон-эффекта описывается преимущественно в рамках релятивистской квантовой электродинамики. Законы сохранения при взаимодействии фотона с релятивистской заряженной частицей имеют вид:

$$E_i + \omega_i = E_f + \omega_f, \quad (1.1)$$

$$\mathbf{p}_f = \mathbf{p}_i + \mathbf{Q}. \quad (1.2)$$

В (1) $\mathbf{Q} = \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f$ — переданный импульс, $E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4$ — энергия частицы (электрона), $\omega = ck$ — энергия (частота) фотона, \mathbf{k} — его импульс. Подставляя в E_f выражение для импульса \mathbf{p}_f из (1.2), и используя (1.1), получаем после простых вычислений

$$\omega_f = \omega_i \frac{\gamma - \cos \theta_i \sqrt{\gamma^2 - 1}}{\gamma - \cos \theta_f \sqrt{\gamma^2 - 1} + (\omega_i/mc^2)(1 - \cos \theta_{fi})}. \quad (2)$$

В (2) $\gamma = E_i/mc^2$, импульс частицы \mathbf{p}_i направлен вдоль оси z , θ_i — угол между векторами

\mathbf{p}_i и \mathbf{k}_i , θ_f — угол между векторами \mathbf{p}_i и \mathbf{k}_f , θ_{fi} — угол между векторами \mathbf{k}_i и \mathbf{k}_f . Наконец, $\cos \theta_{fi} = \cos \theta_i \cos \theta_f + \sin \theta_i \sin \theta_f \cos \Phi$. Далее воспользуемся соотношением $\mathbf{p} = \mathbf{v}(E/c^2)$ и получим $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$, где $\beta = v/c < 1$ обозначает отношение скорости частицы к скорости света, т.е. γ — это стандартный Лоренц-фактор. Окончательно

$$\omega_f = \omega_i \frac{(1 - \beta \cos \theta_i)}{(1 - \beta \cos \theta_f) + \sqrt{1 - \beta^2}(\omega_i/mc^2)(1 - \cos \theta_{fi})}. \quad (3)$$

При $v = 0$ получаем формулу Комптона для рассеяния фотона на неподвижной мишени. При обратном комптоновском рассеянии обычно полагают $\theta_i = \pi$ и

$$\omega_f = \omega_i \frac{(1 + \beta)}{(1 - \beta \cos \theta_f) + \sqrt{1 - \beta^2}(\omega_i/mc^2)(1 + \cos \theta_f)}. \quad (4)$$

Отношение частот фотона для этого случая изображено на рис. 1.

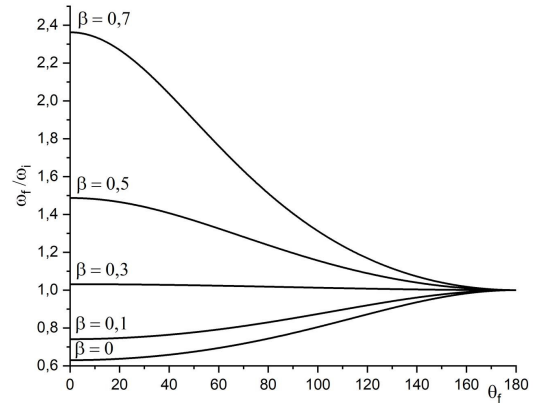


Рис. 1. Отношение частот фотона в зависимости от угла рассеяния θ_f для различных значений β (4). Энергия падающего фотона $\omega_i = 150$ кэВ

Если при этом рассеянный фотон летит вперед вдоль оси z , то $\theta_f = 0$, и

$$\omega_f = \omega_i \frac{(1 + \beta)}{(1 - \beta) + \sqrt{1 - \beta^2}(2\omega_i/mc^2)}. \quad (5)$$

В ультрарелятивистском случае $\beta \rightarrow 1$ энергия фотона ω_f формально может быть сколь угодно большой. В ультрарелятивистском случае конечная частота, как следует из (5), становится независимой от начальной частоты, и

$$\omega_f \approx \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} = E_i. \quad (5.1)$$

Эта формула остается справедливой и при небольших отклонениях угла θ_f от нуля. При этом

из (1.1) следует $E_f \approx \omega_i$. Понятно, что в ультрарелятивистском случае происходит большая передача энергии начальному фотону. Отсюда, в частности, следует, что использовать электроны энергетически выгоднее, чем протоны, потому что при одинаковой энергии протонов и электронов фотон получит меньшую энергию при столкновении с протоном вследствие его большей массы.

Дифференциальное сечение

Дифференциальное сечение рассеяния конечного фотона в телесный угол Ω_f для неполяризованных частиц мишени и фотонов взято из монографии [17] и записано в атомных единицах для произвольной частицы мишени массы m

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_f} = 2r_0^2 \left(\frac{\omega_f}{mc^2\kappa_1} \right)^2 U_0, \quad (6.1)$$

где

$$U_0 = 4 \left(\frac{1}{\kappa_1} + \frac{1}{\kappa_2} \right)^2 - 4 \left(\frac{1}{\kappa_1} + \frac{1}{\kappa_2} \right) - \left(\frac{\kappa_1}{\kappa_2} + \frac{\kappa_2}{\kappa_1} \right),$$

$$\kappa_1 = \frac{2}{m^2c^4} (E_i\omega_i - c^2 p_i k_i \cos \theta_i) = 2 \left(\frac{E_i}{mc^2} \right) \left(\frac{\omega_i}{mc^2} \right) (1 - \beta \cos \theta_i),$$

$$\kappa_2 = -\frac{2}{m^2c^4} (E_i\omega_f - c^2 p_i k_f \cos \theta_f) = -2 \left(\frac{E_i}{mc^2} \right) \left(\frac{\omega_f}{mc^2} \right) (1 - \beta \cos \theta_f).$$

При дальнейших вычислениях мы положим $\cos \theta_i = -1$ и $\cos \theta_{if} = -\cos \theta_f$. Напомним, что

$$\frac{E_i}{mc^2} = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}.$$

а ω_f связана с ω_i формулой (3). Некоторые примеры сечений представлены на рис. 2 (левая панель). Из рисунка видно, что при увеличении скорости мишени график сечения сужается к малым углам рассеяния, что хорошо известно и вполне ожидаемо.

Формула для сечения (6.1) обладает аксиальной симметрией относительно оси z , что связано с выбором угла падения фотонов на мишень $\theta_i = \pi$, однако можно рассмотреть и другие значения угла падения. Здесь мы посчитаем усредненное по углу Φ сечение (6.1) с учетом формулы (3):

$$\overline{\frac{d\sigma}{d\Omega_f}} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega_f} d\Phi, \quad (7)$$

Результаты расчетов для угла $\theta_i = 90^\circ$ представлены на рис. 2 (правая панель). Усредненные сечения (7) дают практически постоянные небольшие значения в области углов $\theta_f \geq 90^\circ$, причем с ростом β каждая последующая кривая убывает быстрее предыдущей, что мы наблюдаем также и на левой панели. Рост (и значительный) наблюдается в области углов $\theta_f \sim 0$ при увеличении скоростей электронов. Общая структура хода кривых на рисунках при малых углах рассеяния примерно одинаковая, но сечение для $\beta = 0.9$ на правой панели примерно в 2 раза больше (!).

Частично этот эффект можно объяснить следующим образом. Разложим сечение (7) в ряд по полиномам Лежандра $P_l(\cos \theta_{fi})$ и воспользуемся из-

вестной формулой

$$P_l(\cos \theta_{fi}) = P_l(\cos \theta_f)P_l(\cos \theta_i) + 2 \sum_{m=1}^l \frac{(l-m)!}{(l+m)!} P_l^m(\cos \theta_f)P_l^m(\cos \theta_i) \cos m\Phi.$$

Интегрирование по углу Φ сумму убирает, и в разложении остается только первое слагаемое. Если угол $\theta_i \sim 180^\circ$, то $P_l(-1) = \pm 1$ в зависимости от четности l . Если угол $\theta_i \sim 90^\circ$, то нечетные полиномы $P_l(0)$ равны 0, а четные не равны 1. С математической точки зрения разница сечений объяснима, но физического объяснения у нас пока нет.

Совсем удивительная ситуация с сечением возникает при $\theta_i = \theta_f = 0$, т.е. начальные фотоны летят коллинеарно пучку электронов и взаимодействуют с ним. Частота фотонов при этом не меняется, но сечение (6.1) при рассеянии вперед равно

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_f} = r_0^2 \frac{1+\beta}{1-\beta},$$

и неограниченно растет в ультрарелятивистском случае. Такое поведение объясняется стремлением к нулю с ростом энергии знаменателя электронного пропагатора между двумя вершинами диаграммы Фейнмана, когда импульсы фотона и электрона параллельны.

Для более детального исследования этого интересного явления мы построили графики зависимости дифференциального сечения (6) от угла падения фотона θ_i на движущийся электрон при фиксированном угле рассеяния $\theta_f = 0$, которые представлены на рис. 3. Зависимость от угла Φ при этом пропадает. Помимо этого, на рис. 3 мы для удобства представили графики отношения частот ω_f/ω_i . Из рис. 3 следует, что при малых скоростях электрона β сечение практически постоянно и изменение

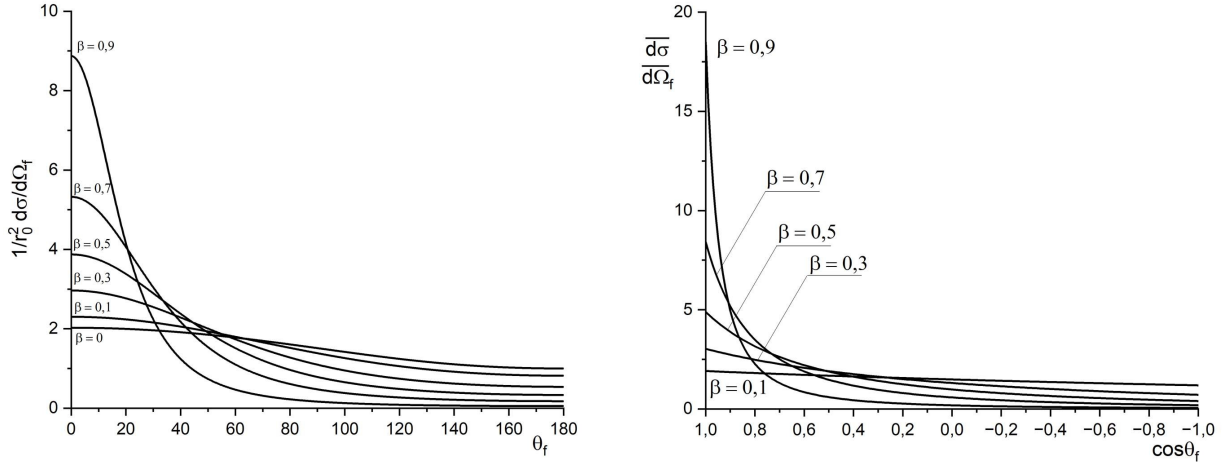


Рис. 2. Левая панель: Дифференциальное сечение (6.1) в зависимости от угла рассеяния θ_f для различных значений β . Энергия падающего фотона $\omega_i = 150$ кэВ, угол $\theta_i = 180^\circ$ (лобовое столкновение). Правая панель: Усредненное дифференциальное сечение (7), рассчитанное с учетом формул (6.1) и (3), $\theta_i = 90^\circ$

частоты невелико. С ростом β в сечении появляется максимум, смещающийся с ростом β в область меньших углов падения фотона. При этом, конечно, в области максимума сечения изменение частоты существенно меньше, чем при угле $\theta_i = 180^\circ$.

Данное явление неожиданное и любопытное, но, по-видимому, не имеет прямого отношения к обратному комптон-эффекту с его целью максимально увеличить частоту начального фотона. Тем не менее, мы сочли его интересным и попытались объяснить, проведя предварительное исследование производной сечения (6.1) по $\cos \theta_i$ в зависимости от β . Оказалось, что максимум образуется уже при $\beta \approx 0.2$ при $\cos \theta_i \sim -1$, т.е. при геометрии обратного рассеяния. При увеличении β отвечающий максимуму сечения $\cos \theta_i^{max}$ достаточно резко растет, переходит через ноль при $\beta \approx 0.4$ и стремится к единице при асимптотических (ультрарелятивистских) энергиях электронов, причем в этом случае $\cos \theta_i^{max}(\beta) \approx \beta$. Этот результат мы получили при заданной энергии фотона $\omega_i = 150$ кэВ. Для полного исследования этого любопытного феномена требуется рассмотреть разные случаи.

Поляризационные эффекты

Теперь рассмотрим влияние поляризации сталкивающихся частиц на величину сечения. При изложении поляризационных эффектов мы используем формулы, представленные в монографии [17]. Рассмотрим наиболее распространенный случай рассеяния поляризованных фотонов на неполяризованных электронах, когда поляризации конечных частиц не измеряются. Плоскость рассеяния фотонов задается осями (z, y) , а ось x перпендикулярна этой плоскости. Степень линейной поляризации характеризуется параметром Стокса (индекс i обозначает начальный фотон или электрон) $\xi_3^{(i)} = \cos 2\alpha$, где

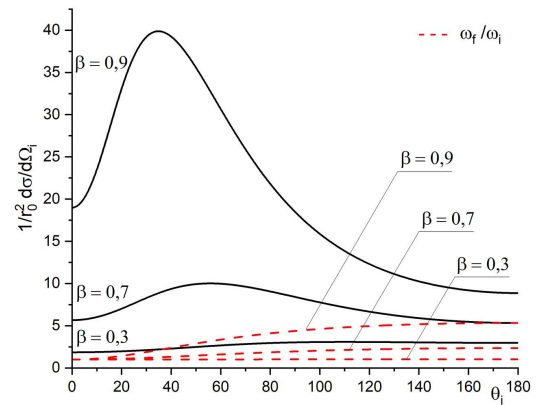


Рис. 3. Дифференциальное сечение (6.1), рассчитанное с учетом формул (6.2) и (3) в зависимости от угла падения фотона θ_i для различных β . Угол рассеяния фиксирован $\theta_f = 0^\circ$. Энергия падающего фотона $\omega_i = 150$ кэВ. Черными (сплошными) линиями изображены сечения, красными (пунктирными) линиями для удобства дано отношение ω_f/ω_i

угол α определяет поляризацию фотона по отношению к оси x . Фотоны, поляризованные перпендикулярно плоскости рассеяния, характеризуются углом $\alpha = 0$, в плоскости рассеяния $\alpha = \pi/2$. Угол $\alpha = \pi/4$ отвечает отсутствию линейной поляризации.

Сечение в этом случае также задается формулой (6.1), где, однако

$$U_0(\xi_3^{(i)}) = \left[4 \left(\frac{1}{\kappa_1} + \frac{1}{\kappa_2} \right)^2 - 4 \left(\frac{1}{\kappa_1} - \frac{1}{\kappa_2} \right) \right] \times \left(1 - \xi_3^{(i)} \right) - \left(\frac{\kappa_1}{\kappa_2} + \frac{\kappa_2}{\kappa_1} \right), \quad (8)$$

Примеры таких сечений представлены на рис. 4. Из рисунка следует, что наибольшая величина сечения достигается, когда фотон линейно поляризован в плоскости рассеяния, причем в этом случае сечение существенно больше, чем при других поляризациях.

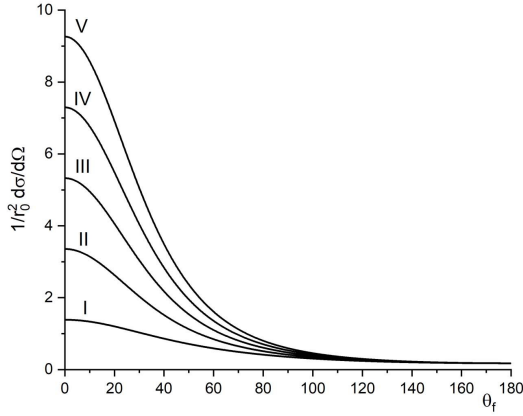


Рис. 4. Дифференциальное сечение (6.1) с учетом (8) в зависимости от угла рассеяния θ_f для различных значений $\xi_3^{(i)}$. I : $\xi_3^{(i)} = 1$; II : $\xi_3^{(i)} = 0,5$; III : $\xi_3^{(i)} = 0$; IV : $\xi_3^{(i)} = -0,5$; V : $\xi_3^{(i)} = -1$. $\beta = 0,7$, энергия падающего фотона $\omega_i = 150$ кэВ

Далее мы рассмотрим рассеяние частично поляризованного фотона на частично поляризованном электроне. Ковариантная форма сечения в интересующем нас приближении выглядит следующим образом (поскольку мы не рассматриваем поляризацию конечных фрагментов столкновения, сечение умножено на четыре):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_f} = 2r_0^2 \left(\frac{\omega_f}{mc^2\kappa_1} \right)^2 [U_0(\xi_3^{(i)}) + (f_2)_\mu \xi_2^{(i)} s_\mu^{(i)}]. \quad (9)$$

Первое слагаемое представлено в явном виде в формуле (8) и рассмотрено выше, второе слагаемое описывает рассеяние частично циркулярно поляризованных фотонов частично поляризованными электронами. Входящий в него 4-вектор f_2 имеет вид:

$$(f_2)_\mu = \frac{2}{mc} \left(\frac{1}{\kappa_1} + \frac{1}{\kappa_2} \right) \times \left[k_{i\mu} + k_{f\mu} - 2 \left(\frac{1}{\kappa_1} + \frac{1}{\kappa_2} \right) k_{i\mu} \right], \quad (10)$$

где $k_\mu = (\omega/c, \mathbf{k})$. По поводу формулы (10) следует заметить, что аналогичная формула (26.7.5) в монографии [17] записана с ошибкой и отличается общим знаком, что связано с использованием в этой монографии архаичных обозначений для координат в пространстве Минковского с мнимой временной компонентой. В более поздних изданиях этой книги рассмотрение поляризационных эффектов с участием движущегося электрона вообще

отсутствует, так же как и в большинстве рассмотренных нами публикаций.

Параметр Стокса $\xi_2^{(i)}$ описывает частично циркулярную поляризацию, и компоненты 4-вектора спина движущегося электрона имеют вид

$$s_0 = \frac{1}{mc} (\mathbf{p} \cdot \boldsymbol{\zeta}), \quad (11)$$

$$\mathbf{s} = \boldsymbol{\zeta} + \mathbf{p} \frac{(\mathbf{p} \cdot \boldsymbol{\zeta})}{mc(\sqrt{p^2 + (mc)^2} + mc)}.$$

Эта формула дает выражение 4-вектора спина s через 3-мерный вектор поляризации $\boldsymbol{\zeta}$ в системе покоя, который удобно использовать для параметризации вектора спина.

Общая формула для третьего слагаемого в (9) получается довольно громоздкая, поэтому мы отдельно рассмотрим продольную и поперечную поляризацию электрона. Для поперечной поляризации

$$s_0^{(i)} = 0, \quad \mathbf{s}^{(i)} = \boldsymbol{\zeta}_\perp^{(i)}, \quad (\mathbf{p}_i \cdot \boldsymbol{\zeta}_\perp^{(i)}) = 0, \quad |\zeta_\perp^{(i)}| \leq 1,$$

а для продольной

$$s_0^{(i)} = \frac{|\mathbf{p}_i|}{mc} \zeta_\parallel^{(i)}, \quad \mathbf{s}^{(i)} = \frac{\mathbf{p}_i E_i}{|\mathbf{p}_i| mc^2} \zeta_\parallel^{(i)}, \quad |\zeta_\parallel^{(i)}| \leq 1.$$

Кроме того

$$(\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{p}_i) = k_i p_i \cos \theta_i, \quad (\mathbf{k}_f \cdot \mathbf{p}_i) = k_f p_i \cos \theta_f,$$

$$(\mathbf{k}_i \cdot \boldsymbol{\zeta}_\perp^{(i)}) = \frac{1}{c} \omega_i \zeta_\perp^{(i)} \sin \theta_i,$$

$$(\mathbf{k}_f \cdot \boldsymbol{\zeta}_\perp^{(i)}) = \frac{1}{c} \omega_f \zeta_\perp^{(i)} \sin \theta_f,$$

Две последние формулы записаны для случая, когда вектор спина электрона лежит в плоскости рассеяния, и следует считать, что в них $\zeta_\perp^{(i)}$ может принимать как положительные, так и отрицательные значения.

В результате для поперечной поляризации электрона в плоскости рассеяния после некоторых преобразований общая формула переписется так:

$$\begin{aligned} ((f_2)_\mu \xi_2^{(i)} s_\mu^{(i)})_\perp &= \\ &= -\xi_2^{(i)} \zeta_\perp^{(i)} \left(\frac{2\omega_i}{mc^2} \right) \left(\frac{1}{\kappa_1} + \frac{1}{\kappa_2} \right) \times \\ &\times \left[\sin \theta_i \left(1 - 2 \left(\frac{1}{\kappa_1} + \frac{1}{\kappa_2} \right) \right) + \frac{\omega_f}{\omega_i} \sin \theta_f \right], \quad (12.1) \end{aligned}$$

а для продольной

$$\begin{aligned} ((f_2)_\mu \xi_2^{(i)} s_\mu^{(i)})_\parallel &= \\ &= \xi_2^{(i)} \zeta_\parallel^{(i)} \left(\frac{2\omega_i}{mc^2 \sqrt{1 - \beta^2}} \right) \left(\frac{1}{\kappa_1} + \frac{1}{\kappa_2} \right) \times \\ &\times \left[(\beta - \cos \theta_i) \left(1 - 2 \left(\frac{1}{\kappa_1} + \frac{1}{\kappa_2} \right) \right) + \frac{\omega_f}{\omega_i} (\beta - \cos \theta_f) \right]. \quad (12.2) \end{aligned}$$

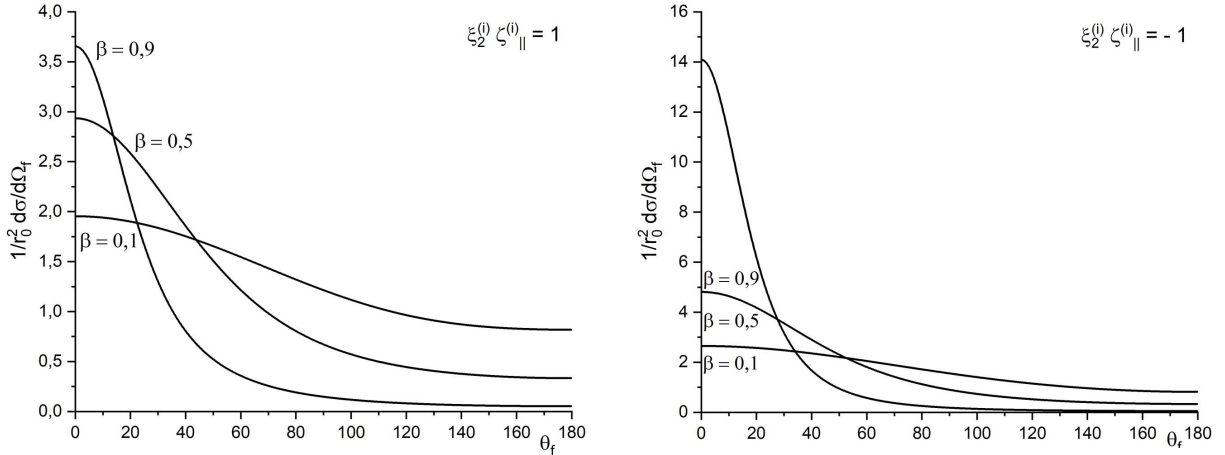


Рис. 5. Дифференциальное сечение (9) в зависимости от угла рассеяния θ_f для различных значений спиральности сталкивающихся частиц: $\xi_3^{(i)} = 0$ и для нескольких значений β . Энергия падающего фотона $\omega_i = 150$ кэВ, его угол $\theta_i = 180^\circ$. Левая панель — $\xi_2^{(i)} \cdot \zeta_{||}^{(i)} = 1$, правая панель — $\xi_2^{(i)} \cdot \zeta_{||}^{(i)} = -1$

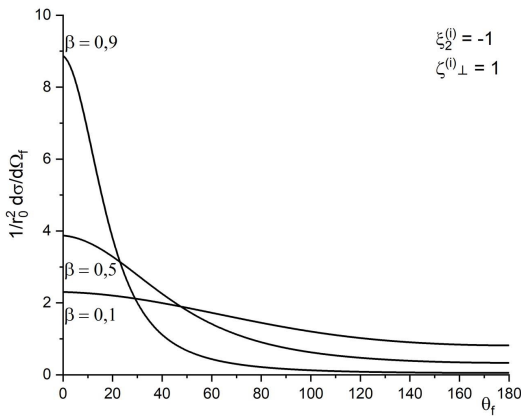


Рис. 6. Дифференциальное сечение (9) в зависимости от угла рассеяния θ_f для различных значений поляризаций сталкивающихся частиц: $\xi_3^{(i)} = 0$, $\xi_2^{(i)} = \pm 1$, $\zeta_{\perp}^{(i)} = 1$ и для нескольких значений β . Энергия падающего фотона $\omega_i = 150$ кэВ, его угол $\theta_i = 180^\circ$

Из формулы (12.1) в частности следует, что если $\theta_i = \pi$, а $\theta_f = 0$, то поперечная поляризация электрона вообще не вносит вклад в сечение.

На рис. 5, 6 представлены примеры расчета дифференциального сечения (9), где линейную поляризацию фотона $\xi_3^{(i)}$ мы положили равной нулю. Так, на рис. 5 изображены сечения для одинаковых и противоположных спиральностей фотонов и электронов. Поскольку параметры поляризации входят в сечение (12.2) в виде произведения, то случаи $\xi_2^{(i)} \cdot \zeta_{||}^{(i)} = \pm 1$ соответствуют одинаковым (противоположным) спиральностям. Сравнивая рис. 5 и 2 (левая панель) между собой, мы видим, что спиральность электрона оказывает заметное влия-

ние на величину сечения, причем максимальный вклад в сечение при рассеянии фотона вперед вносит поляризационный член при противоположных спиральностях фотона и электрона. Напротив, одинаковые спиральности частиц заметно уменьшают сечение.

Что касается поперечной поляризации электрона (рис. 6), то вклад слагаемого $\left((f_2)_\mu \xi_2^{(i)} s_\mu^{(i)} \right)_\perp$ в сечение (9) очень мал, и оно практически не меняет величину сечения по сравнению с неполяризованными сталкивающимися частицами, представленного на левой панели рис. 2. Как следствие, знак спиральности фотона $\xi_2^{(i)}$ не имеет значения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассмотрели некоторые кинематические условия, включая поляризацию сталкивающихся электрона и фотона, при которых достигается максимальные значения дифференциального сечения при заданных скоростях электрона и энергиях фотона. Было установлено, что сечение заметно растет в случае направления спина электрона вдоль вектора его скорости и левой спиральности фотона, либо наоборот.

Кроме того, обнаружен неожиданный эффект роста сечения рассеяния фотона вдоль вектора скорости электрона при перпендикулярном падении фотона на электронный пучок. При этом формула роста частоты практически не меняется. При меньших углах падения фотона сечение значительно растет и имеет выраженный пик при больших энергиях электрона, хотя такая кинематика, по-видимому, не имеет прямого отношения к классическому обратному комптон-эффекту.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, проект № 075-15-2021-1353.

- [1] https://minobrнауки.gov.ru/grants/grants/?ELEMENT_ID=34084
- [2] *Compton A.H.* // *Phys. Rev.* **21**, 483. (1923).
- [3] *DuMond J.W.M.* // *Phys. Rev.* **33**, 643. (1929).
- [4] *Kircher M.* et al. // *Nature Phys.* **16**, 756. (2020).
- [5] *Houamer S., Chulshunbaatar O., Volobuev I., Popov Yu.V.* // *Eur.Phys.Journ.D.* **74**, 81. (2020).
- [6] *Буртелов В.А., Кудряшов А.В., Шешин Е.П., Худда Халид Халид Маджма* // *Труды МФТИ.* **11**(2), 116. (2019).
- [7] *Артюков И.А., Виноградов А.В., Фещенко Р.М.* // *Физические основы приборостроения.* **5**, 56. (2016).
- [8] Сборник / Комптон эффект на нуклоне в области малых и средних энергий. Труды ФИАН. **41**. М.: Наука, 1968.
- [9] *Varanov S., Fil'kov L.V., Sokol G.A.* // *Fortschritte der Physik* **16** (11-12), 595. (1968).
- [10] *Ginzburg V.L., Syrovatskii S.I.* // *ЖЭТФ.* **19**(5), 1255. (1964).
- [11] *Jones F.C.* // *Phys. Rev.* **167**, 1159. (1968).
- [12] *Blumenthal G.R., Gould R.J.* // *Rev. Mod. Phys.* **42**(2), 237. (1970).
- [13] *Березинский В.С., Буланов С.В., Гинзбург В.Л.* и др. // *Астрофизика космических лучей.* М.: Наука, 1990.
- [14] *Фардэжон Д., Салис С.* // *УФН.* **168** (8), 909. (1998).
- [15] *Hütt M.-Th., L'vov A.I., Milstein A.I., Schumacher M.* // *Physics Reports.* **323**(6), 457. (2000).
- [16] *STAR Collaboration* // *Sci. Adv.* **9**(1), 3903. (2023).
- [17] *Ахмезер А.И., Берестецкий В.Б.* // *Квантовая электродинамика.* М.: Наука, 1969. §§ 26–27.
- [18] *Курносова Л.В.* // *УФН ЛИИ* (4), 603. (1954).
- [19] *Недорезов В.Г., Туринге А.А., Шатунов Ю.М.* // *УФН* **174** (4), 353. (2004).

Notes on inverse Compton scattering

К.А. Борников^{1,a}, И.П. Волобуев², Ю.В. Попов^{2,3}

¹*Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University
Moscow 119991, Russia*

²*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University
Moscow 119991, Russia*

³*Joint Institute for Nuclear Research, Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics
Dubna, Moscow region, 141980, Russia
E-mail: ^abornikov.ka20@physics.msu.ru*

The paper considers some kinematic conditions for the inverse Compton scattering of photons by relativistic electrons and the polarizations of colliding particles, which affect the value of the differential cross section of the process. A significant influence of the electron and photon helicity on the value of the cross section was found. In the ultrarelativistic case, a surprising effect of an almost twofold increase in the cross section of scattering in the direction of the initial electron momentum was also discovered, when the initial photon momentum is perpendicular to that of the initial electron.

PACS: 32.80.-t.

Keywords: inverse Compton scattering, polarization of colliding particles, non-frontal collisions.

Received 19 April 2022.

English version: *Moscow University Physics Bulletin.* 2023. **78**, No. 4. Pp. 453-459.

Сведения об авторах

- Борников Кирилл Андреевич — студент; email: bornikov.ka20@physics.msu.ru.
- Волобуев Игорь Павлович — доктор физ.-мат. наук, вед. науч. сотрудник; тел. (495) 939-35-72, email: volobuev@theory.sinp.msu.ru.
- Попов Юрий Владимирович — канд. физ.-мат. наук, вед. науч. сотрудник; тел. (495) 931-79-68, email: popov@srd.sinp.msu.ru.