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

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:

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

где θ — угол между направлением падающего излучения и нормалью к поверхности структуры, φ — 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 $\theta = 14.324°$, соответствующий наиболее интенсивному рассеянию в направлении минус первого дифракционного максимума при $d = 2\lambda_{10}$. При этом угол φ 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 $n_{el} = 5.7\cdot 10^{23}$ см$^{-3}$ $\approx 4.4 n_c$ для $\lambda_{10} = 83$ нм. В качестве падающего поля был использован гауссов пучок с той же интенсивностью, что и в случае с одиночным кластером $I_L \approx 10^{18}$ Вт/см^2, $I_{10} \approx 10^{14}$ 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 рассеяного 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.

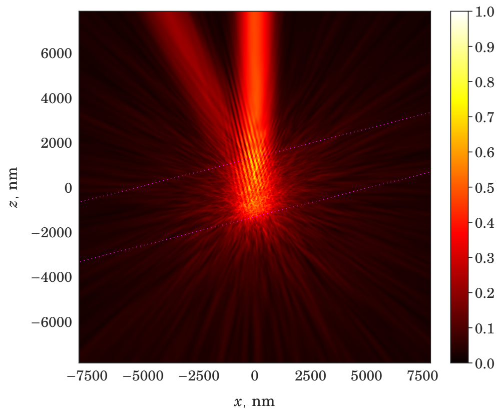
Интегрирование было проведено при помощи подсчета интегральных сумм с единичным шагом, то есть суммированием значений в области интегрирования. Полученный результат был нормирован на соответствующую интегральную характеристику в случае регулярной структуры расположения кластеров (рис. 1в).

5 Particle-in-cell моделирование

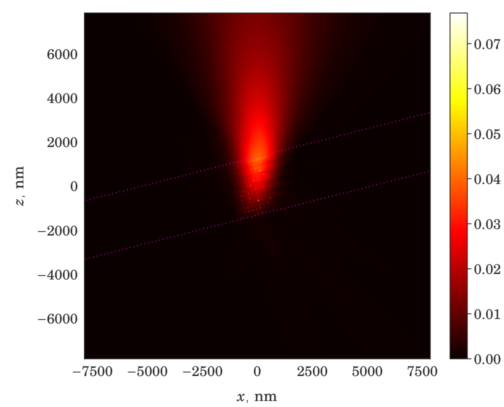
5.1 Рассеяние волны одиночным кластером

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

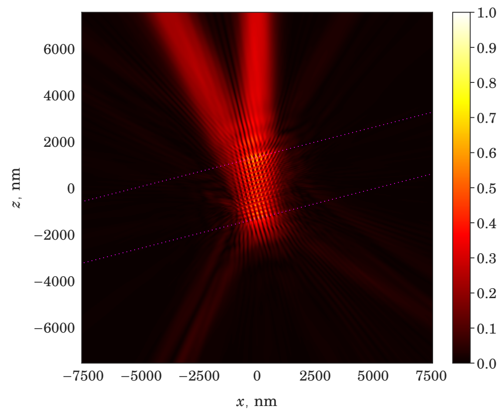
В качестве падающего поля был использован TE-поляризованный лазерный импульс с длиной волны $\lambda_{10} = 83$ нм и длительностью τ. Плазма представлена 200 частицами в каждой ячейке, занятой мишенью. При рассматриваемой длине волны импульса и электронной плотности в критических единицах $n_{el} = 4.4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



а: Рассеяние 10-ой гармоники, $\lambda_{10} = 83$ нм, $|\Delta d|_{\max} = 0.43\lambda_{10}$.



б: Рассеяние лазерной гармоники, $\lambda_L = 830$ нм, $|\Delta d|_{\max} = 0.43\lambda_{10}$.



в: Рассеяние 10-ой гармоники, $\lambda_{10} = 83$ нм, $|\Delta d|_{\max} = 0$.

Рис. 1: 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 $|\mathbf{E}_s|$ построена в плоскости поляризации падающей волны, нормированная на максимальную амплитуду в случае рассеяния 10 гармоники.

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

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).

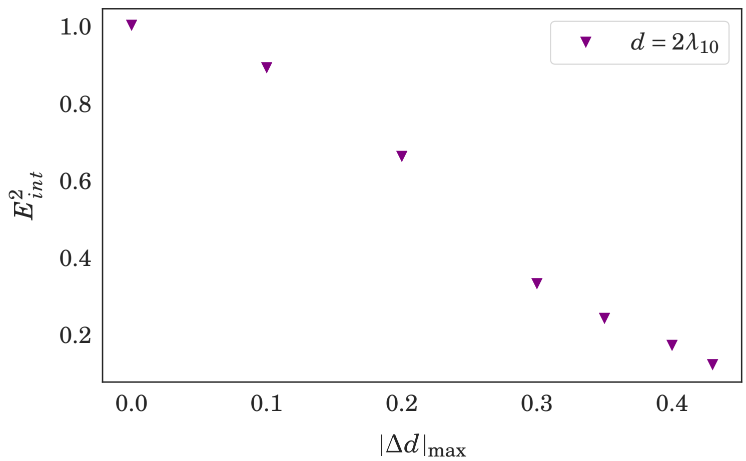
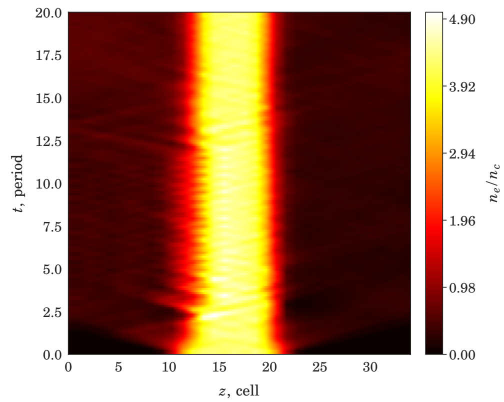


Рис. 2: Зависимость нормированного интеграла квадрата рассеянного поля в плоскости поляризации от нерегулярности. $|\Delta d|_{\max}$ в единицах длины волны падающего излучения λ.



a: 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:

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

Резонансная электронная плотность в первом приближении

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

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

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

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.