Усиление угловой дисперсии лазерных гармоник высокого порядка при взаимодействии с плотными плазменными кластерами

Л.А. Литвинов[1], А.А. Андреев[1, 2]

[1]Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург
[2]Физико-технический институт имени А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург

Аннотация

Периодические поверхностные решетки и фотонные кристаллы являются отличными инструментами для дифракции и направления света. Однако этот метод менее эффективен в случае экстремального ультрафиолетового света из-за высокого поглощения любого материала в этом диапазоне частот. В работе исследуется возможность усиления угловой дисперсии излучения XUV-диапазона за счет рассеяния на подходящих сферических кластерах. В рамках работы была разработана аналитическая модель с использованием диэлектрической функции Друде плазмы и теории рассеяния Ми. Модель построена в квазистатическом приближении, так как время ионизации меньше длительности импульса, что значительно меньше времени разлета плазмы. В рамках модели мы используем предельные формы функций Бесселя, поскольку нас интересуют только частицы, размеры которых меньше длины волны падающего излучения. Оценены резонансные параметры мишени для десятой гармоники Ti:Sa лазер, найдено усиление рассеянного поля в резонансном случае по сравнению с лазерной гармоникой. Используя те же условия резонанса для одного кластера, мы моделируем дифракцию на массиве таких кластеров с помощью кода CELES. Полученные результаты показывают значительное усиление рассеянного поля в резонансном случае для больших углов и соответствуют теории дифракции Брэгга-Вульфа. При помощи particle-in-cell моделирования была подтвеждена квазистационарность плотности плазменных кластеров, что дает возможность значительно упростить расчет структур, подходящих для управления высокими гармониками лазерного излучения в XUV-диапазоне с помощью ионизированного кластерного газа.

1 Введение

2 Аналитическая модель

3 Стационарные вычисления

3.1 Одиночный кластер

3.2 Оправдание стационарной модели

В общем случае расчет взаимодействия высокоинтенсивного импульса лазерного излучения с группой плотных сферических кластеров, расположенных в трехмерном пространстве, требует длительных и сложных нестационарных вычислений ввиду того, что распределение электронной плотности кластеров в результате взаимодействия с лазерным импульсом изменяется с течением времени.

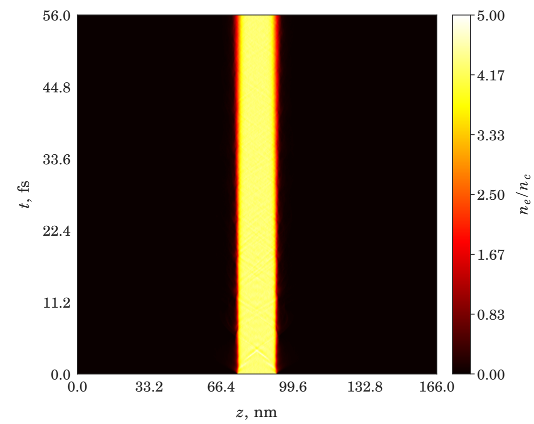
Для проверки масштабов изменения электронной плотности в рассматриваемом случае было проведено моделирование эволюции распределения электронной плотности в одномерном пространстве отдельного кластера. Для моделирования был взят код LPIC++ [1].

В качестве источника был задан фронтальный линейно поляризованный лазерный импульс с длиной волны $\lambda_{10} = 83$ nm и длительностью τ. Период лазерного излучения, соответствующий лазерной гармонике, равен $T = \lambda_L/c \approx 2.8$ fs, поэтому длина импульса в моделировании была взята $\tau = 10T = 28$ fs, время моделирования $t = 20T = 56$ fs. Плазма представлена 2000 частицами в каждой ячейке, занятой мишенью, расположенной в центре бокса шириной $w_{box} \approx 2\lambda_{10}$; электронная плотность мишени в критических единицах равна $n_{el} = 4.4n_c$. Относительная амплитуда импульса a_0 равна:

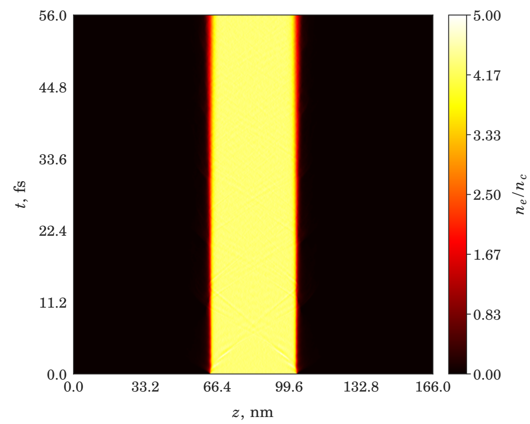
$$I_h \lambda_{10}^2 = a_0^2 \times 1.37 \cdot 10^{14}\,\mathrm{W} \cdot \mu\mathrm{m}^2/\mathrm{cm}^2 \tag{1}$$

$$a_0 = \frac{\lambda_{10}}{\sqrt{1.37} \cdot 1\,\mu\mathrm{m}} \approx 7 \cdot 10^{-4}$$

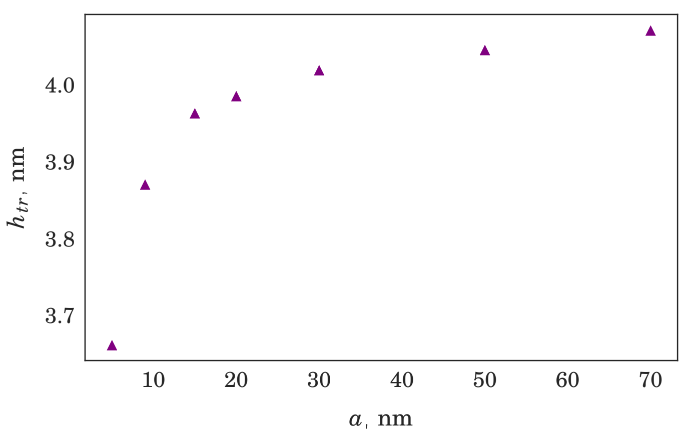
В качестве мишеней были взяты одиночные кластеры радиуса a от 9 до 50 nm (рис. 1).



а: $a = 9$ nm.



б: $a = 20$ nm.



в: Завимость средней суммарной толщины переходного слоя при $0 \leq t \leq 10T$ в зависимости от радиуса мишени.

Рис. 1: Взаимодействие одномерной мишени с 10-ой гармоникой, $\lambda_{10} = 83$ nm.

По полученным результатам моделирования была расчитана средняя суммарная толщина переходного слоя в процессе взаимодействия со внешним импульсом h_{tr} в зависимости от радиуса мишени a (рис. 1в). Условие квазистационарности в таком случае принимает вид $h_{tr} \ll 2a$, что соблюдается при $a \geq 20$ nm. Для ближайших по порядку гармоник величины h_{tr} при аналогичных радиусах слабо отличаются.

3.3 Множество кластеров

В рамках в рамках стационарной теории рассеяния Ми было рассмотрено множество кластеров в виде протяженного газового слоя с регулярной и квазирегулярной пространственной конфигурацией для исследования возможности рассеяния такими структурами на большие углы жёсткого ультрафиолетового излучения, в частности соответствующего гармоникам высокого порядка.

В качестве регулярного распределения была выбрана примитивная кубическая решетка с расстоянием между соседними узлами d. Квазирегулярное распределение было построено при помощи внесения случайных сдвигов координат узлов с произвольной нормой сдвига в диапазоне $0 \le |\Delta d| \le \eta d$, где $0 \le \eta < 0.5$ — степень нерегулярности. При $d = 2\lambda$:

$$2(1-\eta)\lambda \le d_{\text{irreg}} \le 2(1+\eta)\lambda \tag{2}$$

В квазирегулярном случае моделирование было проведено несколько раз с целью усреднения и получения обобщенной картины рассеянного поля. Для вычислений был использован программный код CELES [2].

3.3.1 Условие дифракции для решетки в пространстве

Условие дифракции в случае трехмерной регулярной решетки при упругом рассеянии принимает вид [3]:

$$\begin{cases} (\mathbf{D}_x, \mathbf{e}_{\text{out}} - \mathbf{e}_{\text{in}}) = h\lambda \\ (\mathbf{D}_y, \mathbf{e}_{\text{out}} - \mathbf{e}_{\text{in}}) = k\lambda \\ (\mathbf{D}_z, \mathbf{e}_{\text{out}} - \mathbf{e}_{\text{in}}) = l\lambda \end{cases} \tag{3}$$

где h, k, l — индексы Миллера представленные целыми числами, $\mathbf{D}_i$ — вектор, соединяющий соседние узлы решетки вдоль направления i, $\mathbf{e}_{\text{in}}$ — единичный вектор направления падающего излучения, $\mathbf{e}_{\text{out}}$ — единичный вектор направления прошедшего излучения. Переходя к сферическим координатам, связанными с $\mathbf{e}_{\text{in}}$ так, что в декартовом представлении $\mathbf{e}_{\text{in}} = \mathbf{e}_z$, выр. 3 можно преобразовать следующим образом, учитывая, что $|\mathbf{D}_x| = |\mathbf{D}_y| = |\mathbf{D}_z| = d$ для рассматриваемой кубической решетки:

$$\begin{cases} \cos\theta_0 \sin\Delta\theta \cos(\Delta\varphi - \varphi_0) - \sin\theta_0(\cos\Delta\theta - 1) = \dfrac{h'\lambda}{d} \\ \sin\Delta\theta \sin(\Delta\varphi - \varphi_0) = \dfrac{k'\lambda}{d} \\ \sin\theta_0 \sin\Delta\theta \cos\Delta\varphi + \cos\theta_0(\cos\Delta\theta - 1) = \dfrac{l'\lambda}{d} \end{cases} \tag{4}$$

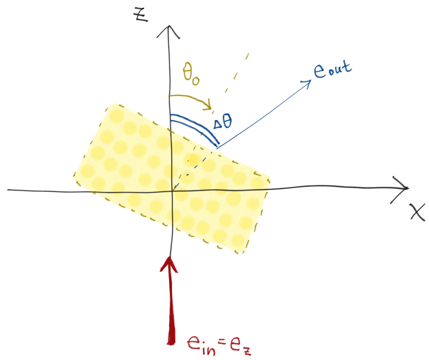
где $\Delta\theta, \Delta\varphi$ — углы, характеризующие отклонение направления прошедшего излучения относительно падающего, θ_0, φ_0 — углы, характеризующие поворот мишени (решётки) в пространстве, h', k', l' — новые индексы Миллера (рис. 2).

Используя выр. 4, можем получить угловое распределение дифрагировавшего излучения. Наиболее интенсивные направления дифракции будут соответствовать минимальным по модулю индексам Миллера, тогда пусть $k' = 0$:

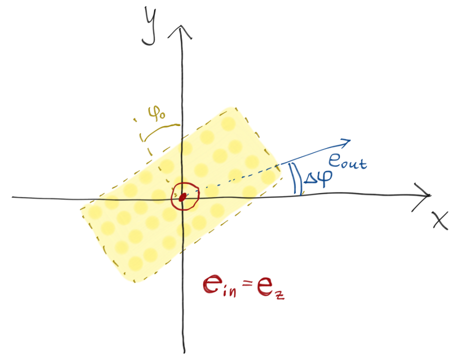
$$\begin{cases} \Delta\varphi = \varphi_0 \\ \Delta\theta = \theta_0 + \arcsin\left(\dfrac{h'\lambda}{d} - \sin\theta_0\right), \\ l' = \dfrac{\lambda}{d}(\sin\theta_0 \sin\Delta\theta \cos\Delta\varphi + \cos\theta_0(\cos\Delta\theta - 1)) \end{cases} \tag{5}$$

Используя выр. 5, можно построить решения, соответствующие целым значениям l', которые отвечают различным порядкам прошедшего и отраженного излучения (**??**).

Для того, чтобы проверить достоверность полученной теории, смоделируем стационарное взаимодействие в случае регулярной решётки с радиусом кластеров $a = 20$ nm и $d = 2\lambda_{10}$ при $\varphi_0 = 0°$, $\theta_0 = 14.78°$, $\lambda = \lambda_{10} = 83$



а: Проекция на плоскость xz.



б: Проекция на плоскость xy.

Рис. 2: Общая схема взаимодействия падающего излучения с решеткой. $\Delta\theta$ отсчитывается вокруг y против часовой стрелки, $\Delta\varphi$ — вокруг z против часовой стрелки.

нм, ширина гауссова пучка $w = 1700$ nm. Определим наиболее интенсивные направления рассеяния при помощи следующей интегральной характеристики рис. 3б:

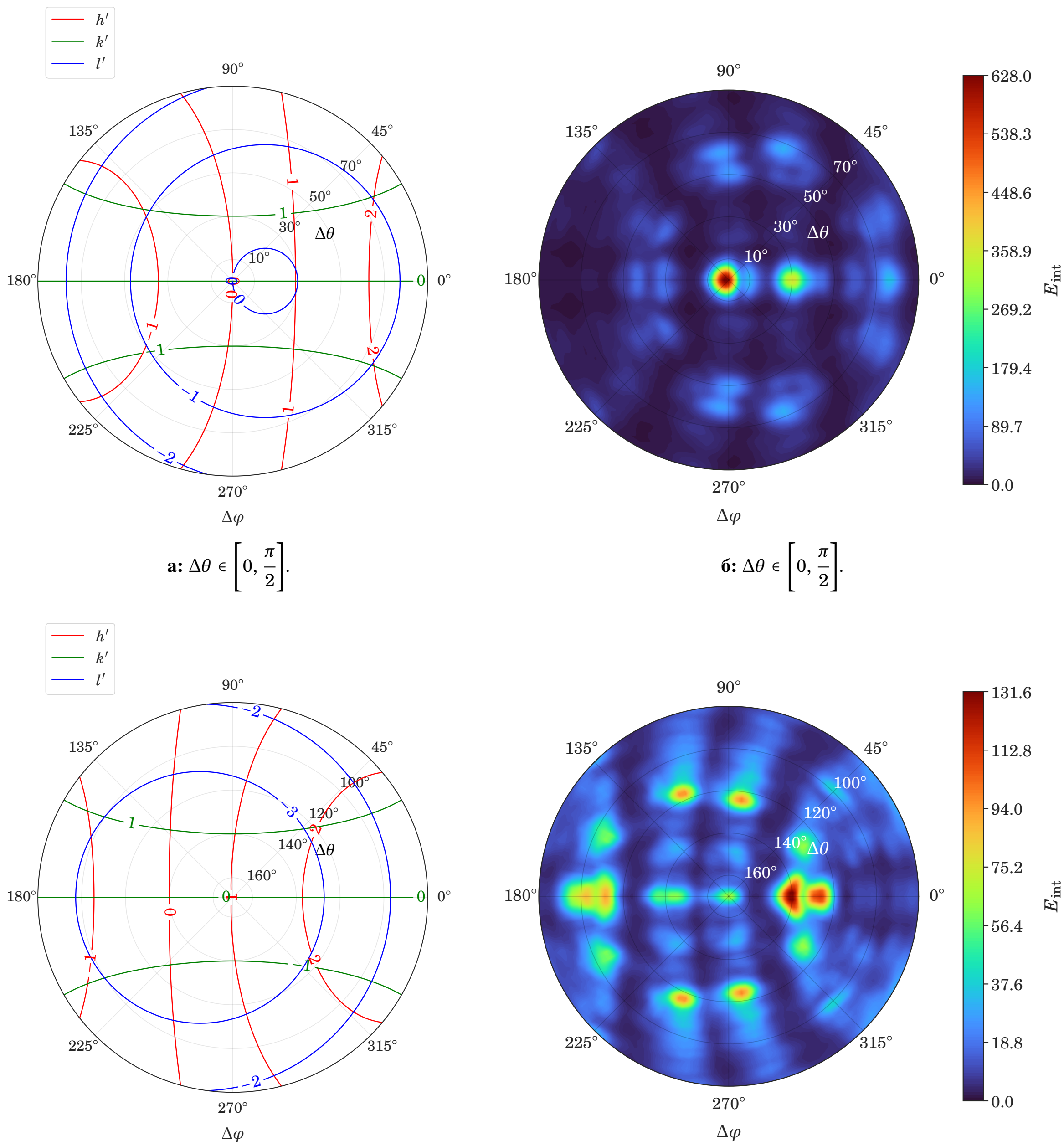
$$E_{\text{int}}(\theta, \varphi, w, a, b, \eta) = \int\limits_{V(\theta, \varphi, w, a, b)} \left(|\mathbf{E}_s|^2_{\eta=\eta} \right) dV, \tag{6}$$

$$\mathbf{C} = \mathbf{C}(x, y, z, \theta, \varphi) = \begin{pmatrix} C_x \\ C_y \\ C_z \end{pmatrix} = M_y(\theta) M_z(\varphi) \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}, \tag{7}$$

$$V(\theta, \varphi, w, a, b) = \left\{ x, y, z : C_x^2 + C_y^2 \leq w,\ a^2 \leq x^2 + y^2 + z^2 \leq b^2 \right\}, \tag{8}$$

где $M_y(\theta)$ — матрица поворота вокруг декартовой оси y на угол θ против часовой стрелки, $M_z(\varphi)$ — матрица поворота вокруг декартовой оси z на угол φ против часовой стрелки, a и b — задают глобальный сферический слой для подсчета вдали от мишени, η — коэффициент нерегулярности решетки. В таком случае выр. 8 представляет собой область внутри цилиндра с радиусом w, наклоненного в соответствии с углами θ, φ и ограниченного сферическим слоем, что описывает дифрагировавший пучок ширины w, отклоненный в направлении, заданном углами θ, φ.

Также построим пересечения целочисленных решений для h', k', l' с заданными θ_0, φ_0 в осях $\Delta\varphi$, $\Delta\theta$ при помощи выр. 4 (рис. 3а и 3в). Сравнивая полученные результаты можно заметить, что наиболее интенсивные направления дифракции по E_{int} отвечают наиболее близкому раположению кривых, соответствующих целочисленным значениям индексов Миллера.



а: $\Delta\theta \in \left[0, \frac{\pi}{2}\right]$.

б: $\Delta\theta \in \left[0, \frac{\pi}{2}\right]$.

в: $\Delta\theta \in \left[\frac{\pi}{2}, \pi\right]$.

г: $\Delta\theta \in \left[\frac{\pi}{2}, \pi\right]$.

Рис. 3: Вычисление E_{int} по выр. 6 и решение выр. 4 в целых индексах Миллера для $a = 20$ nm и $d = 2\lambda_{10}$ при $\varphi_0 = 0^\circ$, $\theta_0 = 14.78^\circ$, $\lambda = \lambda_{10} = 83$ nm, ширина гауссова пучка $w = 1700$ nm. Для наглядности построение было поделено на две проекции полусферических областей по $\Delta\theta$ с полюсами в 0 и π соответственно.

Список литературы

[1] R. E. W. Pfund, R. Lichters, and J. M. ter Vehn, "LPIC++ a parallel one-dimensional relativistic electromagnetic particle-in-cell code for simulating laser-plasma-interaction," in *AIP Conference Proceedings*, AIP, 1998.

[2] A. Egel, L. Pattelli, G. Mazzamuto, D. Wiersma, and U. Lemmer, "CELES: CUDA-accelerated simulation of electromagnetic scattering by large ensembles of spheres," *J Quant Spectrosc Radiat*, vol. 199C, pp. 103–110, 2017.

[3] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*. Wiley, New York, 1986.