

# 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 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 Аналитическая модель

## 3 Стационарные вычисления

### 3.1 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].

#### 3.1.1 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  $\vec{n}$ ,  $\varphi$  — угол между нормалью к поверхности  $\vec{n}$  и вектором решетки структуры  $\vec{K}$  (рис. 1). Для квазирегулярного распределения в слое вместо точного  $d$  использовано усредненное расстояние между кластерами, которое за счет использования равномерного распределения (выр. 5) в построении сдвигов будет примерно равно  $d$ .

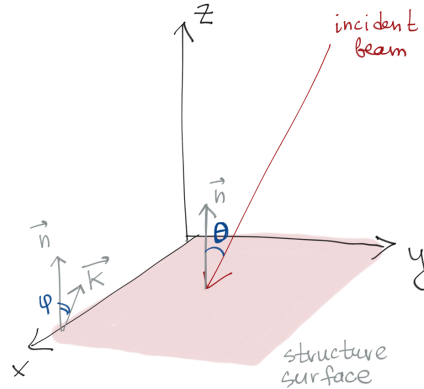


Рис. 1: .

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. 2. В этом случае мишень более реалистична, так как состоит из материала с реалистичной электронной плотностью  $n_{el} = 5.7 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3} \approx 4.4 n_c$  для  $\lambda_{10} = 83 \text{ нм}$ . В качестве падающего поля был использован гауссов пучок с той же интенсивностью, что и в случае с одиночным кластером  $I_L \approx 10^{22} \text{ Вт/см}^2$ ,  $I_{10} \approx 10^{18} \text{ Вт/см}^2$ , параметром ширины  $w = 1700 \text{ нм}$ , направленный вдоль оси  $z$  и поляризованный вдоль оси  $x$ .

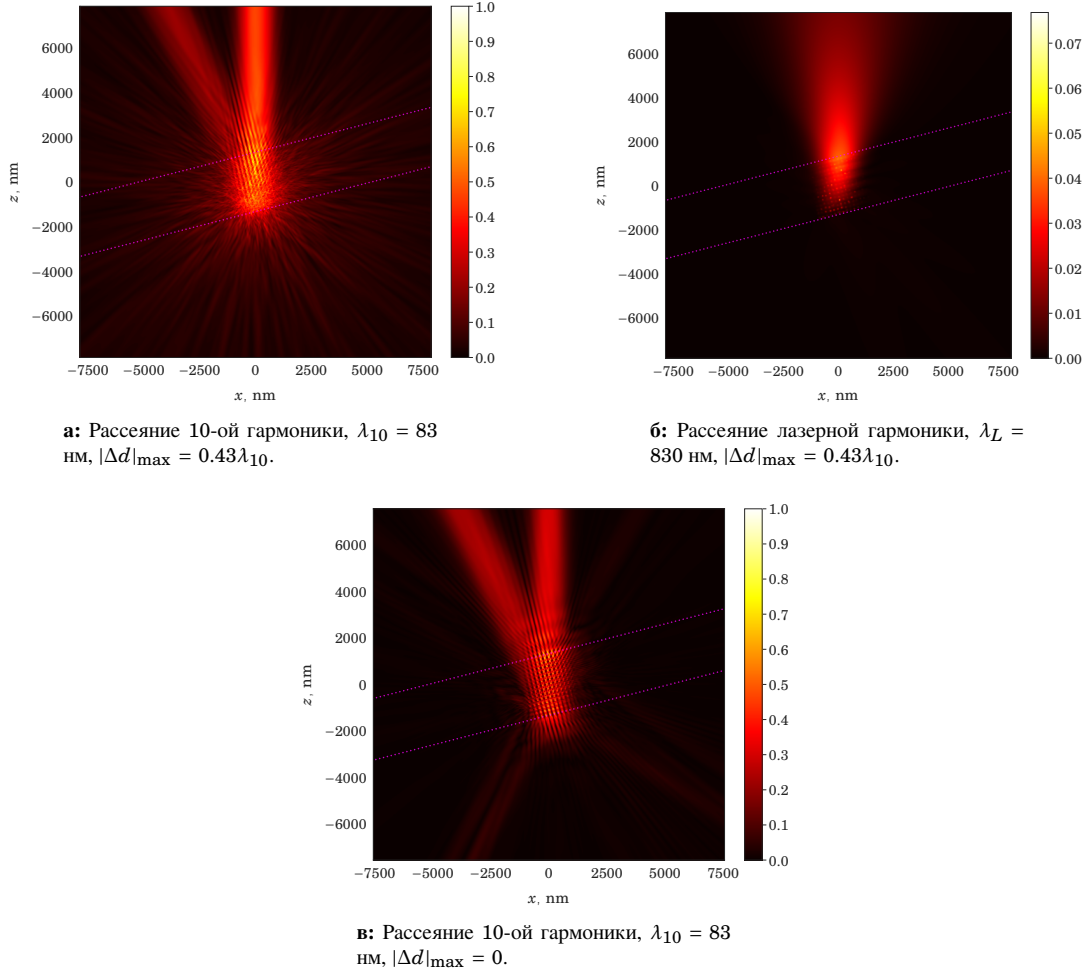
На 2а, 2б видна значительная разница между резонансным и нерезонансным случаем — рассеяное поле 10-ой гармоники четко ограничено, хорошо видно рассеяние в двух направлениях, соответствующих минус первому и первому порядкам дифракции (выр. 1), амплитуда поля превышает таковую в отсутствии резонанса более, чем в 10 раз, что соответствует условию Брэгга-Вульфа при найденном угле.

### 3.1.2 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.

### 3.1.3 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. 5. Для получения энергетической характеристики, квадрат рассеянного поля был проинтегрирован на прямоугольной области с шириной  $w$ , соответствующей ширине падающего пучка, вне газового слоя в направлении минус первого дифракционного максимума  $\theta$  (выр. 2).

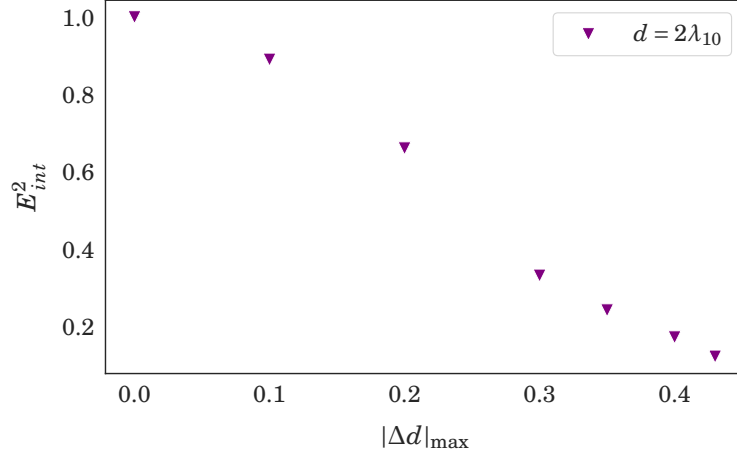


**Рис. 2:** Рассеяние гауссового пучка ширины  $w = 1700$  нм на слое квазирегулярно расположенных кластеров размера  $ka = 0.7$  ( $a \approx 8.9$  нм). Угол падения  $\theta = 14.324^\circ$ . Границы газового слоя обозначены пурпурным цветом. Амплитуда  $|\mathbf{E}_s|^2$  построена в плоскости поляризации падающей волны, нормирована на максимальную амплитуду в случае рассеяния 10 гармоники.

$$E_d^{(int)} = \frac{\int_{S_{\theta,w}} dS |\mathbf{E}_s|_{\Delta d_{\max}=d}^2}{\int_{S_{\theta,w}} dS |\mathbf{E}_s|_{\Delta d_{\max}=0}^2} \quad (2)$$

$$S_{\theta,w} = \left\{ x, y : 0 \leq \tan\theta x - \frac{w}{2\cos\theta} \leq y \leq \tan\theta x + \frac{w}{2\cos\theta} \right\} \quad (3)$$

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. 2в).



**Рис. 3:** Зависимость нормированного интеграла квадрата рассеянного поля в плоскости поляризации от нерегулярности.  $|\Delta d|_{\max}$  в единицах длины волны падающего излучения  $\lambda$ .

## 4 Нестационарные вычисления

### 4.1 Рассеяние волны одиночным кластером

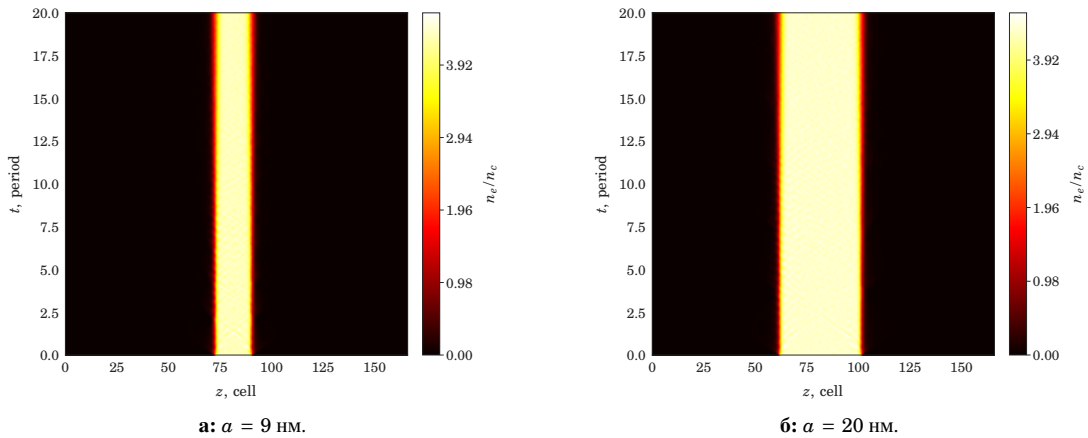
В моделировании был использован одномерный код LPIC++ [3] для исследования динамики электронов и эволюции распределения плотностей в одномерном плазменном слое.

В качестве источника был использован фронтальный ТЕ-поляризованный лазерный импульс с длиной волны  $\lambda_{10} = 83$  нм и длительностью  $\tau$ . Плазма представлена 200 частицами в каждой ячейке, занятой мишенью, электронная плотность в критических единицах равна  $n_{el} = 4.4n_c$ . В соответствии с условием относительная амплитуда импульса  $\alpha_0$  равна:

$$I_h \lambda_{10}^2 = \alpha_0^2 \times 1.37 \cdot 10^{18} \text{ Вт} \cdot \text{мкм}^2 / \text{см}^2 \quad (4)$$

$$\alpha_0 = \frac{\lambda_{10}}{\sqrt{1.37 \cdot 1 \text{ мкм}}} \approx 0.07$$

В качестве мишеней были взяты одиночные кластеры радиуса  $a = 9, 20$  нм.



**Рис. 4:** Взаимодействие одномерной мишени с 10-ой гармоникой,  $\lambda_{10} = 83$  нм.

За время импульса мишень в обоих случаях разлетается слабо и электронная плотность в окрестности мишени остается в среднем постоянной (рис. 4).

#### **4.2 Рассеяние волны газовым слоем**

#### **4.3 Рассеяние волнового пакета газовым слоем**

## Приложение

### Случайный сдвиг кластера в пространственной решетке

Процесс вычисления сдвига для отдельного кластера описывается следующим образом:

$$\begin{aligned}
 P_0 &= (x_0, y_0, z_0) \\
 \Delta_{xyz} &= (\Delta_x, \Delta_y, \Delta_z) = \text{rand.uniform}(-1, 1)_{size=3} \\
 \Delta_{xyz} &= \text{rand.uniform}(0, |\Delta d|_{\max}) \frac{\Delta_{xyz}}{|\Delta_{xyz}|} \\
 P_1 &= P_0 + \Delta_{xyz}
 \end{aligned} \tag{5}$$

### Резонансная электронная плотность в первом приближении

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

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

$$\frac{n_e}{n_c} = (1 - m^2)(1 + i\beta_e) \tag{7}$$

## 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.