Эффективное направленное рассение XUV излучения при помощи сферических кластеров

22 декабря 2021 г.

1 Введение

Мишени конечного размера, взаимодействующие с высокоинтенсивным когерентным излучением представляют собой хорошо изученное явление линейно возбужденных поверхностных плазмонных колебаний. Поглощение и рассеяние падающего света в таком случае с хорошей точностью могут быть описаны при помощи теории Ми, которая предсказывает существование резонанса, соответствующего мультипольным колебаниям части свободных электронов мишени относительно положительно заряженных ионов. В режиме резонанса эффективное возбуждение поверхностных плазмонов может привести к значительному усилению внутреннего и внешнего поля на собственной частоте кластера. Что может привести к усилению поля, рассеянного на большие углы относительно исходного направления падающей волны [1].

Известно, что при помощи короткого интенсивного лазерного импульса можно генерировать лазерные гармоники высокого порядка при взаимодействии с плотными твердыми поверхностями [2]. Эффективность такой генерации... *(нужно ли писать это? т.к. конкретного материала ещё нет...)*. В случае гармоник высокого порядка, генерируемых в газах, интенсивность излучения как минимум на 4 порядка ниже, чего недостаточно для ионизации мишени и генерации плазмы с полностью мнимым показателем преломления. Для решения подобной проблемы предлагается использовать предимпульс с целью предварительной ионизации мишени и достижения генерации в заданых условиях.

В пределах длин волн порядка микрометра могут быть использованы фотонные кристаллы и решетки для направления или дифракции электромагнитных волн [3], в то время как для подобных манипуляций с рентгеновским излучением могут быть использованы кристаллы с атомами, регулярно *(периодически?)* расположенными на расстоянии нескольких нанометров, в качестве рассеивающих центров [4]. При этом большой промежуток между этими диапазонами длин волн, называющийся XUV (extreme-ultraviolet), оказывается трудно манипулируемым.

В данной работе предлагается использование массивов сферических нанокластеров для направленного рассеяния излучения в XUV диапазоне. Обобщенная схема взаимодействия приведена на рис. 1. Гармоники, которые содержит основной импульс, обладают различной интенсивностью под различными углами, что приводит к угловой зависимости формы выходного излучения.

Рассеяние одиночным сферическим кластером с хорошей точностью описывается в рамках теории Ми, поэтому такое линейное приближение предлагается использовать и в случае множества кластеров с целью качественной оценки и дальнейшего уточнения при помощи particle-in-cell (PIC) моделирования.

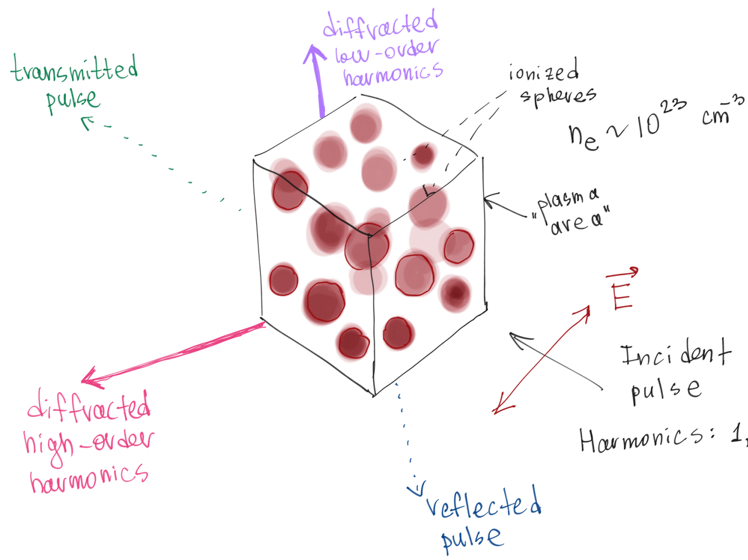

Рис. 1: Схема взаимодействия. Плоскость поляризации параллельна одной из граней кубической области. Размеры сферических кластеров порядка единиц нанометров, расстояния между ними не менее сотни нанометров. Распределение кластеров внутри кубической области в общем случае произвольно, кластеры не пересекают грани области.

2 Базовая модель

Рассмотрим одиночный сферический кластер радиуса a, облученный коротким импульсом длительностью $\tau \approx$ 20 фс и интенсивностью $I_h \approx 10^{14}$ Вт/см^2. Модель Друде даёт представление диэлектрической функции плазмы:

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega}\right)^2 \frac{1}{1 + i\beta_e}, \qquad \omega_{pe} = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_e}{m_e}} \tag{1}$$

Здесь ω – рассматриваемая гармоническая частота, ω_{pe} – электронная плазменная частота, e и m_e – заряд и масса электрона, $n_e = Zn_i$ – электронная плотность, где Z - средняя степень ионизации, $n_i = ? \cdot 10^{22}$см$^{-3}$ – ионная плотность *(материал не выбран)*. $\beta_e = v_e/\omega$ и v_e коэффициент электрон-ионных столкновений в приближении Спитцера. Так как предполагается рассмотрение рассеяния, плотность кластера должна быть выше критической для заданной частоты $n_c = \omega^2 m_e / 4\pi e^2$. Тогда, например, для 10-ой гармоники лазерного излучения с длиной волны $\lambda_L = 830$ нм мы получаем условие $n_e > 1.3 \cdot 10^{23}$см$^{-3}$.

Теория Ми может быть использована для описания упругого рассеяния электромагнитных волн частицами произвольного в случае линейных взаимодействий, а также позволяет получить описание рассеянного поля и поля внутри рассеивающего объекта. Основной шаг - решение скалярного уравнения Гельмгольца в правильной системе координат (в данном случае сферической) и получение векторных решений. Для сферического кластера можем записать решение соответствующего уравнения, используя сферические функции Бесселя и Ханкеля n-ого порядка [?].

Возьмем плоскую волну, распространяющуюся вдоль оси z декартовой системы координат, поляризованную вдоль оси x, что может быть записано как

$$\overrightarrow{\mathbf{E}_i} = E_0 \, e^{i\omega t - ikz} \, \overrightarrow{\mathbf{e}_x}, \tag{2}$$

где $k = \omega/c$ - волновое число, $\vec{\mathbf{e}}_x$ - единичный вектор оси x, также являющийся вектором поляризации (рис. 2).

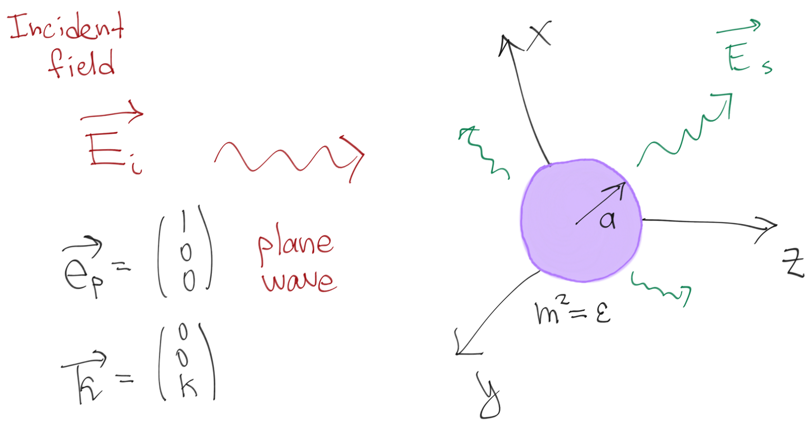

Рис. 2: Схема базовой модели. ...

Далее эту плоскую можно разложить в ряд, используя обобщённое разложение Фурье. В случае изотропной среды имеем следующий вид рассеянного поля [5]:

$$\vec{\mathbf{E}}_s = \sum_{n=1}^{\infty} E_n \Big[i a_n(ka,m) \vec{\mathbf{N}}^{(3)}_{e1n} - b_n(ka,m) \vec{\mathbf{M}}^{(3)}_{o1n} \Big], \qquad E_n = i^n E_0 \frac{2n+1}{n(n+1)} \tag{3}$$

Здесь n - номер векторной гармоники, полученный после трансформации из декартовой системы координат в сферическую, $m = \sqrt{\varepsilon(\omega)}$ - коэффициент преломления мишени. Коэффициенты векторных гармоник имеют следующий вид:

$$a_n(x,m) = \frac{m\psi_n'(x)\psi_n(mx) - \psi_n'(mx)\psi_n(x)}{m\xi_n'(x)\psi_n(mx) - \psi_n'(mx)\xi_n(x)}, \tag{4}$$

$$b_n(x,m) = \frac{\psi_n'(x)\psi_n(mx) - m\psi_n'(mx)\psi_n(x)}{\xi_n'(x)\psi_n(mx) - m\psi_n'(mx)\xi_n(x)}, \tag{5}$$

где $\psi_n(z) = z j_n(z), \xi_n(z) = z h_n(z)$ – функции Риккати-Бесселя, $h_n = j_n + i\gamma_n$ – сферические функции Ханкеля первого рода.

В случае сферической симметрии амплитуда рассеянного поля максимальна для $m^2 = -(n+1)/n$ при $ka \ll 1$, что даёт соответствующий набор резонансных плотностей в бесстолкновительном случае $n_e = n_c(2n+1)/n$. Это можно получить, используя нулевое асимптотическое приближение функций Бесселя, в результате чего коэффициенты (4, 5) значительно упрощаются:

$$a_n(x \to 0, m) = \left(1 + 2i \frac{(2n-1)!(2n+1)!}{4^n\, n!(n+1)!} \frac{\left(m^2 + \frac{n+1}{n}\right)}{(m^2-1)} \frac{1}{x^{2n+1}} \right)^{-1}, \qquad b_n(x \to 0, m) = 0 \tag{6}$$

Такое приближение можно использовать вместо (4, 5) для объектов достаточно маленького радиуса, но уже при $ka \sim 1$ оно перестаёт быть разумным, особенно для больших n. Вместо него в таком случае лучше подходит аппроксимация первого порядка:

$$a_n(x,m) = \left(1 + i\frac{C_n x^{-1-2n}\left((4(1+n+m^2 n)(-3+4n(1+n)) - 2(m^2-1)(3+n(5+2n+m^2(2n-1)))x^2)\right)}{\pi(m^2-1)(2n+3)(n+1)(4(2n+3)-2(m^2+1)x^2)}\right)^{-1}$$
$$C_n = 2^{1+2n}\Gamma(n-\frac{1}{2})\Gamma(n+\frac{5}{2}) \tag{7}$$

На рис. 3 показана зависимость коэффициента рассеяния от электронной плотности для двух различных значений радиуса в рамках нулевого асимптотического приближения. Видно, что с ростом n ширина резонансного пика быстро уменьшается, а также бóльшим радиусам (безразмерным) ka соответствует бóльшая их ширина. Помимо этого, с ростом радиуса растет и значение резонансной плотности, что видно на рис. 4.

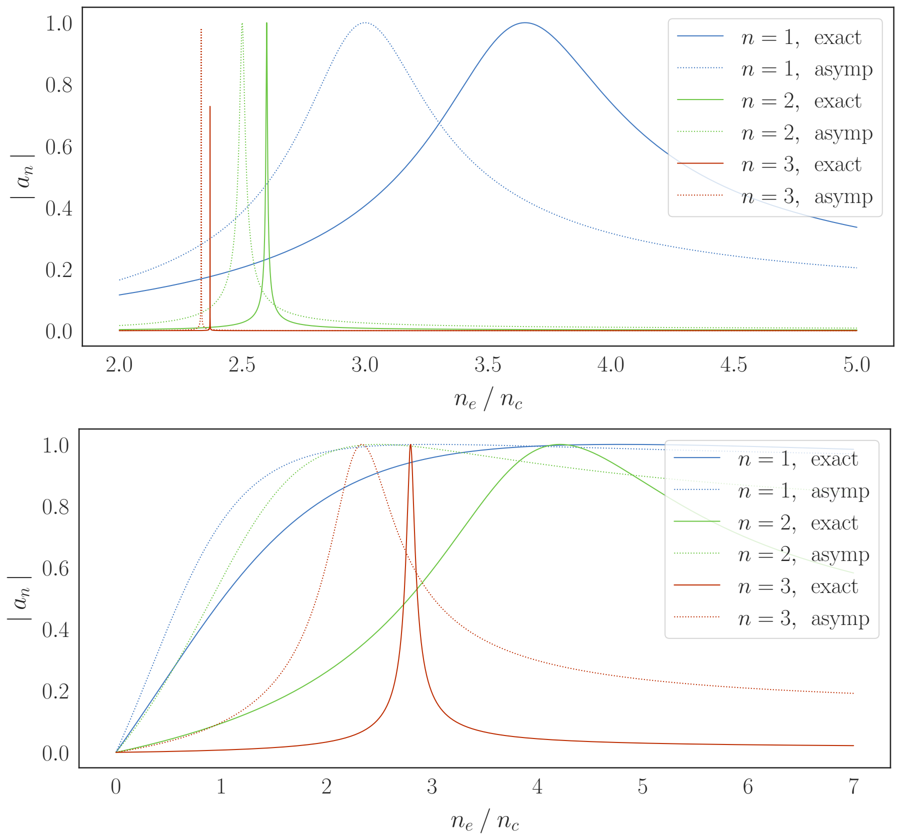

Рис. 3: Коэффициенты сферических гармоник. Верхний рисунок для $ka = 0.5$, нижний для $ka = 1.5$. Коэффициенты отвечают гармоникам $\overrightarrow{\mathbf{N}}^{(3)}_{e1n}$, $\beta_e = 0$.

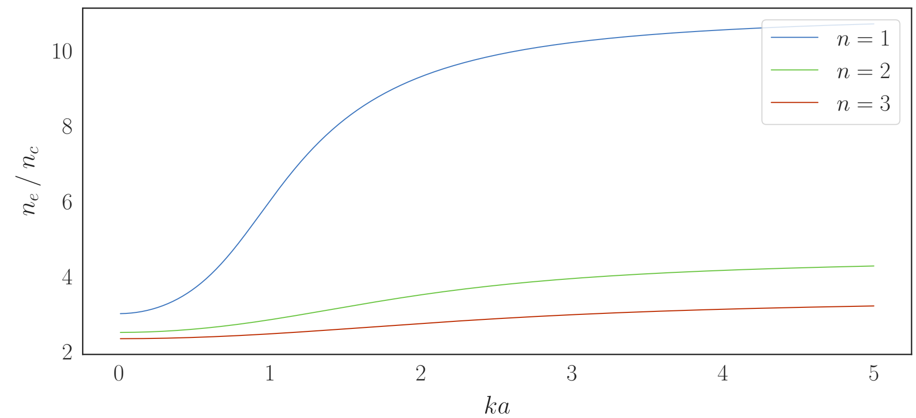

Рис. 4: Резонансная электронная плотность в зависимости от радиуса. Кривые посчитаны в точках максимума коэффициента (7), $\beta_e = 0$.

Для того, чтобы обеспечить качественное рассеяние для $\lambda_{10} = \lambda_L/10 = 83$ нм, необходимо взять электронную плотность $n_e \approx 5 \cdot 10^{23}$см$^{-3}$ в случае $ka \approx 0.5$.

3 Одиночный кластер

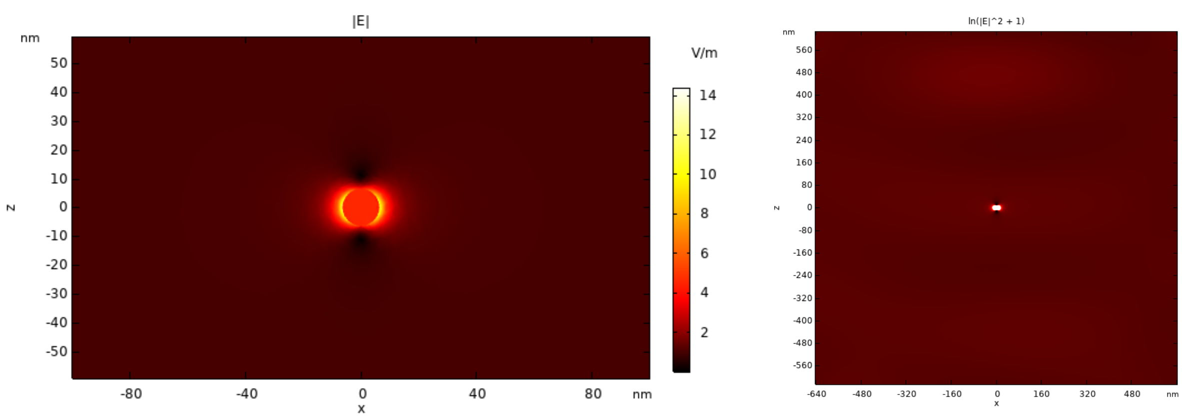

Рис. 5: Рассеяние первой гармоники на одиночном кластере. $\lambda_1 = \lambda_L = 830$ нм, $a \approx 6.4$ нм; слева $|\vec{\mathbf{E}}|$ в плоскости поляризации, ближнее поле рассеивающего объекта; справа $\ln^2(|\vec{\mathbf{E}}|^2 + 1)$, дальнее поле.

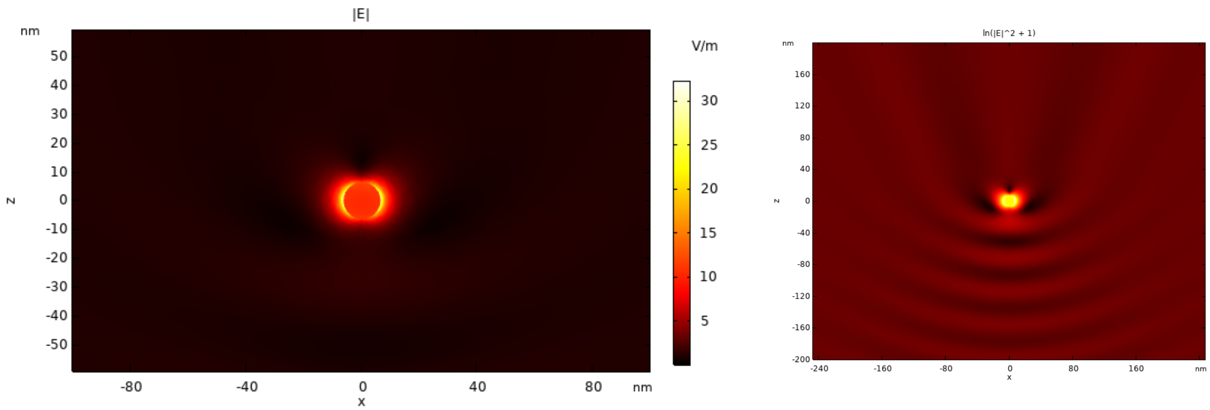

Рис. 6: Рассеяние десятой гармоники на одиночном кластере. $\lambda_{10} = 83$ нм, $a \approx 6.4$ нм; слева $|\vec{\mathbf{E}}|$ в плоскости поляризации, ближнее поле рассеивающего объекта; справа $\ln(|\vec{\mathbf{E}}|^2 + 1)$, дальнее поле.

По полученным результатам видно, что амплитуда ближнего электрического поля частицы в случае 10-ой гармоники (рис. 6) относительно внешнего поля значительно превышает таковую для 1-ой гармоники (рис. 5), что можно заметить по контрасту амплитуд вблизи и вдали от рассеивающего объекта.

4 Множество кластеров в рамках кубической области

Возвращаясь к рис. 1

Список литературы

[1] Z. Lécz and A. Andreev, “Angular dispersion boost of high order laser harmonics with carbon nano-rods,” *Optics Express*, vol. 28(4), pp. 5355–5366, 2020.

[2] U. Teubner and P. Gibbon, “High-order harmonics from laser-irradiated plasma surfaces,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 81(2), pp. 445–479, 2009.

[3] X. Lin, X. Zhang, K. Yao, and X. Jiang, “Wide-range and tunable diffraction management using 2d rectangular lattice photonic crystals,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 31(5), pp. 1145–1149, 2014.

[4] B. W. Batterman and H. Cole, “Dynamical diffraction of x rays by perfect crystals,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 36(3), pp. 681–717, 1964.

[5] C. Bohren and D. Huffman, *Absorption and scattering of light by small particles*. Moscow, Mir, 1986.