РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА, 2021, том 66, № 3, с. 245–252

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 538.566.2;621.372.8

ПЛАЗМОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ В КРУГЛОМ И ЭЛЛИПТИЧЕСКОМ НАНОЦИЛИНДРАХ ИЗ БЛАГОРОДНЫХ МЕТАЛЛОВ

© 2021 г. А. П. Анютин*

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, пл. Введенского, 1, Фрязино Московской обл., 141190 Российская Федерация

**E-mail: anioutine@mail.ru*

Поступила в редакцию 07.11.2019 г.
После доработки 07.11.2019 г.
Принята к публикации 26.12.2019 г.

Рассмотрена двумерная задача дифракции плоской электромагнитной волны ТМ-типа на цилиндрической наноструктуре из серебра или золота, контур поперечного сечения которой представляет собой круг или эллипс с различным соотношением полуосей. В диапазоне длин волн $300\ \text{нм} < \lambda < 900\ \text{нм}$ строгим численным методом рассчитаны спектры поперечника рассеяния и диаграммы рассеяния. Исследовано влияние потерь среды, геометрических размеров структуры и угла падения плоской волны на поперечник рассеяния и диаграмму рассеяния. Показано, что положение дипольного резонанса и число мультипольных резонансов для серебряной (золотой) наноструктуры зависит от толщины структуры, ее длины и угла падения плоской волны. При этом реальные потери серебра (золота) делают невозможным существование высших мультипольных резонансов.

DOI: 10.31857/S0033849421030025

ВВЕДЕНИЕ

Как известно, дифракция электромагнитных волн наноструктурами из благородных металлов (серебра, золота) в световом диапазоне волн сопровождается как образованием поверхностных волн (плазмон-поляритонов), так и существованием их резонансов. При этом интерес к исследованию свойств плазмон-поляритонов связан главным образом с высокой локализацией электромагнитного поля вблизи поверхности наноструктур, которая позволяет использовать их в субволновом и ближнепольном зондировании. Известно, что нанопровода из серебра и золота широко применяются в качестве сенсоров [1]. Отметим, что плазмонные резонансы в цилиндрических наноструктурах (нитях) с круглым сечением реализуются в ультрафиолетовой части спектра. Используя нанотрубки, можно сместить частоты плазмонных резонансов в видимую область светового диапазона [1–3]. В [4] исследованы плазмонные резонансы в кварцевой нанонити, покрытой слоем золота переменной толщины в предположении, что границами оболочки являются круговые цилиндры со смещенными центрами. Различные геометрии оболочек из серебра и кварца, контуры поперечного сечения которых образованы круговыми или круговыми и эллиптическими цилиндрами, рассматривались в работах [5–7].

Цель данной работы состоит в исследовании особенностей плазмонных резонансов в 2D-наноструктурах из серебра (золота) в случае, когда контур поперечного сечения структуры представляют собой круг, переходящий в эллипс. Из близких по тематике работ отметим [8–11].

1. ФОРМУЛИРОВКА ЗАДАЧИ

Рассматрим двумерную задачу дифракции плоской электромагнитной линейно-поляризованной *TM*-волны на двумерной цилиндрической диэлектрической структуре, поперечное сечение которой представляет собой эллипс с полуосями a и b, $(a > b)$ (рис. 1)

$$(x/a)^2 + (y/b)^2 = 1. \tag{1}$$

Если в (1) принять $a = b$, то поперечное сечение структуры будет представлять собой круг.

Плоская волна распространяется в направлении единичного вектора $(\cos\varphi_0, \sin\varphi_0, 0)$ и характеризуется следующими компонентами электромагнитного поля:

$$\begin{aligned} H_z^0 &= \exp(-ikx\cos\varphi_0 - iky\sin\varphi_0), \\ E_x^0 &= -\eta\sin\varphi_0\exp(-ikx\cos\varphi_0 - iky\sin\varphi_0), \\ E_y^0 &= \eta\cos\varphi_0\exp(-ikx\cos\varphi_0 - iky\sin\varphi_0). \end{aligned} \tag{2}$$

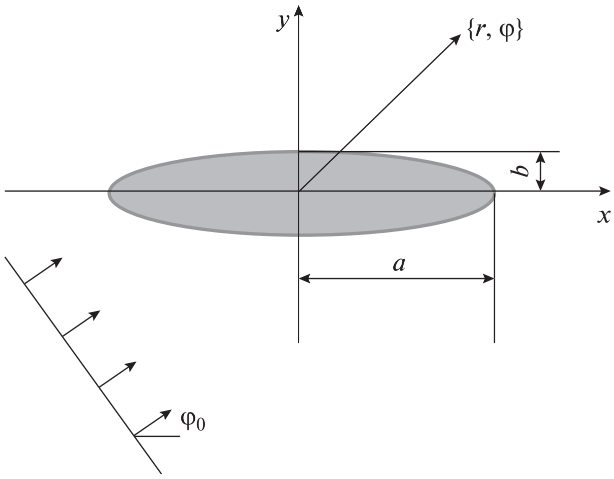

Рис. 1. Геометрия задачи.

Зависимость от времени выбрана в виде $\exp(i\omega t)$, где $\omega = kc$ – круговая частота, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число свободного пространства, c – скорость света в вакууме, λ – длина волны, $\eta = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0} = 120\pi$ Ом – волновое сопротивление вакуума, μ_0, ε_0 – магнитная и диэлектрическая проницаемости вакуума.

Считается, что среда структуры представляет собой серебро (или золото). При этом частотная зависимость относительной диэлектрической проницаемости серебра

$$\varepsilon_{\text{Ag}}(\lambda) = \varepsilon' - i\varepsilon'' = \mathrm{Re}(\varepsilon_{\text{Ag}}) - i\,\mathrm{Im}(\varepsilon_{\text{Ag}})$$

(или золота – $\varepsilon_{\text{Au}}(\lambda)$) рассчитывалась на основе интерполяции экспериментальных данных работы [12] кубическими сплайнами. Отметим, что использование результатов работы [12] (как и теории Друде [1]) ограничивает максимальный размер рассеивателя $\min(a,b) \ge 10$ нм, поскольку при меньших значениях a или b необходимо учитывать явления пространственной дисперсии серебра (золота) [1].

Пространственное распределение диэлектрической проницаемости для структуры, изображенной на рис. 1, имеет вид

$$\varepsilon(x,y) = \begin{cases} \varepsilon_{\text{Ag,Au}}, & (x/a)^2 + (y/b)^2 < 1,\ a > b, \\ 1, & (x/a)^2 + (y/b)^2 > 1. \end{cases} \quad (3)$$

Исследование сформулированной задачи дифракции удобнее проводить, используя z-компоненту $U(x,y) = H_z(x,y)$ магнитного поля, так как краевая задача для функции $U(x,y)$ является скалярной. Полное поле $U(x,y)$ в кусочно-постоянной среде (3) удовлетворяет уравнению Гельмгольца

$$\frac{\partial^2 U(x,y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U(x,y)}{\partial y^2} + k^2\varepsilon(x,y)U(x,y) = 0. \quad (4)$$

Компоненты электрического поля могут быть выражены через функцию $U(x,y)$

$$E_x(x,y) = \frac{\eta}{ik\varepsilon(x,y)}\frac{\partial U(x,y)}{\partial y},$$
$$E_y(x,y) = -\frac{\eta}{ik\varepsilon(x,y)}\frac{\partial U(x,y)}{\partial x}. \quad (5)$$

На границе структуры должны быть непрерывны величины U и $\frac{1}{\varepsilon}\frac{\partial U}{\partial N}$, где $\frac{\partial U}{\partial N}$ обозначает производную по направлению нормали к границе раздела сред. Полное поле $U(x,y)$ вне структуры (1) представим в виде суперпозиции падающего $U^0(x,y)$ и рассеянного $U^S(x,y)$ полей

$$U(x,y) = U^S(x,y) + U^0(x,y), \quad (6)$$

где падающее поле задано функцией

$$U^0(x,y) = \exp(-ikx\cos\varphi_0 - iky\sin\varphi_0). \quad (7)$$

Полное поле внутри структуры (1) обозначим $U^P(x,y)$.

Рассеянное поле в цилиндрической системе координат (r,φ), где $x = r\cos\varphi$ и $y = r\sin\varphi$, в дальней зоне $(kr \to \infty)$ должно удовлетворять условию излучения

$$U^s = \Phi(\varphi)\sqrt{\frac{2}{\pi kr}}\exp\left(-ikr + i\frac{\pi}{4}\right), \quad (8)$$

где $\Phi(\varphi)$ – диаграмма рассеяния.

Полное сечение рассеяния σ_s и сечение поглощения σ_a определяются формулами

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

$$\sigma_a = \frac{1}{k}\mathrm{Im}\oint \frac{\partial U}{\partial N}U^* ds. \quad (10)$$

2. КВАЗИСТАТИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

Рассмотрим сначала случай, когда максимальный размер структуры (1) $ka \ll 1$. Тогда внутри структуры (1) и в статической близости от нее $(kr \ll 1)$ волновое поле $U(x,y)$ будет приближенно удовлетворять уравнению Лапласа

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} = 0. \quad (11)$$

Далее будем использовать координаты эллиптического цилиндра ν, μ [13]. Как известно, они связаны с декартовыми координатами x, y формулами

$$x = f\,\mathrm{ch}\,\nu\cos\mu, \quad 0 \le \nu < \infty,$$
$$-\pi < \mu < \pi, \quad y = f\,\mathrm{sh}\,\nu\sin\mu. \quad (12)$$

Отметим, что при $\nu \gg 1$ связь между координатами ν, μ и цилиндрическими координатами r, φ имеет вид

$$r = \frac{1}{2} f \exp \nu, \quad \varphi = \mu. \tag{13}$$

В координатах эллиптического цилиндра границы раздела сред определяются формулой

$$\nu = \nu_1, \tag{14}$$

где

$$a = f \operatorname{ch} \nu_1, \quad b = f \operatorname{sh} \nu_1. \tag{15}$$

В переменных ν, μ уравнение Лапласа (11) сохраняет свою каноническую форму

$$\frac{\partial^2 U}{\partial \nu^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial \mu^2} = 0. \tag{16}$$

На границе $\nu = \nu_1$ условия непрерывности величин U и $\frac{1}{\varepsilon}\frac{\partial U}{\partial N}$ приобретают вид

$$\begin{gathered} U(\nu_1 - 0, \mu) = U(\nu_1 + 0, \mu), \\ \frac{1}{\varepsilon}\frac{\partial U}{\partial \nu}(\nu_1 - 0, \mu) = \frac{\partial U}{\partial \nu}(\nu_1 + 0, \mu). \end{gathered} \tag{17}$$

Покажем, что при некоторых дискретных значениях диэлектрической проницаемости оболочки ε_m существуют убывающие при $\nu \to \infty$ решения однородной краевой задачи (16), (17).

Исследуемая структура симметрична относительно плоскости $y = 0$. Поэтому искомые собственные колебания можно разделить на два класса, которым будут соответствовать четные и нечетные по координате y функции $U^+(\nu, \mu)$ и $U^-(\nu, \mu)$. Используя метод разделения переменных, получим следующие выражения для полей собственных колебаний:

$$U_m^+(\nu, \mu) = \begin{cases} A_m^+ \operatorname{ch}(m\nu)\cos(m\mu), & 0 < \nu < \nu_1, \quad m = 1, 2, 3, \\ B_m^+ \exp(-m\nu)\cos(m\mu), & \nu > \nu_1. \end{cases} \tag{18}$$

$$U_m^-(\nu, \mu) = \begin{cases} A_m^- \operatorname{sh}(m\nu)\sin(m\nu), & 0 < \nu < \nu_1, \ m = 1, 2, 3, \\ B_m^- \exp(-m\nu)\sin(m\mu), & \nu > \nu_2. \end{cases} \tag{19}$$

Граничные условия (17), примененные к выражениям (18), (19), приводят к системам однородных линейных алгебраических уравнений для неизвестных коэффициентов $A_m^\pm$, $B_m^\pm$. Приравняв к нулю детерминанты этих систем, получим характеристические уравнения для резонансных значений $\varepsilon_m^\pm$. Используя формулы (15), характеристические уравнения можно представить в виде

$$\begin{gathered} \varepsilon_m^+ \left[(a + b)^m - (a - b)^m \right] + \\ + \left[(a + b)^m + (a - b)^m \right] = 0, \\ m = 1, 2, 3 \ldots; \varepsilon_m^- \varepsilon_m^+ = 1. \end{gathered} \tag{20}$$

Таким образом, круговая симметрия приводит к вырождению колебаний U^+ и U^-. Более того, для кругового цилиндра (когда $a = b$) из (20) следует, что все мультипольные резонансы для серебряного цилиндра вырождаются и имеют место при $\varepsilon_m^\pm = -1$ для любого m.

Наличие нетривиальных решений однородного уравнения Лапласа означает, что для структур малых электрических размеров дифракционное поле, найденное из уравнения Гельмгольца, будет резко возрастать при приближении комплексной диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\lambda)$ к вещественным собственным значениям $\varepsilon_m^\pm$. Величины $\varepsilon_m^\pm$ удовлетворяют уравнению (20). Следовательно, значение функции $\varepsilon(\lambda)$ в некоторой точке исследуемого диапазона длин волн может приблизиться к этому корню.

Вне области резонансного рассеяния квазистатический подход позволяет получить простое явное выражение для диаграммы рассеяния $\Phi(\varphi)$. Поле падающей плоской волны (6) при $kx \ll 1$ и $ky \ll 1$ будем аппроксимировать выражением

$$U^0(x, y) \approx 1 - ikx\cos\varphi_0 - iky\sin\varphi_0. \tag{21}$$

Очевидно, что первое слагаемое в (21) можно не принимать во внимание, так как оно не дает вклада в электрическое поле. Перейдем в (21) к координатам ν, μ

$$\begin{gathered} U^0(x, y) \approx -ikf\cos\varphi_0 \operatorname{ch}\nu\cos\mu - \\ - ikf\sin\varphi_0 \operatorname{sh}\nu\sin\mu. \end{gathered} \tag{22}$$

Решение задачи возбуждения структуры внешним полем (22) можно получить в явном виде методом разделения переменных. При этом потребуются лишь дипольные гармоники $\cos\mu$ и $\sin\mu$. В частности, для рассеянного поля получим

$$\begin{gathered} U^s = -ik(A\cos\varphi_0\cos\mu + B\sin\varphi_0\sin\mu) \times \\ \times \exp(-\nu + \nu_1), \ \nu > \nu_1, \end{gathered} \tag{23}$$

где

$$A = \frac{ab(\varepsilon - 1)}{\varepsilon a + b}, \quad B = \frac{ab(\varepsilon - 1)}{a + \varepsilon b}. \tag{24}$$

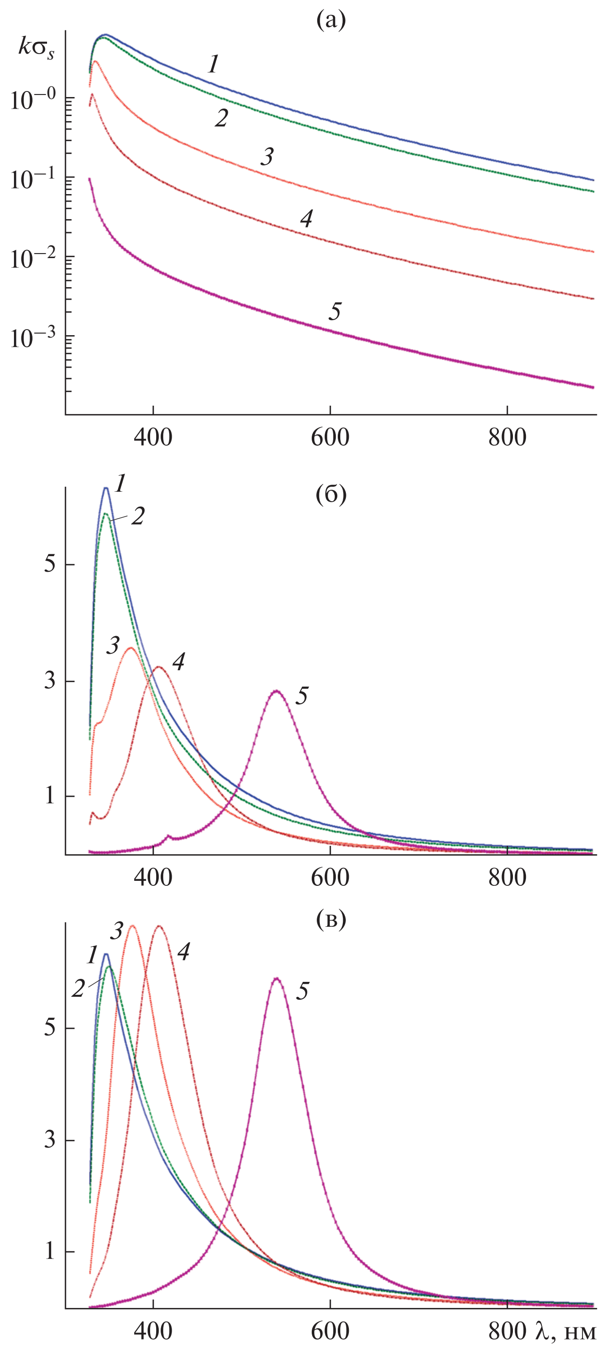

Рис. 2. Зависимости нормированных сечений рассеяния $k\sigma_s$ от длины волны λ при угле падения плоской волны $\varphi_0 = 0$ (а), $\varphi_0 = \pi/4$ (б), $\varphi_0 = \pi/2$ (в) для структуры из серебра с соотношением полуосей: $a = 50$ нм (*1*–*5*), $b = 50$ (*1*), $0.9a$ (*2*), $0.5a$ (*3*), $0.3a$ (*4*), $0.1a$ нм (*5*).

Выразим в (23) координаты ν, μ через полярные координаты r, φ и положим $r \to \infty$

$$U^s = \frac{-ik(a+b)}{2r} \times \times (A\cos\varphi_0 \cos\varphi + B\sin\varphi_0 \sin\varphi). \quad (25)$$

Продолжив при помощи функции Ганкеля $H_1^{(2)}(kr)$ статическое поле (25) в дальнюю зону, получим следующее выражение для диаграммы рассеяния:

$$\Phi(\varphi) = \frac{-i\pi k^2(a+b)}{4} \times \times (A\cos\varphi_0 \cos\varphi + B\sin\varphi_0 \sin\varphi). \quad (26)$$

Заметим, что выражение для диаграммы рассеяния кругового цилиндра радиусом a следует из (26)

$$\Phi(\varphi) = -ik^2a^2 \frac{\pi}{2} \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 1} \cos(\varphi - \varphi_0), \quad ka \ll 1. \quad (27)$$

Подставив (26) в (9), найдем полное сечение рассеяния

$$k\sigma_s = \frac{\pi^2 k^4 (a+b)^2}{8} \left(|A|^2 \cos^2\varphi_0 + |B|^2 \sin^2\varphi_0\right). \quad (28)$$

3. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Численное решение сформулированной задачи проводилось модифицированным методом дискретных источников [14, 15]. При этом точность решения задачи контролировалась путем вычисления невязки δ граничных условий в линейной норме в точках, расположенных в середине между точками, где граничные условия выполняются точно (в таких точках граничные условия выполняются наихудшим образом [11]). Во всех приведенных ниже расчетах максимальная невязка граничных условий не превышает величину $\delta < 10^{-3}$.

Рассмотрим сначала поведение нормированного поперечника рассеяния $k\sigma_s$ в зависимости от длины волны λ для случая серебряной структуры (см. рис. 1) при различных углах падения φ_0 плоской волны. Отметим, что во всех представленных ниже результатах, λ изменяется в пределах 300 нм < < λ < 600 нм, для серебра и 300 нм < λ < 900 нм для золота.

На рис. 2а–2в представлены зависимости нормированных сечений рассеяния $k\sigma_s$ от длины волны λ для эллиптической структуры с различными соотношениями полуосей a/b (нм): 50/50, 50/45, 50/25, 50/15, 50/5, и для трех значениях угла падения плоской волны $\varphi_0 = 0$ (а), $\pi/4$ (б) и $\pi/2$ (в).

Из рис. 2а–2в видно, что при различных углах падения плоской волны и указанных выше параметрах структуры нормированное сечение рассеяния $k\sigma_s$ имеет только один максимум. При этом расположение максимума $k\sigma_s$ на оси длин волн λ зависит от отношенияи полуосей b/a – чем оно меньше, тем больше и дальше он сдвигается по оси длин волн. Заметим, что существование тако-

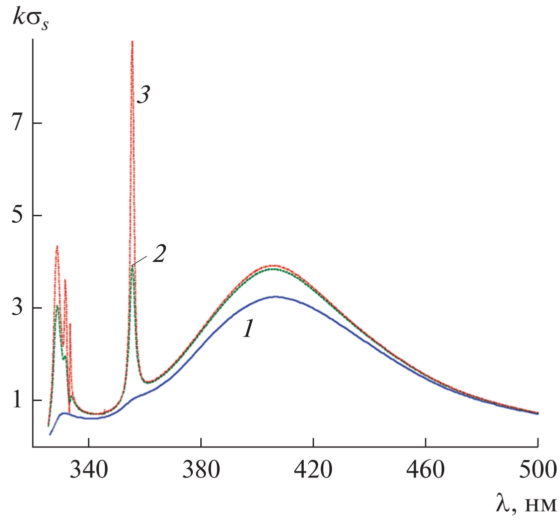

Рис. 3. Зависимости нормированных сечений рассеяния $k\sigma_s$ от длины волны λ при угле падения плоской волны $\varphi_0 = \pi/4$ для структуры из серебра с соотношением полуосей $a = 50$ нм; $b = 0.3a$; кривая *1* – $\mathrm{Im}(\varepsilon_{\mathrm{Ag}})$, кривая *2* – $0.1\mathrm{Im}(\varepsilon_{\mathrm{Ag}})$, кривая *3* – $0.001\mathrm{Im}(\varepsilon_{\mathrm{Ag}})$.

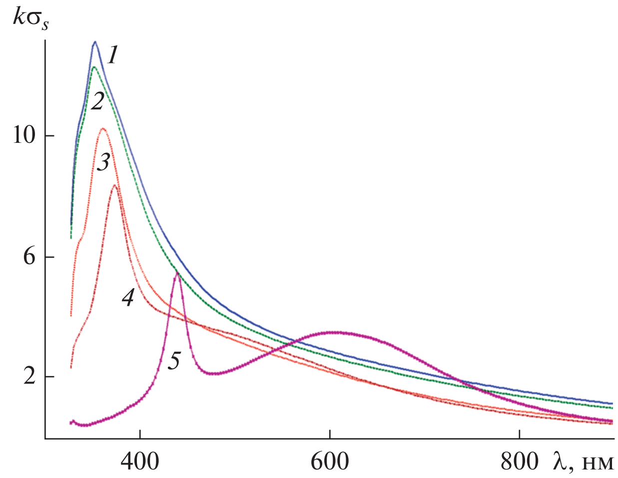

Рис. 4. Зависимости нормированных сечений рассеяния $k\sigma_s$ от длины волны λ при угле падения плоской волны $\varphi_0 = \pi/4$ для структуры из серебра с соотношением полуосей: $a = 100$ нм (*1*–*5*), $b = 100$ (*1*), $0.9a$ (*2*), $0.5a$ (*3*), $0.3a$ (*4*), $0.1a$ нм (*5*).

го максимума объясняется наличием дипольного резонанса поверхностных плазмонов.

Рисунок 3 иллюстрирует влияние потерь серебра на зависимость полных сечений рассеяния $k\sigma_s$ от длины волны λ для структуры с соотношением полуосей $a = 50$ нм; $b = 0.3a$ и угле падения плоской волны $\varphi_0 = \pi/4$. Кривая *1* этого рисунка соответствует случаю реальных потерь серебра, которые определяются значениями мнимой части относительной диэлектрической проницаемости серебра $\mathrm{Im}(\varepsilon_{\mathrm{Ag}})$ (см. рис. 2а), кривая *2* – случаю, когда мнимая часть относительной диэлектрической проницаемости серебра равна $0.1\mathrm{Im}(\varepsilon)$, а кривая *3* – случаю, когда мнимая часть относительной диэлектрической проницаемости серебра равна $0.001\mathrm{Im}(\varepsilon)$. Из рис. 3 следует, что при малых потерях серебра наблюдается серия максимумов $k\sigma_s$, связанных как с дипольным резонансом (в окрестности $\lambda \approx 406$ нм), так и мултипольными резонансами (в окрестности $\lambda \approx 330...360$ нм). Однако реальные потери серебра приводят не только к уменьшению амплитуд максимумов резонансов $k\sigma_s$, но к фактическому исчезновению мультипольных резонансов.

На рис. 4 изображены зависимости нормированных сечений рассеяния $k\sigma_s$ от длины волны λ для эллиптической структуры из серебра, большая полуось a которой в два раза превышает размеры большой полуоси предыдущей структуры. Угол падения плоской волны был равен $\varphi_0 = \pi/4$. При этом соотношение полуосей a/b (нм) полагались равными: 100/100, 100/90, 100/50, 100/15, 100/10. Из рис. 4 видно, что при $a = 100$ нм; $b = 10$ нм (кривая *5*) нормированное сечение рассеяния $k\sigma_s$ имеет два максимума, а при больших значениях отношения полуосей b/a только один максимум $k\sigma_s$.

На рис. 5а и 5б представлены соответственно результаты расчетов нормированных сечений рассеяния $k\sigma_s$ и поглощения $k\sigma_a$ для разных длин волн λ в случае эллиптической структуры из серебра при угле падения плоской волны $\varphi_0 = \pi/4$, у которой малая полуось равнялась $b = 10$ нм и оставалась постоянной, а большая полуось a принимала соответственно значения 200, 150 и 100 нм. Из рис. 5а (кривые *1* и *2*) следует, что при $a = 200$ нм и $a = 150$ нм имеет место как дипольный резонанс, так и два мультипольных резонанса. Уменьшение размера большой полуоси приводит к уменьшению числа мультипольных резонансов (кривая *3*, $a = 100$ нм).

Сравнение результатов, представленных на рис. 5а и 5б показывает приблизительное соответствие в расположении максимумом соответствующих кривых.

На рис. 6 представлены зависимости нормированных сечений рассеяния $k\sigma_s$ от длины волны λ для эллиптической структуры из золота. Угол падения плоской волны равнялся $\varphi_0 = \pi/4$ при различ-

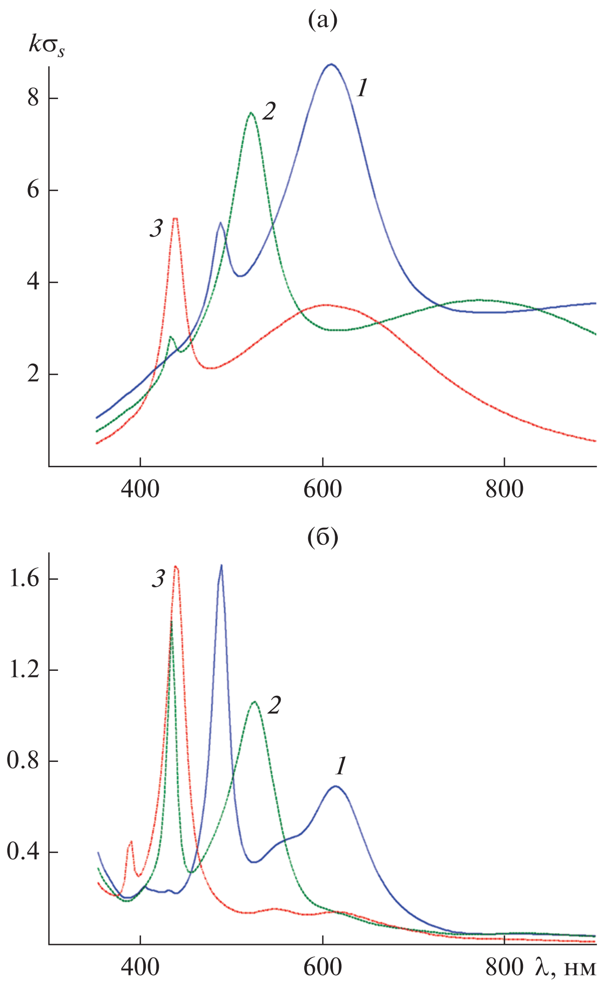

Рис. 5. Зависимости нормированных сечений рассеяния (а) и поглощения (б) $k\sigma_s$ от длины волны λ при угле падения плоской волны $\varphi_0 = \pi/4$ для структуры из серебра при фиксированном значении малой полуоси $b = 10$ нм и различных значениях большой полуоси: $a = 200$ (*1*), 150 (*2*) и 100 нм (*3*).

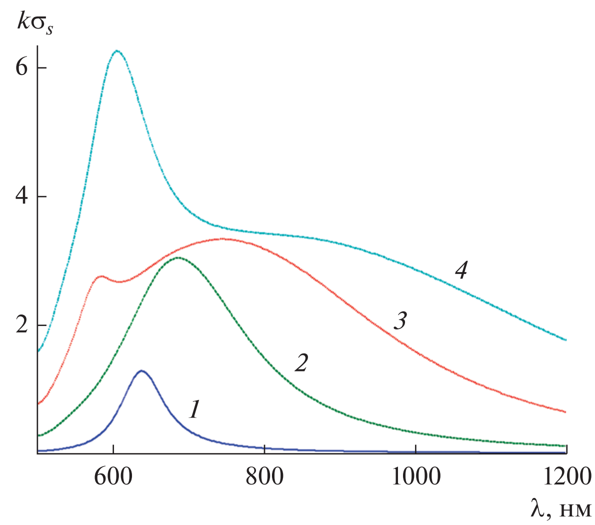

Рис. 6. Зависимости нормированных сечений рассеяния $k\sigma_s$ от длины волны λ при угле падения плоской волны $\varphi_0 = \pi/4$ для структуры из золота с соотношением полуосей a/b (нм): 50/5 (*1*), 100/10 (*2*), 150/15 (*3*), 200/20 (*4*).

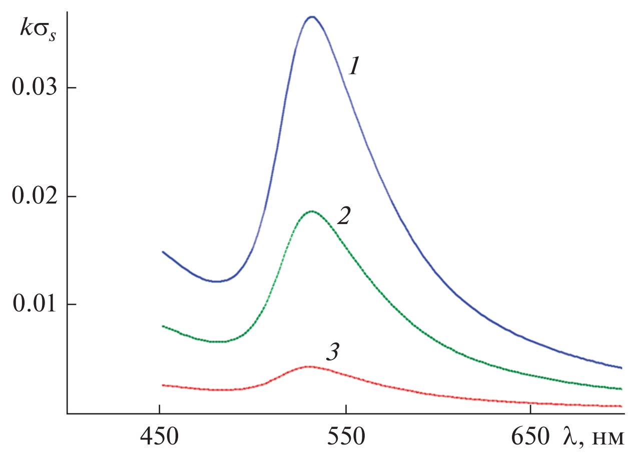

Рис. 7. Результаты строгого расчета зависимости нормированного сечения рассеяния $k\sigma_s$ от длины волны λ для структуры из золота с соотношением полуосей $a = 20$ нм, $b = 6$ нм и углах падения плоской волны $\varphi_0 = \pi/2$ (*1*), $\pi/4$ (*2*) и $\pi/10$ (*3*).

ных соотношениях полуосей a/b (нм) : 50/5, 100/10, 150/15, 200/20. Из рис. 6 следует, что структуры из золота также имеют максимумы, расположение которых зависит от отношения b/a. При этом дипольный резонанс наблюдается при больших значениях λ, чем у соответствующих структур из серебра.

На рис. 7 и 8 изображены результаты расчетов нормированных нормированных сечений рассеяния $k\sigma_s$ для различных длин волн λ в случае эллиптической структуры из золота, полученные в результате строгого численного решения задачи дифракции и приближенного решения (28). При расчетах считалось, что структура из золота имела размеры $a = 20$ нм, $b = 5$ нм, а угол падения плоской волны φ_0 равнялся $\pi/2$, $\pi/4$ и $\pi/10$. Сравнение результатов, представленных на этих рисунках показывает, что квазистатическое приближение не только качественно, но и довольно хорошо количественно описывает поперечник рассеяния структуры.

Наконец, на рис. 9 показаны результаты расчета диаграммы рассеяния структуры из серебра. При этом считалось, что структура из серебра имеет

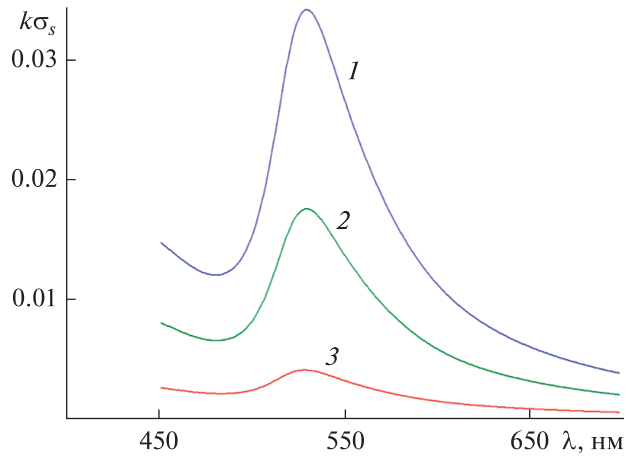

Рис. 8. Результаты квазистатического расчета по формуле (28) зависимости нормированных сечений рассеяния $k\sigma_s$ от длины волны λ для структуры из золота с соотношением полуосей $a = 20$ нм, $b = 6$ нм и углах падения плоской волны $\varphi_0 = \pi/2$ (*1*), $\pi/4$ (*2*) и $\pi/10$ (*3*).

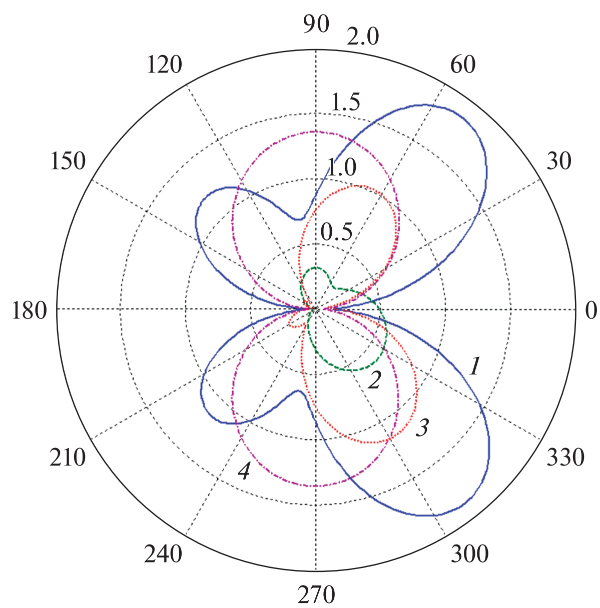

Рис. 9. Диаграмма рассеяния эллиптической структуры из серебра при $a = 100$ нм; $b = 10$ нм, $\varphi_0 = \pi/4$ и различных длинах волн: $\lambda = 440$ (*1*), 336.7 (*2*), 410 (*3*) и 610 нм (*4*).

размеры $a = 100$ нм, $b = 10$ нм, а угол падения плоской волны был равен $\varphi_0 = \pi/4$ при длинах волн $\lambda = 440$, 336.7, 410 и 610 нм. Отметим, что при $\lambda = 440$ нм имеет место квадрупольный резонанс плазмонов, а при $\lambda = 610$ нм – дипольный. Из рисунка следует, что длина волны и потери среды существенно влияют на характер диаграммы рассеяния.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрена дифракция плоской волны на цилиндрической 2D-структуре, представляющей собой круговой или эллиптический наноцилиндр из серебра (золота). Строгими численными методами рассчитаны спектральные и пространственные характеристики рассеянного поля. Исследовано влияние потерь среды, геометрических размеров структуры и угла падения плоской волны на поперечник рассеяния и диаграмму рассеяния. Установлено, что положение дипольного резонанса и число мультипольных резонансов для серебряной (золотой) наноструктуры зависит от среды структуры, толщины и длины структуры, а также угла падения плоской волны. Показано, что реальные потери серебра (золота) делают невозможным существование высших мультипольных резонансов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена за счет частичного бюджетного финансирования в рамках государственного задания (тема 0030-2019-0014) и при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-02-00654).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Климов В.В.* Наноплазмоника. М.: Физматлит, 2009.
2. *Velichko E.A., Nosich A.I.* // Opt. Lett. 2013. V. 38. № 23. P. 4978.
3. *Анютин А.П., Коршунов И.П., Шатров А.Д.* // РЭ. 2015. Т. 60. № 9. С. 896.
4. *Анютин А.П., Коршунов И.П., Шатров А.Д.* // РЭ. 2016. Т. 61. № 8. С. 757.
5. *Анютин А.П., Коршунов И.П., Шатров А.Д.* // РЭ. 2017. Т. 62. № 1. С. 35.
6. *Анютин А.П., Коршунов И.П., Шатров А.Д.* // Изв. вузов. Радиофизика. 2017. Т. 60. № 7. С. 600.
7. *Анютин А.П., Коршунов И.П., Шатров А.Д.* // РЭ. 2017. Т. 62. № 12. С. 1197.
8. *Johnson P.B., Christy R.W.* // Phys. Rev. B. 1972. V. 6. № 12. P. 4370.
9. *Кюркчан А.Г., Минаев С.А., Соловейчик А.Л.* // РЭ. 2001. Т. 46. № 6. С. 666.
10. *Anyutin A.P., Stasevich V.I.* // J. Quantitative Spectroscopy and Radiation Transfer. 2006. V. 100. № 1–3. P. 16.
11. *Giannini V., Sánchez-Gil J.A.* // J. Opt. Soc. Am. A. 2007. V. 24. № 9. P. 2822.
12. *Søndergaard T.* // Phys. Status Solidi (b). 2007. V. 244. P. 3448.
13. *Søndergaard T., Bozhevolnyi S.I.* // Phys. Stat. Sol. (b). 2008. V. 245. P. 9.
14. *Shapoval O.V., Sauleau R., Nosich A.I.* // IEEE Trans. 2013. V. NT-12. № 3. P. 442.
15. *Ерофеенко В.Т.* // Теоремы сложения: Справочник. Минск: Наука и техника, 1989.