DOI: https://doi.org/10.30898/1684-1719.2023.11.20
УДК: 538.566.2; 621.372.8

ПЛАЗМОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ ЗОЛОТОЙ НАНО НИТИ, ПОКРЫТОЙ СЛОЕМ КВАРЦА

А.П. Анютин

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 141190, г. Фрязино Московской области, пл. Введенского, д. 1.

Статья поступила в редакцию 3 октября 2023 г.

Аннотация. В данной работе рассмотрена двумерная задача дифракции плоской ТМ поляризованной волны светового диапазона $300\text{нм} < \lambda < 900\text{нм}$ (λ – длина волны) на нано структуре, образованной золотым нано цилиндром покрытом симметричным слоем кварца. Строгими численными методами рассчитаны частотные характеристики поперечника рассеяния и резонансы поля плазмонов. Исследовано влияние радиусов цилиндра и оболочки, относительной диэлектрической проницаемости и потерь золота на спектры поперечника рассеяния.

Ключевые слова: резонансы, плазмоны, частотные характеристики поперечника рассеяния и плазмонов, золотой нано цилиндр, кварцевая оболочка, плоская Н поляризованная волна светового диапазона.

Финансирование: Работа выполнена за счет частичного бюджетного финансирования в рамках государственного задания.

Автор для переписки: Anyutin Alexandr Pavlovich, anioutine@mail.ru

Введение

Известно, что на оптических частотах $300\text{нм} < \lambda < 900\text{нм}$ (λ – длина волны) серебро проявляет свойства закритической плазмы, поскольку его комплексная диэлектрическая проницаемость $\varepsilon_{\mathrm{Au}} = \varepsilon' - i\,\varepsilon''$ удовлетворяет соотношениям: $\varepsilon' < 0,\ \varepsilon'' << |\varepsilon'|$ [1,2]. При этом величина $\varepsilon'(\lambda)$ монотонно убывает. Такое поведение диэлектрической проницаемости приводит к резонансным явлениям, возникающим при рассеянии электромагнитных волн на частицах, размеры которых значительно меньше длины волны λ [2]. Заметим, что в трехмерной задаче дифракции плоской волны на диэлектрической сфере дипольный плазмонный резонанс происходит при $\varepsilon' = -2$, а в двумерной задаче дифракции на круговом диэлектрическом цилиндре при $\varepsilon' = -1$.

В работе [1] отмечалось, что положение плазмонных резонансов в шаровом диэлектрическом слое (нано оболочке) может изменяться в широких пределах при изменении соотношения между внутренним и внешним радиусами оболочки. В случае цилиндрической диэлектрической оболочки частоты плазмонных резонансов также подчиняются этим закономерностям [3-5].

В настоящей работе рассматривается наноструктура, состоящая из золотой нити, покрытой слоем кварца. Цель работы – установить условия, при которых плазмонные резонансы реализуются в видимой части оптического диапазона $300\text{нм} < \lambda < 900\text{нм}$ (λ – длина волны), и исследовать изменение частотных характеристик дипольных и мультипольных резонансов плазмонов от параметров, характеризующих геометрию задачи.

1. Формулировка задачи

Рассматривается двумерная задача дифракции плоской ТМ поляризованной волны:

$$E_x^0 = \exp(-ikx), \quad H_z^0 = \exp(-ikx), \tag{1}$$

на цилиндрической структуре, представляющей собой золотую нить, покрытую симметричным слоем кварца (рис. 1). Контур поперечного сечения такой структуры представляет собой кольцо. Используется гауссовская система физических единиц; зависимость от времени выбрана в виде $\exp(i\omega t)$, где

$\omega = kc = 2\pi / \lambda$ – круговая частота, k – волновое число свободного пространства, c – скорость света в вакууме.

Зависимость относительной диэлектрической проницаемости от радиуса в исследуемой трехслойной структуре имеет вид:

$$\varepsilon(r) = \begin{cases} \varepsilon_{\mathrm{Au}}, & 0 < r < a, \\ \varepsilon_{\mathrm{SiO_2}}, & a < r < b = \beta a, \\ 1, & r > b = \beta a, \end{cases} \tag{2}$$

где ε_{SiO_2} и $\varepsilon_{\mathrm{Au}}$ – относительные диэлектрические проницаемости кварца и серебра соответственно.

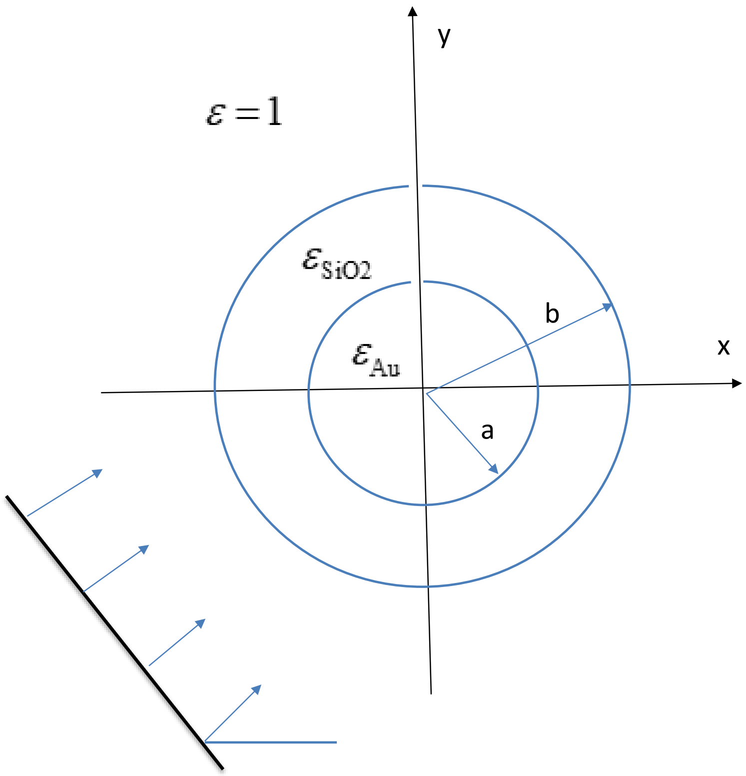

Рис. 1. Геометрия задачи

Вещественную и мнимую части относительной диэлектрической проницаемости золота в видимом диапазоне $300\text{нм} < \lambda < 900\text{нм}$ будем интерполировать кубическими сплайнами на основе экспериментальных данных работы [1].

В отличие от золота, кварц в исследуемом диапазоне частот имеет существенно меньшие тепловые потери, а его относительная диэлектрическая проницаемость слабо зависит от λ. Поэтому будем полагать относительную диэлектрическую проницаемость кварца вещественной величиной: $\varepsilon_{SiO_2} = 2.16$.

Исследование сформулированной дифракционной задачи удобнее проводить, используя z-компоненту магнитного поля $U(r,\varphi) = H_z(r,\varphi)$. Краевая задача для функции $U(r,\varphi)$ является скалярной.

Полное поле $U(r,\varphi)$ в цилиндрической системе координат (r,φ) удовлетворяет уравнению Гельмгольца:

$$\frac{\partial^2 U(r,\varphi)}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial U(r,\varphi)}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 U(r,\varphi)}{\partial \varphi^2} + k^2 \varepsilon(r) U(r,\varphi) = 0 \quad (3)$$

Граничные условия для функции $U(r,\varphi)$ имеют вид:

$$\begin{aligned}
&U(a-0,\varphi) = U(a+0,\varphi),\\
&\frac{1}{\varepsilon_{\mathrm{Ag}}}\frac{\partial U}{\partial r}(a-0,\varphi) = \frac{1}{\varepsilon_{\mathrm{SiO_2}}}\frac{\partial U}{\partial r}(a+0,\varphi),\\
&U(b-0,\varphi) = U(b+0,\varphi),\\
&\frac{1}{\varepsilon_{\mathrm{SiO_2}}}\frac{\partial U}{\partial r}(b-0,\varphi) = \frac{\partial U}{\partial r}(b+0,\varphi).
\end{aligned} \quad (4)$$

Падающее поле в цилиндрической системе координат (r,φ) задано функцией:

$$U^0 = \exp(-ikr\cos\varphi) \quad (5)$$

В области $r > b$ полное поле состоит из падающего U^0 и рассеянного U^S полей:

$$U = U^0 + U^S, \quad r > b, \quad (6)$$

при этом рассеянное поле U^S в дальней зоне должно удовлетворять условию излучения:

$$U^S \sim \Phi(\varphi)\frac{1}{\sqrt{kr}}\exp(-ikr), \quad kr \to \infty, \quad (7)$$

где $\Phi(\varphi)$ – диаграмма рассеяния. Компоненты электромагнитного поля могут быть выражены через функцию $U(r,\varphi)$ следующим образом:

$$E_r = \frac{1}{ik\varepsilon(r)r}\frac{\partial U}{\partial \varphi},$$
$$E_\varphi = -\frac{1}{ik\varepsilon(r)}\frac{\partial U}{\partial r} \qquad (8)$$

Обозначим полное поле в области $a < r < b$ буквой U_1, а полное поле внутри цилиндра $r < a$ буквой U_2. Тогда с учетом (4) – (6) граничные условия примут вид:

$$\begin{aligned}
&U_2(a-0,\varphi) = U_1(a+0,\varphi),\\
&\frac{1}{\varepsilon_{\mathrm{Ag}}}\frac{\partial U_2}{\partial r}(a-0,\varphi) = \frac{1}{\varepsilon_{\mathrm{SiO_2}}}\frac{\partial U_1}{\partial r}(a+0,\varphi),\\
&U_1(b-0,\varphi) = U^S(b+0,\varphi) + U^0,\\
&\frac{1}{\varepsilon_{\mathrm{SiO_2}}}\frac{\partial U_1(b-0)}{\partial r}(b-0,\varphi) = \frac{\partial U^S(b+0,\varphi)}{\partial r} + \frac{\partial U^0}{\partial r}.
\end{aligned} \qquad (9)$$

Заметим, что строгое аналитическое решение уравнения Гельмгольца (3) с граничными условиями (9) можно получить методом разделения переменных и представить рассеянное поле U^S в виде ряда Рэлея [6].

Важной характеристикой рассеянного поля является поперечник рассеяния σ_s и сечение рассеяния σ_a, которые рассчитывается по формулам:

$$\sigma_s = \frac{1}{k}\int_0^{2\pi} \left|\Phi(\varphi)\right|^2 d\varphi, \qquad (10)$$

$$\sigma_a = \frac{1}{k}\mathrm{Im}\oint \frac{\partial U}{\partial N}U^* ds. \qquad (11)$$

2. Численные результаты

Численное решение сформулированной выше граничной задачи (2), (9) получим методом дискретных источников (МДИ) [7,8]. Точность численных расчетов сформулированной выше задачи рассеяния оценивалась нами путем вычисления невязки Δ граничных условий:

$$\Delta = |U^0(a,\varphi_m) - U^S(a,\varphi_m)|, \qquad (12)$$

которая вычислялась в точках контура цилиндра, лежащих по середине между двумя точками коллокации, где невязка достигает своего максимального значения $\max(\Delta)$ (т. е. для углов $\varphi_m = \varphi_{m-1} + \Delta\varphi/2; \Delta\varphi = 2\pi/M; \ \ m = 1,\dots,M$) [7].

Рассмотрим сначала случай задачи, которая решалась в точках контура цилиндра, лежащих по середине между двумя точками коллокации, где невязка достигает своего максимального значения $\max(\Delta)$ (т. е. для углов $\varphi_m = \varphi_{m-1} + \Delta\varphi/2; \Delta\varphi = 2\pi/M; \ \ m = 1,\dots,M$) [7].

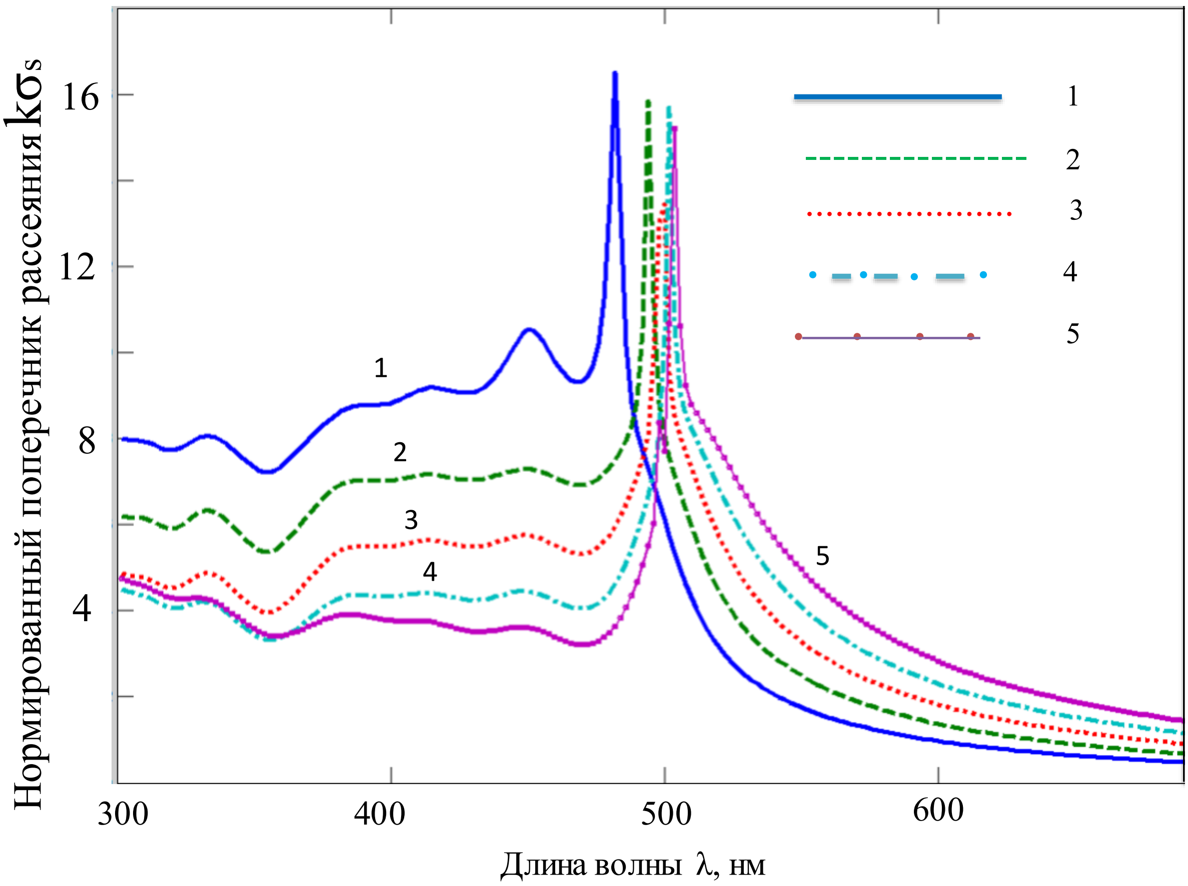

Рис. 2. Нормированный поперечник рассеяния структуры при угле падения плоской ТМ поляризованной волны φ_0=0 в отсутствии потерь золота $\varepsilon'' = 0$ и при радиусе золотого цилиндра a = 50 нм; радиус оболочки из стекла полагался равным: кривая 1 – b = 60 нм; кривая 2 – b = 70 нм; кривая 3 – b = 80 нм; кривая 4 – b = 90 нм; кривая 5 – b = 100 нм

Рассмотрим сначала случай, когда плоска ТМ поляризованная волна падает на структуру изображенную на рис. 1 под углом φ_0=0 в отсутствии потерь золота $\varepsilon'' = 0$. Структура имела следующие параметры: радиус золотого цилиндра полагался равным a = 50 нм, а радиус оболочки из стекла изменялся и принимал значения: b = 60 нм, b = 70 нм, b = 80 нм, b = 90 нм и b = 100 нм. На рис. 1 представлены результаты расчета нормированного поперечника рассеяния при изменении длины волны в пределах $300\text{нм} < \lambda < 900\text{нм}$. Кривые 1–5 рис. 2 соответсвуют значениям радиусов оболочки из стекла, указанны выше.

Из рис. 2 видно, что все кривые нормированного поперечника рассеяния имеют один ярко выраженный пик (резонанс) в окрестности длины волны $\lambda \approx 500\text{нм}$ и незначительные колебания в остальной области длин волн. Отметим, что увеличение внешнего радиуса оболочки из стекла приводит к увеличению резонансной длины волны примерно на 25 нм.

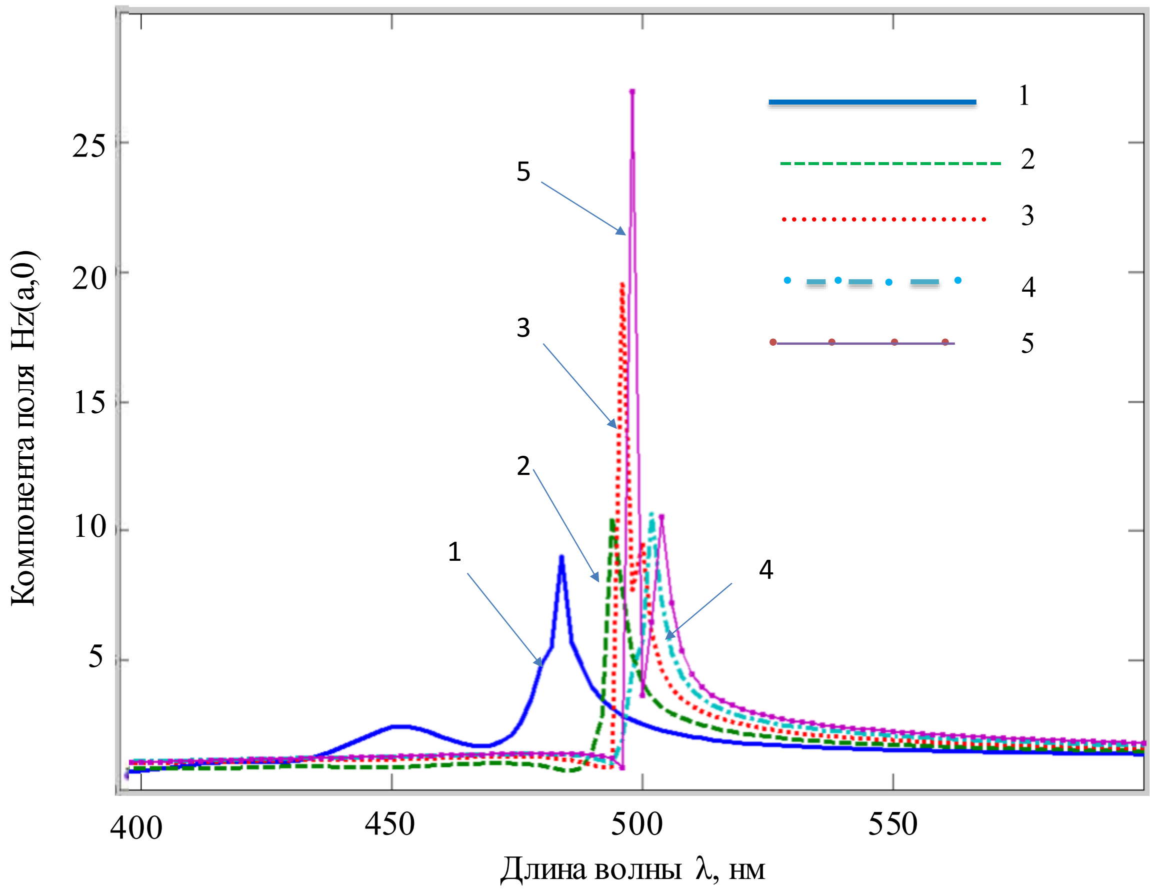

Рис. 3. Частотная зависимость компоненты поля Hz(a,0) при угле падения плоской ТМ поляризованной волны φ_0=0 в отсутствии потерь золота $\varepsilon'' = 0$ и при радиусе золотого цилиндра a = 50 нм; радиус оболочки из стекла полагался равным: кривая 1 – b = 60 нм; кривая 2 – b = 70 нм; кривая 3 – b = 80 нм; кривая 4 – b = 90 нм; кривая 5 – b = 100 нм

На рис 3 изображены результаты расчета амплитуды компонеты поля Hz для значений длин волн $400\text{нм} < \lambda < 600\text{нм}$ на поверхности золтого цилиндра в точке с координтами $(r = a, \varphi = \pi)$. Из рис. 3 следует, что при – b = 60нм (кривая 1) и b = 70 нм (кривая 2) зависимости поля Hz имют один выраженный максимум, а при b = 80 нм (кривая 3), b = 90 нм (кривая 4) и b = 100 нм (кривая 5) зависимости поля Hz имют два локальных максимума – главный и побочный с разной амплитудой. При этом увеличение внешнего радиуса стекляной оболочки (ее толщины) также приводит к смещению (увеличению) резонансной длины волны примерно на 25 нм.

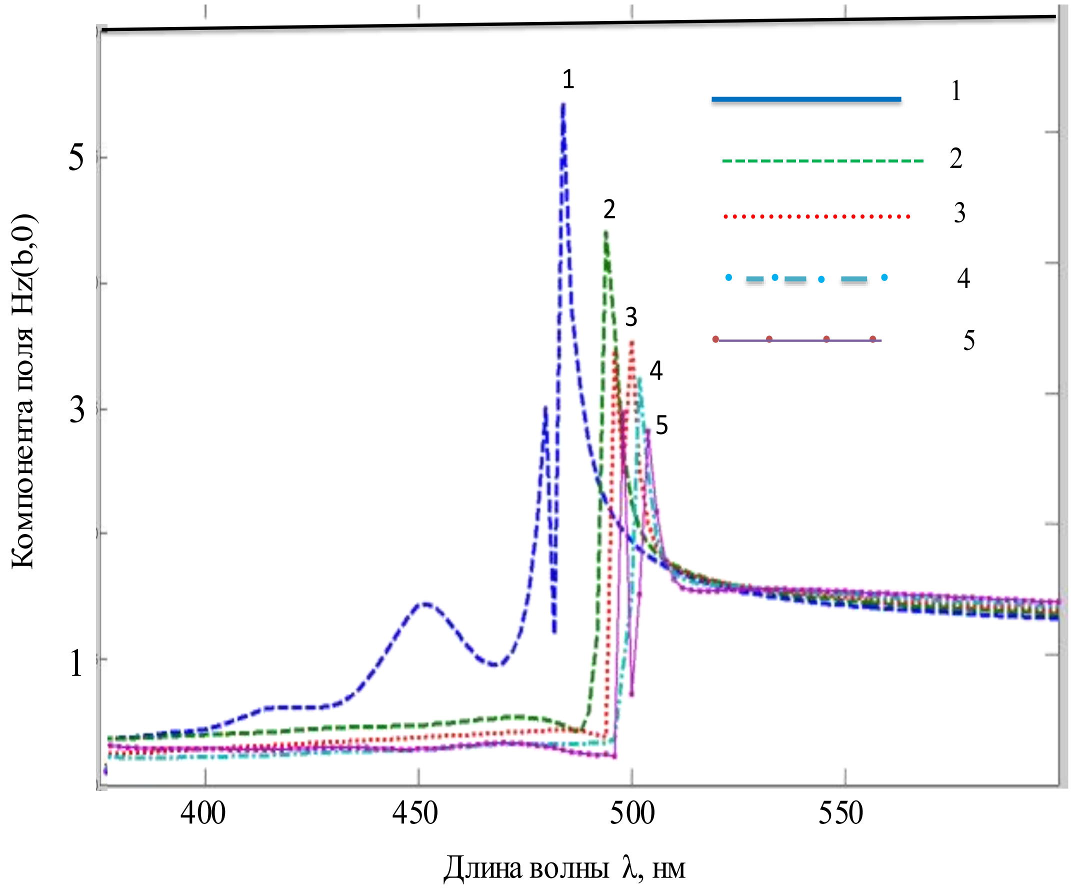

Рис. 4. Частотная зависимость компоненты поля Hz(b,0) при угле падения плоской ТМ поляризованной волны $\varphi_0 = 0$ в отсутствии потерь золота $\varepsilon'' = 0$ и при радиусе золотого цилиндра a=50нм; радиус оболочки из стекла полагался равным: кривая 1 – b = 60 нм; кривая 2 – b = 70 нм; кривая 3 – b = 80 нм; кривая 4 – b = 90 нм; кривая 5 – b = 100 нм

Рис. 4 иллюстрирует результаты расчета амплитуды компонеты поля Hz для значений длин волн $400\text{нм} < \lambda < 600\text{нм}$ на поверхности стекляной оболочки в точке с координтами $(r = b, \varphi = \pi)$. Из рис. 4 следует, что при всех толщинах оболочки зависимости поля Hz имют два выраженных максимума. При этом увеличение толщины стекляной оболочки также приводит к смещению (увеличению) резонансной длины волны примерно на 25 нм. Однако максимальные значения амплитуды поля Hz примерно в пять раз меньше, чем значение поля Hz на повехности золотого цилиндра.

На рис 5 изображены результаты расчета нормированного поперечника рассеяния для рассмотренной выше стрктуры но для случая реальных потерь золота при фиксированном радиусе золотой нити a = 50 нм и пяти радиусах оболочки из стекла: b = 60 нм (кривая 1), b = 70 нм (кривая 2), b = 80 нм (кривая 3), b = 90 нм (кривая 4), b = 100 нм (кривая 5).

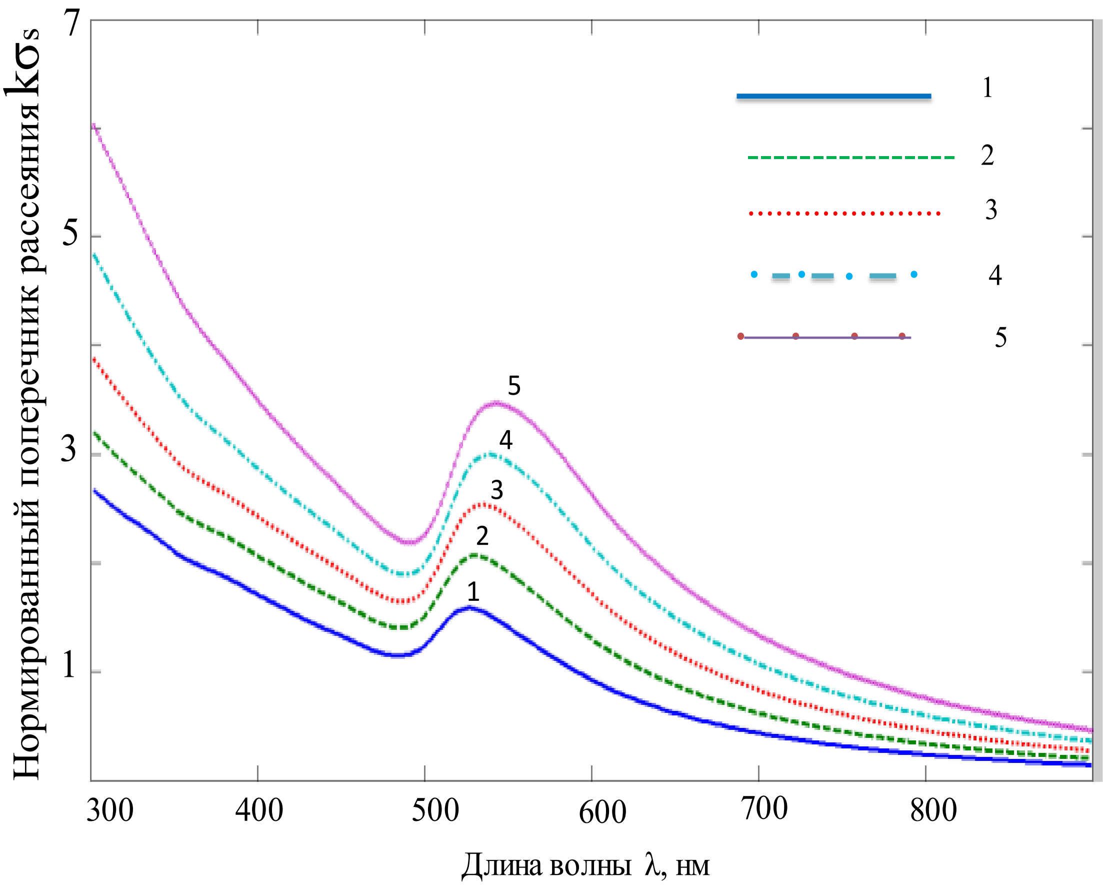

Рис. 5. Нормированный поперечник рассеяния структуры при угле падения плоской ТМ поляризованной волны $\varphi_0=0$ в случае реальных потерь золота и при радиусе золотого цилиндра a = 50 нм; радиус оболочки из стекла полагался равным: кривая 1 – b = 60 нм; кривая 2 – b = 70 нм; кривая 3 – b = = 80 нм; кривая 4 – b = 90 нм; кривая 5 – b = 100 нм

Рис 6 Иллюстрирует результаты расчета нормированного поперечника рассеяния для рассмотренной выше стрктуры для случая отсутствия потерь золота при фиксированном радиусе золотой нити a = 100 нм и пяти радиусах оболочки из стекла: b = 110 нм (кривая 1), b = 130 нм (кривая 2), b = 150 нм (кривая 3), b = 175 нм (кривая 4), b = 500 нм (кривая 5).

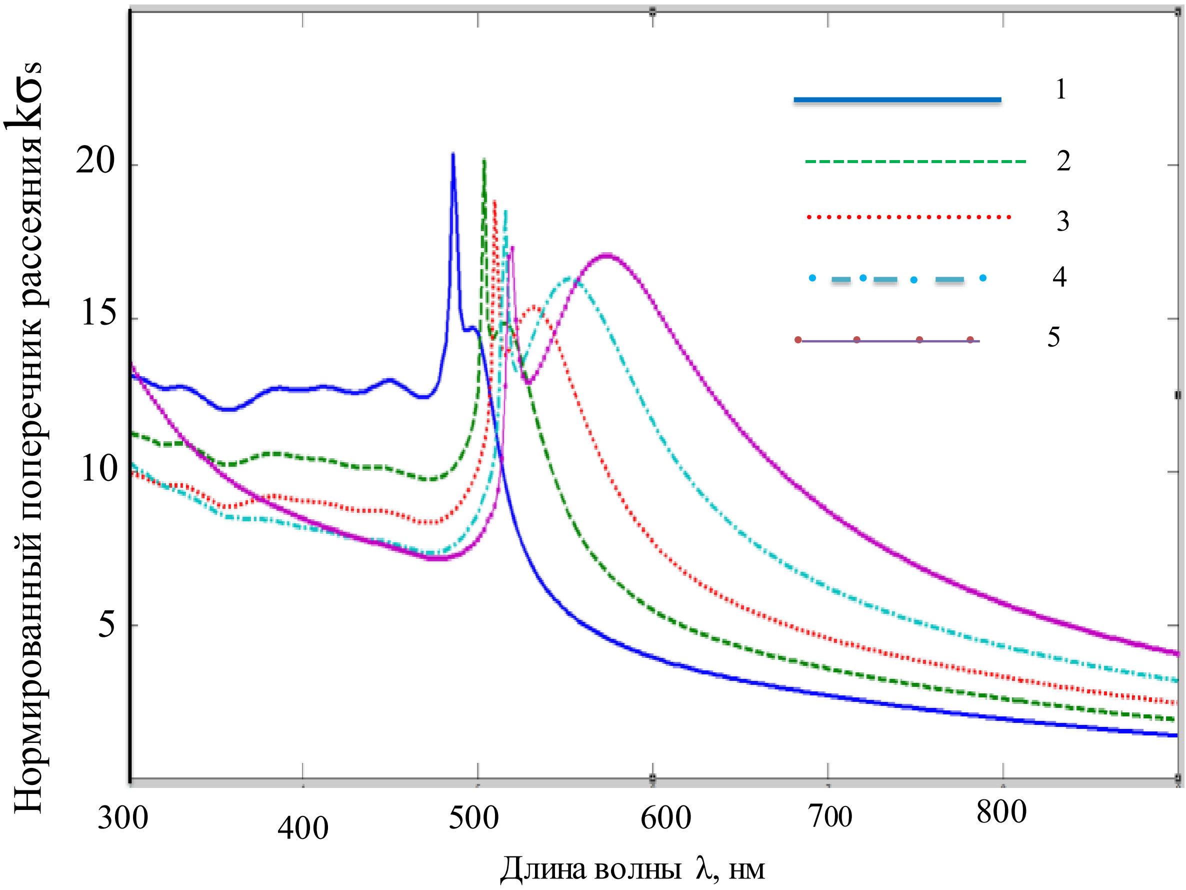

Рис. 6. Нормированный поперечник рассеяния структуры при угле падения плоской ТМ поляризованной волны $\varphi_0=0$ в отсутствии потерь золота $\varepsilon''=0$ и при радиусе золотого цилиндра a=100нм; радиус оболочки из стекла полагался равным: кривая 1 – b=110нм; кривая 2 – b=130нм; кривая 3 – b=150нм; кривая 4 – b=175нм; кривая 5 – b=200нм

На рис 7 представлены результаты расчета нормированного поперечника рассеяния для рассмотренной выше стрктуры для случая реального золота при фиксированном радиусе золотой нити a = 100 нм и пяти радиусах оболочки из стекла: b = 110 нм (кривая 1), b = 130 нм (кривая 2), b = 150 нм (кривая 3), b = 175 нм (кривая 4), b = 500 нм (кривая 5).

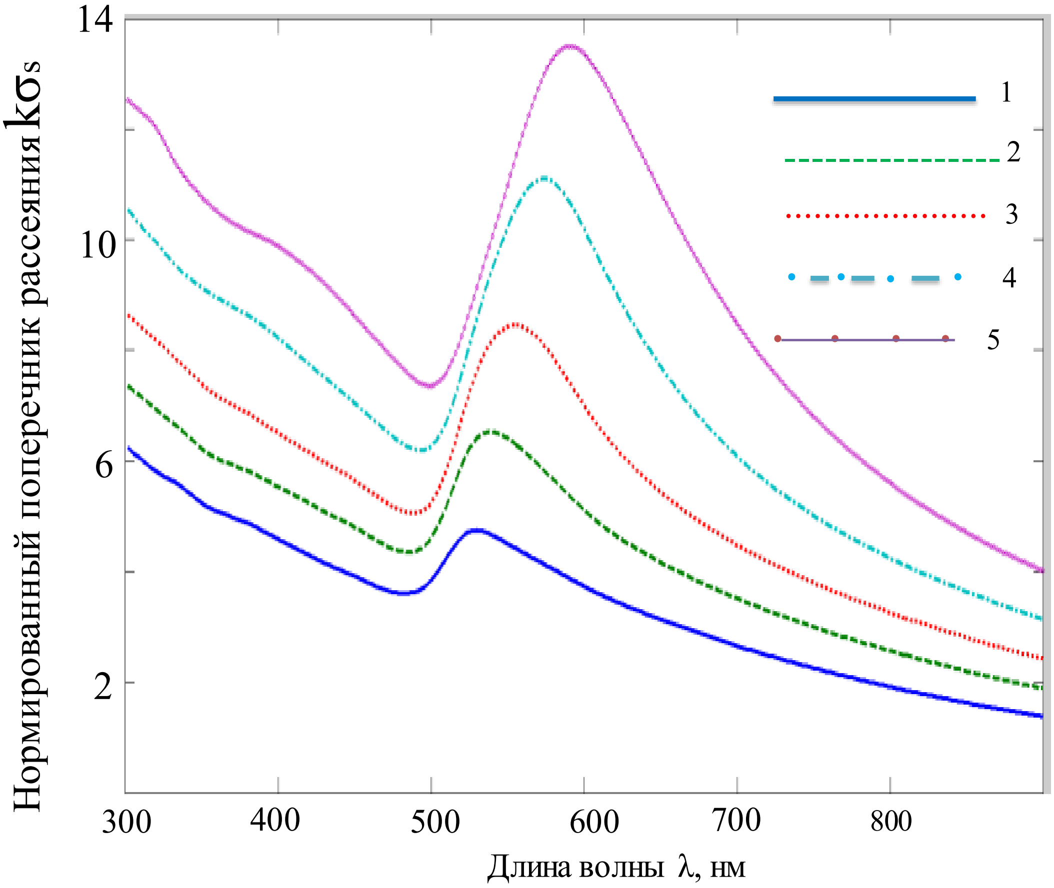

Рис. 7. Нормированный поперечник рассеяния структуры при угле падения плоской ТМ поляризованной волны $\varphi_0=0$ в случае реальных потерь золота и при радиусе золотого цилиндра а = 100 нм; радиус оболочки из стекла полагался равным: кривая 1 – b = 110 нм; кривая 2 – b = 130 нм; кривая 3 – b = 150 нм; кривая 4 – b = 175 нм; кривая 5 – b = 200 нм

Наконец на рис 8 изображены результаты расчета нормированного поперечника рассеяния для рассмотренной выше стрктуры для случая реального золота при фиксированном радиусе золотой нити а = 200 нм и пяти радиусах оболочки из стекла: b = 220 нм (кривая 1), b = 250 нм (кривая 2), b = 275 нм (кривая 3), b = 300 нм (кривая 4), b = 325 нм (кривая 5).

Из результатов на приведенных выше рис.4 – рис. 7 следует, что реальные потери золота приводят к исчезновению мультипольных резонансов. При этом, остающийся резонанс располагается в области значений $500\text{нм} < \lambda < 600\text{нм}$ и смещается в сторону больших длин волн с увеличением радиуса оболочки.

Заключение

В результате проведенного исследования показано, что учет потерь реального золота приводит к исчезновению высших типов резонансов плазмонов. В результате остается только один резонанс с относительно небольшой амплитудой, который располагается в области $500\text{нм} < \lambda < 600\text{нм}$. При этом увеличение радиуса оболочки приводит к его смещению в область больших значений длин волн.

Финансирование: Работа выполнена за счет частичного бюджетного финансирования в рамках государственного задания.

Литература

1. Климов В.В. *Наноплазмоника*. Москва. Физматлит. 2009. 480с.
2. Johnson P.B., Christy R.W. Optical constants of the noble metals. *Phys. Rev. B.* 1972. V. 6. № 12. P. 4370-4379.
3. Velichko E.A., Nosich A.I. Refractive-index sensitivities of hybrid surface-plasmon resonances for a core-shell circular silver nanotube sensor. *Optics Letters*. 2013. V. 38. № 23. P. 4978-4981.
4. Анютин А.П., Коршунов И.П., Шатров А.Д. Низкочастотные резонансы в полых цилиндрах из метаматериала. *Радиотехника и Электроника.* 2013. Т. 58. № 9. С. 951-957.
5. Анютин А.П., Коршунов И.П., Шатров А.Д. Плазмонные резонансы в кварцевой нано нити, покрытой слоем серебра. *Радиотехника и Электроника.* 2015. Т. 60. № 9. С. 896-901.
6. Кюркчан А.Г., Минаев С.А., Соловейчик А.Л. Модификация метода дискретных источников на основе априорной информации об особенностях дифракционного поля. *Радиотехника и Электроника*. 2001. Т. 46. № 6. С.666.
7. Anyutin A.P., Stasevich V.I. Scattering of E and H polarized waves by covered cylindrical structures. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*. 2006. V. 100, N 1-3. P.16-25.

Для цитирования:

Анютин А.П. Плазмонные резонансы золотой нано нити, покрытой слоем кварца // Журнал радиоэлектроники. – 2023. – №. 11. https://doi.org/10.30898/1684-1719.2023.11.20