РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА, 2021, том 66, № 6, с. 559–564

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 538.566.2;621.372.8

ПЛАЗМОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ В ВЫПУКЛО-ВОГНУТОМ НАНОЦИЛИНДРЕ ИЗ СЕРЕБРА

© 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 03.01.2020 г.
После доработки 03.01.2020 г.
Принята к публикации 15.02.2020 г.

Рассмотрена двумерная задача дифракции плоской электромагнитной волны TM-типа на цилиндрической наноструктуре из серебра, контур поперечного сечения которой представляет собой выпукло-вогнутую кривую (овал Кассини). В световом диапазоне длин волн 300 нм < λ < 900 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 в области квазистатики $kD < 1$ ($k = 2\pi/\lambda$, D – максимальный размер структуры, λ – длина волны) наличие вогнутости контура рассеивателя приводит к образованию дополнительных (по сравнению со случаем выпуклого контура) максимумов поперечника рассеяния. Обнаружено уменьшение значения минимума поперечника рассеяния на три-четыре порядка.

DOI: 10.31857/S0033849421060024

ВВЕДЕНИЕ

Как известно, дифракция электромагнитных волн на наноструктурах из благородных металлов (серебра, золота) в световом диапазоне длин волн 300 нм < λ < 900 нм 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. В [1] отмечалось, что нанопровода из серебра и золота широко применяются в качестве сенсоров. Отметим, что плазмонные резонансы в цилиндрических наноструктурах (нитях) с постоянной или переменной кривизной, но постоянным знаком кривизны исследовались в целом ряде работ. Так, было показано, что цилиндры с круглым сечением реализуют резонансы плазмонов в ультрафиолетовой части спектра [1]. Используя нанотрубки, можно сместить частоты плазмонных резонансов в видимую область светового диапазона [2, 3]. В работе [4] исследованы плазмонные резонансы в кварцевой нанонити, покрытой слоем золота переменной толщины. При этом предполагалось, что границами оболочки являются круговые цилиндры со смещенными центрами. Различные геометрии оболочек из серебра и кварца, образованные круговыми, эллиптическими цилиндрами или прямоугольными пластинами, рассматривались в работах [5–10].

Цель данной работы – исследовать особенности плазмонных резонансов в 2D-наноструктурах из серебра в случае, когда контур поперечного сечения структуры имеет не только переменную кривизну, но и изменение знака кривизны.

1. ФОРМУЛИРОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим двумерную задачу дифракции плоской электромагнитной линейно-поляризованной волны на двумерной цилиндрической диэлектрической структуре, контур поперечного сечения которого представляет собой овал Кассини. Как известно, такой контур обладает не только переменной кривизной, но и изменением знака кривизны. Плоская волна распространяется в направлении единичного вектора $(\cos\varphi_0, \sin\varphi_0, 0)$ и характеризуется в цилиндрической системе координат r, φ следующими компонентами электромагнитного поля:

$$
\begin{aligned}
H_z^0 &= \exp[-ikr\cos(\varphi-\varphi_0)],\\
E_\varphi^0 &= \eta\cos(\varphi-\varphi_0)\exp[-ikr\cos(\varphi-\varphi_0)],\\
E_r^0 &= \eta\sin(\varphi-\varphi_0)\exp[-ikr\cos(\varphi-\varphi_0)].
\end{aligned}
\tag{1}
$$

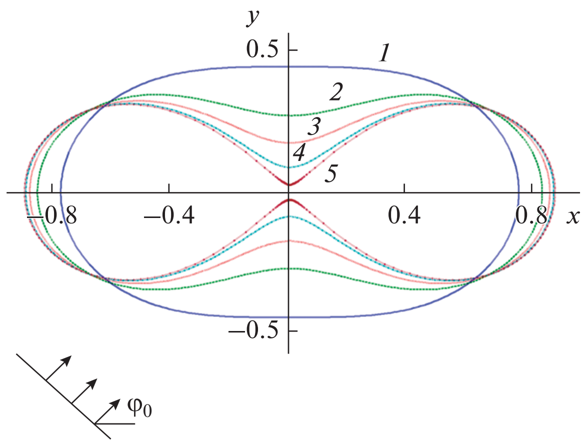

Рис. 1. Геометрия задачи и контуров поперечного сечения рассеивателя: $\lambda = 400$ нм, $kb = 0.2\pi$, $a = 0.7b$ (*1*), $0.9b$ (*2*), $0.96b$ (*3*), $0.99b$ (*4*), $0.999b$ (*5*).

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, $\eta = 120\pi$ Ом – волновое сопротивление вакуума.

Контур поперечного сечения $r_S(\varphi)$ структуры в цилиндрической системе координат r, φ описывается формулой

$$r_S(\varphi) = a\left(\sqrt{\cos 2\varphi + \sqrt{\cos^2 2\varphi + b^4/a^4 - 1}}\right), \quad a^2 < b^2. \tag{2}$$

Отметим, что, изменяя отношение параметров b/a (при фиксированном b), можно изменять степень "вогнутости" контура (2) рассеивающей структуры. На рис. 1 изображены контуры поперечного сечения структуры при $\lambda = 400$ нм и для различных значений параметров $kb = 0.2\pi$, $a = 0.7b$, $0.9b$, $0.96b$, $0.99b$, $0.999b$. Считается, что среда структуры представляет собой серебро. При этом частотная зависимость относительной диэлектрической проницаемости $\varepsilon_c(\lambda) = \varepsilon' - i\varepsilon'' \equiv \mathrm{Re}(\varepsilon_c) - i\,\mathrm{Im}(\varepsilon_c)$ серебра рассчитывалась на основе интерполяции экспериментальных данных работы [11] кубическими сплайнами.

Пространственное распределение диэлектрической проницаемости для структур, изображенных на рис. 1, имеет вид

$$\varepsilon(r, \varphi) = \begin{cases} \varepsilon_c, & r < r_S(\varphi), \\ 1, & r > r_S(\varphi). \end{cases} \tag{3}$$

Исследование сформулированной задачи дифракции удобнее проводить, используя z-компоненту $U(r, \varphi) = H_z(r, \varphi)$ магнитного поля, так как краевая задача для функции $U(r, \varphi)$ является скалярной. Полное поле $U(r, \varphi)$, т.е. суперпозиция падающего и рассеянного полей, в кусочно-постоянной среде (3) удовлетворяет уравнению Гельмгольца:

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

Компоненты электрического поля могут быть выражены через функцию $U(r, \varphi)$

$$E_\varphi(r, \varphi) = -\frac{\eta}{ik\varepsilon(r, \varphi)}\frac{\partial U(r, \varphi)}{\partial r}, \quad E_r(r, \varphi) = \frac{\eta}{ik\varepsilon(r, \varphi)}\frac{\partial U(r, \varphi)}{\partial \varphi}. \tag{5}$$

На границах структуры должны быть непрерывны величины U и $\frac{1}{\varepsilon}\frac{\partial U}{\partial N}$, где $\frac{\partial U}{\partial N}$ – производная по направлению нормали к границе раздела сред.

Как уже отмечалось, полное поле $U(r, \varphi)$ вне структуры состоит из падающего (U^0) и рассеянного (U^s) полей

$$U(r, \varphi) = U^0(r, \varphi) + U^s(r, \varphi). \tag{6}$$

Падающее поле задано функцией

$$U^0 = \exp[-ikr\cos(\varphi - \varphi_0)]. \tag{7}$$

Рассеянное поле $U^s(r, \varphi)$ 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

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

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

Полное сечение рассеяния σ_S определяется формулой

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

2. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Численное решение сформулированной задачи проводили модифицированным методом дискретных источников [12, 13]. При этом точность решения задачи контролировали 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 [12]). Во всех приведенных ниже расчетах максимальная невязка граничных условий не превышает величину $\delta < 10^{-3}$.

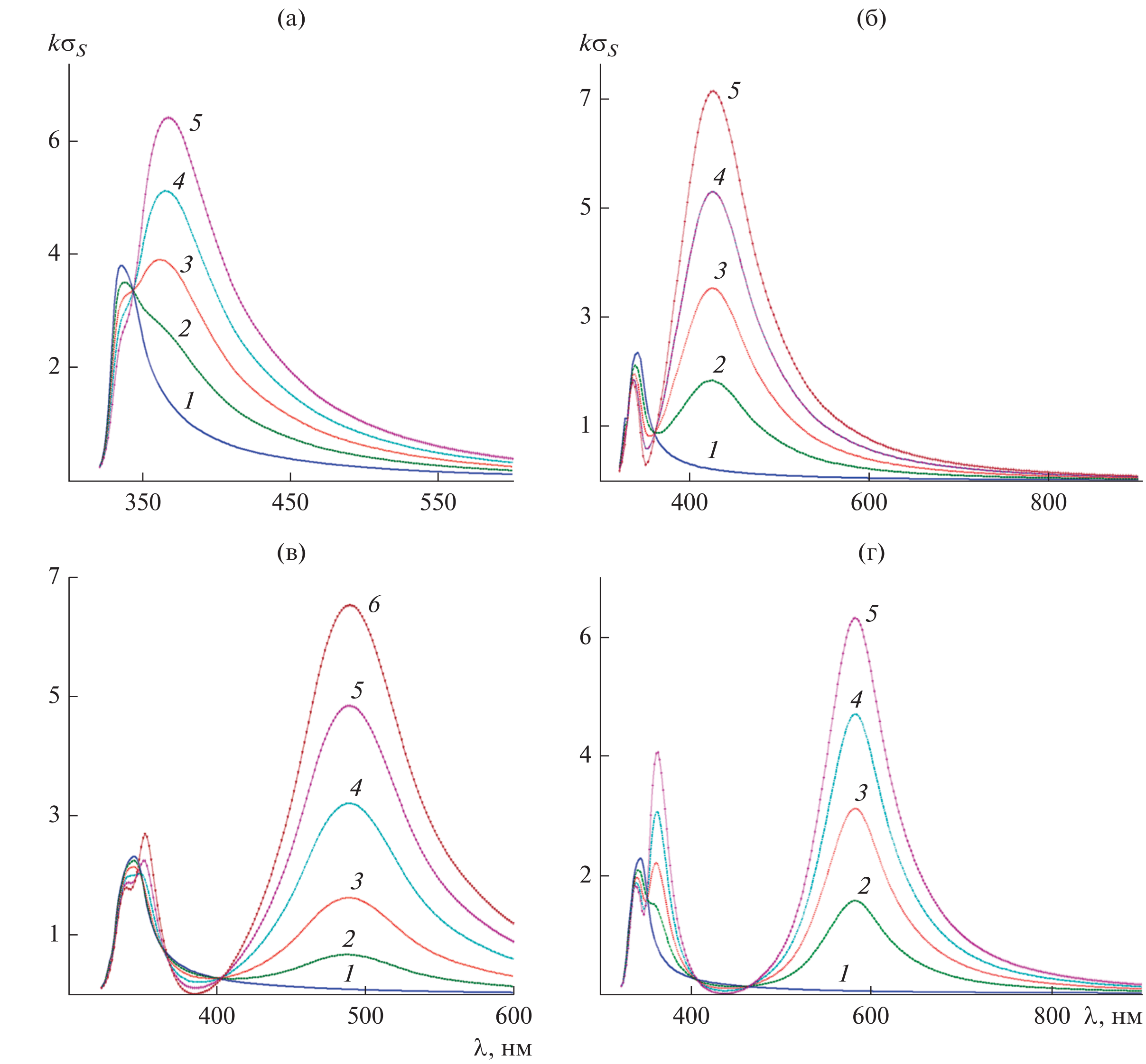

Рис. 2. Зависимость нормированного поперечника рассеяния от длины волны для овала Кассини при b = 40 нм и a = = 0.7b (а), 0.96b (б), 0.99b (в), 0.999b (г) и различных углах падения плоской волны: φ_0 = 0 (*1*), π/6 (*2*), π/4 (*3*), π/3 (*4*), π/2 (*5*).

На рис. 2а представлены результаты расчета нормированного поперечника рассеяния $k\sigma_S$ при параметрах овала Кассини $a = 0.7b$, $b = 40$ нм (см. кривую *1* на рис. 1) и различных углах падения плоской волны : $\varphi_0 = 0, \pi/6, \pi/4, \pi/3, \pi/2$. Из результатов, изображенных на рис. 2а, следует, что рассеивающая наноструктура, контур которой не содержит точек изменения знака кривизны и является чисто выпуклым, имеет только один максимум поперечника рассеяния $k\sigma_S$. При этом положение максимума поперечника рассеяния $k\sigma_S$ слабо зависит от угла падения φ_0 плоской волны и располагается в диапазоне значений длин волн 335 нм < λ < 370 нм.

Рисунки 2б—2г иллюстрируют аналогичные результаты для параметров овала Кассини $a = 0.96b$, $b = 40$ нм, $a = 0.99b$, $b = 40$ нм и $a = 0.999b$, $b = 40$ нм (см. кривые *2*–*5* на рис. 1) соответственно. При таких значениях параметров a, b контур поперечного сечения структуры имеет точки изменения знака кривизны и имеет разную степень "вогнутости". Из результатов, представленных на рис. 2б—2г следует, что наличие "вогнутости" контура рассивателя приводит к существованию двух максимумов поперечника рассеяния $k\sigma_S$. Увеличение степени "вогнутости" контура рассивателя сказывается как на значении амплитуд максимумов поперечника рассеивания $k\sigma_S$, так и

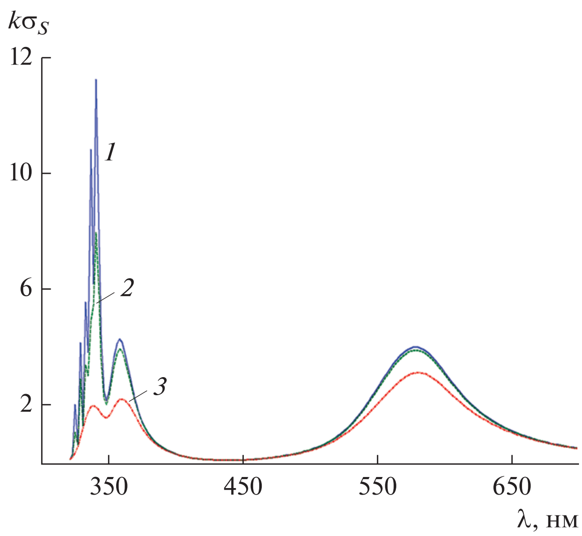

Рис. 3. Зависимость нормированного поперечника рассеяния от длины волны при $a = 0.999b$, $b = 40$ нм, $\varphi_0 = \pi/4$ и различных потерях серебра: $\mathrm{Im}(\varepsilon_c)$ (*1*), $0.1\mathrm{Im}(\varepsilon_c)$ (*2*) и $0.001\ \mathrm{Im}(\varepsilon_c)$ (*3*).

на их смещении относительно друг друга (увеличении их взаимного расположения). Далее будет показано, что правый максимум поперечника рассеяния $k\sigma_S$ на рис. 2а связан с существованием дипольного резонанса плазмонов. Левый максимум поперечника рассеяния $k\sigma_S$ – наличием квадрупольного резонанса плазмонов. Отметим, что увеличение угла падения φ_0 приводит к расщеплению максимума поперечника рассеяния $k\sigma_S$, связанного с квадрупольным резонансом. Это свидетельствует о том, что имеет место вырождение квадрупольного резонанса плазмонов. Кроме того, отметим существование нескольких точек пересечения всех кривых поперечника рассеяния $k\sigma_S$.

Для понимания происхождения этих максимумов $k\sigma_S$ на рис. 3 приведены результаты расчета нормированного поперечника рассеяния $k\sigma_S$ при $a = 0.999b$, $b = 40$ нм, $\varphi_0 = \pi/4$ и различных значениях мнимой части относительной диэлектрической проницаемости серебра, которые определяют потери среды. Из этого рисунка, а также расчетов структуры ближнего поля структуры, представленных ниже на рис. 4–6, следует, что при малых значениях потерь среды ($\mathrm{Im}(\varepsilon) \le \mathrm{Im}(\varepsilon_c)$) можно наблюдать как дипольный резонанс, так и расщепленный мультипольный (квадрупольный) резонанс. Кроме того, из рис. 3 видно, что для реальных значений потерь серебра $\mathrm{Im}(\varepsilon_c)$ у такой структуры первый (правый) максимум поперечника рассеяния $k\sigma_S$ соответствует дипольному резонансу, а второй (левый) максимум – результат слияния расщепленных мультипольных резонансов.

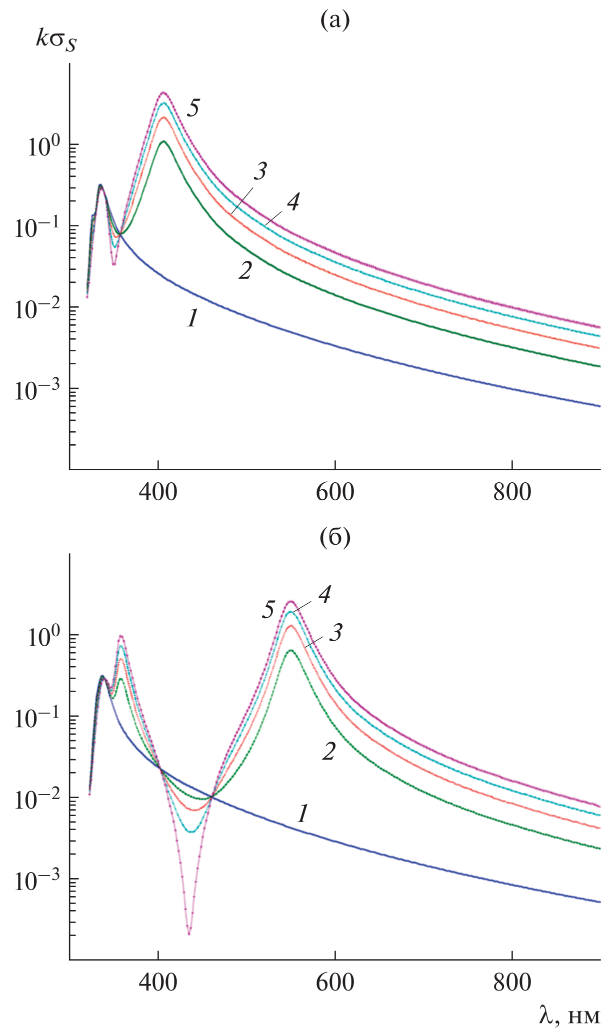

Рис. 4. Зависимость нормированного поперечника рассеяния от длины волны для овала Кассини при $b =$ $= 20$ нм и $a = 0.96b$ (а), $0.999b$ (б) и различных углах падения плоской волны: $\varphi_0 = 0$ (*1*), $\pi/6$ (*2*), $\pi/4$ (*3*), $\pi/3$ (*4*), $\pi/2$ (*5*).

На рис. 4а,4б представлены результаты расчета нормированного поперечника рассеяния $k\sigma_S$ для двух структур с параметрами $a = 0.96b$, $b = 20$ нм, $a = 0.999b$, $b = 20$ нм. Отметим, что размеры таких структур в два раза меньше, чем у структур, рассмотренных выше. При этом углы падения плоской волны φ_0 полагались равными: $\varphi_0 = 0$, $\pi/6$, $\pi/4$, $\pi/3$, $\pi/2$ соответственно. Из рис. 4а, 4б следует, что и для структур с такими размерами основные тенденции в поведении поперечника рассеяния $k\sigma_S$, отмеченные выше, сохраняются. Однако из кривых, приведенных на этих рисунках, видно, что наличие достаточно сильной “вогнутости” может приводить к уменьшению мини-

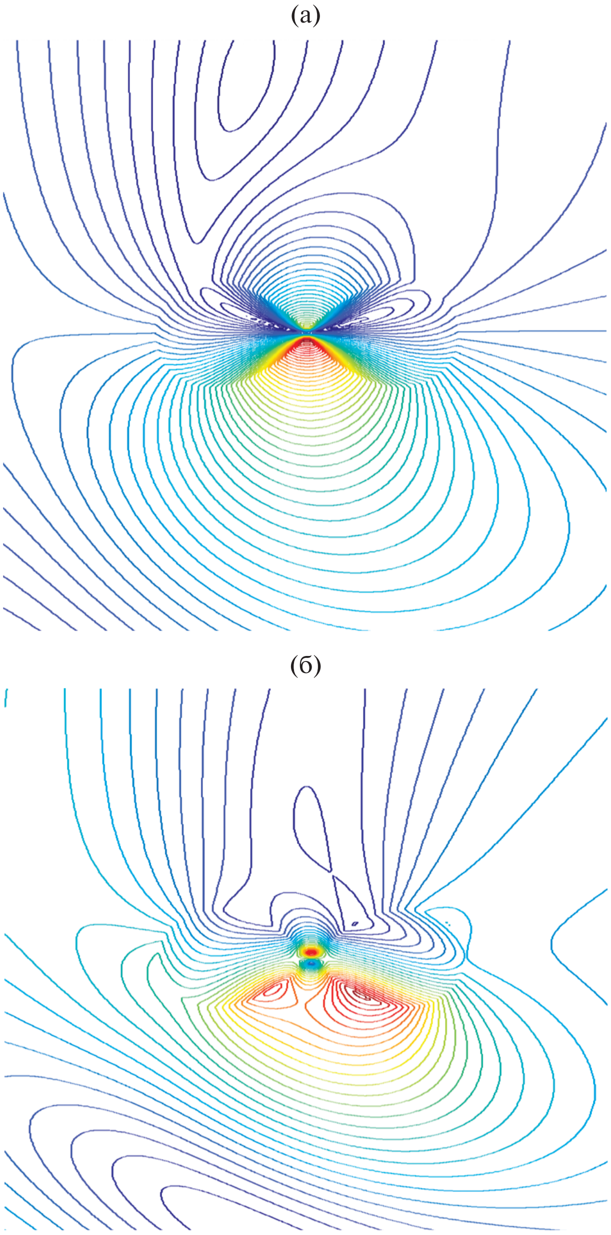

Рис. 5. Пространственное распределение линий равных амплитуд модуля компоненты H_z поля структуры с параметрами $a = 0.999b$, $b = 20$ нм, угле падения $\varphi_0 = \pi/4$, при длине волны $\lambda = 581$ (а) и 360.43 нм (б).

мума поперечника рассеяния $k\sigma_S$ приблизительно на четыре порядка.

На рис. 5а, 5б, 6 представлены результаты расчета пространственного распределения линий равного уровня для структуры с параметрами $a = 0.999b$, $b = 40$ нм, $\varphi_0 = \pi/4$ и трех длин волн $\lambda = 340$ нм, 360.43 нм, 581 нм соответственно. Отметим, что указанным длинам волн отвечают максимумы поперечника рассеяния $k\sigma_S$ (см. кривую *3* на рис. 2г). Данные, приведенные на рис. 5а,

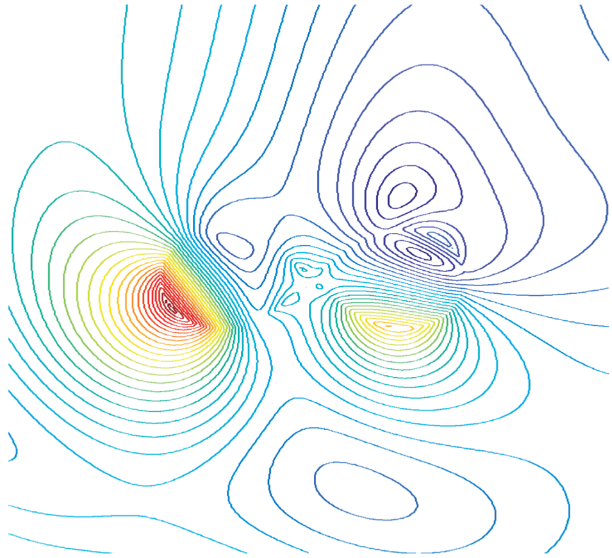

Рис. 6. Пространственное распределение линий равных амплитуд модуля компоненты H_z поля структуры с параметрами $a = 0.999b$, $b = 40$ нм, угле падения $\varphi_0 = \pi/4$, при длине волны $\lambda = 340$ нм.

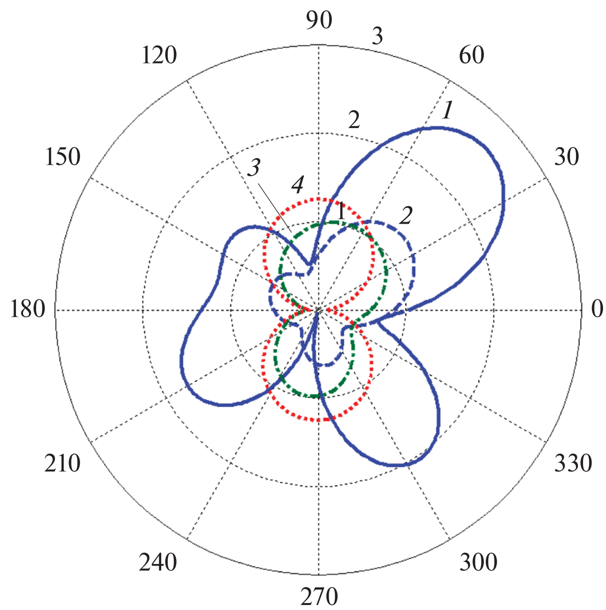

Рис. 7. Диаграмма рассеяния для структуры с параметрами $a = 0.999b$, $b = 40$ нм, угле падения $\varphi_0 = \pi/4$ и следующих различных параметрах: кривая *1* – $\mathrm{Im}(\varepsilon) = 0$, $\lambda = 340$ нм, кривая *2* – $\mathrm{Im}(\varepsilon)$, $\lambda = 340$ нм, кривая *3* – $\mathrm{Im}(\varepsilon)$, $\lambda = 360.43$ нм, кривая *4* – $\mathrm{Im}(\varepsilon)$, $\lambda = 581$ нм.

5б, 6 подтверждают наличие у структуры как дипольных, так и квадрупольных резонансов плазмонов, а также эффект их вырождения.

Наконец, обсудим результаты расчета диаграммы рассеяния. На рис. 7 представлены результаты расчетов диаграмм рассеяния для структуры с параметрами $a = 0.999b$, $b = 40$ нм, при угле падения плоской волны $\varphi_0 = \pi/4$ и трех длинах волн – 340, 360.43 и 581 нм. На рисунке представлены следующие случаи: $\lambda = 340$ нм в отсутствие (кривая *1*) и в присутствии потерь серебра $\mathrm{Im}(\varepsilon) = 0$ (кривая *2*); $\lambda = 360.43$ нм в присутствии потерь серебра (кривая *3*); $\lambda = 581$ нм в присутствии потерь серебра (кривая *4*). Из рисунка видно, что потери сказываются более сильно на мультипольном резонансе, чем на дипольном.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрена дифракция плоской волны на цилиндрической 2D-структуре, представляющей наноструктуру из серебра, контур которой имеет выпукло-вогнутую границу. Строгими численными методами рассчитаны спектральные и пространственные характеристики рассеянного поля. Показано, что для такой структуры характерно существование нескольких резонансов поперечника рассеяния, связанных с существованием дипольных и квадрупольных резонансов плазмонов. Показано, что изменение угла падения плоской волны на такую структуру приводит к вырождению квадрупольных резонансов. Продемонстрировано влияние геометрических размеров структуры. Обнаружено уменьшение значений минимума поперечника рассеяния до величин порядка 10^{-4} при реальных потерях серебра.

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. *Анютин А.П., Коршунов И.П., Шатров А.Д.* // РЭ. 2018. Т. 63. № 5. С. 402.
9. *Анютин А.П., Коршунов И.П.* // РЭ. 2018. Т. 63. № 10. С. 1099.
10. *Анютин А.П.* // РЭ. 2020. Т. 65. № 2. С. 128.
11. *Johnson P.B., Christy R.W.* // Phys. Rev. B. 1972. V. 6. № 12. P. 4370.
12. *Кюркчан А.Г., Минаев С.А., Соловейчик А.Л.* // РЭ. 2001. Т. 46. № 6. С. 666.
13. *Anyutin A.P., Stasevich V.I.* // J. Quantitative Spectroscopy and Radiation Transfer. 2006. V. 100. № 1–3. P. 16.