

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

Л.А. Литвинов<sup>1</sup>, А.А. Андреев<sup>1, 2</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург

<sup>2</sup>Физико-технический институт имени А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург

## Аннотация

Мы предлагаем мишень из массива наносфер в плазменной фазе в качестве эффективной дисперсионной среды для интенсивного экстремально ультрафиолетового излучения, возникающего в результате лазерно-плазменных взаимодействий, где происходят различные процессы генерации высоких гармоник. Процесс рассеяния исследуется с помощью численного моделирования с использованием условий резонанса, полученных из аналитической модели. Показано, что угловое распределение различных гармоник после рассеяния хорошо описывается простой интерференцией, в частности, для прямоугольной симметрии угловое распределение соответствует теории дифракции Брэгга-Вульфа.

## 1 Введение

## 2 Базовая модель

## 3 Одиночный кластер

## 4 Множество кластеров

В рамках 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 кластерами  $d = 2\lambda_{10}$ , одинаковым во всех направлениях декартовой системы координат. Квазирегулярное распределение было построено при помощи внесения случайных сдвигов координат центров кластеров относительно регулярного расположения со случайной нормой сдвига в диапазоне  $0 \leq |\Delta d| \leq 0.43d$ . Таким образом расстояние между соседними кластерами имеет диапазон  $0.28\lambda_{10} \leq d \leq 3.72\lambda_{10}$ .

В квазирегулярном случае моделирование было проведено несколько раз с целью усреднения и получения обобщенной картины рассеянного поля. Для вычислений был использован программный код CELES [1].

### 4.1 Резонансное рассеяние лазерной гармоники

Условие Брэгга-Вульфа [2] в случае регулярной решетки:

$$2d \sin(\theta + \varphi) = 4\lambda_{10} \sin(\theta + \varphi) = n\lambda, \quad n = \frac{4\lambda_{10}}{\lambda} \sin(\theta + \varphi), \quad (1)$$

где  $\theta$  — угол между направлением падающего излучения и нормалью к поверхности структуры,  $\varphi$  — угол между нормалью к поверхности и вектором решетки структуры. Для квазирегулярного распределения в слое вместо точного  $d$  использовано усредненное расстояние между кластерами, которое за счет использования равномерного распределения (выр. 3) в построении сдвигов будет примерно равно  $d$ .

Поиском по сетке был найден угол  $\theta = 14.324^\circ$ , соответствующий наиболее интенсивному рассеянию в направлении минус первого дифракционного максимума при  $d = 2\lambda_{10}$ . При этом угол  $\varphi$  был взят нулевым для простоты.

Рассеянные поля, полученные при моделировании, представлены на рис. 1. В этом случае мишень более реалистична, так как состоит из материала с реалистичной электронной плотностью  $n_{el} = 5.7 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3} \approx 4.4n_c$  для  $\lambda_{10} = 83$  нм. В качестве падающего поля был использован гауссов пучок с той же интенсивностью, что и в случае с одиночным кластером  $I_L \approx 10^{18} \text{ Вт/см}^2$ ,  $I_{10} \approx 10^{14} \text{ Вт/см}^2$ , параметром ширины  $w = 1700$  нм, направленный вдоль оси  $z$  и поляризованный вдоль оси  $x$ .

На 1а, 1б видна значительная разница между резонансным и нерезонансным случаем — рассеяное поле 10-ой гармоники четко ограничено, хорошо видно рассеяние в двух направлениях, соответствующих минус первому и первому порядкам дифракции (выр. 1), амплитуда поля превышает таковую в отсутствии резонанса более, чем в 10 раз, что соответствует условию Брэгга-Вульфа при найденном угле.

## 4.2 Учет квазимонохроматичности падающего поля

Гармоническое излучение состоит из множества частот с хорошо определенными фазами, зависящими от природы излучающей среды. Для каждой гармоники условия рассеяния разные, так как нормированные величины определяют картину рассеянного поля. Была получена обобщенная картина рассеянного поля в случае волнового пакета, включающего в себя гармоники с 8 по 12.

*рисунок*

## 4.3 Направленная энергия в зависимости от нерегулярности расположения кластеров

Для того, чтобы определить, как нерегулярность расположения кластеров в слое влияет на количество излучения, отклоненного от направления падения, было смоделировано рассеяние на множествах кластеров с различными диапазонами нормы сдвига  $|\Delta d|$  в соответствии с выр. 3. Для получения энергетической характеристики, квадрат рассеянного поля был проинтегрирован на прямоугольной области с шириной, соответствующей ширине падающего пучка, вне газового слоя в направлении минус первого дифракционного максимума, отличающегося направления падающего пучка.

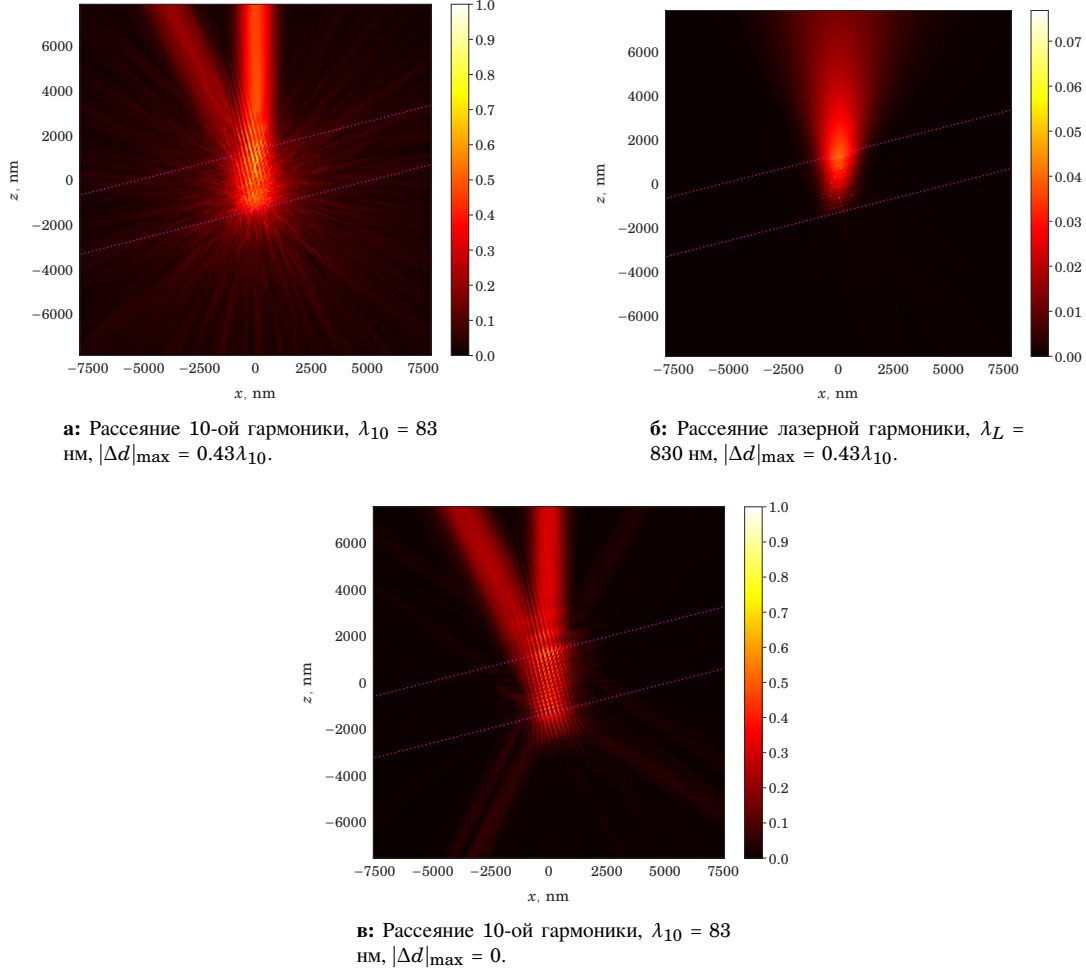
Интегрирование было проведено при помощи подсчета интегральных сумм с единичным шагом, то есть суммированием значений в области интегрирования. Полученный результат был нормирован на соответствующую интегральную характеристику в случае регулярной структуры расположения кластеров (рис. 1в).

# 5 Particle-in-cell моделирование

## 5.1 Рассеяние волны одиночным кластером

В моделировании был использован одномерный код LPIC++ [3] для исследования динамики электронов и эволюции распределения плотностей в одномерном плазменном слое.

В качестве падающего поля был использован ТЕ-поляризованный лазерный импульс с длиной волны  $\lambda_{10} = 83$  нм и длительностью  $\tau$ . Плазма представлена 200 частицами в каждой ячейке, занятой мишенью. При рассматриваемой длине волны импульса и электронной плотности в критических единицах  $n_{el} = 4.4n_c$  толщина скин-слоя:

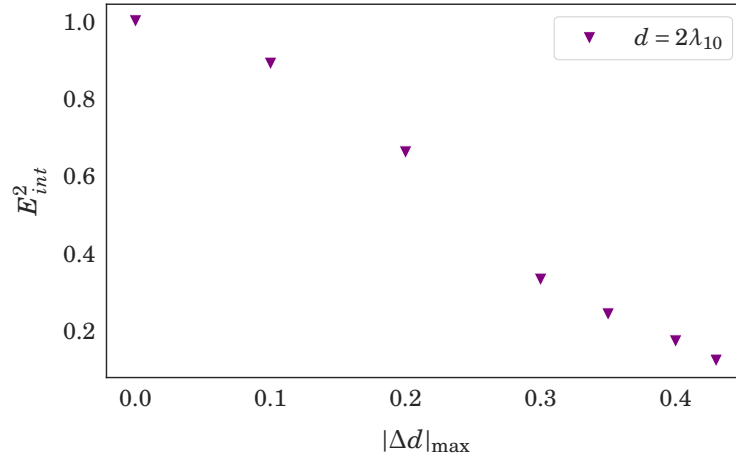


**Рис. 1:** Рассеяние гауссова пучка ширины  $w = 1700$  нм на слое квазирегулярно расположенных кластеров размера  $ka = 0.7$  ( $a \approx 8.9$  нм). Угол падения  $\theta = 14.324^\circ$ . Границы газового слоя обозначены пурпурным цветом. Амплитуда  $|\mathbf{E}_s|$  построена в плоскости поляризации падающей волны, нормированная на максимальную амплитуду в случае рассеяния 10 гармоники.

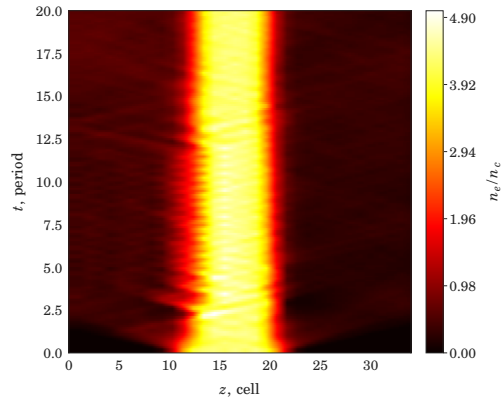
$$h_s = \frac{c}{\omega_{pe}} = \lambda \sqrt{\frac{n_c}{n_{el}}} \approx 40 \text{ нм} \quad (2)$$

В качестве мишени взят одиночный кластер с радиусом  $a = 50$  нм. Используется равномерная сетка, в соответствии с толщиной скин-слоя  $h_s$  мишень занимает 10 ячеек, имея общую толщину 100 нм; бокс моделирования размером 33 ячейки, соответствующий расстоянию примерно четырех длин волн. Период лазерного излучения, соответствующий лазерной гармонике, равен  $T = \lambda c^{-1} \approx 2.8$  фс, поэтому длина импульса в моделировании была взята  $\tau = 10T$ , время моделирования  $t = 20T$ .

Видно, что в начале взаимодействия область равномерной плотности резко сужается, а сама мишень расплывается в стороны, после чего пространственное распределение электронной плотности остается практически постоянным (рис. 3а).



**Рис. 2:** Зависимость нормированного интеграла квадрата рассеянного поля в плоскости поляризации от нерегулярности.  $|\Delta d|_{\max}$  в единицах длины волны падающего излучения  $\lambda$ .



**а:** Ширина ячейки сетки 10 нм,  $a = 50$  нм.

**Рис. 3:** Взаимодействие одномерной мишени с 10-ой гармоникой,  $\lambda_{10} = 83$  нм.

## 5.2 Рассеяние волны газовым слоем

## 5.3 Рассеяние волнового пакета газовым слоем

## Приложение

### Случайный сдвиг кластера в пространственной решетке

Процесс вычисления сдвига для отдельного кластера описывается следующим образом:

$$\begin{aligned} P_0 &= (x_0, y_0, z_0) \\ \Delta_{xyz} &= (\Delta_x, \Delta_y, \Delta_z) = \text{rand.uniform}(-1, 1)_{\text{size}=3} \\ \Delta_{xyz} &= \text{rand.uniform}(0, |\Delta d|_{\text{max}}) \frac{\Delta_{xyz}}{|\Delta_{xyz}|} \\ P_1 &= P_0 + \Delta_{xyz} \end{aligned} \tag{3}$$

### Резонансная электронная плотность в первом приближении

В зависимости от нормированного радиуса сферического кластера  $x = ka$  и порядка сферической гармоники  $n$ :

$$m^2(x, n) = -\frac{8n^2(n+1) - 6n(x^2+1)}{2nx^2(2n-1)} \left[ 1 + \sqrt{1 - \frac{4n(n-3+4n^2(n+2))(x^2+4n-2)x^2}{8n^2(n+1) - 6n(x^2+1)}} \right] \tag{4}$$

$$\frac{n_e}{n_c} = (1 - m^2)(1 + i\beta_e) \tag{5}$$

## Список литературы

- [1] 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.
- [2] C. Bohren and D. R. Huffman, *Absorption and scattering of light by small particles*. Wiley Science Paperback Series, 1998.
- [3] 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.