

## ВОЗБУЖДЕНИЕ РЕЗОНАНСОВ ПЛАЗМОНОВ В InGaAs ПЛАСТИНЕ ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНОЙ

Н.Д. Аниутин

Российский новый университет, Москва, Россия, blnikan@mail.ru

### EXCITATION OF PLASMON RESONANCES ON InGaAs PLATE BY A PLANE ELECTROMAGNETIC WAVE

N.D. Aniotin

Russian New University, Moscow, Russia

**Аннотация.** Рассматривается двумерная задача дифракции цилиндрической Н-поляризованной электромагнитной волны на пластине из полупроводника InGaAs. В инфракрасном диапазоне ( $250 \text{ см}^{-1} < \nu < 280 \text{ см}^{-1}$ ) строгим численным методом рассчитаны спектры нормированного поперечника рассеяния, зависимость компоненты поля Hz в точке на поверхности структуры и пространственное распределение компоненты поля Hz в ближней зоне пластины (структуры). Исследовано влияние угла падения плоской волны на резонансы плазмонов.

**Ключевые слова:** Пластина из полупроводника, InGaAs, резонансы плазмонов, плазмонные резонансы, частотная характеристика поля, нормированный диаметр рассеяния.

**Abstract.** The 2D problem of diffraction of a plane H-polarized electromagnetic wave on an InGaAs semiconductor plate was considered. The spectra of the normalized scattering pattern, 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 in the near zone of the structure were calculated using a rigorous numerical method in the infrared range ( $250 \text{ cm}^{-1} < \nu < 280 \text{ cm}^{-1}$ ). We investigated how a plane wave's angle of incidence affects plasmon resonances.

**Keywords:** Plate semiconductor, InGaAs, plasmon resonances, frequency response of the field, normalized scattering pattern.

### ВВЕДЕНИЕ

Начиная с середины 20 века наблюдается значительный интерес к исследованию взаимодействия электромагнитных волн на структурах с отрицательной диэлектрической проницаемостью [Schumann, 1948; Tamir, Oliner, 1963; Shatrov, and Shevchenko, 1974; Аниутин, 2019]. Как известно в этом случае на поверхности таких структур возникают поверхностные волны — плазмоны, а также их резонансы. Обычно плазмоны рассматриваются на структурах из благородных металлов в оптическом диапазоне. Например, было установлено, что в нано проводках из серебра (Ag) и золота (Au) существуют не только плазмоны, но и их резонансы [Sondergaard 2007; Giannini, Sanchez-Gil, 2007].

Однако отметим, что отрицательную диэлектрическую проницаемость в ИК диапазоне имеют не только благородные металлы и плазменно-подобные среды, но и полупроводники - например InGaAs, а соответственно на поверхности структур из данного материала образуются плазмоны и их резонансы. Этот полупроводник активно применяется для инфракрасных фотодетекторов [Billaha et al., 2020], патч антенн [Palaferrri, 2018].

Цель данной работы состоит в исследовании плазмонов и их резонансов образующихся при дифракции Н поляризованной плоской электромагнитной волны на полупроводниковой пластине из InGaAs при различных углах падения плоской волны и потерь среды.

### ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФОРМУЛИРОВКА

Рассматривается 2D задача дифракции плоской Н поляризованной электромагнитной волны на диэлектрической пластине из InGaAs. Геометрия решаемой задачи представлена на рис. 1 (a — большая полуось

прямоугольника, b — малая,  $\varphi_0$  — угол падения плоской электромагнитной волны). В цилиндрической системе координат  $(r, \varphi)$  уравнение контура  $r_s$  имеет вид:

$$r_s(\varphi) = \frac{b}{\sqrt{\left(\frac{b}{a} \cos(\varphi)\right)^n + \sin(\varphi)^n}}, n = 18. \quad (1)$$

Предполагалось, что волновое число находилось в ИК диапазоне  $250 \text{ см}^{-1} < \nu < 280 \text{ см}^{-1}$  ( $35.7 \text{ мкм} < \lambda < 40 \text{ мкм}$ ), где полупроводниковая пластина из InGaAs имеет отрицательную диэлектрическую проницаемость  $\varepsilon_{InGaAs}(\nu) = \varepsilon'_{InGaAs} - i\varepsilon''_{InGaAs} = \text{Re}(\varepsilon_{InGaAs}) - i \text{Im}(\varepsilon_{InGaAs})$ . Расчет относительной диэлектрической проницаемости InGaAs осуществлялся на основе кубической интерполяции экспериментальных данных [Le et al., 2022] и приведен на рис. 2.

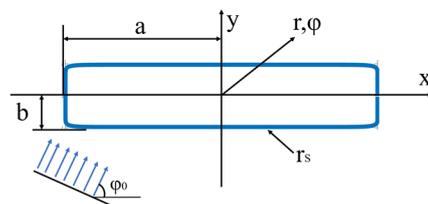


Рис. 1. Геометрия задачи

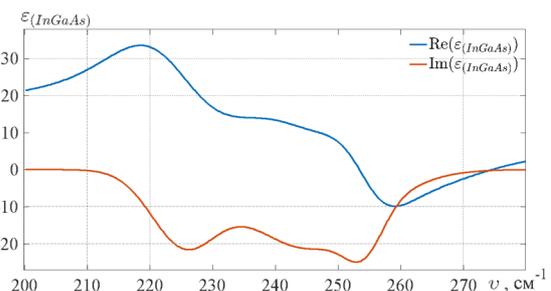


Рис. 2. Зависимость относительной диэлектрической проницаемости InGaAs от волнового числа  $\text{см}^{-1}$

Падающая  $H$  поляризованная плоская электромагнитная волна имеет компоненту поля  $H_z$  и может быть представлена в виде:

$$H_z = U_0(r, \varphi) = \exp(-ikr * \cos(\varphi - \varphi_0)). \quad (2)$$

Полное поле вне пластины ( $r > r_s$ ) представим в виде суперпозиции  $U(r, \varphi) = U_0(r, \varphi) + U_s(r, \varphi)$  (где  $U_s(r, \varphi)$  — рассеянное поле), а полное поле внутри пластины ( $r < r_s$ ) обозначим  $U_p(r, \varphi)$ .

При этом граничные условия для полного поля  $U(r, \varphi)$  принимают вид:

$$U^P(r_s - 0, \varphi) = U^S(r_s + 0, \varphi) + U^0(r_s + 0, \varphi) \\ \frac{1}{\varepsilon_{InGaAs}} \frac{\partial U^P}{\partial N}(r_s - 0, \varphi) = \frac{\partial U^S}{\partial N}(r_s + 0, \varphi) + \frac{\partial U^0}{\partial N}(r_s + 0, \varphi) \quad (3)$$

Поле  $U_s(r, \varphi)$  в цилиндрической системе координат должно удовлетворять условиям излучения в дальней зоне ( $kr \rightarrow \infty$ ):

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

где  $\Phi(\varphi)$  — диаграмма рассеяния пластины. Так же важной характеристикой рассеянного поля является поперечник рассеяния  $\sigma_s$ , который определяется по формуле:

$$\sigma_s = \frac{2}{\pi k} \int_0^{2\pi} |\Phi(\varphi)|^2 d\varphi. \quad (5)$$

### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Численное решение сформулированной задачи проводилось модифицированным методом дискретных источников (ММДИ) [Кюркчан, Смирнова, 2014]. Семейство кривых компоненты поля  $H_z$  в точке  $(0, -b)$  на поверхности пластины и нормированного поперечника рассеяния  $k\sigma_s$  в зависимости от волнового числа  $\nu$  представлено на рис. 3 и 4 соответственно. Для случая, когда  $b = 155$  нм,  $a = 10b$  при различных углах падения плоской электромагнитной волны  $\varphi_0$ :  $\varphi_0 = \pi/6$  (кривая 1),  $\pi/4$  (кривая 2),  $\pi/2$  (кривая 3).

Из данных представленных на рис. 3 и 4 видно, что существует всего один максимум (резонанс) как компоненты поля  $H_z(0, -b)$ , так и нормированного поперечника рассеяния  $k\sigma_s$  в районе  $\nu = 263$  см<sup>-1</sup> ( $\lambda = 38.0238$  мкм). Заметим, что амплитуда кривых  $H_z(0, -b)$  и  $k\sigma_s$  увеличиваются с приближением угла падения волны к значению:  $\varphi_0 = \pi/2$  (кривые 3 рис. 3 и 4).

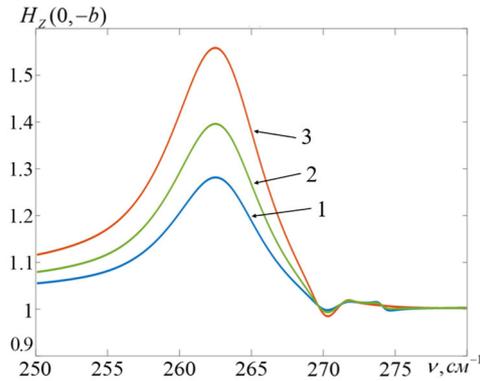


Рис. 3. Зависимость компоненты поля  $H_z(0, -b)$  от волнового числа

Распределение ближнего поля магнитной компоненты поля  $H_z$  представлено на рис. 5–8 для случая реальных потерь ( $\gamma = 1$ ) и отсутствия потерь ( $\gamma = 0$ ) полупроводника InGaAs. Отметим, что потери приводят к уменьшению амплитуды поля  $H_z$ , к исчезновению мультипольных резонансов [Анютин, 2019] и изменению структуры ближнего поля (см. рис. 5–8).

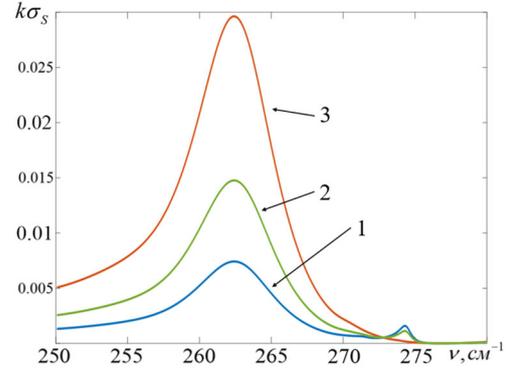


Рис. 4. Зависимость нормированного поперечника рассеяния  $k\sigma_s$  от волнового числа

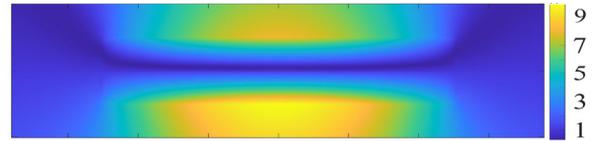


Рис. 5. Распределение ближнего поля компоненты поля  $H_z$  ( $\nu = 260$  см<sup>-1</sup>),  $\gamma = 0$

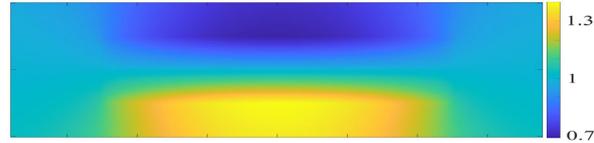


Рис. 6. Распределение ближнего поля компоненты поля  $H_z$  ( $\nu = 260$  см<sup>-1</sup>),  $\gamma = 1$

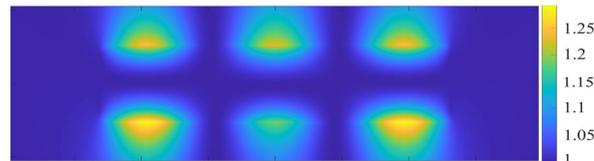


Рис. 7. Распределение ближнего поля компоненты поля  $H_z$  ( $\nu = 270$  см<sup>-1</sup>),  $\gamma = 0$

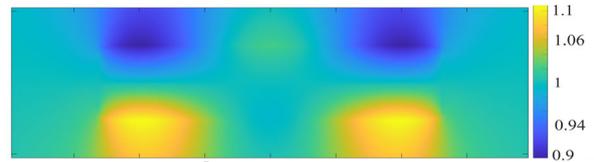


Рис. 8. Распределение ближнего поля компоненты поля  $H_z$  ( $\nu = 270$  см<sup>-1</sup>),  $\gamma = 1$

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате исследования двумерной задачи дифракции плоской электромагнитной волны на полупроводниковой пластине из InGaAs было установлено, что существует всего один резонанс компоненты поля  $H_z$  и нормированного поперечника рассеяния  $k\sigma_s$  в диапазоне частот  $250$  см<sup>-1</sup> <  $\nu$  <  $280$  см<sup>-1</sup>. Установлено наличие четного типа резонанса плазмонов и отсутствие нечетных.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Анютин А.П. О резонансах плазмонов тонкой пластины конечных размеров из метаматериала // Радиотехника и электроника. 2019. Т. 64, №. 12. С. 1177–1180.
- Кюркчан А.Г., Смирнова Н.И. Математическое моделирование в теории дифракции с использованием априорной информации об аналитических свойствах решения. М.: Медиа Паблшер, 2014. 226 с.
- Billaha M.A., Roy B., Ray S. et al. Asymmetric algaas/gaas/ingaas based quantum well long wavelength infrared photodetector // 4th International Conference on Electronics, Materials Engineering Nano-Technology (IEMENTech). 2020. P. 1–3.
- Giannini V., Sánchez-Gil J.A. Calculations of light scattering from isolated and interacting metallic nanowires of arbitrary cross section by means of Green's theorem surface integral equations in parametric // J. Opt. Soc. Am. A. 2007. V. 24, N 9. С. 2822–2830. <http://dx.doi.org/10.1364/JOSAA.-24.002822>.
- Le T.N. et al. Determination of the far-infrared dielectric function of a thin InGaAs layer using a detuned Salisbury screen // Optical Materials Express. 2022. V. 12, N 7. P. 2711–2723.
- Palaferrri D., Todorov Y., Bigioli A. et al. Room-temperature nine- $\mu\text{m}$ -wavelength photodetectors and GHz-frequency heterodyne receivers // Nature. 2018. V. 556, N 7699. P. 85–88.
- Schumann W.O. Wellen Langs Homogener Plasmaschichten // S. B. Akad. D. Wiss. Math. Naturwiss. 1948. V. 225. P. 255–261.
- Shatrov A.D., Shevchenko V.V. Expansion of a field in open stratified waveguide in case of degeneracy of guided waves // Radiophys. Quantum Electronics. 1974. V. 17, N 11. P. 1293–1300.
- Sondergaard T. Modeling of plasmonic nanostructures: Green's function integral equation methods // Phys. Status Solidi b. 2007. V. 244, N 10. P. 3448–3462. <http://dx.doi.org/10.1002/pssb.200743153>.
- Tamir T., Oliner A.A. The spectrum of electromagnetic waves guided by plasma layer // Proc. IEEE. 1963. V. 55, N 2. P. 317–332.