

Возбуждение плазмонов цилиндрической электромагнитной волной на пластине из карбида кремния

Н.Д. Анютин

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

Рассматривается двумерная задача дифракции цилиндрической H-поляризованной электромагнитной волны на пластине из карбида кремния (6H-SiC). В терагерцевом диапазоне длин волн ($10.3 \text{ мкм} < \lambda < 11.0 \text{ мкм}$) строгим численным методом рассчитаны спектры нормированного поперечника рассеяния, зависимость компоненты поля Hz в точке на поверхности структуры и пространственное распределение компоненты поля Hz вблизи структуры. Исследовано влияние геометрических размеров структуры на резонансы плазмонов. Установлена зависимость типа плазмонных резонансов от потерь карбида кремния γ и длины волны λ .

Ключевые слова: Пластина из карбида кремния, карбид кремния 6H-SiC, плазмонные резонансы, частотная характеристика поля, нормированный поперечник рассеяния.

Excitation of surface plasmons by a cylindrical electromagnetic wave on a silicon carbide plate

N.D. Aniutin

Russian New University.

The 2D problem of diffraction H-polarized electromagnetic wave on a silicon carbide (6H-SiC) plate is considering. In the terahertz wavelength $10.3 \text{ }\mu\text{m} < \lambda < 11.0 \text{ }\mu\text{m}$ the scattering cross section, the dependence of the field component Hz at a point on the surface of the structure, and the spatial distribution of the field component Hz near the structure were calculated using a rigorous numerical method. The influence of the geometric dimensions of the structure on plasmon resonances was studied. The dependence of the type of plasmon resonances on silicon carbide losses and wavelength has been established.

Keywords: Silicon carbide plate, silicon carbide 6H-SiC, plasmon resonances, field frequency response, normalized scattering diameter.

Введение

Начиная с середины 20 века наблюдается значительный интерес к исследованию взаимодействия электромагнитных волн со структурами, у которых относительная диэлектрическая проницаемость отрицательна [1 - 5]. Как известно в этом случае на поверхности таких структур возникают поверхностные волны – плазмоны, а также их резонансы. В настоящее время исследование свойств плазмонов связано с изучением различных 2D и 3D наноструктур. При этом плазмоны рассматриваются на поверхности структур из благородных металлов в оптическом диапазоне. Например, было установлено, что в единичных нано проводках из серебра (Ag) и золота (Au) существуют не только плазмоны, но и их резонансы [5, 6]. Заметим, что в многих работах, вышедших в последнее время так же, исследовались плазмоны в целом ряде различных металлов таких как: алюминий (Al) [7], галлий (Ga) [8], хром (Cr), индий (In), свинец (Pb), магний (Mg), таллий (Tl), олово (Sn) и титан (Ti) [9, 10].

Однако отметим, что отрицательную диэлектрическую проницаемость имеют не только указанные выше металлы, но и карбид кремния (SiC) [11 - 14] в терагерцовом диапазоне длин волн ($10 \text{ мкм} < \lambda < 12 \text{ мкм}$), а соответственно на поверхности таких структур образуются плазмоны и их резонансы. Этот эффект нашел применение в инфракрасной спектроскопии, оптических антеннах [15, 16], решетках оптических антенн [17], креативных метаматериалах [18, 19], поверхностных плазмонных резонаторах [18].

Цель данной работы состоит в исследовании плазмонов и их резонансов образующихся при дифракции Н поляризованной электромагнитной волны на пластине из карбида кремния (6H-SiC) при параметрах пластины и среды.

Теоретическая формулировка

Рассматривается задача возбуждения нитевидным источником диэлектрической пластины из карбида кремния 6H-SiC. Исследуется случай Н поляризации. Геометрия решаемой задачи представлена на рис. 1 (а – большая полуось прямоугольника, b – малая). В цилиндрической системе координат (r,φ) уравнение контура имеет вид:

$$r_s(\varphi) = \frac{b}{\sqrt[n]{\left(\frac{b}{a} \cos(\varphi)\right)^n + \sin(\varphi)^n}} \quad (1)$$

При n = 18 формула (1) описывает границу оболочки в форме прямоугольника (см рис. 1).

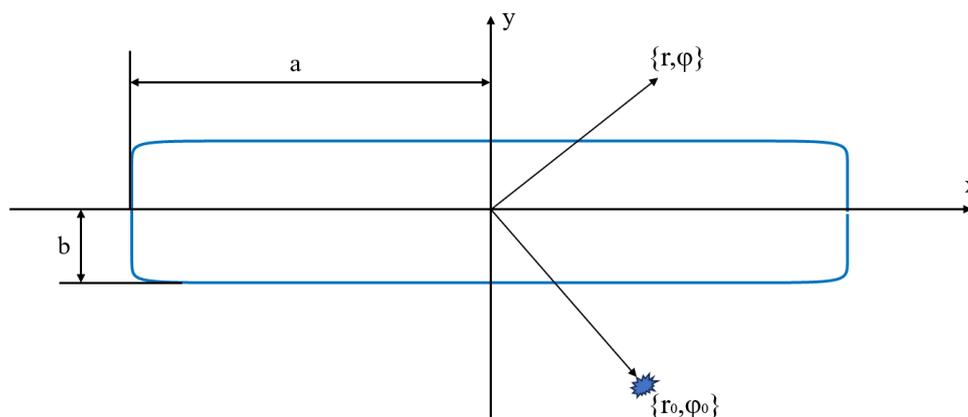


Рис. 1 Геометрия задачи

Предполагалось, что длина волны λ находится в терагерцовом диапазоне длин волн $10.3 \text{ мкм} < \lambda < 11 \text{ мкм}$ в котором карбид кремния 6H-SiC имеет отрицательную диэлектрическую проницаемость $\epsilon_{SiC}(\omega) = \epsilon' - i\epsilon'' \equiv Re(\epsilon_{SiC}(\omega)) - i Im(\epsilon_{SiC}(\omega))$ и в рассматриваемом случае описывается формулой [14, 15]:

$$\epsilon(r, \varphi) = \begin{cases} 1, & r > r_s \\ \epsilon_{SiC}, & r < r_s \end{cases} \quad (2)$$

$$\epsilon_{SiC}(\omega) = \epsilon_\infty \left(1 + \frac{\omega_{Lo}^2 - \omega_{To}^2}{\omega_{Lo}^2 + i\omega\gamma - \omega^2} \right) \quad (3)$$

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 $\omega_{Lo}=970\text{см}^{-1}$, $\omega_{To}=797\text{см}^{-1}$, $\gamma=5\text{см}^{-1}$, $\epsilon_\infty=6.17$ представлен на рис. 2.

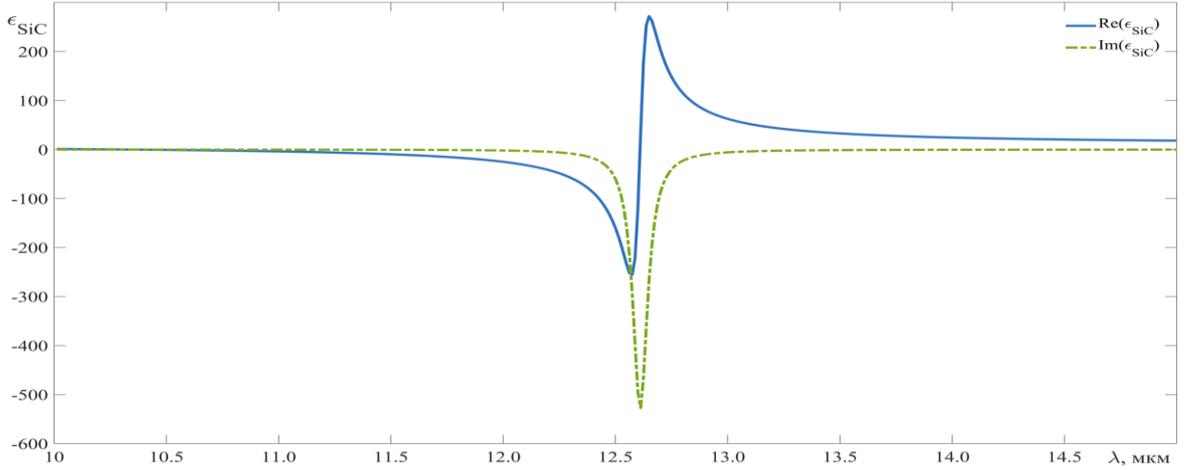


Рис.2 Относительная диэлектрическая проницаемость ϵ_{SiC} карбида кремния 6H-SiC от длины волны λ

Падающая Н поляризованная цилиндрическая электромагнитная волна имеет компоненту поля H_z и может быть выражена в виде:

$$H_z(r, \varphi) \equiv U_0(r, \varphi) = H_0^{(2)} \left(k \sqrt{r^2 + r_0^2 - 2rr_0 \cos(\varphi - \varphi_0)} \right) \quad (4)$$

где r_0, φ_0 – координаты источника в цилиндрической системе координат. Используется гауссовская система физических единиц, зависимость полей от времени выбрана в виде $\exp(i\omega t)$; $k = 2\pi/\lambda = \omega/c$, ω – круговая частота, c – скорость света в вакууме; $\eta = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} = 120\pi \text{ Ом}$ – волновое число и импеданс вакуума. С учетом выше сказанного такая задача сводится к нахождению полного поля компоненты $H_z(r, \varphi)$ представляющую собой скалярную функцию: $U(r, \varphi) = H_z(r, \varphi)$. Эта функция в цилиндрической системе координат (r, φ) должна удовлетворять неоднородному уравнению Гельмгольца:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + k^2 \epsilon \right] U(r, \varphi) = -\frac{4i}{r} \delta(r - r_0) \delta(\varphi - \varphi_0). \quad (5)$$

На границе (1) пластины для полного поля $U(r, \varphi)$ должны выполняться условия:

$$\begin{aligned} U(r_s - 0, \varphi) &= U(r_s + 0, \varphi), \\ \frac{1}{\epsilon} \frac{\partial U}{\partial N}(r_s - 0, \varphi) &= \frac{\partial U}{\partial N}(r_s + 0, \varphi), \end{aligned} \quad (6)$$

где N - нормаль к границе контура (1).

Граничную задачу (5), (6) будем решать следующим образом. Представим полное поле $U(r, \varphi)$ вне цилиндров в виде суперпозиции падающего поля цилиндрической волны U^0 и рассеянного поля $U^S(r, \varphi)$:

$$U(r, \varphi) = U^0(r, \varphi) + U^S(r, \varphi). \quad (7)$$

Рассеянное поле $U^S(r, \varphi)$ вне пластины должно удовлетворять однородному уравнению Гельмгольца (5) с $\epsilon = 1$:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + k^2 \right] U^S(r, \varphi) = 0, \quad (7)$$

Поле внутри пластины обозначим как $U^P(r, \varphi)$ и оно должно удовлетворять однородному уравнению Гельмгольца (5) с $\varepsilon = \varepsilon_{SiC}$, определяемой формулой:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + k^2 \varepsilon_{SiC} \right] U^P(r, \varphi) = 0. \quad (8)$$

При этом граничные условия (6) для пластины принимают вид:

$$\begin{aligned} U^P(r_s - 0, \varphi) &= U^S(r_s + 0, \varphi) + U^0(r_s + 0, \varphi), \\ \frac{1}{\varepsilon_{SiC}} \frac{\partial U^P}{\partial N}(r_s - 0, \varphi) &= \frac{\partial U^S}{\partial N}(r_s + 0, \varphi) + \frac{\partial U^0}{\partial N}(r_s + 0, \varphi). \end{aligned} \quad (9)$$

Рассеянное поле $U^S(r, \varphi)$ в цилиндрической системе координат должно удовлетворять условиям излучения в дальней зоне ($kr \rightarrow \infty$):

$$U^S(r, \varphi) = \Phi(\varphi) \left(\frac{2}{\pi kr} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-ikr + i\frac{\pi}{4}\right) \quad (6)$$

где $\Phi(\varphi)$ - диаграмма рассеяния цилиндра. Так же важной характеристикой рассеянного поля является поперечник рассеяния σ_s который определяется по формуле:

$$\sigma_s = \frac{1}{k} \int_0^{2\pi} |\Phi(\varphi)|^2 d\varphi \quad (7)$$

Численные результаты

Граничная задача решалась методом дискретных источников [21, 22].

Рассмотрим для начала ситуация при которой пластина из карбида кремния 6H-SiC возбуждается источником цилиндрической электромагнитной волны имеющим координаты $r_0 = 1.2b$, $\varphi_0 = -\pi/2$. Результаты расчетов компоненты поля H_z в точке $(0, -b)$ на поверхности пластины и нормированного поперечника рассеяния $k\sigma_s$ в зависимости от длины волны λ при различных размерах и потерях карбида кремния (γ) представлены на рис. 3 и 4 соответственно. Параметры пластины представлены в таблице 1. На рис. 3 и 4 представлено по 3 подграфика на каждом из которых представлено по 3 кривых, которые соответствуют различным потерям 6H-SiC ($\gamma = 0 \text{ см}^{-1}$ (синяя кривая), $\gamma = 1 \text{ см}^{-1}$ (оранжевый пунктир), 4 см^{-1} (желтый пунктир)), соответствие цвета и стиля кривых представлено на каждом подграфике.

Из данных представленных на рис.3 и 4 видно, что у компоненты поля $H_z(0, -b)$ и нормированного поперечника рассеяния $k\sigma_s$ существует множество резонансов в области длин $\lambda < 10.55$, что соответствует области, где относительная диэлектрическая проницаемость 6H-SiC удовлетворяет условию: $\varepsilon_{SiC} < -1$. Легко заметить, что при увеличении потерь карбида кремния γ ($\gamma = 1 \text{ см}^{-1}$, 4 см^{-1}) уменьшается как число, так и амплитуда данных резонансов.

Однако отметим, что для случая, когда $a = 1 \text{ мкм}$, $b = 0.2 \text{ мкм}$ (рис. 3в, 4в) резонансы компоненты поля $H_z(0, -b)$ и нормированного поперечника рассеяния $k\sigma_s$ появляются в области длин волн λ : $10.3 \text{ мкм} < \lambda < 10.55 \text{ мкм}$ (соответствует области ε_{SiC} : $-1 < \varepsilon_{SiC} < 0$), а их амплитуда увеличивается.

Таблица 1. Параметры пластины на рис. 3 и 4

| Рис | а, мкм | б (b=a/5), мкм |
|--------|--------|----------------|
| 3а, 4а | 10 | 2 |
| 3б, 4б | 5 | 1 |
| 3в, 4в | 1 | 0.2 |

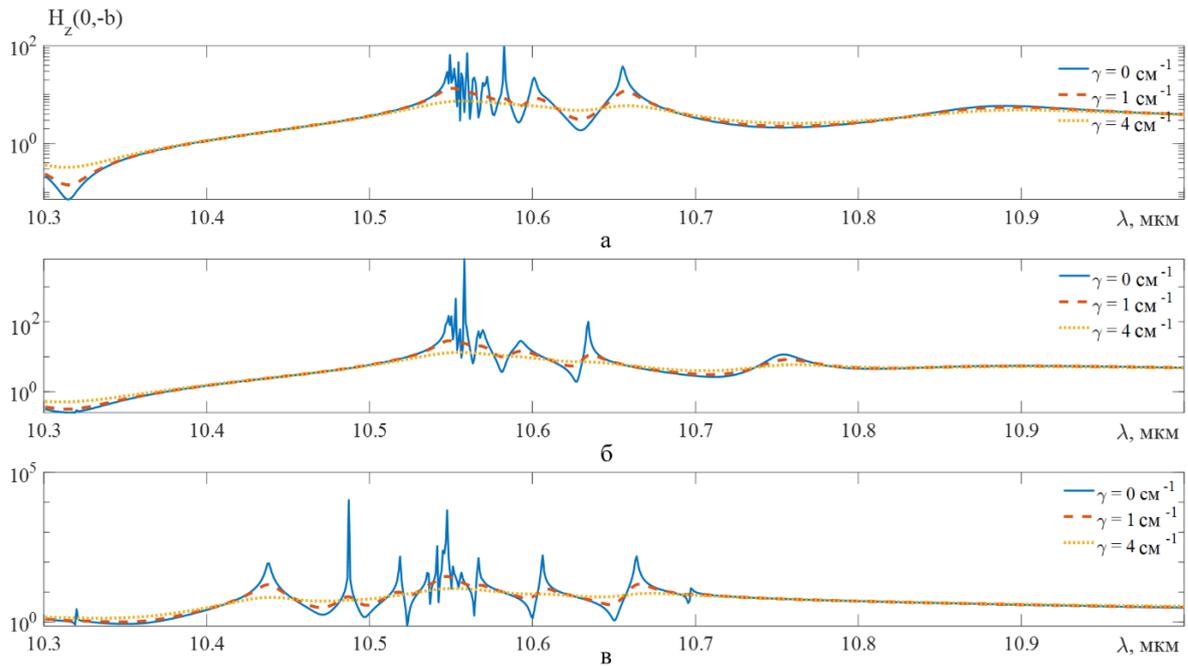


Рис. 3 Зависимость компоненты поля H_z в точке на поверхности пластины $(0,-b)$ от длины волны λ при разных размерах пластины и потерь среды γ ($r_0 = 1.2b$, $\varphi_0 = -\pi/2$, $b=a/5$, $a = 10$ мкм (а), 5 мкм (б), 1 мкм (в))

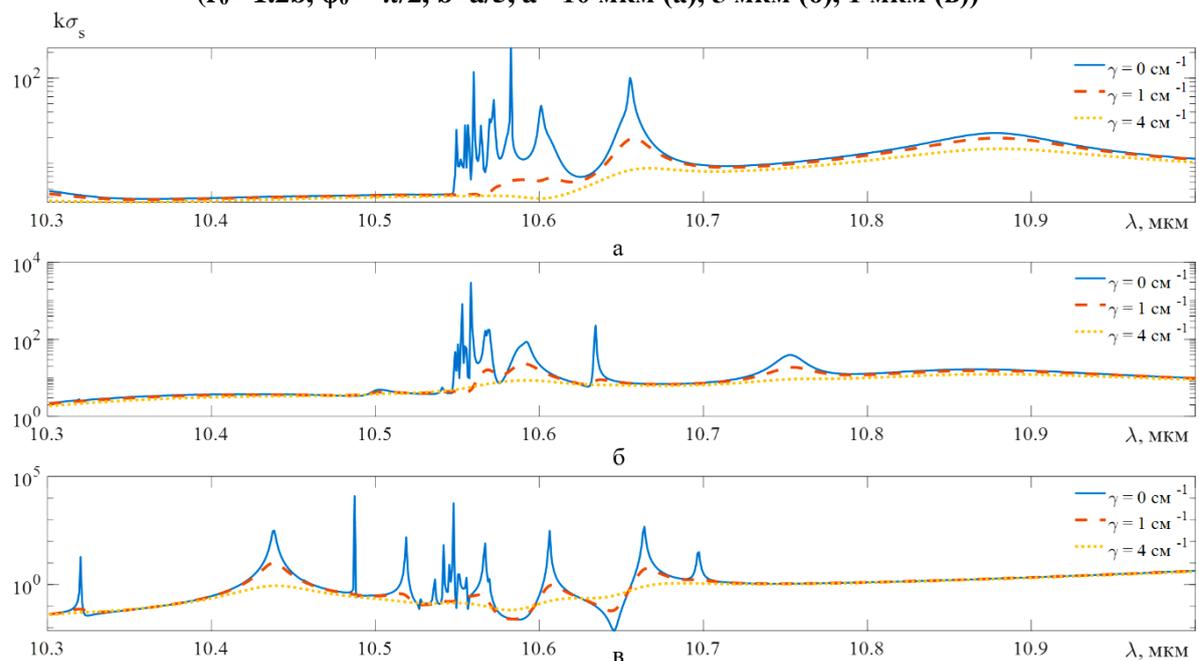


Рис. 4 Зависимость нормированного поперечника рассеяния $k\sigma_s$ от длины волны λ при разных размерах пластины и потерь среды γ ($r_0 = 1.2b$, $\varphi_0 = -\pi/2$, $b=a/5$, $a = 10$ мкм (а), 5 мкм (б), 1 мкм (в))

Рис. 5 и 6 представляют из себя по 3 подграфика показывающие зависимость компоненты поля $H_z(0,-b)$ и нормированного поперечника рассеяния $k\sigma_s$ при различных потерях γ и размерах пластины (смотри таблицу 2). Можно заметить, существование множества резонансов и что расположение зависит от размеров пластины. Принципиальное поведение представленных кривых не отличается от описанного выше случая. Однако отметим, что из рис 5а и 6а (когда $b \geq 1$) следует наличие резонансов строго при $\varepsilon < -1$, а из рис 5б,в и 6б,в (когда $b < 1$) наличие резонансов при $\varepsilon < 0$.

Таблица 2. Параметры пластины на рис. 5 и 6

| Рис | a, МКМ | b (b=a/10), МКМ |
|--------|--------|-----------------|
| 5а, 6а | 10 | 1 |
| 5б, 6б | 5 | 0.5 |
| 5в, 6в | 1 | 0.1 |

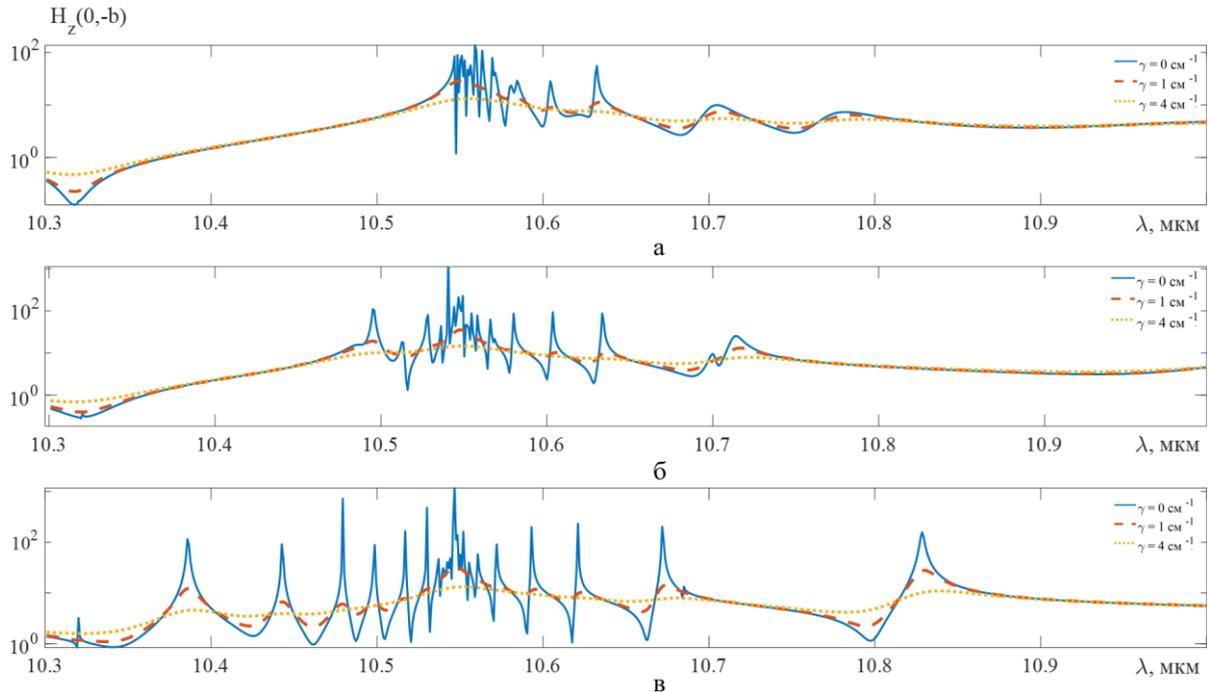


Рис. 5 Зависимость компоненты поля H_z в точке на поверхности пластины (0,-b) от длины волны λ при разных размерах пластины и потерь среды γ ($r_0 = 1.2b$, $\varphi_0 = -\pi/2$, $b=a/10$, $a = 10$ мкм (а), 5 мкм (б), 1 мкм (в))

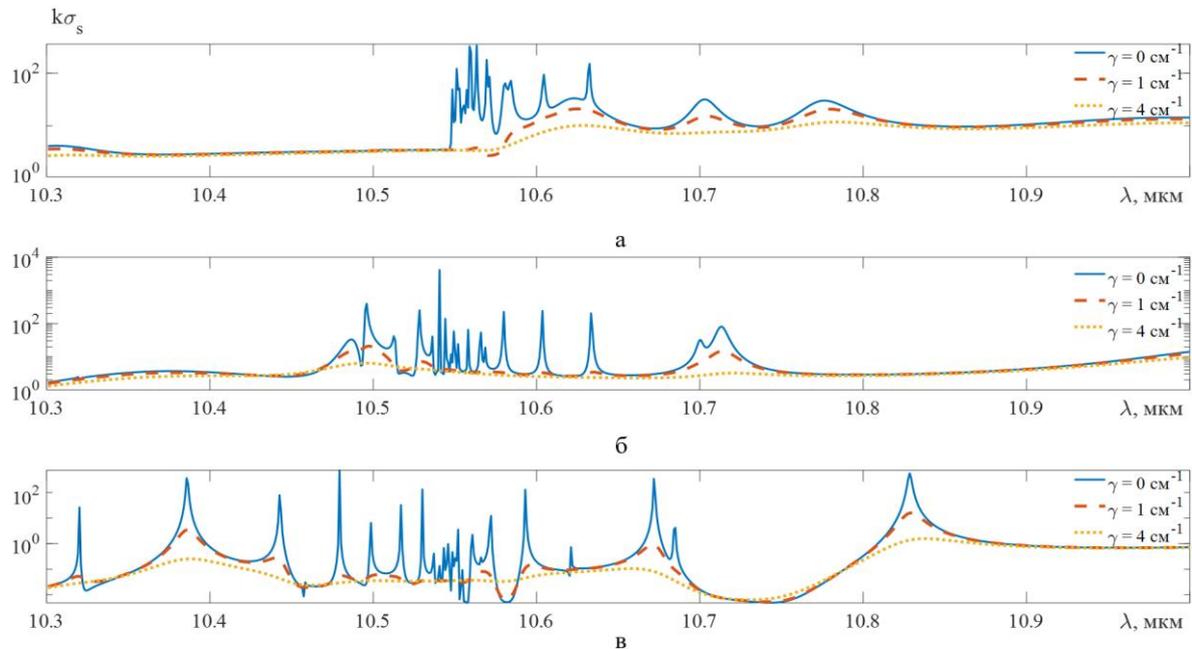


Рис. 6 Зависимость нормированного поперечника рассеяния $k\sigma_s$ от длины волны λ при разных размерах пластины и потерь среды γ ($r_0 = 1.2b$, $\varphi_0 = -\pi/2$, $b=a/10$, $a = 10$ мкм (а), 5 мкм (б), 1 мкм (в))

На рис. 6, рис.7 представлены результаты расчета распределение компоненты поля H_z в ближней зоне пластины для случаев отсутствия и присутствия потерь соответственно. При этом рис. 6а,б и рис.7а,б иллюстрируют случай возбуждения плазмонов четного типа, а рис. 6в,г и рис.7в,г – нечетного типа.

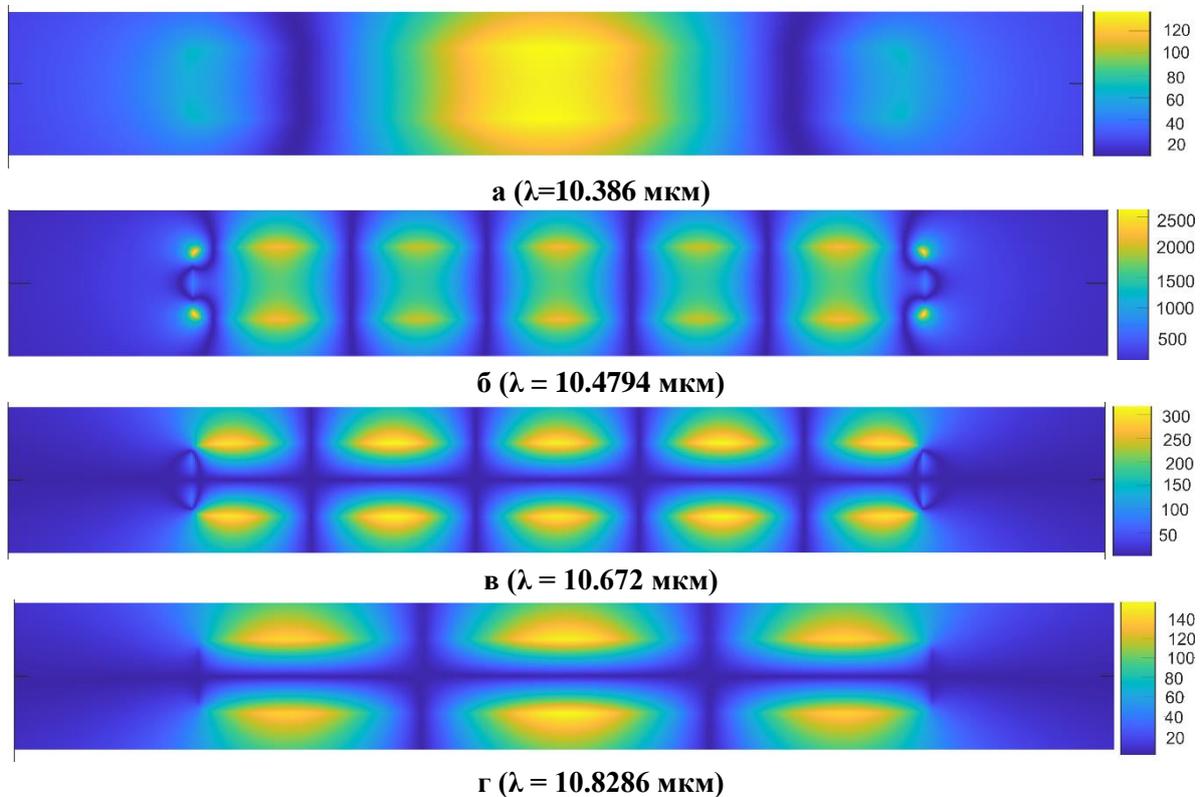


Рис.7 Распределение компоненты поля H_z в ближней зоне пластины при отсутствии потерь ($\gamma_- = 0 \text{ см}^{-1}$, $a = 1 \text{ мкм}$, $b = a/10$, $r_0 = 1.2b$, $\phi_0 = -\pi/2$)

Выводы

В результате исследования двумерной задачи дифракции цилиндрической электромагнитной волны на пластине из карбида кремния ($6H-SiC$) было установлено, что количество плазменных резонансов магнитной компоненты поля H_z и нормированного поперечника рассеяния $k\sigma_s$, напрямую зависит от размеров пластины и потерь среды. Показано, что увеличение количества резонансов $H_z(0, -b)$ происходит при уменьшении размеров пластины. При этом четные резонансы плазмонов соответствуют диапазону длин волн где значение относительной диэлектрической проницаемости карбида кремния ϵ_{SiC} принимает значения: $0 > \epsilon_{SiC} > -1$, а нечетные резонансы плазмонов - $\epsilon_{SiC} < -1$.

Литература

1. W. O. Schumann, "Wellen Langs Homogener Plasmaschicht", S. B. Akad. D. Wiss. Math. Naturwiss, 225, 255-261, (1948).
2. P. S. Epstein, "On the Possibility Electromagnetic Surface Waves", Proc. Natl. Acad. Sciences, 40(12), 1158-1165, (1954).
3. T. Tamir and A. A. Oliner, "The spectrum of electromagnetic waves guided by plasma layer", Proc. IEEE, 55(2), 317-332, (1963).

4. A. D. Shatrov, and V. V. Shevchenko, "Expansion of a field in open stratified waveguide in case of degeneracy of guided waves", *Radiophysics and Quantum Electronics*, 17(11), 1293–1300, (1974).
5. Klimov, V. V., and D. V. Guzatov. "Plasmonic atoms and plasmonic molecules." *Applied Physics A* 89, 305-314, (2007).
6. A. P. Anyutin, I. P. Korshunov and A. D. Shatrov, "Plasmon Resonances in a Quartz Nanofiber coated with a silver layer", *J. of Communications Technology and Electronics*, 60(9), 952-957, (2015).
7. Knight, Mark W., et al. "Aluminum for plasmonics." *ACS nano* 8.1 (2014): 834-840.
8. Vivekchand, S. R. C., et al. "Liquid plasmonics: manipulating surface plasmon polaritons via phase transitions." *Nano letters* 12.8 (2012): 4324-4328.
9. Sanz, J. M., et al. "UV plasmonic behavior of various metal nanoparticles in the near-and far-field regimes: geometry and substrate effects." *The Journal of Physical Chemistry C* 117.38 (2013): 19606-19615.
10. McMahon, Jeffrey M., George C. Schatz, and Stephen K. Gray. "Plasmonics in the ultraviolet with the poor metals Al, Ga, In, Sn, Tl, Pb, and Bi." *Physical Chemistry Chemical Physics* 15.15 (2013): 5415-5423.
11. Andersen A. C. et al. Infrared extinction by homogeneous particle aggregates of SiC, FeO and SiO₂: Comparison of different theoretical approaches // *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*. – 2006. – Т. 100. – №. 1-3. – С. 4-15.
12. Анютин Н. Д. Возбуждение плазмонов в цилиндре из карбида кремния // *Всероссийские открытые Армандовские чтения: Современные проблемы дистанционного зондирования, радиолокации, распространения и дифракции волн*. – 2023. – №. 1. – С. 113-122.
13. H. Mutschke, A. S. Andersen, D. Clement, Th. Henning and G. Peiter, "Infrared properties of SiC particle", *Astron. Astrophys*, 345(1), 187-202, (1999).
14. J. A. Schuller, R. Zia, T. Taubner, and M. L. Brongersma, "Dielectric Metamaterials Based on Electric and Magnetic Resonances of Silicon Carbide Particles", *Phys. Rev. Lett.*, 99(11), 107401-1-107401-4, (2007).
15. Bharadwaj, Palash, Bradley Deutsch, and Lukas Novotny. "Optical antennas." *Advances in Optics and Photonics* 1.3 (2009): 438-483. <https://doi.org/10.1364/AOP.1.000438>
16. Novotny, Lukas, and Niek Van Hulst. "Antennas for light." *Nature photonics* 5.2 (2011): 83-90.
17. Giannini, Vincenzo, et al. "Plasmonic nanoantennas: fundamentals and their use in controlling the radiative properties of nanoemitters." *Chemical reviews* 111.6 (2011): 3888-3912.
18. Caldwell, Joshua D., et al. "Low-loss, infrared and terahertz nanophotonics using surface phonon polaritons." *Nanophotonics* 4.1 (2015): 44-68.
19. Wheeler, Mark S., J. Stewart Aitchison, and Mohammad Mojahedi. "Three-dimensional array of dielectric spheres with an isotropic negative permittivity at infrared frequencies." *Physical Review B* 72.19 (2005): 193103.
20. Masson, Jean-Francois. "Surface plasmon resonance clinical biosensors for medical diagnostics." *ACS sensors* 2.1 (2017): 16-30.
21. Кюркчан А. Г., Смирнова Н. И., "Математическое моделирование в теории дифракции с использованием априорной информации об аналитических свойствах решения", М.: Медиа Паблицер, 226 (2014).

22. Doicu, A., Eremin, Y., Wriedt, T., "Acoustic and electromagnetic scattering analysis using discrete sources", London: Academic, 317 (2000).