

ЭФФЕКТЫ КОНЕЧНОГО ВРЕМЕНИ В ОДИНАРНОМ И ДВОЙНОМ КОМПТОНОВСКОМ РАССЕЯНИИ

В. К. Дубрович^а, Т. А. Залялютдинов^{б,с}*

^а *Специальная астрофизическая обсерватория Санкт-Петербургского отделения Российской академии наук
196140, Санкт-Петербург, Россия*

^б *Санкт-Петербургский государственный университет
198504, Санкт-Петербург, Россия*

^с *Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова
НИЦ «Курчатовский институт»
188300, Санкт-Петербург, Гатчина, Россия*

Поступила в редакцию 15 июня 2022 г.,
после переработки 4 октября 2022 г.
Принята к публикации 1 ноября 2022 г.

Рассмотрен процесс комптоновского рассеяния на свободном электроны с последующим переизлучением одного или двух фотонов в предположении конечного времени взаимодействия. Соответствующие сечения получены в рамках релятивистской квантовой электродинамики с использованием модифицированной формы фермионного пропагатора с комплексным переданным импульсом. Показано, что эффекты конечного времени могут наблюдаться при достаточно низких энергиях рассеянных фотонов. Предлагаемый метод также регуляризует возникающую инфракрасную расходимость в сечении двойного эффекта Комптона. Обсуждается возможная экспериментальная проверка рассматриваемого теоретического подхода.

DOI: 10.31857/S0044451023060019
EDN: DDJLPX

1. ВВЕДЕНИЕ

В работе рассматривается вывод сечений однократного и двойного комптоновского (ДК) рассеяния в предположении, что падающий фотон взаимодействует с электроном только в течение конечного времени τ . В рамках квантовой электродинамики все частицы задаются в виде монохроматических волн, описывающих стабильные частицы, и на сегодняшний день не существует полностью релятивистского подхода для описания процессов рассеяния на конечных временах. Однако попытки сформулировать такую теорию, в частности, для расходящихся во времени волновых пакетов представлены в [1–4]. Целью данной работы является попытка выйти за рамки монохроматического приближения, оставаясь при этом в рамках традиционной теории КЭД, хотя

и с рядом ограничений, вытекающих из такого подхода. Этого можно добиться введением комплексного импульса в амплитуду рассеяния. В качестве примера рассмотрим процессы однократного и двойного комптоновского рассеяния. Последнее представляет особый интерес в связи с известной проблемой инфракрасной расходимости [5], характерной только для монохроматического приближения плоских волн [6]. Правомочность такого подхода можно проверить в экспериментах по рассеянию фотонов на нестабильных частицах или по рассеянию коротких импульсов фотонов на свободных электронах.

Стоит отметить, что явное введение зависящих от времени адиабатических факторов в вершине взаимодействия сразу же делает теорию не лоренц-инвариантной [7]. Это усложняет построение таких величин, как вероятности перехода и сечения рассеяния. Однако здесь оказывается полезным подход, развитый для взаимодействия с нестабильными частицами. Недавно было показано, что для нестабильных фермионных частиц можно ввести следующий модифицированный фейнмановский пропага-

* E-mail: t.zalialiutdinov@spbu.ru

тор [8–11]:

$$S_F(p) = \frac{\hat{p} + m_F - i\Gamma/2}{p^2 - (m_F - i\Gamma/2)^2}, \quad (1)$$

где p — 4-вектор импульса фермиона, m_F — масса фермиона, $\hat{p} = \gamma^\mu p_\mu$, Γ соответствует ширине распада частицы и, вообще говоря, может зависеть от переданного импульса q . В отличие от феноменологического введения множителя Γ в числитель обычного фейнмановского пропагатора [12]

$$S_F(p) = \frac{\hat{p} + m_F}{p^2 - m_F^2 - im_F\Gamma}, \quad (2)$$

представление в уравнении (1) удовлетворяет электромагнитному тождеству Уорда, обеспечивающему калибровочно-инвариантное описание процессов (см. работы [11, 13]).

Параметр Γ , введенный в уравнение (1) и связанный с распадом частиц, подразумевает конечность времени взаимодействия в процессах рассеяния. Соответствующий интервал взаимодействия определяется временем распада фермиона $\tau = 1/\Gamma$. В принципе, аналогичным образом можно ввести локализованные во времени эффекты для рассеяния стабильных частиц. Тогда соответствующий параметр Γ в уравнении (1) можно связать с длительностью лазерного импульса τ_L . Эта картина может быть верна для одиночного квазимонохроматического фотона с убывающими энергиями, намного превышающими ширину немонахроматичности фотона. Без ограничения общности мнимую добавку к импульсу, передаваемому от фотона фермиону, можно отнести либо к времени жизни нестабильной частицы, либо к времени взаимодействия (обратной ширине) квазимонохроматического фотона со стабильным фермионом.

Следует отметить, что точно такая же ситуация возникает в атомной физике при рассеянии фотонов на связанном электроном. В этом случае параметр Γ соответствует естественной ширине атомного уровня, которая может быть строго введена в рамках КЭД-теории профиля линии или в рамках квантовомеханического описания квазистационарных состояний [14, 15]. Однако, в отличие от КЭД во внешних полях, малая мнимая добавка к энергии свободного стабильного фермиона может быть введена только феноменологически. С такими ограничениями и с использованием пропагатора в виде (1) мы пытаемся построить сечение рассеяния квазимонохроматического фотона на свободном фермионе.

Работа построена следующим образом. В разд. 2 представлен полностью релятивистский КЭД-вывод

сечения однократного комптоновского рассеяния для налетающего квазимонохроматического фотона. Раздел 3 посвящен аналогичному рассмотрению двойного эффекта Комптона. Результаты и обсуждение представлены в разд. 4.

В статье используются релятивистские единицы, где скорость света $c = 1$ и постоянная Планка $\hbar = 1$. Масса электрона m_e записывается явно. Заряд электрона $e = -|e|$ связан с константой тонкой структуры α соотношением $\alpha = e^2/4\pi$. Для 4-векторов и тензора используются стандартные обозначения ковариантной (нижний индекс) и контравариантной (верхний индекс) компонент, которые связаны друг с другом метрическим тензором с метрикой Минковского $g_{\mu\nu} = g^{\mu\nu} = (1, -1, -1, -1)$, так что, например, для компонент вектора a_μ : $a_\mu = g_{\mu\nu} a^\nu$ (имея в виду здесь и далее соглашение Эйнштейна о сумме). Греческие индексы принимают значения $(0, 1, 2, 3)$, а латинские индексы $(1, 2, 3)$. Произведение γ^μ -матриц Дирака ($\mu = 0, 1, 2, 3$) с 4-вектором $a = (a_0, \mathbf{a})$ обозначается как $\hat{a} = \gamma^\mu a_\mu$.

2. КОМПТОНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ

Мы начинаем со стандартного КЭД-вывода формулы Клейна–Нишины [16] для комптоновского процесса, но с модифицированным пропагатором в форме (1). Соответствующий элемент S -матрицы для рассеяния одиночных фотонов $\gamma(k_1) + e^- \rightarrow \gamma(k_2) + e^-$ дается выражением [17, 18]

$$S_{fi}^{(2)} = (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_f + k_2 - p_i - k_1) \times \times \frac{m_e e^2}{\sqrt{8V^4 E_i E_f \omega_1 \omega_2}} \mathcal{M}(k_1, k_2), \quad (3)$$

где $p_i = (E_i, \mathbf{p}_i)$, $p_f = (E_f, \mathbf{p}_f)$ — 4-векторы соответственно начального и конечного импульсов электрона, $k_1 = (\omega_1, \mathbf{k}_1)$ — 4-вектор налетающего фотона с частотой ω_1 и волновым вектором $\mathbf{k}_1$, $k_2 = (\omega_2, \mathbf{k}_2)$ — 4-векторы рассеянного фотона, а $\mathcal{M}$ — фейнмановская амплитуда процесса:

$$\mathcal{M}(k_1, k_2) = \bar{u}(p_f) \{ \hat{\varepsilon}(k_2) S_F(p_i + k_1) \hat{\varepsilon}(k_1) + + \hat{\varepsilon}(k_1) S_F(p_i - k_2) \hat{\varepsilon}(k_2) \} u(p_i). \quad (4)$$

В уравнении (4) $u(p)$ — дираковский спинор для свободного электрона с дираковским сопряжением, определяемым как $\bar{u}(p) = u^\dagger(p) \gamma_0$, γ^μ — матрицы Дирака, $\varepsilon(k)$ — 4-вектор поляризации фотона с импульсом k , S_F — фейнмановский пропагатор, определяемый выражением (1). Скорость перехода

в единицу времени в одно определяемое состояние можно найти как [17]

$$w = \frac{|S_{fi}^{(2)}|^2}{T} = V(2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_f + k_2 - p_i - k_1) \times \\ \times \frac{m_e^2 e^4}{4V^4 E_i E_f \omega_1 \omega_2} |\mathcal{M}(k_1, k_2)|^2, \quad (5)$$

где $T \rightarrow \infty$ — время наблюдения, V — фазовый объем. Поскольку нас интересует скорость перехода dw в группу конечных состояний с импульсами в интервалах $(\mathbf{p}_f, \mathbf{p}_f + d\mathbf{p}_f)$ и $(\mathbf{k}_2, \mathbf{k}_2 + d\mathbf{k}_2)$, мы должны умножить уравнение (5) на количество этих состояний, которое есть

$$\frac{V^2 d\mathbf{p}_f d\mathbf{k}_2}{(2\pi)^6}. \quad (6)$$

При таком выборе нормировки состояний объем V содержит один рассеивающий центр, а поток падающих фотонов равен $F = c/V$ (c — скорость света) [19]. Тогда соответствующее дифференциальное сечение можно найти следующим образом:

$$d\sigma_{sc} = \frac{dw}{F} = \delta^{(4)}(p_f + k_2 - p_i - k_1) \times \\ \times \frac{m_e^2 e^4}{4E_i E_f \omega_1 \omega_2} |\mathcal{M}(k_1, k_2)|^2 \frac{d\mathbf{p}_f d\mathbf{k}_2}{(2\pi)^2}. \quad (7)$$

Интегрирование по $d\mathbf{p}_f$ в уравнении (7) можно выполнить с использованием равенства [17, 20]

$$\frac{d\mathbf{p}_f}{2E_f} = \int d^4 p_f \delta(p_f^2 - m_e^2) H(p_f^0), \quad (8)$$

где H — ступенчатая функция Хевисайда. После этого уравнение (7) принимает вид

$$d\sigma_{sc} = \delta((p_i + k_1 - k_2)^2 - m_e^2) \theta(m_e + \omega_1 - \omega_2) \times \\ \times \frac{m_e e^4}{2\omega_1 \omega_2} |\mathcal{M}(k_1, k_2)|^2 \frac{d\mathbf{k}_2}{(2\pi)^2}. \quad (9)$$

В дальнейшем удобно выбрать систему отсчета, в которой электрон изначально покоится, т. е. $\mathbf{p}_i = 0$ и $E_i = m_e$. Тогда закон сохранения энергии, заданный аргументом дельта-функции в уравнении (9) принимает вид

$$(p_i + k_1 - k_2)^2 - m_e^2 = \\ = 2m_e(\omega_1 - \omega_2) - 2\omega_1 \omega_2 (1 - \cos \theta_{12}) = 0, \quad (10)$$

а частота рассеянного фотона ω_2 может быть выражена через ω_1 и угол θ_{12} между соответствующими

волновыми векторами фотонов $\mathbf{k}_1$ и $\mathbf{k}_2$ следующим образом:

$$\omega_2 = \frac{\omega_1}{1 + \frac{\omega_1}{m_e}(1 - \cos \theta_{12})}. \quad (11)$$

Наконец, после суммирования по спину и поляризациям конечных состояний и усреднения по спинам и поляризациям начальных состояний дифференциальное сечение рассеяния принимает вид

$$\frac{d\sigma_{sc}}{d\Omega_2} = \frac{e^4}{16\pi^2} \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} \right)^2 X(\omega_1, \omega_2), \quad (12)$$

где введены обозначения

$$X(\omega_1, \omega_2) = \frac{1}{2m_e^2} F(\omega_1, \omega_2) \times \\ \times (\Gamma^4 + 16m_e^2 (\Gamma^2 + 4\omega_1^2) + 16\Gamma^2 m_e \omega_1)^{-1} \times \\ \times (\Gamma^4 + 16m_e^2 (\Gamma^2 + 4\omega_2^2) - 16\Gamma^2 m_e \omega_2)^{-1} \quad (13)$$

и

$$F(\omega_1, \omega_2) = 64m_e (\Gamma^6 (\omega_1 - \omega_2) + \\ + 4\Gamma^2 m_e^2 (\omega_1 - \omega_2) (9\Gamma^2 + 4\omega_1^2 + \omega_2^2) + \\ + 8m_e^3 (4\Gamma^2 (\omega_1^2 - 4\omega_1 \omega_2 + \omega_2^2) + 5\Gamma^4 + \\ + 16\omega_1 \omega_2 (\omega_1^2 + \omega_2^2)) + 128m_e^5 (\Gamma^2 + (\omega_1 - \omega_2)^2) + \\ + 128m_e^4 (\omega_1 - \omega_2) (\Gamma^2 - 2\omega_1 \omega_2) + \\ + 2\Gamma^4 m_e (\Gamma^2 + 4\omega_1^2 - 6\omega_1 \omega_2 + 4\omega_2^2)). \quad (14)$$

В этих уравнениях частота ω_2 рассеянного фотона определяется уравнением (11).

Легко проверить, что в пределе $\Gamma \rightarrow 0$ формула (12) превращается в обычную формулу Клейна–Нишины для сечения монохроматического комптоновского рассеяния

$$\frac{d\sigma_{sc}}{d\Omega_2} \equiv \lim_{\Gamma \rightarrow 0} \frac{d\sigma_{sc}^\Gamma}{d\Omega_2} = \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} \right)^2 \times \\ \times \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} + \frac{\omega_1}{\omega_2} - \sin^2 \theta_{12} \right), \quad (15)$$

где $r_e = e^2/(4\pi m_e)$ — классический радиус электрона.

Угловые зависимости обычного комптоновского сечения (15) для разных энергий падающего фотона представлены на рис. 1. Эти результаты можно сравнить с уравнением (12) для конечного параметра Γ . В рамках рассматриваемого подхода, основанного на модифицированной форме фермионного пропагатора, заданного уравнением (1), процесс рассеяния квазимонохроматического фотона шириной

Γ на стабильной частице эквивалентен рассеянию монохроматического фотона на нестабильном фермионе с временем жизни $\tau = 1/\Gamma$. В качестве примера рассмотрим одиночный комптоновский процесс для мюона с массой $m_\mu \simeq 207m_e$ и временем распада $\tau_\mu = 2.197 \cdot 10^{-6}$ с [21]. На рис. 2 представлена относительная разница между обычным и модифицированным комптоновскими сечениями.

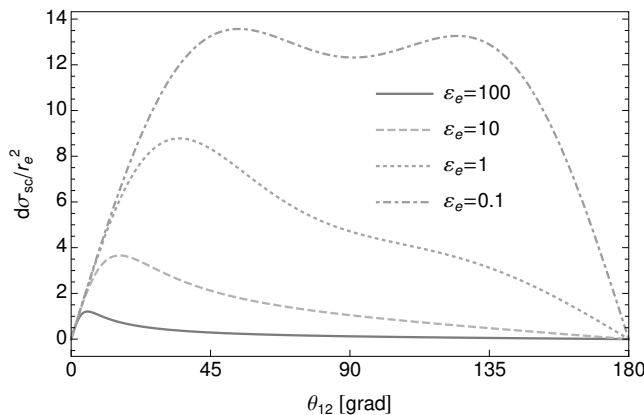


Рис. 1. Зависимости дифференциального сечения комптоновского рассеяния от угла θ_{12} между налетающим и рассеянным фотонами при различных энергиях налетающего фотона (см. уравнение (15)). Здесь $r_e = e^2/(4\pi m_e)$. Энергии приведены в единицах масс покоя электрона $\varepsilon_e \equiv \omega_1/m_e$

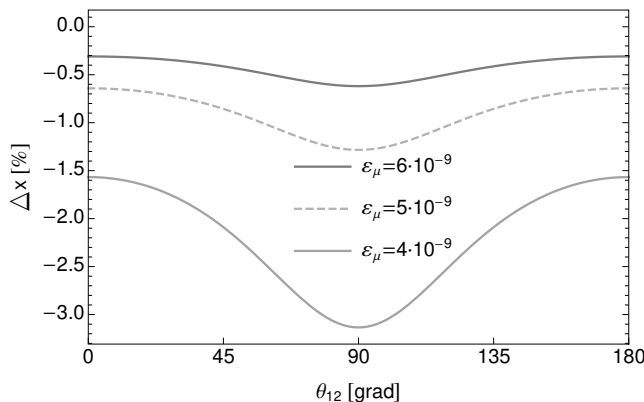


Рис. 2. Относительная разница Δx_{rel} в процентах между модифицированным и обычным комптоновскими сечениями рассеяния фотонов на свободном мюоне (см. уравнения (12) и (15) соответственно). Здесь $\varepsilon_\mu \equiv \omega_1/m_\mu$ ($m_\mu \simeq 207m_e = 106$ МэВ) и параметр Γ в уравнениях (13), (14) составляет $\Gamma_\mu = 2.996 \cdot 10^{-10}$ эВ

Рассмотрим также нерелятивистский предел приведенных выше уравнений, который соответствует томсоновскому рассеянию. В этом случае $\omega_1/m_e \ll 1$ и закон сохранения энергии (11) имеет

вид $\omega_1 \approx \omega_2$. Затем, установив $\omega_1 = \omega_2$ в уравнении (15) и выполнив угловое интегрирование, мы получаем [12, 22]

$$\sigma_{Th} = \frac{8\pi}{3} r_e^2. \quad (16)$$

Нас будет интересовать аналогичное выражение, но для конечного параметра Γ . Сохраняя члены порядка Γ^2 в уравнении (12), интегрируя по углам и переходя к нерелятивистскому пределу, находим

$$\sigma_{Th}^\Gamma = \frac{\sigma_{Th}}{1 + \Sigma^\Gamma(\omega_1)}, \quad (17)$$

где

$$\Sigma^\Gamma(\omega_1) = 2\pi\Gamma^2 (70m_e^2\omega_1^2 + 120m_e^3\omega_1 + 60m_e^4 + 10m_e\omega_1^3 - 13\omega_1^4) (15m_e^2\omega_1^4)^{-1}. \quad (18)$$

В этом пределе, как и в выражении (12), предполагается, что ширина Γ меньше энергии падающего фотона ω_1 . Этот результат можно сравнить с полученным из классической электродинамики с учетом эффекта торможения излучением (описываемого некоторым параметром γ) [23, 24]:

$$\sigma_{Th} = \frac{\sigma_{Th}}{1 + (\gamma/\omega_1)^2}. \quad (19)$$

Из сравнения выражений (17) и (19) следует, что вывод в рамках КЭД приводит к другой степенной зависимости уравнения (17) от частоты налетающего излучения ω_1 . Важно отметить, что эффекты конечного времени в томсоновском рассеянии ранее не рассматривались в рамках формализма КЭД. Существующие подходы к решению этой задачи относятся только к классической электродинамике. Следует отметить, что в пределе $\Gamma \rightarrow 0$ в выражении (17) мы сразу приходим к классическому результату (16).

3. ДВОЙНОЕ КОМПТОНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ

В этом разделе мы проведем аналогичные расчеты для двойного эффекта Комптона. Сначала напомним краткий вывод сечения рассеяния процесса $\gamma(k) + e^- \rightarrow \gamma(k_1) + \gamma(k_2) + e^-$ [5, 18]. Следуя [18], двойной эффект Комптона (ДК) описывается элементом S -матрицы третьего порядка

$$S_{fi}^{(3)} = (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_f + k_1 + k_2 - p_i - k) \times \frac{m_e e^3}{\sqrt{8V^5 E_i E_f \omega \omega_1 \omega_2}} \mathcal{M}(k, k_1, k_2), \quad (20)$$

где $\mathcal{M}$ — фейнмановская амплитуда процесса:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}(k, k_1, k_2) = & \bar{u}(p_f) \times \\ & \times \{ \hat{\varepsilon}(k) S_F(k - p_f) \hat{\varepsilon}^*(k_1) S_F(k - k_1 - p_f) \hat{\varepsilon}^*(k_2) + \\ & + (1 \leftrightarrow 2) \\ & + \hat{\varepsilon}^*(k_1) S_F(-k_1 - p_f) \hat{\varepsilon}(k) S_F(k - k_1 - p_f) \hat{\varepsilon}^*(k_2) + \\ & + (1 \leftrightarrow 2) + \\ & + \hat{\varepsilon}^*(k_1) S_F(-k_1 - p_f) \hat{\varepsilon}^*(k_2) S_F(-k_1 - k_2 - p_f) \hat{\varepsilon}(k) + \\ & + (1 \leftrightarrow 2) \} \times \\ & \times u(p_i). \quad (21) \end{aligned}$$

В системе отсчета, где электрон изначально покоился, т.е. $\mathbf{p}_i = 0$ и $E_i = m_e$, закон сохранения энергии принимает вид

$$\omega_2 = \frac{m_e(\omega - \omega_1) - \omega\omega_1(1 - \cos\theta_1)}{m_e + \omega(1 - \cos\theta_2) - \omega_1(1 - \cos\theta_{12})}. \quad (22)$$

После суммирования по спину и поляризациям конечных состояний, усреднения по спинам и поляризации начальных состояний и интегрирования по ω_2 в уравнении (20) дифференциальное сечение принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{dc}}{d\omega_1 d\Omega_1 d\Omega_2} = & \frac{m_e e^6}{2^8 \pi^5} \frac{\omega_1}{\omega} \times \\ & \times \frac{m_e(\omega - \omega_1) - \omega\omega_1(1 - \cos\theta_1)}{(m_e + \omega(1 - \cos\theta_2) - \omega_1(1 - \cos\theta_{12}))^2} X(\omega, \omega_1), \quad (23) \end{aligned}$$

где

$$X(\omega, \omega_1) = \frac{1}{4} \text{Tr} \sum_{\text{polarizations}} |\mathcal{M}(\omega, \omega_1)|^2. \quad (24)$$

Суммирование в уравнении (23) и алгебра с матрицами Дирака могут быть выполнены полностью аналитическим способом с использованием программного пакета FeynCalc [25,26]. Чтобы продемонстрировать зависимость уравнения (23) от параметра Γ , следуем примерам, рассмотренным в [5,18]. На рис. 3 при этом возникают следующие особенности: две для углов $\theta_1 = \theta_2 = \pi/2$, $\theta_{12} = \pi/2$ при $\varepsilon_e = 0$ и $\varepsilon_e = 2/3$, а для углов $\theta_1 = \pi/2$, $\theta_2 = 0$, $\theta_{12} = \pi/2$ при $\varepsilon_e = 0$.

Чтобы последовательно решить эту проблему, ДК должен рассматриваться вместе с радиационными поправками следующего за ведущим порядка (next-to-leading order, NLO) к однократному процессу Комптона [27,28]. В связи с этим обычно интересуется полное сечение комптоновского рассеяния при порядке α^3 . Поправки NLO содержат логарифмическую расходимость, которая, как можно показать,

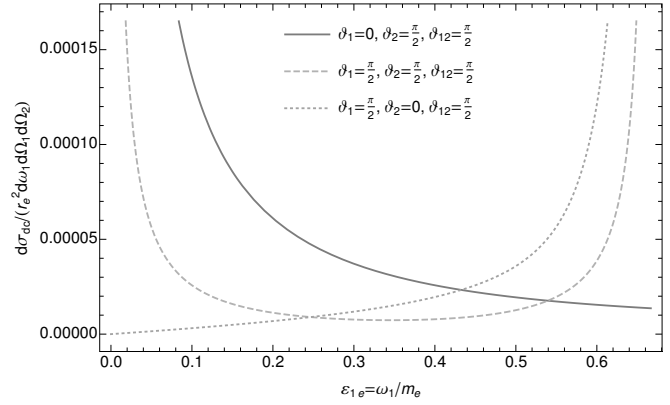


Рис. 3. Энергетические спектры сечения двойного комптоновского рассеяния для заданных направлений обоих фотонов. Энергия падающего излучения $\varepsilon_e = \omega/m_e = 2$ (1 МэВ)

компенсируется соответствующей расходимостью в сечении ДК. При использовании регуляризации — введения массы фотона в стандартный подход [27] — при расчете обоих сечений и их суммировании зависимость от параметров регуляризации исчезает, оставляя конечную радиационную поправку порядка α^3 . Недостатком этого подхода является то, что сечение радиационной поправки теперь зависит от энергетического разрешения эксперимента, ω_{res} . Аргумент в пользу суммирования двух процессов заключается в том, что ниже некоторого $\omega_{res} \ll 1$ эксперимент не может различить вклады от испускания виртуальных фотонов, относящиеся к вычислению NLO-поправки, от реальных вкладов, испущенных в результате процесса ДК-рассеяния. При суммировании всех вкладов в полное сечение комптоновского рассеяния оказалось, что поправка может превышать порядок α/π при достаточно высоких энергиях [29].

Однако все процедуры регуляризации связаны с рассмотрением конечного состояния системы [27]. Альтернативный физический подход к решению этой задачи основан на анализе налетающего фотона — с учетом его локализованности во времени. Действительно, стандартное рассмотрение предполагает, что падающий фотон принимается в виде монохроматической плоской волны, бесконечной во времени и пространстве [17,20,22,72]. Только в этом случае есть возможность сформировать в конце процесса сколь угодно низкочастотный фотон. Однако на самом деле таких волн в природе не существует. Есть только реальные фотоны, которые образуются по какому-то механизму излучения в течение конечного интервала времени [6]. В результате

рассеяние такого фотона на электроне приводит к конечному спектру, который полностью конечен во всем диапазоне частот. Недавно в [31] было показано, что сечение рассеяния для обратного двойного комптоновского (ОДК) процесса не имеет обычной инфракрасной расходимости, связанной с разрешением фотонного детектора в конечных состояниях. Вместо этого сингулярность переносится на энергии налетающих фотонов ω_1 и ω_2 , которые являются входными параметрами для дифференциального сечения ОДК. Из рассмотрения инвертированного процесса становится очевидным, что необходимо накладывать ограничения не на разрешающую способность детектора ω_{res} (который гипотетически можно сделать сколь угодно чувствительным к низкоэнергетической части спектра ДК), а на источник фотонов. Последнее означает, что падающий фотон действительно следует рассматривать как немонохроматический.

Полезно сравнить поведение дифференциального сечения ДК вблизи сингулярности при конечном параметре $\Gamma \neq 0$ и в предельном случае $\Gamma = 0$. Соответствующие результаты представлены на рис. 4 для $\varepsilon_e = 2$ (1 МэВ) и углов $\theta_1 = \theta_2 = \pi/2$, $\theta_{12} = 0$. Из рис. 4 видно, что в случае $\Gamma \neq 0$ бесконечный пик, возникающий в результате инфракрасной расходимости, сильно сглаживается.

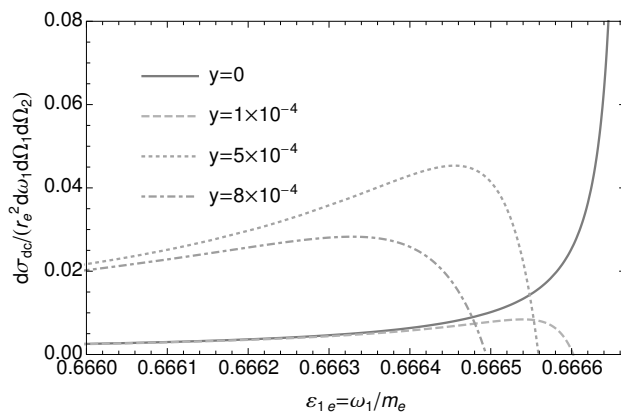


Рис. 4. Энергетические спектры сечения двойного комптоновского рассеяния для заданных направлений обоих фотонов и различных значений параметра ширины в единицах массы покоя электрона $y = \Gamma/m_e$. Энергия падающего $\varepsilon_e = \omega/m_e = 2$ (1 МэВ), углы $\theta_1 = \theta_2 = \pi/2$, $\theta_{12} = 0$. Сплошная синяя линия уходит в бесконечность при $\varepsilon_{1e} = 2/3$ (или $\varepsilon_{2e} = 0$ согласно закону сохранения энергии (11))

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В данной работе мы проанализировали эффекты с конечным временем при рассеянии одного или двух фотонов на свободной фермионной частице. Локализованное во времени взаимодействие вводилось малой комплексной добавкой к импульсу фотона (что означает выход за рамки монохроматического плосковолнового приближения). Для этого мы использовали теорию функций распространения неустойчивых фермионов, которые также содержат сложную добавку к импульсу, связанную с временем жизни частицы [11, 12]. При достаточно низких энергиях падающих фотонов, но все же много больших, чем соответствующая ширина импульса, сечения рассматриваемых процессов могут существенно отличаться от стандартного подхода. Выражения, полученные в данной работе, можно применить и к рассеянию фотонов на нестабильных частицах, где время жизни частицы играет роль обратной ширины. Рассмотренный подход также приводит к регуляризации инфракрасной расходимости в сечении двойного эффекта Комптона в полной аналогии с КЭД связанных состояний, где естественная ширина атомного уровня играет роль регуляризующего параметра.

Рассматриваемый в настоящей работе метод регуляризации может быть также применен к однократному и двукратному комптоновскому рассеянию в сильном лазерном поле, широко изучаемому в последние годы [32, 33]. В этом случае внешнее фотонное поле точно учитывается во всех порядках теории возмущений (картина Фарри), а пропагатор свободных электронов заменяется пропагатором электронов в представлении Волкова. Мнимая часть в сингулярных знаменателях может быть введена в этом случае в полной аналогии с процедурой Лоу [34], состоящей в суммировании геометрической прогрессии, возникающей от бесконечного числа самоэнергетических вставок электронов во внутренние электронные линии диаграмм Фейнмана.

Стоит отметить, что в недавней работе [35] обсуждались и другие подходы к введению конечного времени взаимодействия. В частности, в [35] было предложено умножать амплитуду процесса, уравнение (21), на регуляризующий коэффициент, содержащий параметр длительности импульса от источника.

С учетом изложенного выше становится очевидным, что с увеличением чувствительности детекторов к низкоэнергетической части спектра сечение двойного комптоновского эффекта в области мягких

фотонов может быть изучено экспериментально. В частности, прямое наблюдение сглаживания пиков инфракрасной расходимости, см. рис. 4, могло бы подтвердить предложенный теоретический подход. Экспериментальное исследование рассматриваемых эффектов может быть проведено с оптическими фотонами. Для двойного эффекта Комптона это приведет к тому, что переизлученный мягкий фотон окажется в радиочастотном диапазоне, где доступны достаточно чувствительные детекторы.

Благодарности. Авторы выражают благодарность В. Залипаеву (Лаборатория квантовых процессов и измерений, Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия) и Д. Соловьеву (физический факультет, Санкт-Петербургский государственный университет, Россия) за ценные замечания при обсуждении затронутых в работе проблем.

Финансирование. Работа Т. З. поддержана грантом Президента РФ (грант МК-4796.2022.1.2).

ЛИТЕРАТУРА

1. D. V. Karlovets, J. High Energy Phys. **2017** (3), 49 (2017).
2. D. Karlovets, J. Phys.: Conf. Ser. **938**, 012031 (2017).
3. D. Krebs, D. A. Reis, and R. Santra, Phys. Rev. A **99**, 022120 (2019).
4. K. Nomoto and R. Fukuda, Progress Theor. Phys. **86**, 269 (1991).
5. F. Mandl and T. Skyrme, Proc. Roy. Soc. London, Ser. A Math. Phys. Sci. **215**, 497 (1952).
6. J. F. Dawson and Z. Fried, Phys. Rev. D **1**, 3363 (1970).
7. J. Sucher, Phys. Rev. **107**, 1448 (1957).
8. G. L. Castro, J. L. M. Lucio, and J. Pestieau, Mod. Phys. Lett. A **6**, 3679 (1991).
9. G. L. Castro, J. L. M. Lucio, and J. Pestieau, Int. J. Mod. Phys. A **11**, 563 (1996).
10. M. Nowakowski and A. Pilaftsis, Z. Physik C Particles and Fields **60**, 121 (1993).
11. V. Kuksa, Adv. High Energy Phys. **2015**, 490238 (2015).
12. S. Weinberg, W. S, and T. de Campos, *The Quantum Theory of Fields, Vol. 2: Modern Applications*, Cambridge Univ. Press (1995).
13. V. I. Kuksa, Phys. Particles Nuclei **45**, 568 (2014).
14. O. Y. Andreev, L. N. Labzowsky, G. Plunien, and D. A. Solov'yev, Phys. Rep. **455**, 135 (2008).
15. T. A. Zaliutdinov, D. A. Solov'yev, L. N. Labzowsky, and G. Plunien, Phys. Rep. **737**, 1 (2018).
16. O. Klein and Y. Nishina, Z. Physik **52**, 853 (1929).
17. J. D. Bjorken and S. D. Drell, *Relativistic Quantum Mechanics*, McGraw-Hill College (1964).
18. J. M. Jauch and F. Rohrlich, *The Relativistic Quantum Field Theory of Charged Particles with Spin One-half (Texts and Monographs in Physics)*, Springer, Berlin (1976).
19. Л. П. Рапопорт, Б. А. Зон, Н. Л. Манаков, *Теория многофотонных переходов в атомах*, Атомиздат, Москва (1978).
20. A. I. Akhiezer and V. B. Berestetskii, *Quantum Electrodynamics*, Wiley-Interscience, New York (1965).
21. E. Milotti, Atom. Data Nucl. Data Tables **70**(2), 137 (1998).
22. V. Berestetskii, E. Lifshits, and L. Pitaevskii, *Quantum Electrodynamics*, Oxford Butterworth-Heinemann (1982).
23. T. Heinzl and A. Ilderton, arXiv:1307.0406.
24. J. Schwinger, L. Deraad, K. Milton, W. Tsai, and J. Norton, *Classical Electrodynamics*, Advanced Book Program, Avalon Publ. (1998).
25. R. Mertig, M. Böhm, and A. Denner, Comp. Phys. Commun. **64**, 345 (1991).
26. V. Shtabovenko, R. Mertig, and F. Orellana, Comp. Phys. Commun. **7**, 432 (2016).

-
- 27.** L. M. Brown and R. P. Feynman, Phys. Rev. **85**, 231 (1952).
- 28.** A. Ravenni and J. Chluba, J. Cosmol. Astropart. Phys. **2020**, 25 (2020).
- 29.** K. J. Mork, Phys. Rev. A **4**, 917 (1971).
- 30.** L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Quantum Mechanics: Non-Relativistic Theory*, Pergamon Press (1965).
- 31.** V. Dubrovich and T. Zaliutdinov, Physics **3**, 1167 (2021).
- 32.** V. Dinu and G. Torgrimsson, Phys. Rev. D **99**, 096018 (2019).
- 33.** V. Dinu, T. Heinzl, and A. Ilderton, Phys. Rev. D **86**, 085037 (2012).
- 34.** F. Low, Phys. Rev. **88**, 53 (1952).
- 35.** E. Lötstedt and U. D. Jentschura, Phys. Rev. A **80**, 053419 (2009).