

Метод поляризационного окна в нелинейном рассеянии Комптона: влияние радиационного трения и неидеальности электронного пучка

М.А.Валяльщикова, В.Ю.Харин, С.Г.Рыкованов

Проведено обсуждение влияния радиационного трения и квантового отклика на параметры гамма-ребенки с узкими спектральными пиками, возникающей при использовании лазерных импульсов с зависящей от времени поляризацией, что значительно уменьшает пондеромоторное уширение гармоник. Приведено детальное численное исследование влияния неидеальности электронного пучка на наблюдаемость эффекта.

Ключевые слова: рассеяние Комптона, рассеяние Томсона, метод поляризационного окна, генерация гармоник, гамма-излучение, пондеромоторное уширение.

1. Введение

Нелинейное рассеяние Комптона – перспективный способ получения рентгеновского и гамма-излучений. Недавний прогресс в области лазерно-плазменных ускорителей усилил интерес к компактным комптоновским источникам фотонов [1–6]. Такие источники обладают рядом полезных свойств: монохроматичностью, легкой перестройкой параметров, высокой интенсивностью и малой угловой расходимостью. Благодаря этому они могут быть полезны в медицине [7, 8], сверхбыстрой радиографии [9, 10], ядерной фотонике [5] и других областях [11]. Поскольку сечение процесса комптоновского рассеяния крайне мало, то для получения более яркого источника естественным является увеличение интенсивности лазерного импульса. Однако для более интенсивных лазерных импульсов их магнитное поле начинает сильно влиять на динамику электрона. Наличие огибающей у лазерного импульса существенным образом модулирует движение электрона, что вызывает значительное уширение излучаемого спектра (спектральное пондеромоторное уширение) [12–16]. Данный эффект весьма ограничивает применимость комптоновских источников при больших амплитудах лазерного поля.

Во избежание подобного уширения давно и активно развиваются различные методы, например, было предложено использовать лазерные импульсы с плоской вершиной [17] или chirпирование лазерного импульса, частота которого нелинейно меняется, чтобы компенсировать влияние огибающей [18, 19]. Данные методы довольно сложно экспериментально реализовать для больших лазерных интенсивностей, однако недавно было показано, что достаточно использовать только линейный chirп, чтобы значительно уменьшить пондеромоторное ушире-

ние [20, 21]. Также недавно было предложено использовать лазерные импульсы с зависящей от времени поляризацией (так называемый метод поляризационного окна [22]), для того чтобы избежать пондеромоторного уширения спектра гармоник [23]. Этот метод основан на том, что для достаточно высоких интенсивностей при рассеянии линейно поляризованного импульса в спектре обратнорассеянного излучения появляются гармоники основной комптоновской линии, а при рассеянии импульса с круговой поляризацией – нет. Метод поляризационного окна позволяет ограничить излучение гармоник временной областью вблизи максимума лазерной интенсивности, где поляризация близка к линейной и градиент интенсивности меньше, что значительно уменьшает пондеромоторное уширение и приводит к наличию гамма-ребенки из спектрально узких гармоник.

Отметим, что при больших лазерных интенсивностях спектры соседних гармоник начинают перекрываться и весь спектр выглядит довольно беспорядочно, а при использовании метода поляризационного окна гармоники образуют узкую гамма-ребенку. В [23] более подробно описывается сам метод, приводятся результаты численного моделирования с точки зрения классической электродинамики, а также показано, что для интересующих параметров лазерного излучения влиянием радиационного трения можно пренебречь, т. к. оно приводит лишь к небольшому сдвигу в красную область.

Настоящая работа посвящена более детальному анализу метода поляризационного окна, а именно: рассматривается влияние классического радиационного трения и квантового отклика на гамма-ребенку, поскольку влияние этих эффектов увеличивается с ростом лазерной интенсивности и номера гармоники. Более того, измеряя спектральный сдвиг пиков гармоник относительно их классического положения, можно экспериментально оценить квантовый сдвиг высоких гармоник для относительно интенсивных лазерных импульсов с нормированным векторным потенциалом излучения $a_0 \geq 1$ ($a_0 = eA_{\text{las}}/mc^2$, где A_{las} – амплитуда лазера, e , m – абсолютное значение электрического заряда и масса электрона соответственно). Также проведено численное исследование влияния параметров электронного и лазерного пучков на наблю-

М.А.Валяльщикова, С.Г.Рыкованов. Сколковский институт науки и технологий, территория Инновационного центра «Сколково», Россия 121205 Москва, Большой б-р, 30, стр.1;
e-mail: serge.rykovanov@gmail.com

В.Ю.Харин. Genity LLC, 444 W. Lake Street, Chicago, Illinois, USA, 60606

Поступила в редакцию 5 июля 2021 г.

даемость гамма-гребенки. В статье используется естественная система единиц $\hbar = c = 1$, а пространственные и энергетические единицы обезразмериваются на исходную лазерную частоту ω_{las} : $x/\omega_{\text{las}} \rightarrow x$, $\omega/\omega_{\text{las}} \rightarrow \omega$.

2. Методы

Метод поляризационного окна заключается в создании лазерных импульсов с зависящей от времени поляризацией. Экспериментальная реализация данного метода не очень сложна, например можно использовать различные нелинейные оптические схемы [22]. Складывая лазерные импульсы с правой и левой круговыми поляризациями излучения при некоторой задержке импульсов относительно друг друга, можно получить лазерный импульс, у которого на переднем и заднем фронтах круговая поляризация, а в центре – линейная. Векторный потенциал такого импульса с учетом фазовых эффектов огибающей выглядит следующим образом:

$$A_{\perp} = \frac{a_0}{2} e^{i\varphi} \left[g\left(\varphi - \frac{\delta}{2}\right) e^{-i\delta/2} \epsilon_{+} + g\left(\varphi + \frac{\delta}{2}\right) e^{i\delta/2} \epsilon_{-} \right] + \text{с. с.}, \quad (1)$$

где $g(\cdot)$ – временная огибающая; $\varphi = t - z$ описывает фронт лазерного импульса; δ – задержка между двумя импульсами с круговой поляризацией; $\epsilon_{\pm} = [1, \pm i]^T$ – параметр эллиптичности, соответствующий правой или левой круговой поляризации. Отметим, что для того чтобы при $\varphi = 0$ была линейная поляризация, необходимо выполнение условия $\delta = \pi n$, где n – целое число.

В классическом формализме излучение электрона полностью определяется его траекторией. В нашей постановке задачи лазерный импульс движется в направлении оси $+z$, а электрон – навстречу ему. В дальнейшем мы будем работать в системе координат, в которой электрон изначально покоился, $p = (m, 0, 0, 0)$, а интересующие нас величины в лабораторной системе можно получить с помощью преобразований Лоренца.

Если не учитывать силу радиационного трения, то траектории получаются при интегрировании релятивистских уравнений движения с силой Лоренца в правой части. Для плоской волны существуют симметрии относительно трансляций в пространстве и световом конусе $(t - z)$ и известно аналитическое решение для 4-скорости u (в нашем случае электрон изначально покоился) [24]:

$$u^0 - u^3 = 1, \quad (2)$$

$$u_{\perp} = A_{\perp}, \quad (3)$$

$$u^0 + u^3 = 1 + A_{\perp}^2. \quad (4)$$

С учетом радиационной силы трения нужно решать уравнение Лоренца–Абрахама–Дирака (ЛАД) [25]. Если характерная длина волны λ и амплитуда E внешнего поля удовлетворяют условиям $\lambda \gg \alpha \lambda_C$, $E \ll E_{\text{cr}}$ (где $\alpha \approx 1/137$ – постоянная тонкой структуры; λ_C – комптоновская длина волны; E_{cr} – критическое электромагнитное поле квантовой электродинамики (КЭД)), то уравнение ЛАД переходит в уравнение Ландау–Лифшица [25]:

$$\frac{du^{\mu}}{ds} = -F^{\mu\nu} u_{\nu} + \frac{2}{3} \frac{\alpha}{m} \times$$

$$\times [(\partial_{\alpha} F^{\mu\nu}) u^{\alpha} u_{\nu} - F^{\mu\nu} F_{\alpha\nu} u^{\alpha} + (F^{\alpha\nu} u_{\nu})(F_{\alpha\lambda} u^{\lambda}) u^{\mu}], \quad (5)$$

где $F^{\mu\nu} = \partial^{\mu} A^{\nu} - \partial^{\nu} A^{\mu}$ – электромагнитный тензор. Решать данное уравнение можно численно [26, 27], а в случае плоской волны использовать аналитические выражения для 4-скорости [28].

Спектральную интенсивность излучения в единичный телесный угол можно получить с помощью следующей формулы [29]:

$$\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} = \frac{\omega^2}{4\pi^2} \times \left| \int_{-\infty}^{\infty} d\varphi \mathbf{n} \times [\mathbf{n} \times \mathbf{u}] \exp[i\omega(\varphi + z - \mathbf{n}\mathbf{r})] \right|^2, \quad (6)$$

где $d\Omega$ – элемент телесного угла; \mathbf{n} – единичный вектор от начала координат к точке наблюдения. Для получения энергии (в эргах) необходимо умножить безразмерные величины на $e^2 \omega_{\text{las}}$.

Из уравнения (6) получаем центральные частоты гармоник на оси в системе отсчета, в которой электрон изначально покоился (без учета радиационного трения):

$$\omega_n^{\text{cl}} = \frac{n}{1 + A_{\perp}^2}, \quad (7)$$

где $n = 2k + 1$ – целое неотрицательное число, обозначающее номер гармоники. В лабораторной системе у частот появляется дополнительный фактор $4\gamma^2$.

Существуют несколько методов численного вычисления интеграла в уравнении (6), например его можно рассматривать как преобразование Фурье в запаздывающем времени и использовать быстрое преобразование Фурье для эффективного вычисления [30].

С точки зрения квантовой электродинамики нелинейное рассеяние Комптона описывается как процесс в первом порядке по теории возмущений в картине Фарри с использованием известных решений уравнения Дирака во внешнем поле – состояний Волкова [31]. Для электрона с начальным 4-моментом p^{μ} и поляризацией спина σ положительно энергетическое ($p_0 > 0$) состояние Волкова $\Psi_{p\sigma}$ имеет следующий вид:

$$\Psi_{p\sigma}(x) = \left[1 - \frac{\hat{k}\hat{A}}{2(kp)} \right] u_{p\sigma} e^{iS_p}, \quad (8)$$

где k – волновой вектор падающего импульса; $\hat{v} = \gamma_{\mu} v^{\mu}$ для произвольного 4-вектора v^{μ} ; $u_{p\sigma}$ – положительно энергетический свободный би-спинор, нормированный на единицу: $\bar{u}_{p\sigma} u_{p\sigma} = 1$ (черта сверху обозначает дираковское сопряжение);

$$S_p = -(px) - \int_{-\infty}^{\varphi} d\varphi' \left[-\frac{(pA(\varphi'))}{(kp)} - \frac{A^2(\varphi')}{2(kp)} \right] \quad (9)$$

– классическое действие электрона в плоской волне.

Тогда для процесса излучения одного фотона одним электроном амплитуда рассеяния будет иметь вид

$$M_{\varepsilon\sigma\sigma'}^{\text{qp}} = -i \int \bar{\Psi}_{q\sigma'}(x) \hat{\varepsilon}^{\kappa} e^{i(\kappa x)} \Psi_{p\sigma}(x) d^4 x, \quad (10)$$

где ϵ – вектор поляризации излученного фотона; $\kappa^\mu = (\omega, \kappa)$ – его волновой 4-вектор.

Напомним, что мы работаем в системе отсчета, в которой электрон изначально покоился, поэтому выражения для волковских состояний и амплитуды перехода упрощаются. В численных расчетах для получения дифференциальной вероятности излучения фотона в единицу частоты и единицу телесного угла мы использовали амплитуды вероятности перехода между волковскими состояниями, суммируя их по поляризациям излучаемого фотона и электрона и усредняя по исходной проекции спина электрона

$$\frac{dN_{ph}}{d\omega d\Omega} = \frac{\alpha}{16\pi^2} \frac{m\omega}{m - \omega + \kappa^3} \frac{1}{2} \sum_{\epsilon\sigma\sigma'} |M_{\epsilon\sigma\sigma'}|^2. \tag{11}$$

В данном случае центральные частоты гармоник на оси задаются следующим выражением:

$$\omega_n^{QED} = \frac{n}{1 + A_\perp^2 + n\chi}, \tag{12}$$

где $\chi = 2\omega_{las}/m$ – отдача фотона (в лабораторной системе у χ появляется множитель 2γ , а у частот – $4\gamma^2$). Из формул (7) и (12) видно, что спектральные положения гармоник на оси пучков для классического и квантового случаев различаются на величину отдачи, которая значительнее для более высоких гармоник. Отметим, что расстояние между двумя пиками в классическом формализме

$$\Delta\omega^{cl} = \omega_{n+2}^{cl} - \omega_n^{cl} = \frac{2}{1 + A_\perp^2},$$

а разница между классическим и квантовым положениями гармоник

$$\Delta\omega^{cl-QED} = \omega_n^{cl} - \omega_n^{QED} = \frac{n^2\chi}{(1 + A_\perp^2)(1 + A_\perp^2 + n\chi)}.$$

Если $\Delta\omega^{cl-QED}$ будет не слишком мало, то разницу можно измерить в эксперименте.

Далее мы будем использовать гауссову огибающую с центром в φ_0 и полушириной τ : $g(\varphi) = \exp[-(\varphi - \varphi_0)^2/\tau^2]$. Также будут рассматриваться только оптимально поляризованно-стробированные импульсы, которые образуют в спектре гамма-гребенку (для гауссовой огибающей это значит, что задержка между импульсами $\delta = \tau$, см. [23]). Численное моделирование для одного электрона в классическом формализме было проведено с помощью метода преобразования Фурье, а для классической силы радиационного трения и рассеяния на пучке электронов использовался код VDSR [32]. Параметры электронного пучка характерны для современных ускорительных установок, например для DESY FLASH [33].

3. Результаты

Данный раздел организован следующим образом: в п.3.1 рассмотрено влияние классической силы радиационного трения и квантовой отдачи на обратный спектр и угловое распределение излучения в случае рассеяния на одном электроном, а в п.3.2 анализируется влияние пондеромоторного рассеяния и неидеальности электронного пучка на наблюдаемость гамма-гребенки, а также представлены расчеты с учетом классической силы радиационного трения для рассеяния на электронном пучке.

3.1. Рассеяние на одном электроном

На рис.1 изображены вектор-потенциал и параметр эллиптичности для оптимально поляризованно-стробированного импульса ($a_0 = 2, \tau = 10\pi$) и соответствующий спектр обратного рассеяния на одном электроном ($\gamma = 1000$). Еще раз отметим, что в таком импульсе поляризация в центре – линейная, а по краям – круговая. Ограничивая излучение гармоник областью вокруг пика лазерного импульса, где градиент интенсивности меньше, а эффективность излучения гармоник больше, в обратном спектре получаем гамма-гребенку, где каждая гармоника – узкая. Так как метод поляризационного окна не влияет на пондеромоторное уширение основной линии, то в области $\omega/4\gamma^2 < 1$ можно наблюдать интерференционную картину основной линии и двух попадающих в этот интервал гармоник. Если бы мы рассматривали спектр для обычного гауссова импульса схожей интенсивности (в нашем случае a_0 указана для одного циркулярно поляризованного импульса, поэтому эффективная интенсивность для одного гауссова импульса будет выше), то гармоника стали бы перекрываться и весь спектр был бы сложным. Зависимость спектра от задержки между двумя импульсами и влияние интенсивности и длительности лазерного импульса на расстояние между пиками и ширину пиков в гамма-гребенке рассмотрены в [23].

Для высоких интенсивности поля и энергии электроном влияние радиационного трения становится все более

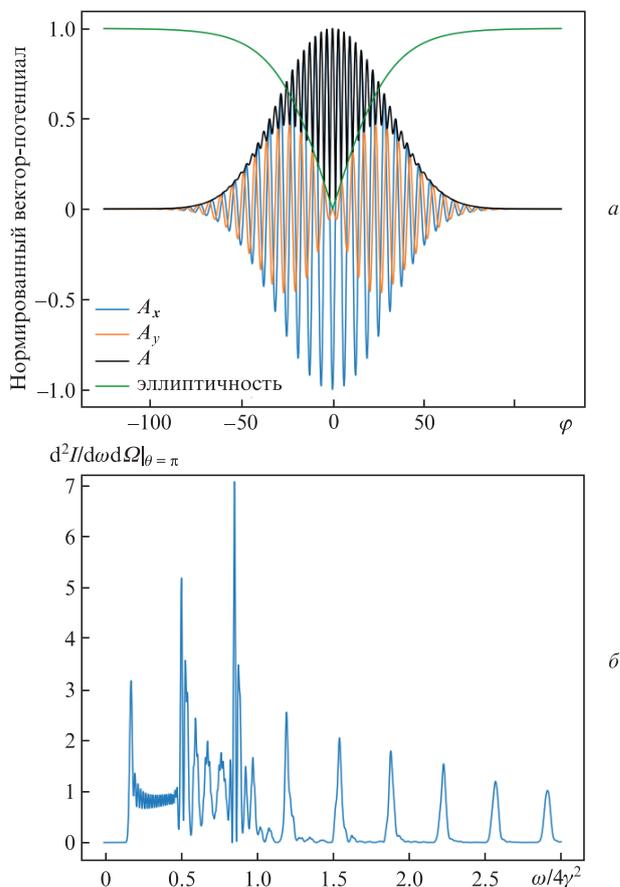


Рис.1. Нормированный вектор-потенциал оптимально поляризованно-стробированного импульса и его эллиптичность; $A = (A_x, A_y, 0)$ – 3-вектор-потенциал, параметры лазерного импульса: $a_0 = 2, \tau = 10\pi$; для электрона $\gamma = 1000$ (а), б – соответствующий спектр обратного рассеяния.

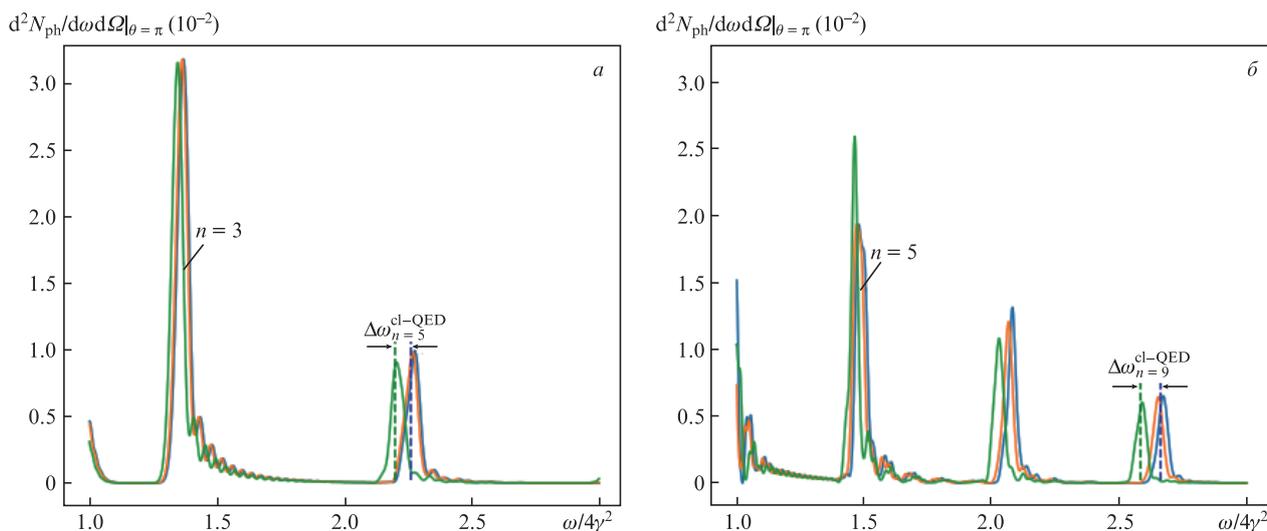


Рис.2. Дифференциальное число фотонов в обратном спектре рассеяния (в системе отсчета, где электрон изначально покоился) оптимально поляризационно-стробированного импульса на одном электроном, смоделированное с учетом силы Лоренца (синяя кривая), классической силы радиационного трения в рамках уравнения Ландау–Лифшица (оранжевая кривая) и КЭД-формализма (зеленая кривая) при $a_0 = 1, \tau = 16\pi$, (а) и $a_0 = 1.4, \tau = 16\pi$ (б). Синяя штриховая линия показывает классическое положение гармоники, соответствующее формуле (7), зеленая штриховая – квантовое предсказание положения гармоники, соответствующее формуле (12).

заметным. Поэтому интересно посмотреть, как учет силы радиационного трения в классическом формализме или отдачи электрона в КЭД влияет на гамма-гребенку. На рис.2 показано дифференциальное число фотонов в обратном спектре рассеяния (в системе отсчета, где электрон изначально покоился) при моделировании без силы радиационного трения, с учетом радиационного трения в рамках уравнения Ландау–Лифшица и отдачи электрона в рамках КЭД-формализма для случаев $a_0 = 1, \tau = 16\pi$ и $a_0 = 1.4, \tau = 16\pi$. Основное отличие от классического случая заключается только в красном сдвиге гармоник, величина которого согласуется с формулой (12), тогда как вызванное данными эффектами пондеромоторное уширение не так заметно. Для более высоких лазерных интенсивностей ситуация меняется, т.к. радиационное трение приводит к существенному уширению спектра на всем интервале между соседними пиками гребенки.

Помимо этого, для более высоких гармоник и энергий электрона различие между классическим и квантовым предсказаниями становится более существенным. На-

пример, для первого случая ($a_0 = 1, \tau = 16\pi, \gamma = 1000, \lambda_{\text{las}} = 0.8$ мкм (λ_{las} – длина волны лазерного излучения) $\Delta\lambda_5^{\text{cl-QED}}/\lambda_5^{\text{cl}} \approx 2.7 \times 10^{-2}$, где $\Delta\lambda_5^{\text{cl-QED}}$ – расстояние между классическим и квантовым предсказаниями для длины волны пятой гармоники, $\lambda_5^{\text{cl}} \approx 8.9 \times 10^{-5}$ нм. Для меньшей энергии электрона ($\gamma = 10$) различие становится меньше: $\Delta\lambda_5^{\text{cl-QED}}/\lambda_5^{\text{cl}} \approx 2.7 \times 10^{-4}$, $\lambda_5^{\text{cl}} \approx 8.9 \times 10^{-1}$ нм. Для второго случая ($a_0 = 1.4, \tau = 16\pi, \gamma = 1000$) для высоких гармоник видно, что различие между предсказаниями становится еще больше. В КЭД-формализме можно привести следующие оценки вероятности испускания фотона электроном за все время взаимодействия с лазерным импульсом: в первом случае $N_{\text{ph}} \approx 0.52$, а во втором $N_{\text{ph}} \approx 0.91$.

Уширение, вызванное радиационным трением, становится более заметным при рассмотрении углового распределения спектра рассеяния лазерного излучения (при $a_0 = 1.4, \tau = 16\pi$) для плоскости с полярным углом, равным нулю. Видно, что для классического случая гамма-гребенка отчетливо видна во всей рассматриваемой области, а с учетом радиационного трения чем дальше от оси, тем значи-

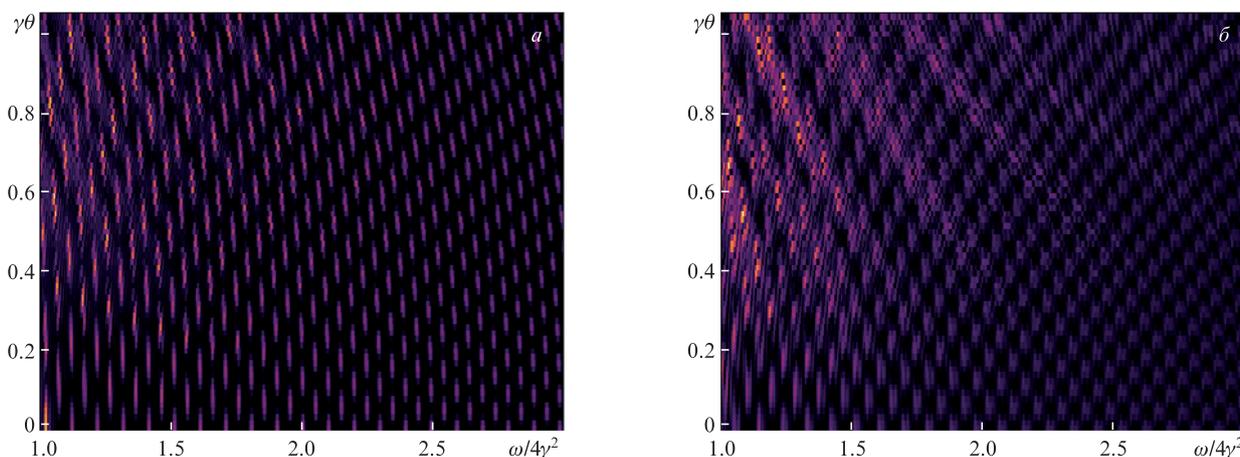


Рис.3. Угловое распределение спектра рассеяния оптимально поляризационно-стробированного импульса на одном электроном ($\gamma = 1000$) для полярного угла, равного нулю при $a_0 = 4, \tau = 16\pi$ без учета радиационного трения (а) и с учетом классического радиационного трения (б).

тельнее спектр размывается. Поэтому, скорее всего, стоит использовать не столь большие углы коллимации.

3.2. Рассеяние на электронном пучке

Здесь представлены результаты численного моделирования рассеяния лазерного импульса на электронном пучке. Лазерный импульс задан в параксиальном приближении с размером пучка в фокусе w_0 . Электронный пучок, состоящий из 10^8 электронов (16 пКл) представлен с помощью 2400 макрочастиц и характеризуется нормированным эмиттансом ($\epsilon_n = \sigma_r \sigma_p$, где σ_r – радиальная расходимость, σ_p – разброс по импульсам), центральным гамма-фактором $\gamma = 1000$ и энергетической расходимостью δE .

Интересно посмотреть, сколько фотонов можно получить в одном пике гамма-гребенки. Из уравнения (6) дифференциальное число фотонов получается из

$$\frac{d^2 N_{\text{ph}}}{d\omega d\Omega} = \alpha \frac{1}{\omega} \frac{d^2 I}{d\omega d\Omega},$$

а затем интегрируется по полярному углу и выбранному углу коллимации θ_{col} . На рис.4 показано дифференциальное число фотонов в единицу частоты для оптимально поляризационно-стробированного импульса ($a_0 = 2$, $\tau = 24\pi$, $w_0 = 32$) на электронном пучке ($\sigma_r = 4.2$, $\sigma_p = 0.3$, $\delta E = 0.1\%$). Такие радиальная и угловая расходимости соответствуют нормированному эмиттансу $\epsilon_n \sim 1$ мм·мрад. При этом мы взяли сравнительно небольшой угол коллимации, $\gamma\theta_{\text{col}} = 0.4$. Видно, что вследствие неидеальности электронного пучка гамма-гребенка значительно размывается (что более заметно для более высоких гармоник), од-

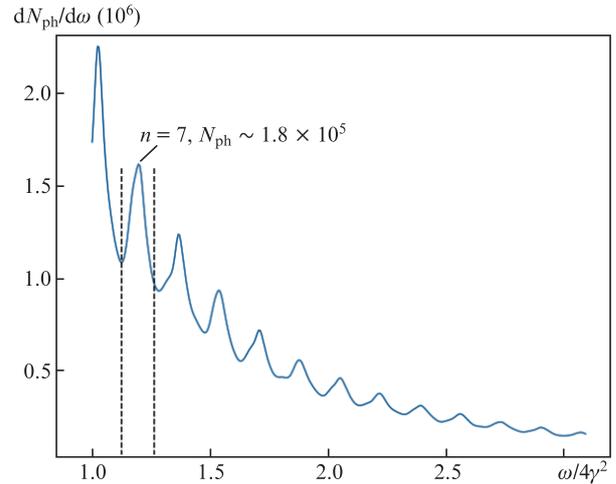


Рис.4. Дифференциальное число фотонов в единицу частоты при $a_0 = 2$, $\tau = 24\pi$, $w_0 = 32$ на электронном пучке с $\sigma_r = 4.2$, $\sigma_p = 0.3$, $\delta E = 0.1\%$; угол коллимации $\gamma\theta_{\text{col}} = 0.4$.

нако все еще может быть отчетливо видна. Для рассматриваемых параметров в седьмой гармонике в спектральном окне $\Delta\omega/\omega \approx 0.12$ находится порядка 10^5 фотонов, что сопоставимо со стандартными источниками фотонов в фотоядерных экспериментах [34].

Рассматривая влияние электронного пучка на наблюдаемость гамма-гребенки, нужно разделять два эффекта: уширение вследствие пондеромоторного рассеяния электронов из фокального объема лазерного излучения и уширение из-за неидеальности электронного пучка (угловая расходимость и разброс по энергии). В связи с этим на рис.5 показан спектр рассеяния лазерного излучения ($a_0 = 2$, $\tau = 24\pi$, $w_0 = 32$) на электронных пучках с разной радиаль-

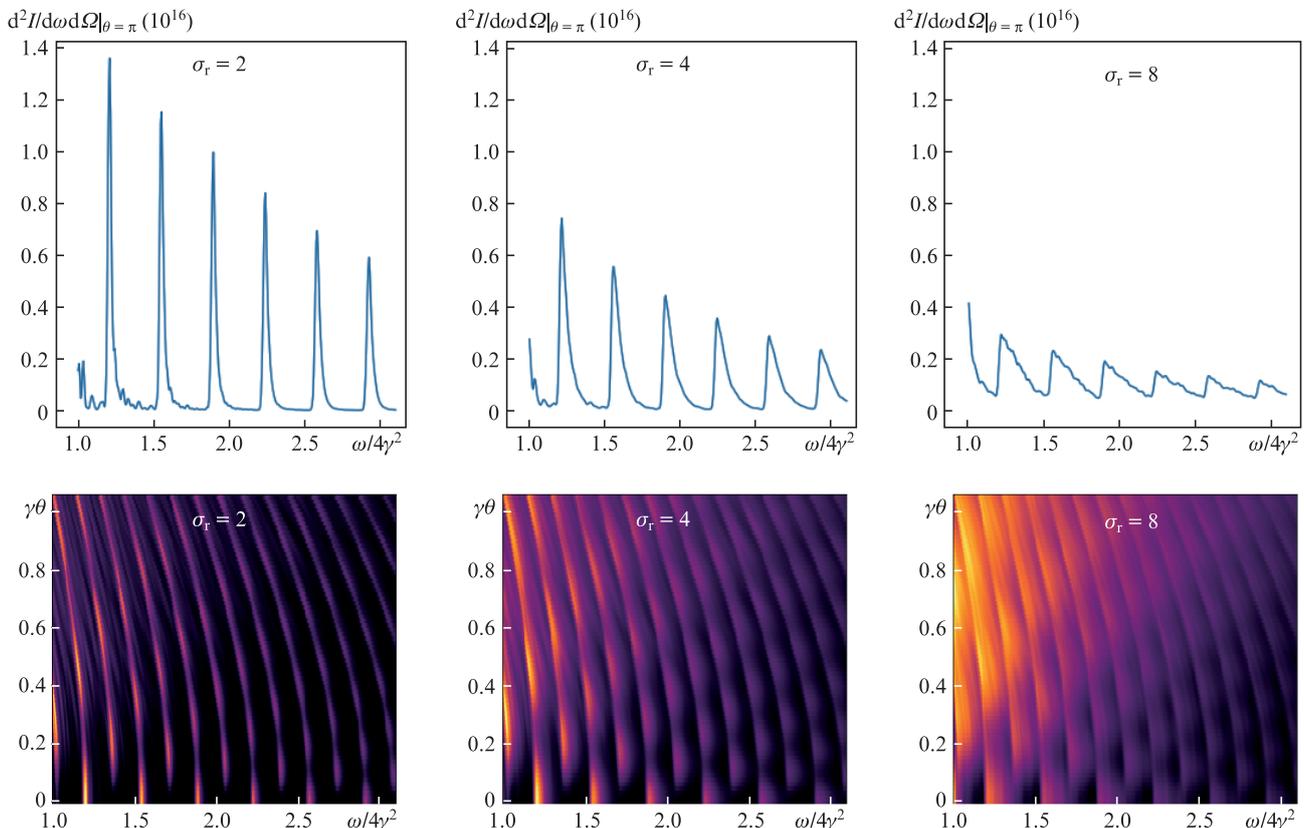


Рис.5. Спектр обратного рассеяния (верхний ряд) и угловое распределение (нижний ряд) в случае рассеяния оптимального поляризационно-стробированного импульса на электронном пучке при $a_0 = 2$, $\tau = 24\pi$, $w_0 = 32$ и различной радиальной расходимости σ_r .

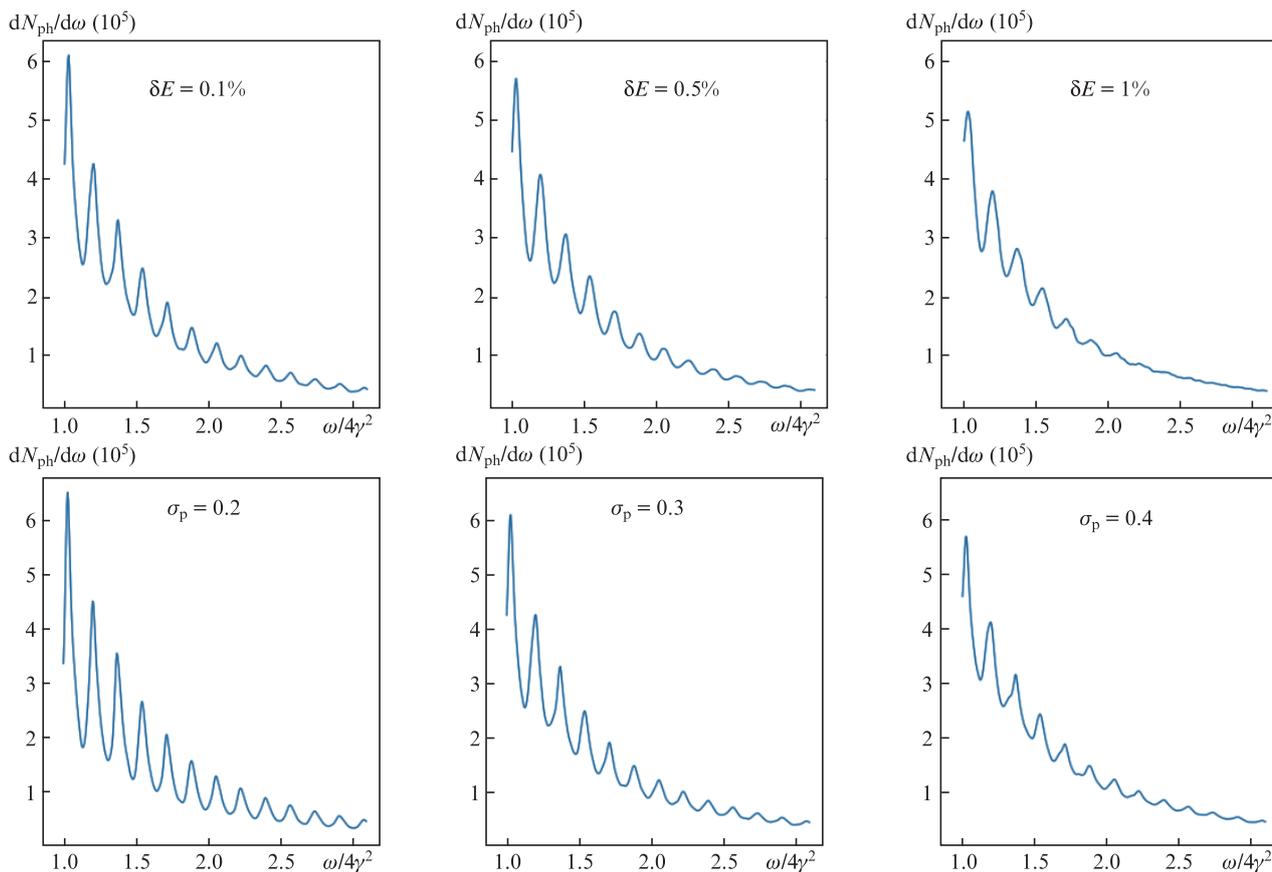


Рис.6. Дифференциальное число фотонов в единицу частоты при $a_0 = 2$, $\tau = 24\pi$, $w_0 = 32$, $\sigma_r = 4.2$ и различных угловой расходимости и энергетическом разбросе для $\sigma_p = 0.3$ при разных δE (верхний ряд) и σ_p , $\delta E = 0.1\%$ (нижний ряд). Угол коллимации $\gamma\theta_{col} = 0.2$.

ной расходимостью ($\sigma_r = 2, 4, 8$) и нулевых угловой расходимости и энергетического разброса. Верхний ряд соответствует спектру обратного рассеяния, а в нижнем ряду представлены соответствующие угловые распределения. Видно, что уже для $\sigma_r = 8$ уширение становится заметным на всем расстоянии между гармониками, а после коллимации картина станет более расплывчатой. Отдельно стоит отметить, что при наличии угловой расходимости или энергетического разброса уширение от пондеромоторного рассеяния будет еще выше.

Большая радиальная расходимость выражается в более заметном пондеромоторном рассеянии, а влияния угловой расходимости и энергетического разброса одинаковы:

электрон с энергией, отличной от центральной, и находящийся не в фокусе пучка, будет излучать другие частоты (отличные от центральных из уравнения (7)), поэтому финальный спектр будет состоять из более широкого диапазона частот, что приводит существенному уширению. На рис.6 приведено дифференциальное число фотонов для электронных пучков с разными энергетическим разбросом и угловой расходимостью. Можно видеть, что для достаточно большой расходимости гамма-гребенка по-прежнему видна, но для менее идеальных пучков высокие гармоники полностью размываются (см. случай $\delta E = 1\%$).

При рассмотрении рассеяния на одном электроном нами было показано, что с ростом лазерной интенсивно-

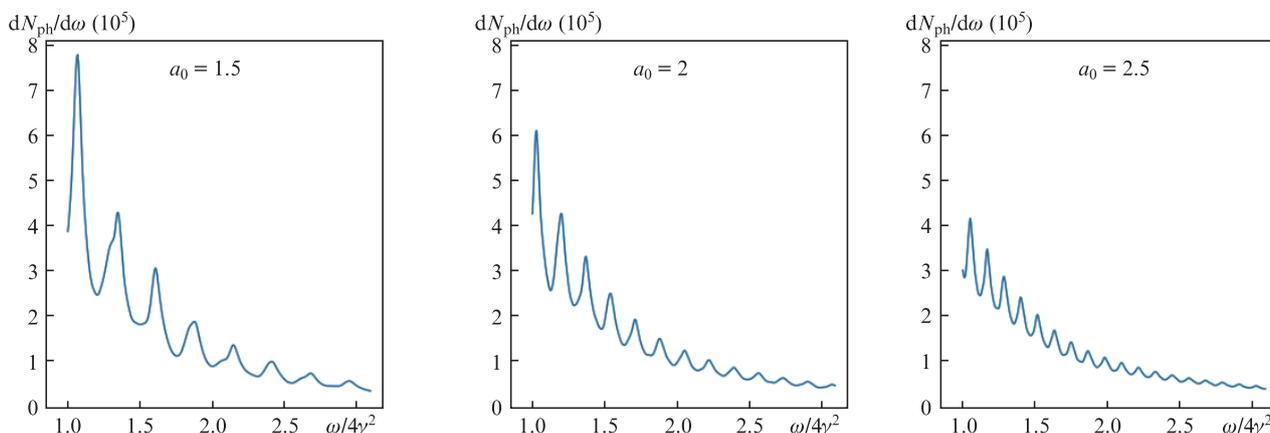


Рис.7. Дифференциальное число фотонов в единицу частоты при $\tau = 24\pi$, $w_0 = 32$, $\sigma_r = 4.2$, $\sigma_p = 0.3$, $\delta E = 0.1\%$ и разных a_0 . Угол коллимации $\gamma\theta_{col} = 0.2$.

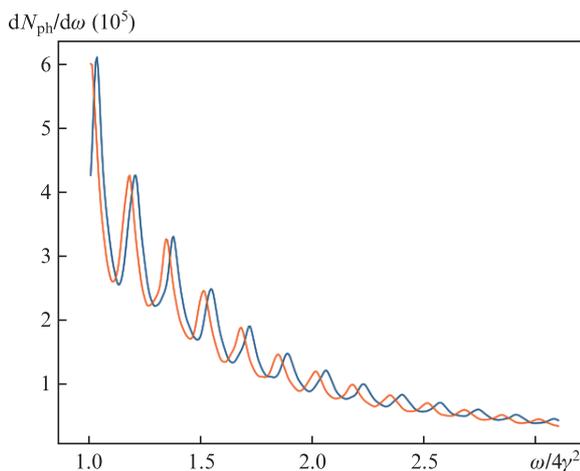


Рис.8. Дифференциальное число фотонов в единицу частоты при $a_0 = 2$, $\tau = 24\pi$, $w_0 = 32$, $\sigma_r = 4.2$, $\sigma_p = 0.3$, $\delta E = 0.1\%$, вычисленное с учетом (оранжевая кривая) и без учета (синяя кривая) радиационного трения. Угол коллимации $\gamma\theta_{col} = 0.2$.

сти увеличиваются нелинейные эффекты, причем спектральное расстояние между гармониками уменьшается, и если бы не метод поляризационного окна, то уже для случая $a_0 \geq 2$ спектры первой и третьей гармоник стали бы перекрываться. На рис.7 представлены результаты для различных лазерных интенсивностей ($a_0 = 1.5, 2, 2.5$). С ростом лазерной интенсивности гамма-гребенка все более размывается.

Рассматривая влияние радиационного трения и отдачи электрона, мы упомянули, что для использованных параметров вызванное этими эффектами уширение будет не очень значимо на фоне уширения вследствие неидеальности электронного пучка. Из рис.8 видно, что учет радиационного трения сводится только к красному сдвигу, который, вероятно, можно измерить экспериментально.

4. Заключение

Недавно было предложено использовать лазерные импульсы с зависящей от времени эллиптичностью поляризации (метод поляризационного окна), чтобы значительно уменьшить пондеромоторное уширение гармоник комптоновского рассеяния. Данный метод приводит к образованию узкой гамма-гребенки в спектре. Мы рассмотрели влияние сил классического радиационного трения и электронного отклика на гамма-гребенку в случае рассеяния на одном электроны. Предложенный метод можно использовать для экспериментального измерения квантового сдвига – различия между положением гармоники и его классическим предсказанием. Также приводится довольно подробное численное исследование влияния неидеальности электронного пучка на наблюдаемость гамма-гребенки. Для лазерных пучков с размером фокального пятна, в несколько раз превышающим размер электронного пучка, продемонстрировано, что для широкого диапазона параметров электронных пучков спектр гамма-гребенки сохраняется. Метод поляризационного окна довольно несложно реализовать экспериментально и, по всей видимости, гамма-гребенку можно наблюдать экспериментально для вполне стандартных электронных пучков.

Численные результаты, представленные в настоящей работе, были получены с помощью кластера «Жорес» Сколковского института науки и технологий [35].

1. Faure J., Glinec Y., Pukhov A., Kiselev S., Gordienko S., Lefebvre E., Rousseau J.P., Burgu F., Malka V. *Nature*, **431**, 541 (2004).
2. Mangles S.P., Murphy C.D., Najmudin Z., Thomas A.G., Collier J.L., Dangor A.E., Divall E.J., Foster P.S., Gallacher J.G., Hooker C.J., Jaroszynski D.A. *Nature*, **431**, 535 (2004).
3. Geddes C.G., Toth C., Van Tilborg J., Esarey E., Schroeder C.B., Bruhwiler D., Nieter C., Cary J., Leemans W.P. *Nature*, **431**, 538 (2004).
4. Недорезов В.Г., Туринге А.А., Шатунов Ю.М. *УФН*, **174**, 353 (2004) [*Phys. Usp.*, **47**, 341 (2004)].
5. Nedorezov V.G., Rykovanov S.G., Savel'ev A.B. doi: 10.3367/UFNr.2021.03.038960.
6. Geddes C.G., Rykovanov S., Matlis N.H., Steinke S., Vay J.-L., Esarey E.H., Ludewigt B., Nakamura K., Quiter B.J., Schroeder C.B., et al. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B*, **350**, 116 (2015).
7. Carroll F.E., Mendenhall M.H., Traeger R.H., Brau C., Waters J.W. *Am. J. Roentgenol.*, **181** (5), 1197 (2003).
8. Weeks K., Litvinenko V., Madey J. *Medical Phys.*, **24**, 417 (1997).
9. Tommasini R., Hatchett S.P., Hey D.S., Iglesias C., Izumi N., Koch J.A., Landen O.L., MacKinnon A.J., Sorce C., Delettrez J.A., Glebov V.Y., Sangster T.C., Stoeckl C. *Phys. Plasmas*, **18**, 056309 (2011).
10. Toyokawa H., Ohgaki H., Mikado T., Yamada K. *Rev. Sci. Instrum.*, **73**, 3358 (2002).
11. Quiter B.J., Prussin S.G., Pohl B., Hall J., Trebes J., Stone G., Descalle M.A. *J. Appl. Phys.*, **103** (6), 064910 (2008).
12. Hartemann F.V., Troha A.L., Luhmann Jr N.C., Toffano Z. *Phys. Rev. E*, **54** (3), 2956 (1996).
13. Hartemann F.V., Wu S.S. *Phys. Rev. Lett.*, **111**, 044801 (2013).
14. Rykovanov S., Geddes C., Schroeder C., Esarey E., Leemans W. *Phys. Rev. Accel. Beams*, **19**, 030701 (2016).
15. Heinzl T., Seipt D., Kämpfer B. *Phys. Rev. A*, **81**, 022125 (2010).
16. Seipt D., Kämpfer B. *Phys. Rev. A*, **83**, 022101 (2011).
17. Ghebregziabher I., Shadwick B.A., Umstadter D. *Phys. Rev. Spec. Topics-Accel. Beams*, **16**, 030705 (2013).
18. Terzić B., Deitrick K., Hofler A.S., Krafft G.A. *Phys. Rev. Lett.*, **112**, 074801 (2014).
19. Seipt D., Rykovanov S., Surzhykov A., Fritzsche S. *Phys. Rev. A*, **91**, 033402 (2015).
20. Kharin V.Y., Seipt D., Rykovanov S.G. *Phys. Rev. Lett.*, **120**, 044802 (2018).
21. Seipt D., Kóharin V.Y., Rykovanov S.G. *Phys. Rev. Lett.*, **122**, 204802 (2019).
22. Rykovanov S.G., Geissler M., Meyerter Vehn J., Tsakiris G.D. *New J. Phys.*, **10**, 025025 (2008).
23. Valialshchikov M., Kharin V.Y., Rykovanov S. *Phys. Rev. Lett.*, **126**, 194801 (2021).
24. Esarey E., Ride S.K., Sprangle P. *Phys. Rev. E*, **48**, 3003 (1993).
25. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теоретическая физика. Т.2. Теория поля* (М.: Наука, 1988).
26. Thomas A., Ridgers C., Bulanov S., Griffin B., Mangles S. *Phys. Rev. X*, **2**, 041004 (2012).
27. Ruijter M., Kharin V.Y., Rykovanov S. *J. Phys. B*, **51**, 225701 (2018).
28. Di Piazza A. *Lett. Math. Phys.*, **83**, 305 (2008).
29. Джексон Дж. *Классическая электродинамика* (М.: Мир, 1965).
30. Kharin V.Y., Seipt D., Rykovanov S. *Phys. Rev. A*, **93**, 063801 (2016).
31. Kharin V.Y., Seipt D., Rykovanov S.G. *Phys. Rev. Lett.*, **120**, 044802 (2018).
32. Chen M., Esarey E., Geddes C., Schroeder C., Plateau G., Bulanov S., Rykovanov S., Leemans W. *Phys. Rev. Spec. Topics-Accel. Beams*, **16**, 030701 (2013).
33. Faatz B., Braune M., Hensler O., Honkavaara K., Kammering R., Kuhlmann M., Ploenjes E., Roensch-Schulenburg J., Schneidmiller E., Schreiber S., et al. *Appl. Sci.*, **7**, 1114 (2017).
34. Weller H.R., Ahmed M.W., Gao H., Tornow W., Wu Y.K., Gai M., Miskimen R. *Progr. Part. Nucl. Phys.*, **62**, 257 (2009).
35. Zacharov I., Arslanov R., Gunin M., Stefonishin D., Bykov A., Pavlov S., Panarin O., Maliutin A., Rykovanov S., Fedorov M. *Open Eng.*, **9**, 512 (2019).