

Семинар памяти Б. С. Ишханова «Фотоядерные исследования. Состояние и перспективы»

Моделирование спектра нелинейного томсоновского рассеяния в столкновениях лазерного и электронного пучков

М.П. Малахов,^{1,2,*} А.М. Федотов,¹ И.Б. Мухин,³ С.Г. Рыкованов^{2,3}

¹Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ

Россия, 115409, Москва, Каширское шоссе, 31

²Сколковский институт науки и технологий

Россия, 121205, Москва, территория инновационного центра «Сколково», Большой бульвар, д. 30 стр. 1

³Федеральный исследовательский центр Институт прикладной

физики им. А.В. Гапонова-Грехова Российской академии наук

Россия, 603950, г. Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46

(Поступила в редакцию 30.11.2025; после доработки 11.12.2025; подписана в печать 18.12.2025)

В работе исследуется взаимодействие фокусированного электронного пучка с коротким лазерным импульсом в нелинейном режиме. На основе численного моделирования выполняется расчёт спектрально-угловых характеристик излучения для параметров электронного пучка, соответствующих 1-й станции ИКИ НЦФМ (Источника комптоновского излучения Национального центра физики и математики). Анализируется влияние поляризации и параметров фокусировки лазерного импульса, а также энергетического разброса и нормированного поперечного эмиттанса электронного пучка на спектрально-угловые, угловые и спектральные распределения излучённой энергии. Показано, что при использовании более коротких и интенсивных лазерных импульсов взаимодействие переходит в нелинейный режим и в спектре возникают высшие гармоники.

PACS: 52.38.Ph, 41.60.Ar, 41.75.Ht, 42.65.Ky УДК: 539

Ключевые слова: нелинейное томсоновское рассеяние, взаимодействие лазерного и электронного пучков, генерация гармоник, спектрально-угловые распределения, ИКИ НЦФМ.

DOI: [10.55959/MSU0579-9392.81.2610205](https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.81.2610205)

ВВЕДЕНИЕ

Рассеяние лазерного излучения релятивистскими электронами (обратное комптоновское/томсоновское рассеяние) является перспективным механизмом получения яркого рентгеновского и гамма-излучения [1–4]. Интерес к таким источникам связан с их потенциальной применимостью в задачах медицины [5], материаловедения [6, 7], рентгеновской диагностики [8], фундаментальных исследованиях в ядерной физике [9]. Кроме того, измерение спектральной формы и угловых характеристик комптоновского излучения используется как инструмент диагностики параметров релятивистских электронных пучков и лазерно-плазменных ускорителей [10]. Отечественные исследования в области комптоновских источников сегодня сосредоточены на развитии проекта ИКИ НЦФМ [11]. Для параметров этого проекта в работе [12] выполнены оценки выхода фотонов и проанализировано влияние характеристик лазерного и электронного пучков на излучение.

Теория обратного комптоновского/томсоновского рассеяния в слабонелинейном и нелинейном режимах подробно разработана в работах [13–16].

Быстрый прогресс мощных лазерных систем сделал возможной экспериментальную реализацию этих режимов, тогда как развитие современных ускорителей обеспечивает формирование релятивистских электронных пучков с энергиями порядка сотен мегаэлектронвольт и выше, малыми эмиттансами и пикокулоновыми зарядами [17–19], создавая тем самым условия для проверки теоретических предсказаний. В нелинейной области взаимодействия спектр существенно усложняется: положения гармоник определяются релятивистским доплеровским сдвигом, линии уширяются из-за пондеромоторного торможения электронов, возникают высшие гармоники и усиливается чувствительность спектрально-угловых распределений к фокусировке и геометрии столкновения [20–22]. Дополнительно показано, что управление временной огибающей лазерного импульса, в частности его чирпингование, переход к квазипрямоугольным (flat-top) и многоимпульсным пакетным профилям, позволяет компенсировать нелинейное уширение и тем самым эффективно сужать спектр комптоновского излучения [23–27].

Точное моделирование таких процессов требует учета динамики электронов в поле лазерного импульса и вычисления спектрально-углового распределения излученной энергии. Для их корректного описания необходимо учитывать конечную длительность лазерного импульса, его поперечную струк-

* E-mail:mak.malahov2000@gmail.com

туру, а также реалистичное фазовое пространство электронного пучка [20, 22, 28, 29]. Использование подхода макрочастиц [30] позволяет проводить моделирование для реалистичных параметров пучков, сохраняя приемлемую вычислительную сложность. Для решения этой задачи широко используются численные методы, основанные на моделировании динамики частиц в фокусированном лазерном поле с последующим расчётом излучения по формулам Лиенара–Вихерта [31, 32].

В настоящей работе исследуется взаимодействие фокусированного электронного пучка, параметры которого соответствуют 1-й станции ИКИ НЦФМ, с коротким лазерным импульсом в нелинейном режиме при лобовом (встречном) столкновении, что позволяет выйти за рамки типичных моделей, основанных на взаимодействии плосковолновых импульсов с одиночными электронами [20–22]. Такой подход даёт возможность оценить влияние реалистичного трёхмерного фазового пространства пучка на формирование спектра и определить, насколько устойчивыми остаются спектральные характеристики при конечном числе макрочастиц. Схема взаимодействия показана на рис. 1. Для лазерной установки 1-й станции ИКИ НЦФМ предполагается использование пикосекундного импульса в линейном режиме. В этих условиях излучение формируется главным образом в первой гармонике, а вклад высших гармоник оказывается слабым [12]. Одной из целей данной работы является исследование возможности перехода от линейного режима к нелинейному путём сокращения длительности лазерного импульса до фемтосекунд и увеличения его энергии, что потенциально позволяет сформировать высшие гармоники.

В рамках работы проводится моделирование спектрально-угловых характеристик излучения с учётом реалистичного фазового пространства электронного пучка, включая энергетический разброс и нормированный поперечный эмиттанс. Особое внимание уделяется влиянию радиуса фокального пятна лазерного импульса, коллимационного угла и поляризации на спектрально-угловые, угловые и интегральные спектральные распределения. Полученные результаты позволяют определить области параметров, при которых проявляется выраженная гармоническая структура спектра, а также выявить режимы, наиболее чувствительные к вариациям параметров лазерного и электронного пучков. Это, в свою очередь, может быть использовано при оптимизации экспериментальных схем генерации рентгеновского и гамма-излучения на основе нелинейного томсоновского рассеяния.

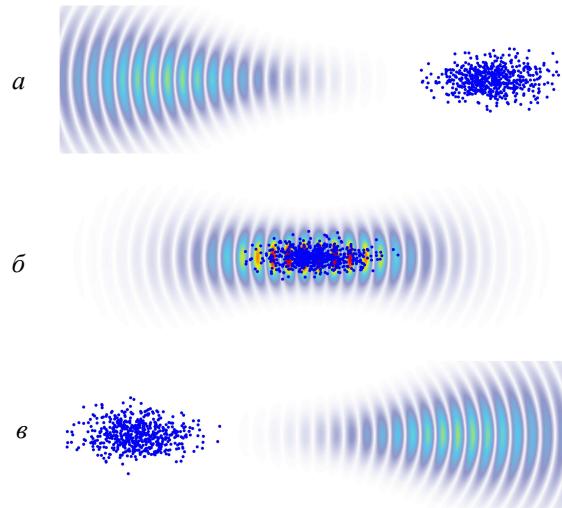


Рис. 1. Схематическое изображение взаимодействия лазерного и электронного пучков: *a* — до взаимодействия, *b* — во время взаимодействия, *c* — после взаимодействия

1. МОДЕЛИ ПУЧКОВ

1.1. Лазерный импульс

Безразмерный векторный потенциал лазерного импульса выбирается в качестве параксиального гауссова пучка с гауссовой временной огибающей [28, 33]:

$$\mathbf{a}(x, y, z, t) = a_0 \operatorname{Re} \left\{ \frac{\epsilon_x + i\eta\epsilon_y}{1 - iz/z_R} \times \exp \left[-\frac{x^2 + y^2}{w_0^2(1 - iz/z_R)} - \frac{(z - ct)^2}{2c^2T^2} - i\omega_L \left(t - \frac{z}{c} \right) \right] \right\}, \quad (1)$$

где w_0 — радиус фокального пятна, T — длительность импульса, η — эллиптичность волны ($\eta = 0$ соответствует линейной поляризации, $\eta = 1$ соответствует круговой поляризации), ω_L — несущая частота лазерного излучения, $z_R = \omega_L w_0^2 / 2c$ — рэлеевская длина. Безразмерная амплитуда a_0 лазерного поля определяется выражением [13, 14]:

$$a_0 = \frac{eE_0}{mc\omega_L}, \quad (2)$$

где E_0 — характерное значение напряженности поля волны. Величина a_0 задаёт режим взаимодействия: при $a_0 \ll 1$ реализуется хорошо изученный линейный случай, когда электрон рассеивает один лазерный фотон, тогда как при $a_0 \gtrsim 1$ взаимодействие становится нелинейным, что с точки зрения классической электродинамики означает пондеромотриционное взаимодействие.

Таблица 1. Параметры лазерного импульса

E_L , Дж	λ_L , нм	T , фс	w_0 , мкм	η
1	1030	50	10–50	0–1

Таблица 2. Параметры электронного пучка

$E_{0,e}$, МэВ	ΔE_e , кэВ	Q , Кл	$\sigma_{x,y}$, мкм	$\varepsilon_{x,y}$, мм·мрад	ε_z , кэВ·мм	N_e
120	15.9	10^{-9}	25	0.56	4.59	10^3

ромоторное торможение электрона в поле импульса, а в квантовом описании — одновременное взаимодействие с большим числом лазерных фотонов [34]. Поскольку векторный потенциал (1) определяется через ненормированный вектор поляризации, то при фиксированной энергии лазерного импульса E_L параметр a_0 для линейной поляризации оказывается в $\sqrt{2}$ больше по сравнению с циркулярной поляризацией. Параметры лазерного импульса, используемые в вычислениях, приведены в табл. 1.

1.2. Электронный пучок

Начальное распределение электронного пучка в пространстве x, y, z , поперечных угловых координатах $\theta_{x,y}$ и энергии E_e моделируется гауссовом пучком [29]:

$$dN_e = \frac{N_e}{(2\pi)^3 \varepsilon_x \varepsilon_y \varepsilon_z} \exp \left[-\frac{(x - z\theta_x)^2}{2\sigma_x^2} - \frac{(y - z\theta_y)^2}{2\sigma_y^2} - \frac{\sigma_x^2 \theta_x^2}{2\varepsilon_x^2} - \frac{\sigma_y^2 \theta_y^2}{2\varepsilon_y^2} \right] \times \exp \left[-\frac{(z - z_0)^2}{2\sigma_z^2} - \frac{(E_e - E_{0,e})^2}{2\Delta E_e^2} \right] dx dy dz d\theta_x d\theta_y dE_e, \quad (3)$$

где $E_{0,e}$ — средняя энергия электронов в пучке, ΔE_e — энергетический разброс пучка, Q — заряд пучка, $\sigma_{x,y}$ — поперечные размеры пучка в перетяжке, $\varepsilon_{x,y}$ — нормированные поперечные эмиттансы, $\varepsilon_z = \Delta E_e \sigma_z$ — продольный эмиттанс. Поскольку реалистичные электронные пучки содержат большое число частиц (для пучка с зарядом 1 Кл — 6.24×10^{18} электронов), то для упрощения моделирования используется метод макрочастиц [30], где каждая макрочастица представляет собой совокупность отдельных электронов, расположенных в одной точке и движущихся с одинаковыми скоростями. Заряд макрочастицы определяется выражением $q_N = Q/N_e$, где N_e — число макроэлектронов в пучке. Параметры электронного пучка приведены в табл. 2 и соответствуют параметрам 1-й станции ИКИ НЦФМ.

2. РАСЧЕТ ИЗЛУЧЕНИЯ

Спектрально-угловое распределение излученной энергии одним электроном задаётся выражением [31, 32]:

$$\frac{d^2\mathcal{E}^{(i)}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2 c} \times \left| \mathbf{n} \times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(\mathbf{n} - \dot{\beta}_i) \times \dot{\beta}_i}{(1 - \dot{\beta}_i \cdot \mathbf{n})^2} e^{i\omega(t - \mathbf{n} \cdot \mathbf{r}_i/c)} dt \right|^2, \quad (4)$$

где $-e$ — заряд электрона, $\mathbf{n} = (\sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi, \cos \theta)$ — единичный вектор наблюдения (θ отсчитывается от направления распространения лазерного импульса), β_i — безразмерная скорость, $\dot{\beta}_i = d\beta_i/dt$ — безразмерное ускорение и \mathbf{r}_i — радиус-вектор i -го электрона. Хотя электроны в макрочастице имеют одинаковые координаты и скорости, излучение от них рассматривается как некогерентное. Поэтому излучение от макрочастицы получается умножением выражения (4) на число электронов в макрочастице $W_e = q_N/e$. Излучение различных макрочастиц также складывается некогерентно, поскольку длина волны рассеянного излучения существенно меньше характерных размеров пучка и расстояний между макрочастицами. В результате спектрально-угловое распределение энергии, излучённой всем электронным пучком, имеет вид:

$$\frac{d^2\mathcal{E}}{d\omega d\Omega} = W_e \sum_{i=1}^{N_e} \frac{d^2\mathcal{E}^{(i)}}{d\omega d\Omega}. \quad (5)$$

Траектории макрочастиц вычисляются численно с использованием алгоритма Бориса [35]. Интеграл в выражении (4) представляет собой интеграл от быстро осциллирующей функции, он также вычисляется численно с применением метода интерполяции траекторий [36]. Поскольку вклад участков, где ускорение мало, пренебрежимо мал, пределы интегрирования заменяются конечными значениями. Временной интервал разбивается на N_t отрез-

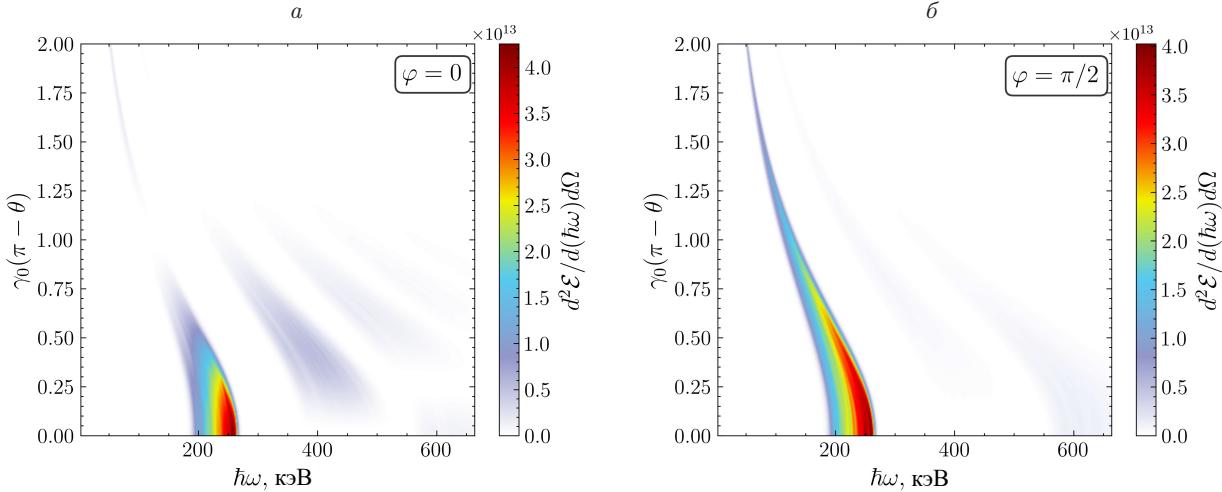


Рис. 2. Спектрально-угловые распределения излучённой энергии для линейной поляризации ($\eta = 0$), $w_0 = 25$ мкм, $a_0 = 0.94$, $N_e = 1000$, рассчитанные для азимутальных углов $\varphi = 0$ (а) и $\varphi = \pi/2$ (б)

ков длиной δt , после чего интеграл представляется в виде суммы интегралов по этим отрезкам:

$$\begin{aligned} \mathcal{I} &= \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(t) e^{i\omega(t-\mathbf{n}\cdot\mathbf{r}/c)} dt \approx \\ &\approx \sum_{j=1}^{N_t} \int_{t_j-\delta t/2}^{t_j+\delta t/2} \alpha_j(t) e^{i\omega(t_j-\mathbf{n}\cdot\mathbf{r}_j/c)} dt, \quad (6) \end{aligned}$$

где $\alpha(t)$ — предэкспонента в (4), а индекс j , соответствующий отдельной макрочастице, был опущен. На каждом интервале траектории аппроксимируются квадратичным многочленом

$$\mathbf{r}_j(t) = \mathbf{r}_{0,j} + \mathbf{r}_{1,j}(t-t_j) + \mathbf{r}_{2,j}(t-t_j)^2, \quad (7)$$

где $\mathbf{r}_{0,j}$, $\mathbf{r}_{1,j}$, $\mathbf{r}_{2,j}$ — коэффициенты интерполяции траектории на каждом участке разбиения. Предэкспоненциальные множители аппроксимируются линейным многочленом

$$\alpha_j(t) = \alpha_{0,j} + \alpha_{1,j}(t-t_j), \quad (8)$$

где $\alpha_{0,j}$, $\alpha_{1,j}$ — коэффициенты интерполяции предэкспоненциальных множителей на каждом участке разбиения. Далее, после замены $t-t_j \rightarrow t$, можно перейти к суммированию интегралов:

$$\begin{aligned} \mathcal{I} &\approx \sum_{j=1}^{N_t} e^{i\omega(t_j-\mathbf{n}\cdot\mathbf{r}_{0,j}/c)} \times \\ &\times \int_{-\delta t/2}^{\delta t/2} (\alpha_{0,j} + \alpha_{1,j}t) e^{i\omega\cdot(t-\mathbf{n}\cdot(\mathbf{r}_{1,j}t+\mathbf{r}_{2,j}t^2)/c)} dt, \quad (9) \end{aligned}$$

которые вычисляются аналитически и выражаются через $S(x) = \int_0^x \sin(\pi t^2/2) dt$ и $C(x) = \int_0^x \cos(\pi t^2/2) dt$ [36].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Рассмотрим спектрально-угловые распределения излучённой энергии при различных параметрах лазерного и электронного пучков. На рис. 2 и 3 показаны результаты расчёта для линейной и циркулярной поляризаций при $w_0 = 25$ мкм, $N_e = 1000$ и азимутальных углах $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi/2$, для линейной поляризации $a_0 = 0.94$, а для циркулярной $a_0 = 0.66$. В обоих случаях первая гармоника имеет максимальную интенсивность, тогда как интенсивности высших гармоник быстро убывают. При рассеянии назад $\theta = \pi$ первая гармоника лежит в диапазоне от линейного края $4\gamma_0^2\omega_L$ до нелинейного края $4\gamma_0^2\omega_L/(1+a_0^2/2)$ для линейной поляризации и $4\gamma_0^2\omega_L/(1+a_0^2)$ для циркулярной [13], где $\gamma_0 = E_{0,e}/(m_ec^2) \gg 1$, при этом её спектральная ширина остаётся одинаковой. Однако различие проявляется в азимутальной зависимости. В случае линейной поляризации спектрально-угловые распределения заметно зависят от угла φ , при $\varphi = \pi/2$ интенсивность первой гармоники выше, чем при $\varphi = 0$. Для циркулярной поляризации при рассматриваемой длительности импульса азимутальная зависимость практически не проявляется благодаря осевой симметрии поля, хотя при более коротких импульсах она может проявиться [37]. Угловые распределения для линейной и циркулярной поляризаций представлены на рис. 4 для тех же параметров, что и на рис. 2 и 3.

Спектр комптоновского излучения, проинтегрированный по полному телесному углу 4π , оказывается достаточно широким. При этом основная часть излучённой энергии сосредоточена в области обратного рассеяния $\theta = \pi$ внутри узкого конуса с углом раствора $\theta \sim 1/\gamma_0$. Для получения узкополосных спектров с сепарированными гармониками необходимо проводить коллимацию излучения, т. е. ограничивать спектр по углу наблюдения θ [38]. На рис. 5 представлены спектральные распределения

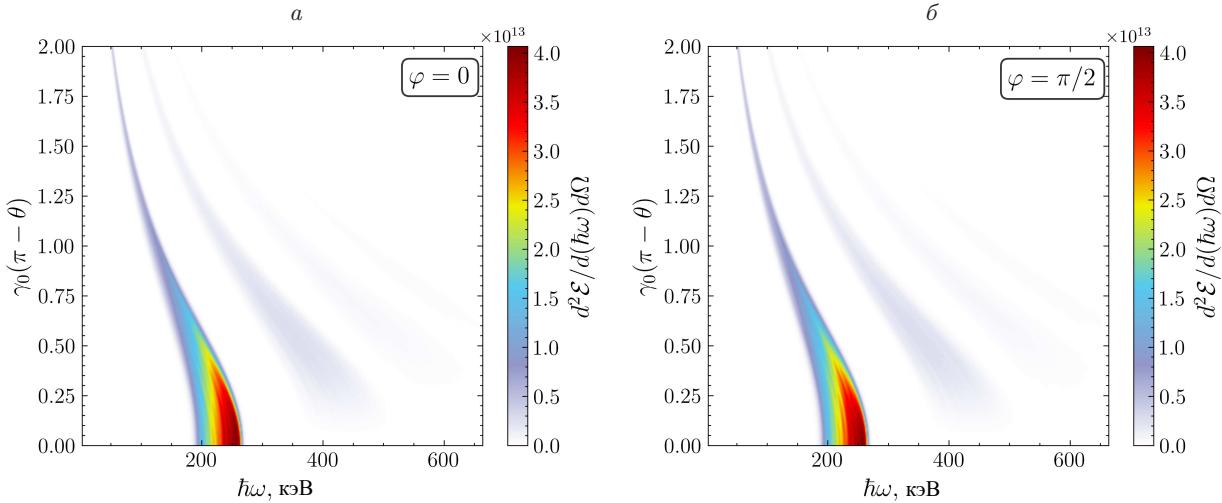


Рис. 3. Спектрально-угловые распределения излучённой энергии для циркулярной поляризации ($\eta = 1$), $w_0 = 25$ мкм, $a_0 = 0.94$, $N_e = 1000$, рассчитанные для азимутальных углов $\varphi = 0$ (*a*) и $\varphi = \pi/2$ (*b*)

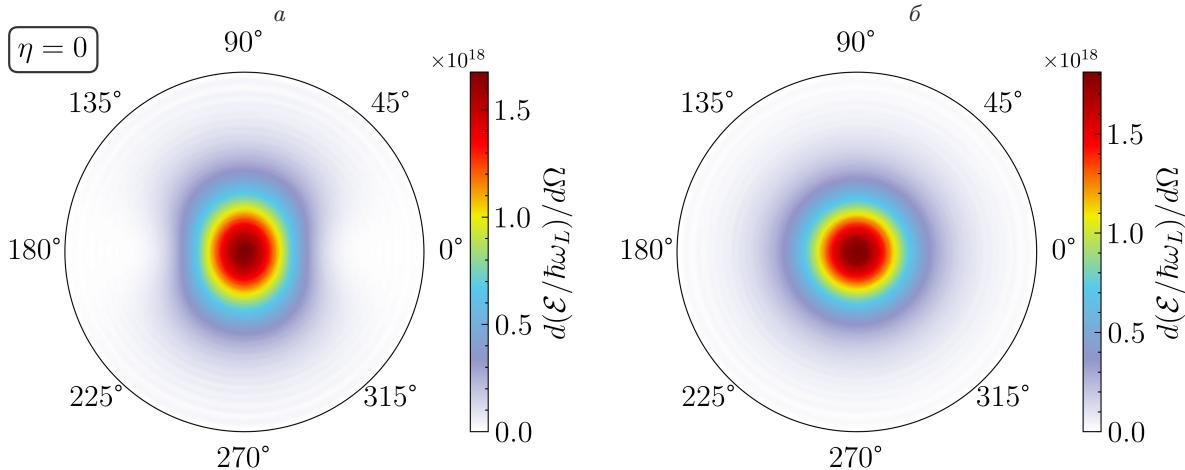


Рис. 4. Угловые распределения излучённой энергии при $w_0 = 25$ мкм, $N_e = 1000$, рассчитанные для линейной (*a*) и циркулярной (*b*) поляризаций

излучённой энергии для циркулярной поляризации при $w_0 = 30$ мкм, $a_0 = 0.56$, $N_e = 1000$, рассчитанные для коллимационных углов $\theta_{\text{coll}} = 0.3/\gamma_0$, $0.4/\gamma_0$, $0.5/\gamma_0$, $0.6/\gamma_0$, $1/\gamma_0$, $10/\gamma_0$. Из рисунка видно, что при малых коллимационных углах в спектре проявляются отдельные гармоники, тогда как при $\theta_{\text{coll}} \gtrsim 0.6/\gamma_0$ спектр существенно уширяется при небольшом изменении амплитуды первой гармоники, а отдельные гармоники сливаются.

На рис. 6 приведены спектральные распределения излучённой энергии для циркулярной и линейной поляризаций при $w_0 = 30$ мкм и $N_e = 1000$ для коллимационного угла $\theta_{\text{coll}} = 0.5/\gamma_0$. Видно, что при данном коллимационном угле вклад второй гармоники для линейной поляризации немножко больше, но в целом спектральные распределения мало отличаются. Однако при других коллимационных углах различия могут быть более выражены.

На рис. 7, *a* приведены спектральные распределения излучённой энергии для циркулярной поляри-

зации при $N_e = 1000$ и $\theta_{\text{coll}} = 0.5/\gamma_0$, рассчитанные для радиусов фокального пятна $w_0 = 10, 20, 30, 40, 50$ мкм, соответствующих $a_0 \approx 1.67, 0.83, 0.56, 0.42, 0.33$. Из рисунка видно, что при увеличении радиуса фокального пятна и соответствующем уменьшении амплитуды a_0 отдельные гармоники становятся более узкими, а их пики более высокими. При этом наибольшее число фотонов в выбранной спектральной полосе наблюдается в области, где размеры фокального пятна лазерного и электронного пучков сравнимы $w_0 \approx \sigma_{x,y}$. В этом режиме достигается оптимальное соотношение между амплитудой лазерного поля и числом взаимодействующих электронов, что приводит к появлению максимального числа фотонов, рассеянных в коллимированном угловом диапазоне, как показано на рис. 7, *b*.

На рис. 8 представлены спектральные распределения излучённой энергии для циркулярной поляризации при коллимационном угле $\theta_{\text{coll}} = 0.5/\gamma_0$, рассчитанные для различных радиусов фокального

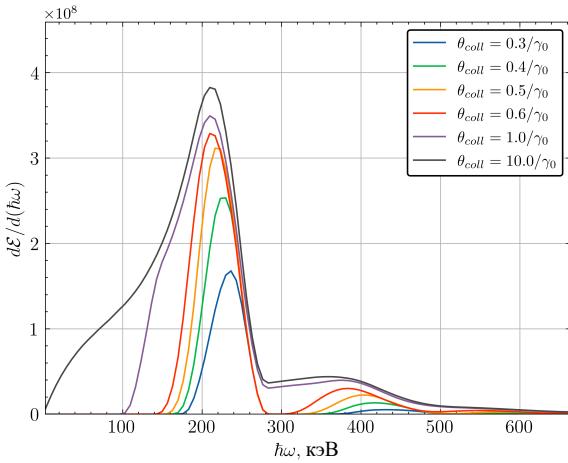


Рис. 5. Спектральные распределения излучённой энергии для циркулярной поляризации ($\eta = 1$) при $w_0 = 30$ мкм, $a_0 = 0.56$, $N_e = 1000$, рассчитанные для коллимационных углов $\theta_{coll} = 0.3/\gamma_0$, $0.4/\gamma_0$, $0.5/\gamma_0$, $0.6/\gamma_0$, $1/\gamma_0$, $10/\gamma_0$

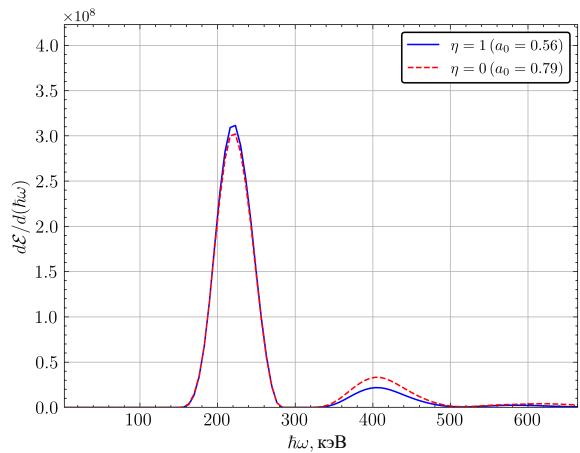


Рис. 6. Спектральные распределения излучённой энергии для циркулярной (синяя кривая) и линейной (красная пунктирная) поляризаций при $w_0 = 30$ мкм и $N_e = 1000$ для коллимационного угла $\theta_{coll} = 0.5/\gamma_0$

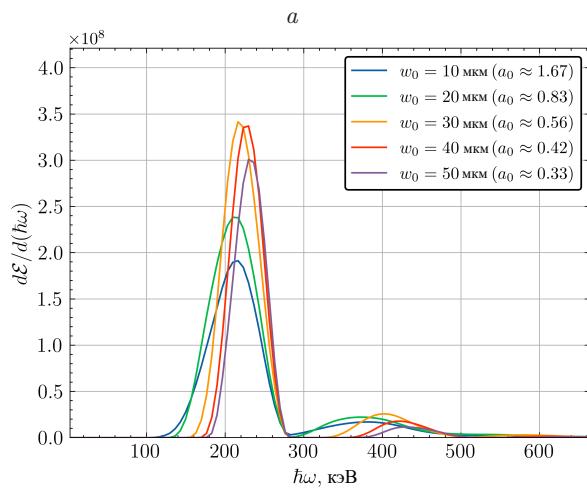


Рис. 7. а — спектральные распределения излучённой энергии для циркулярной поляризации ($\eta = 1$) при $N_e = 1000$ и $\theta_{coll} = 0.5/\gamma_0$, рассчитанные для радиусов фокального пятна $w_0 = 10, 20, 30, 40, 50$ мкм, соответствующих амплитудам $a_0 \approx 1.67, 0.83, 0.56, 0.42, 0.33$; б — число фотонов, рассеянных в колимированном угловом диапазоне в зависимости от радиуса фокального пятна

пятна и числа макрочастиц N_e . На рис. 8, а показаны распределения для $w_0 = 30$ мкм при $N_e = 100$ (чёрная кривая) и $N_e = 1000$ (красная пунктирная кривая), а на рис. 8, б для $w_0 = 10$ мкм при $N_e = 100$ (чёрная кривая) и $N_e = 5000$ (красная пунктирная кривая). Серая область отображает относительный разброс результатов по пяти расчётом для $N_e = 100$, а красная для $N_e = 1000$ на рис. 8, а и $N_e = 5000$ на рис. 8, б. Во всех случаях использовались различные случайные инициализации фазового пространства пучка. Видно, что с увеличением числа макрочастиц разброс уменьшается, поскольку распределение пучка по координатам и импульсам воспроизводится более гладко и с меньшими статистическими флуктуациями. При более сильной фокусировке лазерного импульса (рис. 8, б) разброс для $N_e = 100$ существенно возрастает, и для полу-

чения устойчивых спектров оказывается достаточным использовать $N_e = 5000$.

На рис. 9 представлены спектральные распределения излучённой энергии для циркулярной поляризации ($\eta = 1$) при $\theta_{coll} = 0.5/\gamma_0$, $N_e = 1000$ и $w_0 = 30$ мкм. На рис. 9, а показаны результаты расчётов для различных энергетических разбросов электронного пучка: $\Delta E_e = 1, 2, 4, 6$ МэВ (что соответствует относительным разбросам 0.8, 1.6, 3.3, 5%) при фиксированном нормированном эмиттансе $\varepsilon_{x,y} = 0.56$ мм·мрад. На рис. 9, б приведены распределения, полученные при различных нормированных поперечных эмиттансах $\varepsilon_{x,y} = 0.5, 1, 2, 4$ мм·мрад при фиксированном энергетическом разбросе $\Delta E_e = 0.0159$ МэВ (относительный разброс 0.01%). Из рис. 9, а видно, что увеличение энергетического разброса приводит

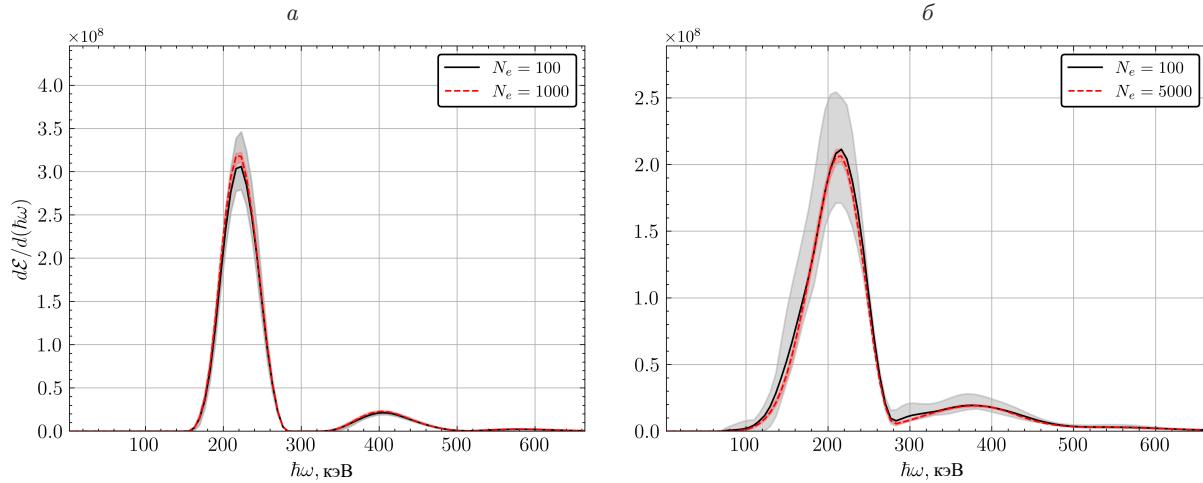


Рис. 8. Спектральные распределения излучённой энергии для циркулярной поляризации ($\eta = 1$) при $\theta_{\text{coll}} = 0.5/\gamma_0$ и $N_e = 1000$, рассчитанные для различных радиусов фокального пятна. *а* — распределения, рассчитанные для $w_0 = 30$ мкм, $N_e = 100$ (чёрная кривая), $N_e = 1000$ (красная пунктирная кривая); *б* — распределения, рассчитанные для $w_0 = 10$ мкм, $N_e = 100$ (чёрная кривая), $N_e = 5000$ (красная пунктирная кривая). Серые области показывают относительный разброс спектров по пяти расчётам при $N_e = 100$, а красные — при $N_e = 1000$ в (а) и при $N_e = 5000$ в (б)

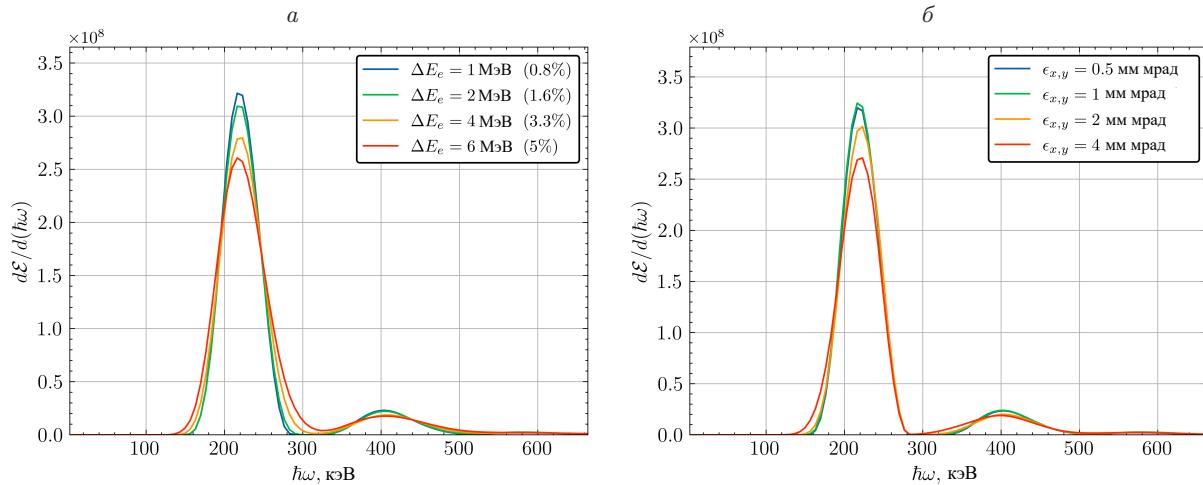


Рис. 9. Спектральные распределения излучённой энергии для циркулярной поляризации ($\eta = 1$) при $\theta_{\text{coll}} = 0.5/\gamma_0$, $N_e = 1000$ и $w_0 = 30$ мкм: *а* — распределения, рассчитанные для различных энергетических разбросов электронного пучка: $\Delta E_e = 1, 2, 4, 6$ МэВ, что соответствует относительным разбросам 0.8, 1.6, 3.3, 5% при фиксированном нормированном эмиттансе $\varepsilon_{x,y} = 0.56$ мм·мрад; *б* — распределения, рассчитанные для различных нормированных поперечных эмиттансов $\varepsilon_{x,y} = 0.5, 1, 2, 4$ мм·мрад при фиксированном энергетическом разбросе $\Delta E_e = 0.0159$ МэВ (относительный разброс 0.01%)

к уширению гармоник и уменьшению их пиковых значений. В то же время, увеличение нормированного поперечного эмиттанса также вызывает уширение гармоник, за счет увеличения углового разброса электронов и эффективного коллимационного угла, как показано на рис. 9, б. Даже при рассматриваемых увеличениях энергетического разброса и нормированного поперечного эмиттанса, приводящих к уменьшению максимумов и уширению спектральных полос, характерная структура отдельных гармоник остается различимой.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе выполнено численное моделирование нелинейного томсоновского рассеяния в геометрии лобового столкновения фокусированного лазерного импульса с электронным пучком с параметрами, соответствующими 1-й станции ИКИ НЦФМ. Модель учитывает конечную длительность импульса, его поперечную структуру и реалистичное фазовое пространство электронного пучка. Показано, что при выбранных параметрах излучение формируется преимущественно в первой гармонике, интенсивности высших гармоник быстро

убывают, для линейной поляризации спектрально-угловые характеристики обладают азимутальной зависимостью, тогда как для циркулярной она отсутствует. Спектры с сепарированными гармониками реализуются при малых коллимационных углах, а оптимальное число фотонов достигается в режиме соответствия размеров лазерного и электронного пучков, что обеспечивает баланс между интенсивностью поля и числом эффективно взаимодействующих электронов. Показано, что увеличение числа макрочастиц, энергетического разброса и нормированного поперечного эмиттанса влияет на уширение и высоту гармоник, однако при реалистичных параметрах пучка, характерных для

1-й станции ИКИ НЦФМ, гармоническая структура спектра сохраняется. Полученные результаты позволяют определить диапазоны параметров лазерного импульса и электронного пучка, при которых становится возможным переход от линейного режима к слабонелинейному или нелинейному и формирование хорошо разделяемых гармоник в спектре. Это задаёт оптимальные условия для проведения экспериментов по генерации рентгеновского и гамма-излучений на основе нелинейного томсоновского рассеяния.

Данная работа была профинансирована Российским научным фондом (проект № 25-12-00336).

-
- [1] Weller H.R., Ahmed M.W., Gao H. et al. // *Prog. Part. Nucl. Phys.* **62**, 257 (2009).
 - [2] Недорезов В.Г., Рыкованов С.Г., Савельев А.Б. // *УФН.* **191**, № 12. 1281 (2021). (Nedorezov V.G., Rykovanov S.G., Savel'ev A.B. // *Phys. Usp.* **64**, N 12. 1224 (2021))
 - [3] Petrillo V., Drebot I., Ruijter M. et al. // *Applied Sciences.* **13**, N 2. 752 (2023).
 - [4] Винокуроев Н.А., Левицев Е.Б. // *УФН.* **185**, № 9. 917 (2015). (Vinokurov N.A., Levichev E.B. // *Phys. Usp.* **58**, N 9. 850 (2015))
 - [5] Artyukov I.A., Bessonov E.G., Feshchenko R.M. et al. // *J. Phys.: Conf. Ser.* **784**, N 1. 012002 (2017).
 - [6] Graves W.S., Bessuelle J., Brown P. et al. // *Phys. Rev. ST Accel. Beams.* **17**, N 12. 120701 (2014).
 - [7] Vinogradov A., Feshchenko R., Shvedunov V., Artyukov I. // *Symmetry.* **15**, N 5. 1068 (2023).
 - [8] Артиюков И.А., Виноградов А.В., Фещенко Р.М. // *Физические основы приборостроения.* **5**, № 3. 56 (2016). (Artyukov I.A., Vinogradov A.V., Feshchenko R.M. // *Physical Bases of Instrumentation.* **5**, N 3. 56 (2016))
 - [9] Gales S., Balabanski D.L., Negoita F. et al. // *Phys. Scr.* **91**, N 9. 093004 (2016).
 - [10] Krämer J.M., Jochmann A., Budde M. et al. // *Sci. Rep.* **8**, N 1. 1398 (2018).
 - [11] Григоренко Л.В., Антоненко Н.В., Артиюков И.А. и др. // *Физмат.* **1**, № 3-4. 123 (2023).
 - [12] Рыкованов С.Г., Тимошенко А.Д., Федотов А.М. и др. // *Известия высших учебных заведений. Радиофизика.* **67**, N 10. 829 (2024). (Rykovanov S.G., Timoshenko A.D., Fedotov A.M. et al. // *Radiophys Quantum El* **67**, N 10. 749 (2025))
 - [13] Sarachik E.S., Schappert G.T. // *Phys. Rev. D* **1**, N 9. 2738 (1970).
 - [14] Esarey E., Ride S.K., Sprangle P. // *Phys. Rev. E* **48**, N 5. 3003 (1993).
 - [15] Lau Y.-Y., He F., Umstadter D.P., Kowalczyk R. // *Phys. Plasmas* **10**, N 5. 2155 (2003).
 - [16] Hartemann F.V., Albert F., Anderson S.G. et al. // *Phys. Rev. Lett.* **105**, N 13. 130801 (2010).
 - [17] Esarey E., Schroeder C.B., Leemans W.P. // *Rev. Mod. Phys.* **81**, N 3. 1229 (2009).
 - [18] Leemans W.P., Nagler B., Gonsalves A.J. et al. // *Nat. Phys.* **2**, N 10. 696 (2006).
 - [19] Chen M., Esarey E., Geddes C.G.R. et al. // *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **16**, N 3. 030701 (2013).
 - [20] Kharin V., Seipt D., Rykovanov S.G. // *Phys. Rev. A* **93**, N 6. 063801 (2016).
 - [21] Малахов М. П., Федотов А. М. // *Квантовая электроника.* **54**, № 11. 690 (2024). (Malakhov M. P., Fedotov A. M. // *Bull. Lebedev Phys. Inst.* **52**, N 3. 291 (2025))
 - [22] Harvey C., Marklund M., Holkundkar A.R. // *Phys. Rev. Accel. Beams* **19**, N 9. 094701 (2016).
 - [23] Terzić B., Deitrick K.E., Hofler A.S., Krafft G.A. // *Phys. Rev. Lett.* **112**, N 7. 074801 (2014).
 - [24] Ghebregziabher I., Shadwick B.A., Umstadter D. // *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **16**, N 3. 030705 (2013).
 - [25] Seipt D., Kharin V.Y., Rykovanov S.G. // *Phys. Rev. Lett.* **122**, N 20. 204802 (2019).
 - [26] Valialshchikov M.A., Seipt D., Kharin V.Y., Rykovanov S.G. // *Phys. Rev. A* **106**, N 3. L031501 (2022).
 - [27] Timoshenko A.D., Malakhov M.P., Fedotov A.M., Rykovanov S.G. // *Phys. Rev. A* (2025).
 - [28] Das A., Soltani N., Larocca M., Tamburini M. // *Opt. Lett.* **45**, N 24. 6752 (2020).
 - [29] Reiser M. Theory and Design of Charged Particle Beams. 2nd ed. Weinheim, 2008.
 - [30] Melzani M., Walder R., Folini D. et al. // *Int. J. Mod. Phys.: Conf. Ser.* **28**. 1460194 (2014).
 - [31] Jackson J.D. Classical Electrodynamics. 3rd ed. New York, 1999.
 - [32] Ландай Л.Д., Либшиц Е.М. Теория поля. Т. 2. М., 1988.
 - [33] Kogelnik H., Li T. // *Appl. Opt.* **5**, N 10. 1550 (1966).
 - [34] Попруженко С.В., Федотов А.М. // *УФН.* **193**, № 4. 491 (2023). (Poprughenko S.V., Fedotov A.M. // *Phys. Usp.* **66**, N 4. 460 (2023))
 - [35] Ripperda B., Bacchini F., Teunissen J. et al. // *ApJS* **235**, N 1. 21 (2018).
 - [36] Thomas A.G.R. // *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **13**, N 2. 020702 (2010).
 - [37] Seipt D., Kämpfer B. // *Phys. Rev. A* **88**, N 1. 012127 (2013).
 - [38] Rykovanov S.G., Geddes C.G.R., Vay J.-L. et al. // *J. Phys. B* **47**, N 23. 234013 (2014).

Modeling of Nonlinear Thomson Scattering Spectra in Laser–Electron Beam Collisions

M. P. Malakhov^{1,2,a}, A. M. Fedotov¹, I. B. Mukhin³, S. G. Rykovanov^{2,3}

¹*National Research Nuclear University MEPhI. Moscow 115409, Russia*

²*Skolkovo Institute of Science and Technology. Moscow 121205, Russia*

³*A. V. Gaponov-Grekhov Institute of Applied Physics Russian Academy of Sciences*

Nizhny Novgorod 603950, Russia

E-mail: ^amak.malahov2000@gmail.com

This work investigates the interaction of a focused electron beam with a short laser pulse in the nonlinear regime. Using numerical modeling, we calculate the spectral-angular characteristics of the emitted radiation for electron beam parameters corresponding to the first station of the Compton Radiation Source at the National Center for Physics and Mathematics (CRS NCPM). The influence of the laser pulse polarization and focusing parameters, as well as the electron beam energy spread and normalized transverse emittance, on the spectral-angular, angular, and spectral distributions of the emitted energy is analyzed. It is shown that employing shorter and more intense laser pulses enables a transition beyond the linear interaction regime and leads to the formation of spectra containing higher harmonics.

PACS: 52.38.Ph, 41.60.Ap, 41.75.Ht, 42.65.Ky.

Keywords: nonlinear Thomson scattering, laser–electron beam interaction, harmonic generation, spectral-angular distribution, ICS NCFM.

Received 30 November 2025.

English version: *Moscow University Physics Bulletin. 2026. 81, No. 1. Pp. .*

Сведения об авторах

1. Малахов Максим Павлович — аспирант (НИЯУ МИФИ), мл. инженер-исследователь (Сколтех);
e-mail: mak.malahov2000@gmail.com.
2. Федотов Александр Михайлович — канд. физ.-мат. наук, доцент;
e-mail: AMfedotov@mephi.ru.
3. Мухин Иван Борисович — доктор физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; e-mail: ivan.mukhin@ipfran.ru.
4. Рыкованов Сергей Георгиевич — PhD, доцент; e-mail: s.rykovanov@skoltech.ru.