

Плазмонные резонансы, возбуждаемые плоской H-поляризованной волной, в квадратном кластере, образованном четырьмя одинаковыми цилиндрами из карбида кремния

Н.Д. Аниутин

Российский Новый Университет
105005, г. Москва, ул. Радио, д. 22.
E-mail: blnikan@mail.ru

Используя строгий численный метод решения задачи дифракции H поляризованной плоской электромагнитной волны на двумерном кластере квадратной формы, состоящем из четырех одинаковых цилиндров из карбида кремния (6H-SiC) исследованы плазмоны и их резонансы. Для диапазона длин волн 10.3 мкм – 12.0 мкм исследованы такие характеристики как нормированный поперечник рассеяния, зависимость компоненты поля H_z в точке на поверхности цилиндра, структура ближнего поля компоненты $H_z(r, \varphi)$, а так же поле в дальней зоне (диаграмма направленности) для резонансов. Кроме того, показано существование одиночных, связанных (четных и нечетных) и объемных резонансов в такой структуре.

Ключевые слова: квадратный кластер, карбид кремния (6H-SiC), плоская волна H-типа, плазмонные резонансы, нормированный поперечник рассеяния,

Plasmonic resonances excited by a plane H-polarized wave in a square cluster formed by four identical silicon carbide cylinders

N.D. Aniutin

Russian New University.

Using a rigorous numerical method for solving the problem of diffraction of a H-polarized plane electromagnetic wave on a two-dimensional square cluster consisting of four identical silicon carbide (6H-SiC) cylinders, plasmons and their resonances were investigated. For the wavelength range of 10.3 μm – 12.0 μm , such characteristics as the normalized scattering cross-section, the dependence of the H_z field component at a point on the cylinder surface, the near-field structure of the $H_z(r, \varphi)$ component, and the far-field (directional pattern) for resonances were investigated. In addition, the existence of single, coupled (even and odd) and volume resonances in such a structure was shown.

Keywords: square cluster, silicon carbide (6H-SiC), H-type plane wave, plasmon resonances, normalized scattering cross section

Введение

В последние годы наблюдается значительный рост интереса к исследованию рассеяния (дифракции) электромагнитных волн на наноструктурах, обладающих отрицательной относительная диэлектрическая проницаемость ($\epsilon < 0$) [1]. Хорошо известно, что в этом случае на поверхности структур возникают поверхностные волны – плазмоны [1].

Традиционно исследования в этой области связывают с рассмотрением различных 2D и 3D наноструктур из благородных металлов (золота и серебра) [2, 3]. Однако в последнее время все более активно исследуются различные полупроводниковые наноструктуры [4]. Заметим, что эффект образования плазмонов и их резонансов активно используется в наноэлектронике [1] и медицине [5].

Недавние исследования показали возможность получения наноструктур из карбида кремния [6]. Отметим, что карбид кремния (6H-SiC) в терагерцовом диапазоне длин волн: ($10.3 \text{ мкм} < \lambda < 12 \text{ мкм}$) имеет отрицательную относительную диэлектрическую проницаемость ($\epsilon_{\text{SiC}} < 0$) [7], а соответственно на поверхности структур из этого материала в указанном диапазоне образуются поверхностные волны - плазмоны.

Таким образом, целью данной работы является исследование плазмонов и их резонансов, возбуждаемых плоской Н поляризованной волной в кластере квадратной формы, состоящем из четырех идентичных цилиндров из карбида кремния (6H-SiC) в ТГц диапазоне длин волн при различных размерах структуры с учетом малых потерь. Показано существование изолированных и связанных (четных и нечетных) типов резонансов, а также показан перед плазмонных резонансов в объемный резонанс структуры.

Теоретическая формулировка

Исследуется двумерная задача дифракции плоской электромагнитной волны Н-типа на квадратном кластере, состоящем из четырех одинаковых цилиндров (радиуса a) из карбида кремния (6H-SiC), геометрия которой представлена на рис. 1.

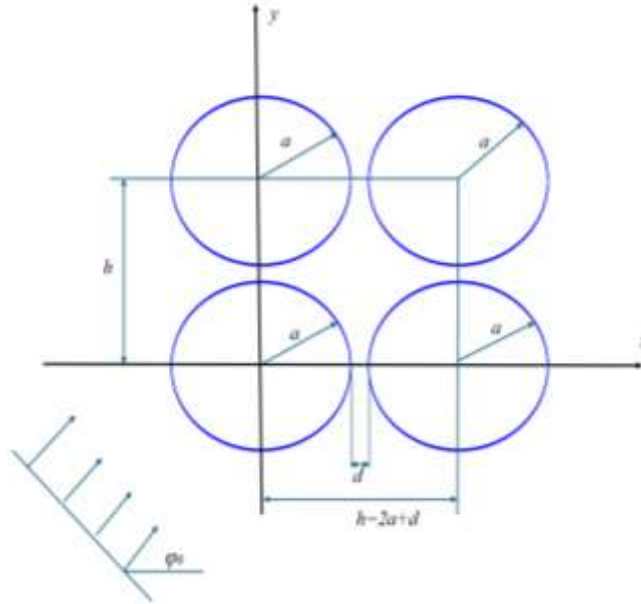


Рис. 1 Геометрия задачи

Формулу контуров для цилиндров, представленных на рис. 1 в декартовой системе координат в обобщенном виде можно представить:

$$S_i : (x + x_i)^2 + (y + y_i)^2 = a^2, \quad (1)$$

где $i=1,2,3,4$ – индекс каждого из четырех цилиндров, имеющих координаты центра $\{x_i, y_i\}$: $i=1: \{0,0\}, i=2: \{h,0\}, i=3: \{h,h\}, i=4: \{0,h\}$, где $h=2a+d=2a+a\chi$ – расстояние между центрами цилиндров (χ – задаваемый коэффициент).

Рассматривается терагерцовый диапазон длин волн (ТГц): $10.3 \text{ мкм} < \lambda < 12 \text{ мкм}$ в котором 6H-SiC имеет отрицательную диэлектрическую проницаемость $\epsilon_{\text{SiC}}(\lambda) = \epsilon'_{\text{SiC}} - i\epsilon''_{\text{SiC}} = \text{Re}(\epsilon_{\text{SiC}}) - i\text{Im}(\epsilon_{\text{SiC}})$ формулу для расчета которой записывается в виде [7]:

$$\epsilon_{\text{SiC}}(\omega) = \epsilon_{\infty} \left(1 + \frac{\omega_{\text{LO}}^2 - \omega_{\text{TO}}^2}{\omega_{\text{LO}}^2 + i\omega\gamma - \omega^2} \right), \quad (2)$$

где ω_{LO} , ω_{TO} – имеют смысл резонансных частот, γ – определяет потери карбида кремния, ϵ_{∞} – статическая диэлектрическая проницаемость. Зависимость относительной диэлектрической проницаемости ϵ_{SiC} карбида кремния 6H-SiC от длины волны λ при $\omega_{LO}=970 \text{ см}^{-1}$, $\omega_{TO}=797 \text{ см}^{-1}$, $\gamma = 4.7 \text{ см}^{-1}$, $\epsilon_{\infty} = 6.17$ [7] представлен на рис. 2.

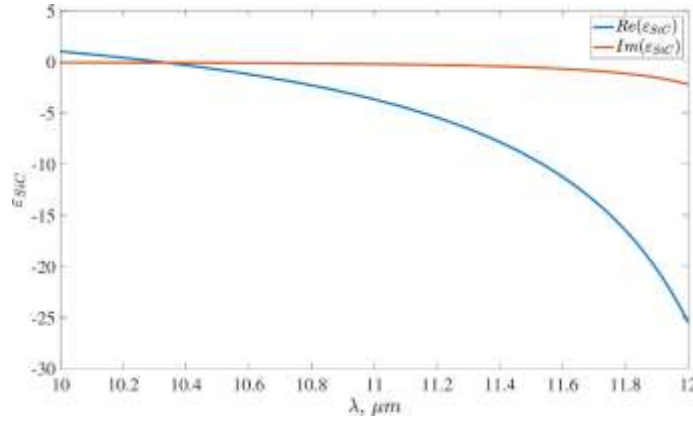


Рис. 2 Зависимость относительная диэлектрической проницаемости карбида кремния ϵ_{SiC} от длины волны λ

Падающая плоская электромагнитная волна Н-типа имеет компоненту поля H_z и может быть выражена в виде:

$$U^0(r, \varphi) \equiv H_z^0(r, \varphi) = \exp[-ikr \cos((\varphi - \varphi_0))], \quad (3)$$

где φ_0 – угол падения волны в цилиндрической системе координат; k - волновое число ($k = 2\pi/\lambda = \omega/c$, ω – круговая частота, c – скорость света в вакууме). Зависимость полей от времени выбрана в виде $\exp(i\omega t)$. Данная задача сводится к нахождению полного поля компоненты поля $H_z(r, \varphi)$ представляющую собой скалярную функцию: $U(r, \varphi) = H_z(r, \varphi)$. Эта функция в цилиндрической системе координат (r, φ) должна удовлетворять однородному уравнению Гельмгольца [8]:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + k^2 \epsilon(r) \right] U(r, \varphi) = 0. \quad (4)$$

В (4) $\epsilon(r)$ - распределение относительной диэлектрической проницаемости в кусочно-неоднородной среде которое можно записать в виде:

$$\epsilon(x, y) = \begin{cases} \epsilon_{SiC}(\omega); & S_i < a \\ 1; & S_i > a \end{cases}. \quad (5)$$

Отметим, что поле внутри каждого i -го цилиндра обозначим $U_i^P(r, \varphi)$, а поле вне цилиндров представим в виде суперпозиции падающего поля $U^0(r, \varphi)$ (3) и рассеянного поля $U_i^S(r, \varphi)$ (представляется в виде суммы рассеянных полей от каждого цилиндра):

$$U(r, \varphi) = U^0(r, \varphi) + U_i^S(r, \varphi) = U^0(r, \varphi) + \sum_{i=1}^4 U_i^S(r, \varphi). \quad (6)$$

Рассеянное поле от каждого из цилиндров $U_i^S(r, \varphi)$ и поле внутри цилиндров $U_i^P(r, \varphi)$ должны удовлетворять однородному уравнению Гельмгольца (4) учитывая распределение относительной диэлектрической проницаемости в пространстве (5).

Для данной задачи следует сформулировать следующие граничные условия непрерывности полей и их радиальных компонент:

$$U_i^P(r=a-0, \varphi) = U_i^S(r=a+0, \varphi) + U^0(r=a+0, \varphi),$$

$$\frac{1}{\varepsilon_{SiC}} \frac{\partial U_i^P(r=a-0, \varphi)}{\partial r} = \frac{\partial U_i^S(r=a+0, \varphi)}{\partial r} + \frac{\partial U^0(r=a+0, \varphi)}{\partial r}, i=1,2,3,4. \quad (7)$$

Отметим, что поле $U_i^S(r, \varphi)$ также должно выполняться условие Зоммерфельда:

$$U_i^S(r, \varphi) = \Phi(\varphi) \sqrt{\frac{2}{\pi k r}} \exp\left(-ikr + i\frac{\pi}{4}\right), \quad kr \rightarrow \infty, \quad (8)$$

где $\Phi(\varphi)$ - диаграмма рассеяния, используя которую можно рассчитать полное сечение рассеяния σ_s :

$$\sigma_s = \frac{2}{\pi k} \int_0^\pi |\Phi(\varphi)|^2 d\varphi. \quad (9)$$

Численные результаты

Сформулированная граничная задача (3) – (7) решалась методом дискретных источников [9].

Рассмотрим ситуацию, при которой кластер, состоящий из четырех идентичных цилиндров средой которых является карбида кремния 6H-SiC возбуждается плоской электромагнитной волной, падающей под углом $\varphi_0 = \pi/4$. Результаты расчетов зависимости компоненты поля H_z в точке $(a, \pi/4)$ на поверхности S_1 (1) и нормированного поперечника рассеяния $k\sigma_s$ от длины волны λ (в мкм) представлены на рис. 3 и 4 соответственно. Параметры расчета сформулированной выше задачи были следующими: $\gamma = 0.01 \text{ см}^{-1}$, $a = 0.5 \text{ мкм}$, $\chi = 0.25$ – кривая 1, $\chi = 2.5$ – кривая 2 (параметр χ отвечает за расстояние между цилиндрами). Из рис. 3 и 4 (кривые 1) видно, что существует больше количество резонансов (в рассматриваемом волновом диапазоне, где $\varepsilon_{SiC} < 0$) как $H_z(a, \pi/4)$, так и $k\sigma_s$ для случая когда расстояние между цилиндрами кластера меньше радиуса a . Основным выводом из данных, представленных на рис. 3 и 4 является то что увеличение расстояния между цилиндрами кластера (увеличение параметра χ) приводит к уменьшению числа резонансов (кривые 2), а оставшиеся резонансы смещаются в область $\lambda \leq 10.55 \text{ мкм}$ (где $\varepsilon_{SiC} \leq -1$).

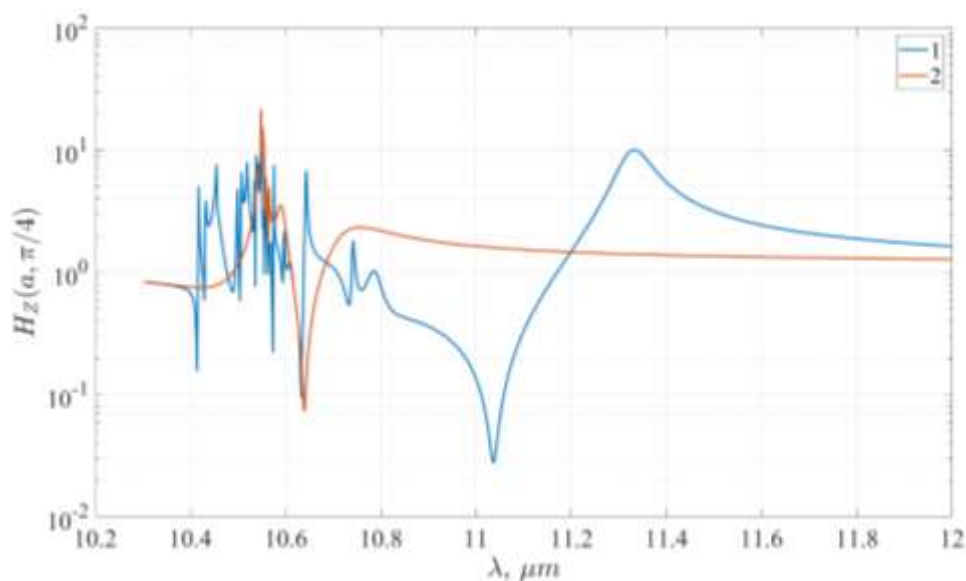


Рис. 3 Зависимость компоненты поля H_z в точке $(a, \pi/4)$ от длины волны λ ($\chi = 0.25$ – кривая 1, $\chi = 2.5$ – кривая 2)

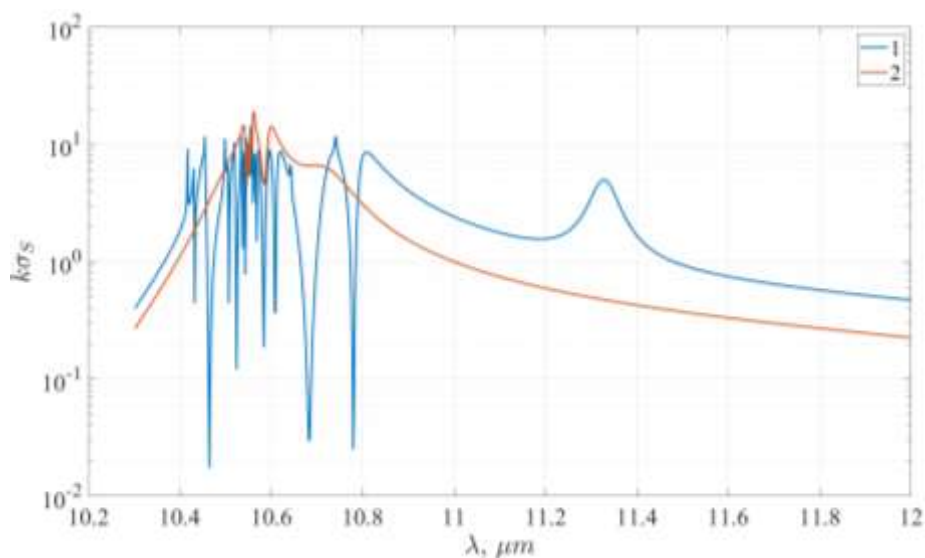


Рис. 4 Зависимость нормированного поперечника рассеяния $k\sigma_s$ от длины волны λ ($\chi = 0.25$ – кривая 1, $\chi = 2.5$ – кривая 2)

Приведем распределение линий равной амплитуд компоненты поля H_z в ближней зоне структуры и диаграмму направленности (ДН) для обоих случаев расположения цилиндров ($\chi = 0.25$ и $\chi = 2.5$). Соответствие между параметрами кластера (ka , χ , ε_{SiC}), резонансной длины волны λ и графиками представлено в таблице 1. Отметим, что потери среды равнялись: $\gamma = 0.01 \text{ см}^{-1}$, угол падения плоской электромагнитной волны: $\varphi_0 = \pi/4$, радиус цилиндров $a = 0.5 \text{ мкм}$.

Таблица 1 Соответствие между параметрами расчета и рисунками

λ , мкм	ka	ε_{SiC}	χ	Номер рисунка
10.4175	0.3016	-0.4192-0.002i	0.25	5а, 6а
10.4547	0.3005	-0.5734-0.002i	0.25	5б, 6б
10.6434	0.2952	-1.4493-0.003i	0.25	5в, 6в
11.3319	0.2772	-6.9705-0.008i	0.25	5г, 6г
10.5431	0.2980	-0.9630-0.003i	2.5	7а, 8а

10.5482	0.2978	-0.9866-0.003i	2.5	7б, 8б
10.5652	0.2974	-1.0659-0.003i	2.5	7в, 8в
10.6383	0.2953	-1.4233-0.003i	2.5	7г, 8г

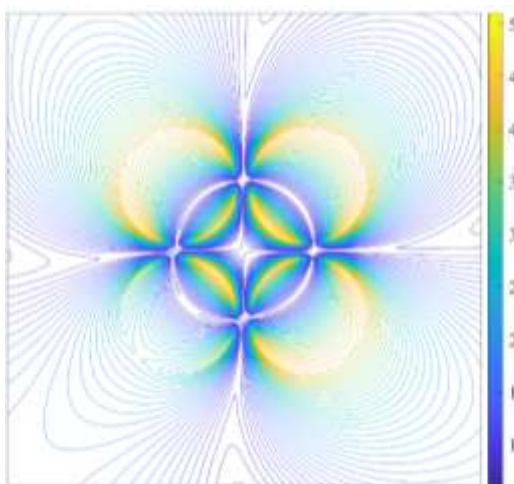


Рис. 5а

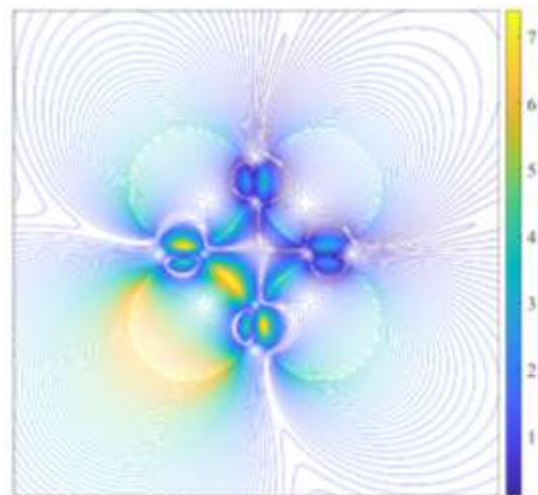


Рис 5б

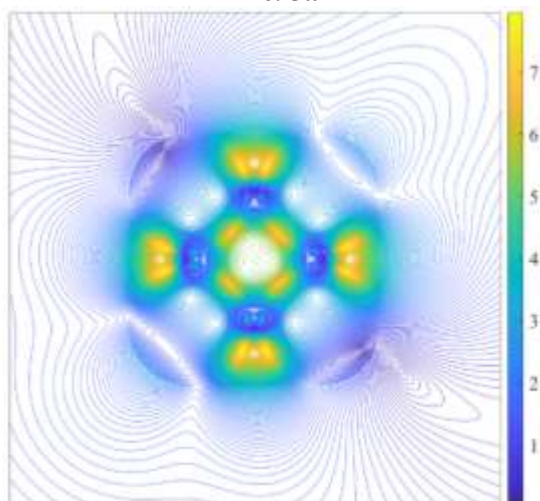


Рис 5в

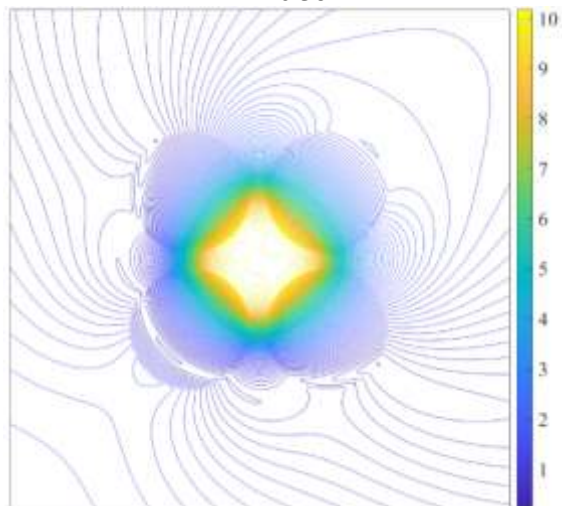


Рис 5г

Рис.5 Распределение линий равных амплитуд компоненты поля H_z для $\chi = 0.25$

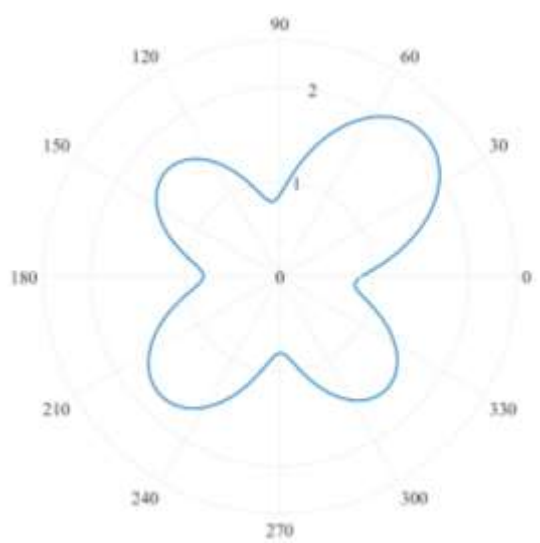


Рис. 6а

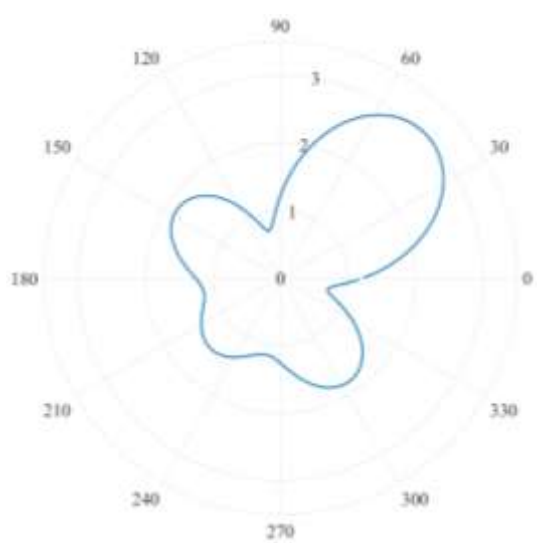


Рис 6б

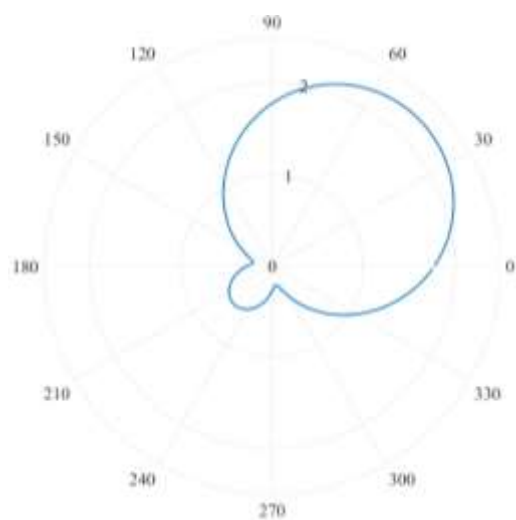


Рис 6в

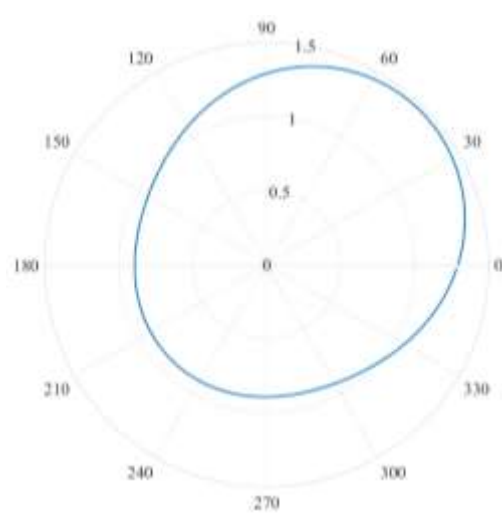


Рис 6г

Рис. 6 Диаграмма направленности для $\chi = 0.25$

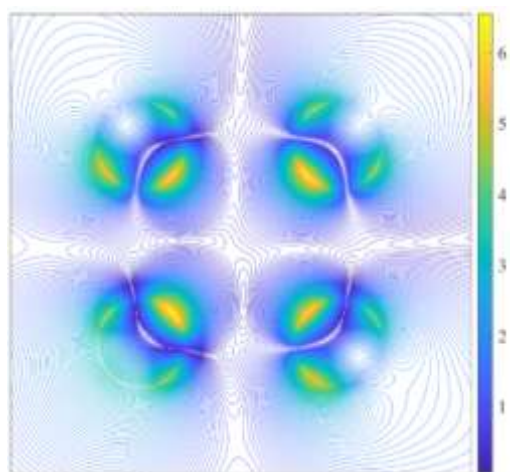


Рис. 7а

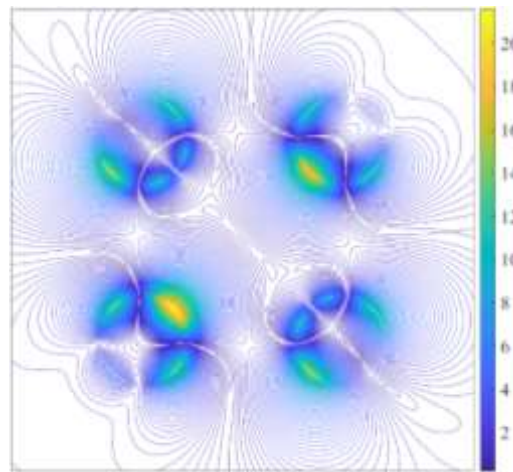


Рис 7б

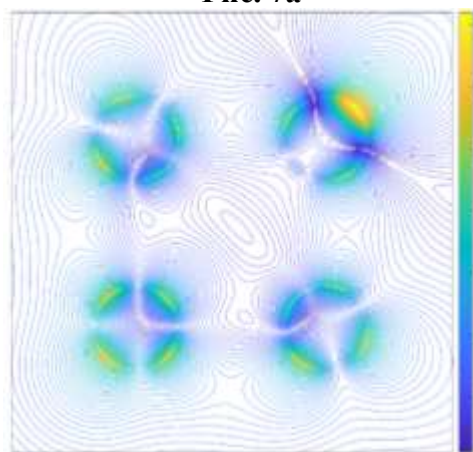


Рис 7в

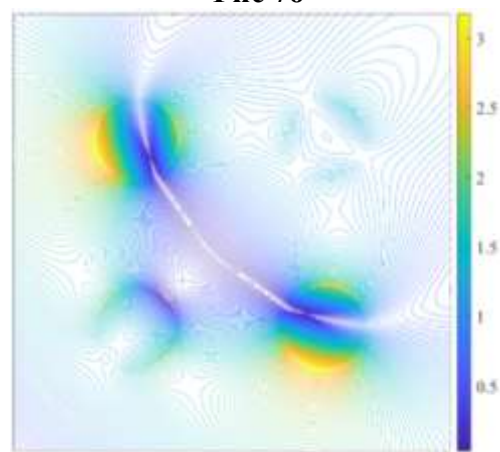


Рис 7г

Рис.7 Распределение линий равных амплитуд компоненты поля H_z для $\chi = 2.5$

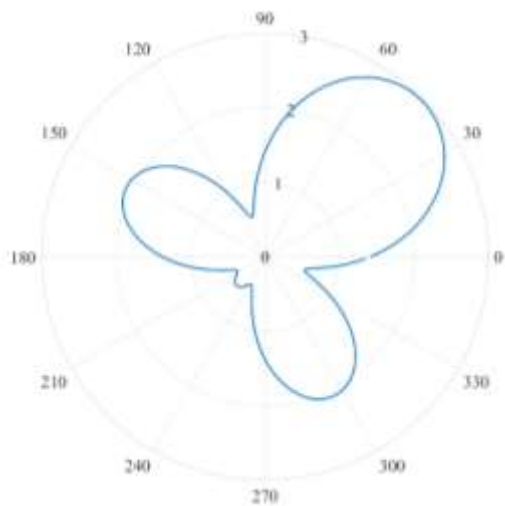


Рис. 8а

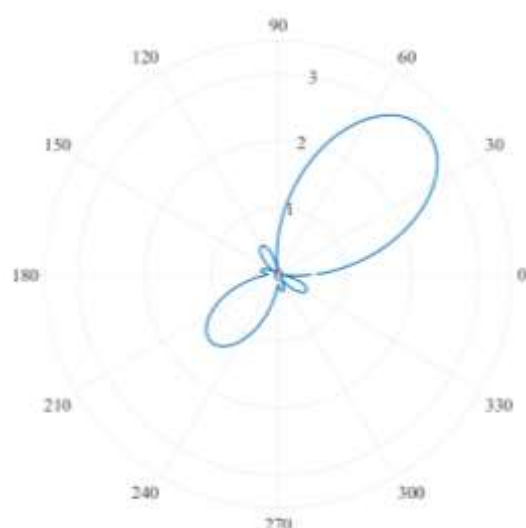


Рис 8б

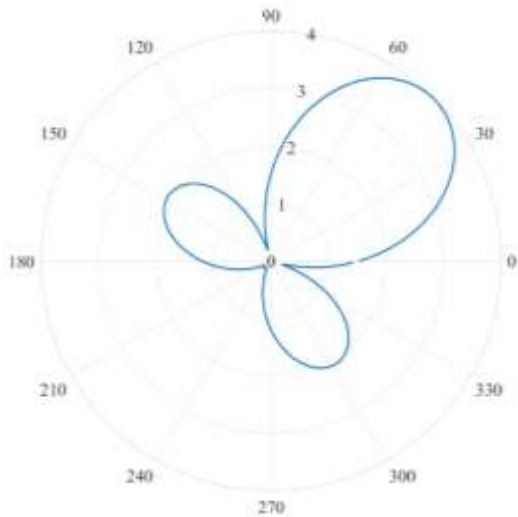


Рис 8в

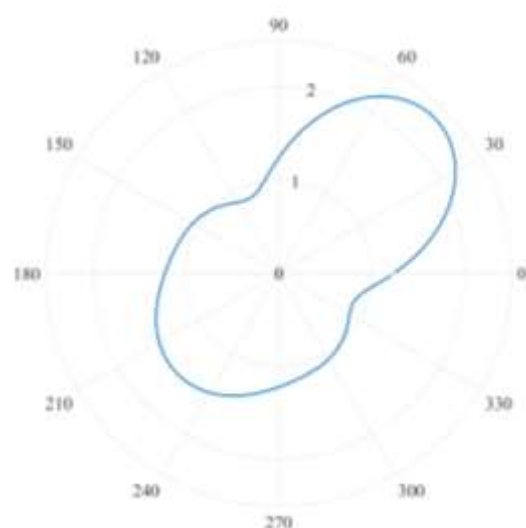


Рис 8г

Рис. 8 Диаграмма направленности для $\chi = 2.5$

Начнем с обсуждения полученных результатов со случая, когда цилиндры расположены близко друг к другу ($\chi = 0.25$) – рис 5 и 6. Из данных, представленных на рис. 5 видно, что образуются: связанные (рис 5в), несвязанные (рис. 5а, б), так и объемные (рис. 5г) плазмонные резонансы. При этом диаграммы направленности имеют лепестковую структуру для $\epsilon_{SiC} : 0 > \epsilon_{SiC} > -1$ (представлено на рис 6 а, б), при $\epsilon_{SiC} < -1$ (представлено на рис 6 в, г) ДН теряет ее. Данные представленные на рис 7 и 8 были получены при $\chi = 2.5$. Из распределения линий равных амплитуд компоненты поля H_z (рис. 7) видно, что на поверхности цилиндров образуются плазмонные резонансы, однако между собой они практически не взаимодействуют. В свою очередь ДН (рис. 8) имеет лепестковую структуру (рис. 8 а, б, в).

Выводы

В результате численного исследования двумерной задачи дифракции на кластере состоящем из четырех идентичных цилиндров, средой которых является карбид кремния (6H-SiC) было уставлено, что количество и расположение резонансов магнитной компоненты поля H_z и нормированного поперечника рассеяния $k\sigma_s$ зависит от расстояния между цилиндрами кластера и длины падающей волны λ . При резонансных

длинах волн показано существование изолированных, связанных (четных и нечетных), а также существование объемного резонанса плазмонов. Показано, что диаграмма направленности имеет лепестковую структуру при этом число лепестков зависит от степени близости ε_{SiC} к -1.

Литература

1. Климов В.В. Наноплазмоника. Москва: Физмалит. 2009. 480 с.
2. Анютин А. П. Связанные плазмонные колебания в кластере из двух серебрянных нанопиллиндров разного диаметра //Радиотехника и электроника. – 2019. – Т. 64. – №. 10. – С. 962-969.
3. She H. Y. et al. Enhanced backscattering by multiple nanocylinders illuminated by TE plane wave //Journal of Applied Physics. – 2008. – Т. 104. – №. 6.
4. Taliерcio T., Biagioni P. Semiconductor infrared plasmonics // Nanophotonics. 2019. V. 8. №. 6. P. 949–990.
5. Guo, Jianfeng, et al. "Gold nanoparticles enlighten the future of cancer theranostics." International journal of nanomedicine (2017): 6131-6152.
6. Формирование биосовместимых SiC-нанотрубок «сверху-вниз» / А.Д. Буравлев, А.Н. Казакин, Ю.А. Нащекина и д.р. // Физика и техника полупроводников. – 2023. – Т. 57, № 5.– С. 343.
7. Optical properties of single infrared resonant circular microcavities for surface phonon polaritons / T. Wang et al. // Nano letters. – 2013. – Vol. 13, no. 11. – P. 5051-5055.
8. Марков Г.Т., Чаплин. А. Ф. Возбуждение электромагнитных волн. – Москва, Ленинград: Энергия. – 1967. – 376 с.
9. Кюркчан А.Г., Смирнова Н. И. Математическое моделирование в теории дифракции с использованием априорной информации об аналитических свойствах решения. – Москва: Медиа Паблшер, 2014. – 226 с.