

Е. А. Величко, А. П. Николаенко

Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины

12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина

E-mail: [elena.vei80@gmail.com](mailto:elena.vei80@gmail.com)

## НАНОЦИЛИНДРЫ ИЗ БЛАГОРОДНЫХ МЕТАЛЛОВ КАК РАССЕИВАТЕЛИ ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

Нанопроволоки и нанотрубки из благородных металлов широко используются в современных технологиях в качестве составных частей лазеров, биосенсоров и других устройств. В литературе рассмотрены далеко не все возможные задачи, возникающие при исследовании подобных объектов. В данной работе с помощью численного моделирования рассматриваются цилиндрические нанообъекты из золота и серебра, выступающие в качестве своеобразной призмы, способной селективно фильтровать отдельные длины волн и рассеивать их под разными углами. Для этого исследуется рассеяние плоской электромагнитной волны  $H$ -поляризации на нанотрубках и нанопроволоках из золота и серебра с диэлектрическим покрытием и без него в видимом диапазоне длин волн. Задача рассеяния решается методом разделения переменных в полярных координатах. Используется комплексный показатель преломления золота и серебра, значения которого были получены из опубликованных экспериментальных данных. Результаты исследования говорят о том, что исследуемые нанообъекты могут служить частотно-избирательным приемником или оптическим фильтром, который одновременно селективирует и отклоняет под разными углами отдельные длины волн. Большое влияние на конечный результат оказывают размеры рассеивателей и диэлектрическая проницаемость покрытия. Ил. 6. Библиогр.: 14 назв.

**Ключевые слова:** рассеяние, плазмон, поверхностный плазмонный резонанс.

Наночилиндры из золота или серебра, покрытые слоем диэлектрика, вызывают большой интерес, поскольку их можно использовать в качестве элементов в современных нанотехнологиях. Структуры из благородных металлов особенно перспективны в видимом диапазоне длин волн, так как именно здесь вещественная часть их диэлектрической проницаемости сравнительно невелика и отрицательна, что и приводит к возникновению поверхностных волн – плазмонов [1–5]. Частота плазмонного резонанса таких цилиндрических объектов зависит от геометрических размеров и показателя преломления диэлектрического покрытия и/или окружающей среды. В работе [6] исследуется влияние диэлектрического покрытия на длину волны плазмонных резонансов в серебряных наночилиндрах с покрытием и рассматривается взаимодействие различных типов электромагнитных колебаний в диэлектрическом покрытии с поверхностными плазмонами. В работе [7] рассматривается полая золотая нанотрубка, расположенная в свободном пространстве, и исследуется влияние ее толщины на длину волны плазмонных резонансов. Обычно исследуются характеристики рассеянного и поглощенного полей, и чаще всего обращаются к полному сечению рассеяния или сечению поглощения объекта как функции длины падающей волны и толщины трубки или проволоки. Положение пиков плазмонных резонансов над осью частот зависит также от показателя преломления окружающей среды, что позволяет использовать цилиндрические нанообъекты из благородных металлов в качестве сенсоров, регистрирующих изменения этого показателя [4, 5, 8, 9].

В данной работе будет показано, что рассматриваемые наноструктуры из благородных

металлов подобны своеобразной призме для электромагнитных волн оптического диапазона. Они способны рассеивать падающее излучение под разными углами в зависимости от длины волны, одновременно сочетая качества «направленного ответвителя» и фильтра.

**1. Постановка и решение задачи.** Задача рассеяния формулируется следующим образом. Плоская электромагнитная волна  $H$ -поляризации падает нормально на металлический цилиндр радиусом  $a_1$ , покрытый концентрическим слоем диэлектрика толщиной  $h$  с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_d$  (рис. 1, а). Рассматривается также падение волны на металлическую трубку с внутренним радиусом  $a_1$  и внешним радиусом  $a_2$  (рис. 1, б). Предположим, что исследуемые объекты находятся в вакууме, однако внешняя среда может обладать любой относительной диэлектрической проницаемостью. Рассеивающие объекты бесконечны вдоль оси  $z$ , и падающее электромагнитное поле однородно относительно этой оси. Временную зависимость определяем как экспоненту вида  $e^{i\omega t}$ , тогда падающую волну можно записать в виде  $H_z \sim e^{i(kx + \omega t)}$ , где  $k = \omega/c$  – постоянная распространения в вакууме.

В результате получим классическую двумерную задачу рассеяния электромагнитной волны на слоистой цилиндрической структуре (см., например, [10]), решение которой строится с помощью скалярной функции  $H_z(r, \varphi)$ . Эта функция является  $z$ -компонентой магнитного поля в полярных координатах  $(r, \varphi, z)$ , ось которой  $z = 0$  совмещена с центром цилиндра. Эта функция должна удовлетворять уравнению Гельмгольца, граничным условиям на поверхностях раздела и условию излучения на бесконечности. Таким об-

разом, тангенциальные компоненты поля  $H_z$  и  $E_\varphi$  остаются непрерывными на границах металл–вакуум и диэлектрик–вакуум, а на бесконечности имеется только уходящая волна.

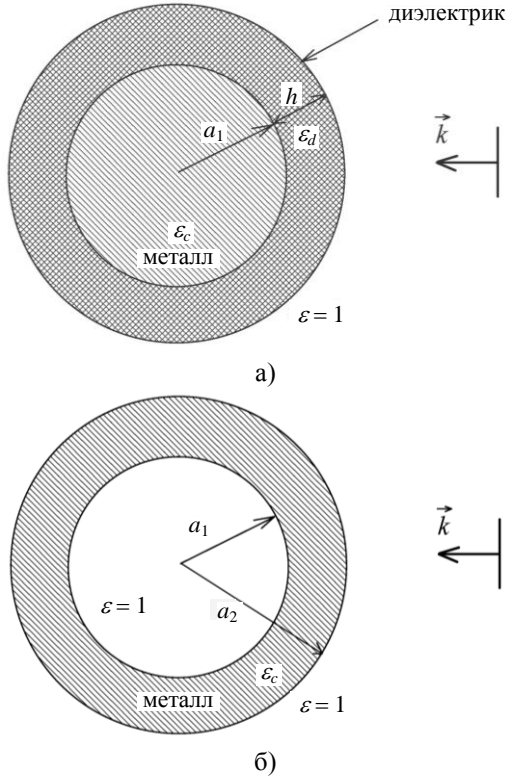


Рис. 1. Падение плоской электромагнитной волны  $H$ -поляризации: а) на металлическую проволоку, покрытую слоем диэлектрика; б) трубку из благородного металла

Поскольку в решении задачи возникнут поверхностные волны, используем базис, предложенный в работе [10]. Записав общее решение задачи с помощью модифицированных функций Бесселя в каждом из слоев и наложив граничные условия, получим систему линейных алгебраических уравнений для коэффициентов прохождения и отражения волн в каждом слое. Особенность рассматриваемых объектов состоит в том, что в оптическом диапазоне благородные металлы нельзя считать идеальными проводниками, поскольку они обладают значительной, но конечной отрицательной диэлектрической проницаемостью. Так возникает комплексная диэлектрическая проницаемость золота и серебра, значения которой были получены из экспериментальных данных [11] с помощью интерполяции полиномами.

На основании предложенного в [10] подхода и пользуясь уже представленными в [12] результатами, нетрудно получить решение для диэлектрического цилиндра (благородный металл в оптическом диапазоне), покрытого слоем другого диэлектрика (силикон). Ниже приводятся

соответствующие решения для цилиндра из благородного металла со слоем диэлектрика (рис. 1, а).

Внутри металла ( $0 < \rho < a_1$ ) поле имеет вид

$$H_z = H_0 \sum_{m=0}^{\infty} \delta_m T_m^{(1)} I_m(\gamma_c \rho) \cos(m\varphi), \quad (1)$$

где  $\delta_0 = 1$  и  $\delta_m = 2$  при  $m \geq 1$ ;  $H_0 = 1$  – амплитуда падающего поля;  $T_m^{(1)}$  – коэффициент прохождения волны через границу  $\rho = a_1$ ;  $\gamma_c = ik\sqrt{\epsilon_c \mu_c}$  – комплексная постоянная распространения электромагнитных волн в металле. Предполагалось, что  $\mu_c = \mu_d = 1$ .

Решение для области, занятой слоем диэлектрика ( $a_1 < \rho < a_2$ ), имеет вид

$$H_z = H_0 \sum_{m=0}^{\infty} \delta_m [T_m^{(2)} I_m(\gamma_2 \rho) + R_m^{(2)} K_m(\gamma_2 \rho)] \cos(m\varphi), \quad (2)$$

где  $T_m^{(2)}$  – коэффициент прохождения волны через границу диэлектрик–вакуум ( $\rho = a_2$ );  $R_m^{(2)}$  – коэффициент отражения волны от границы металл–диэлектрик ( $\rho = a_1$ );  $\gamma_2 = ik\sqrt{\epsilon_d \mu_d}$  – комплексная постоянная распространения электромагнитных волн в слое диэлектрика.

Общее решение вне цилиндра ( $\rho > a_2$ ) имеет вид

$$H_z = H_z^{inc} + H_z^{sc} = H_0 \sum_{m=0}^{\infty} \delta_m [I_m(\gamma \rho) + R_m^{(3)} K_m(\gamma \rho)] \cos(m\varphi), \quad (3)$$

где  $R_m^{(3)}$  – коэффициент отражения волны от границы диэлектрик–вакуум ( $\rho = a_2$ );  $\gamma = ik$  – комплексная постоянная распространения электромагнитных волн в вакууме.

Наложив граничные условия, получим систему из четырех линейных алгебраических уравнений с четырьмя неизвестными коэффициентами отражения и прохождения, которая решается численно с помощью соответствующей процедуры из математической библиотеки языка Фортран.

Матрица четвертого ранга  $A$  для этой системы имеет вид

$$A = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} & a_{14} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} & a_{24} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} & a_{44} \\ a_{41} & a_{42} & a_{43} & a_{44} \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где  $a_{11} = -I_m(\gamma_c a_1)$ ;  $a_{12} = I_m(\gamma_2 a_1)$ ;  $a_{13} = K_m(\gamma_2 a_1)$ ;  $a_{14} = 0$ ;  $a_{21} = -Y_1 I_m'(\gamma_c a_1)$ ;  $a_{22} = Y_2 I_m'(\gamma_2 a_1)$ ;

$$a_{23} = Y_2 K'_m(\gamma_2 a_1); \quad a_{24} = 0; \quad a_{31} = 0; \quad a_{32} = -I_m(\gamma_2 a_2);$$

$$a_{33} = -K_m(\gamma_2 a_2); \quad a_{34} = K_m(\gamma a_2); \quad a_{41} = 0;$$

$$a_{42} = -Y_2 I'_m(\gamma_2 a_2); \quad a_{43} = -Y_2 K'_m(\gamma_2 a_2); \quad a_{44} = K'_m(\gamma a_2);$$

$$m = 0, 1, 2, \dots; \quad Y_1 = \sqrt{\mu_c / \varepsilon_c}; \quad Y_2 = \sqrt{\mu_d / \varepsilon_d}.$$

Вектор-столбец  $\mathbf{X}$ , включающий искомые величины, и вектор  $\mathbf{B}$ , описывающий падающее поле, имеют вид

$$\mathbf{X} = \begin{pmatrix} T_m^{(1)} \\ T_m^{(2)} \\ R_m^{(2)} \\ R_m^{(3)} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{B} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -I_m(\gamma a_2) \\ -I'_m(\gamma a_2) \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Аналогичным образом решается задача о металлической нанотрубке.

**2. Результаты численного моделирования.** На рис. 2 представлены зависимости полного сечения рассеяния от длины волны для серебряной и золотой нанопроволок со слоем диэлект-

рика (рис. 2, а) и серебряной и золотой нанотрубок (рис. 2, б), а также зависимости от длины волны вещественной (рис. 2, в) и мнимой (рис. 2, г) частей диэлектрической проницаемости серебра (кривая 1) и золота (кривая 2). Радиус проволоки  $a_1 = 30$  нм, толщина диэлектрического покрытия  $h = 100$  нм, относительная проницаемость слоя диэлектрика  $\varepsilon_d = 12$ . У трубок внутренний радиус выбирался равным  $a_1 = 50$  нм, а толщина стенок трубки составляла 10 нм.

Полное сечение рассеяния рассчитывалось по формуле [13]

$$\sigma_{sc} = \frac{2}{\pi k} \int_0^{2\pi} |\Phi(\varphi)|^2 d\varphi = \frac{\pi^2}{k} \sum_{m=0}^{\infty} \delta_m |R_m^{(3)}|^2, \quad (6)$$

где  $\Phi(\varphi) = \sum_{m=0}^{\infty} \delta_m R_m^{(3)} \cos(m\varphi)$  – диаграмма рассеянного поля в дальней зоне.

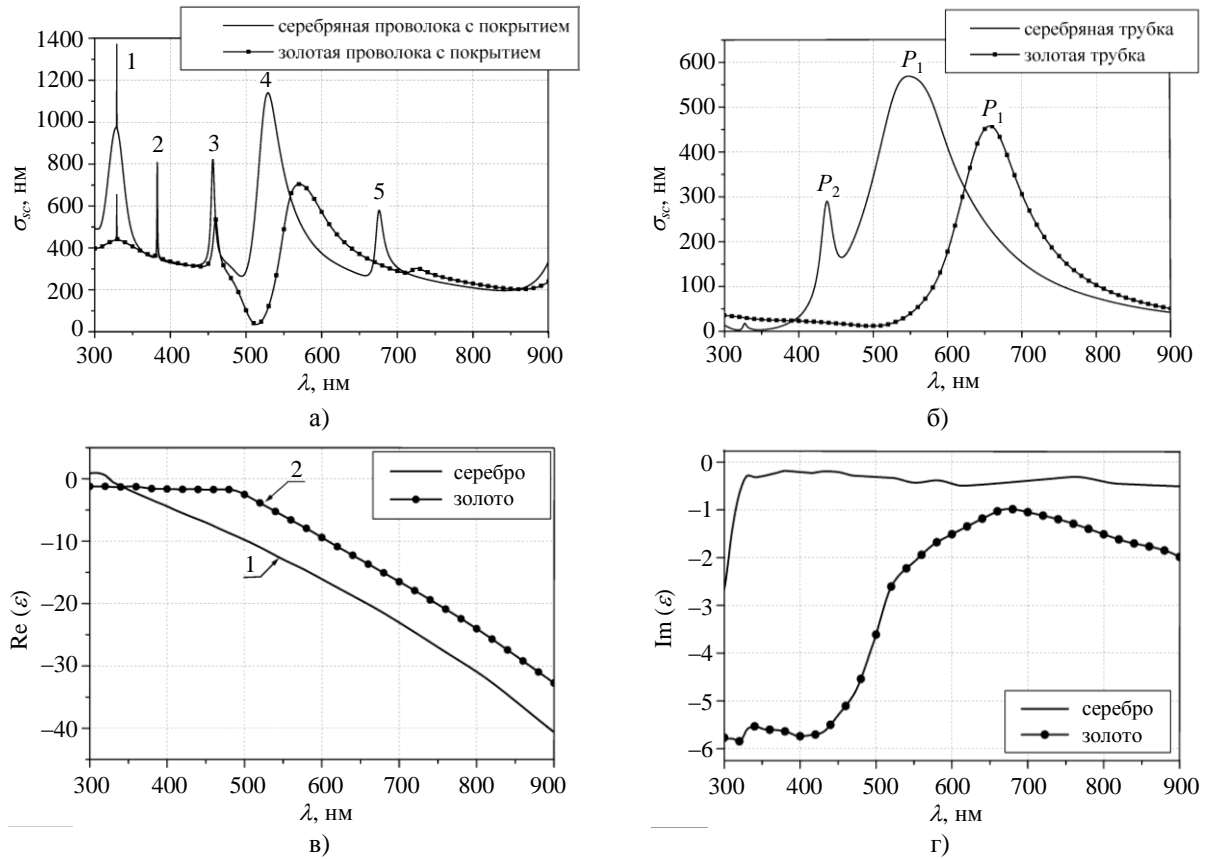


Рис. 2. Результаты численного моделирования

Данные рис. 2, а демонстрируют хорошо известный эффект увеличения количества мод при росте оптической толщины покрытия. Видно, что в спектрах сечения рассеяния присутствуют как узкие, так и сравнительно широкие пики. Кроме того, наблюдается картина, когда узкий

пик «сидит» на широком (пик 1 на рис. 2, а). Можно сказать, что оптически плотное покрытие приводит к гибридизации (смешиванию) мод покрытия и мод плазмонных поверхностных колебаний. Чтобы продемонстрировать справедливость этого утверждения, следует обратиться к

пространственному распределению поля в металле и покрытии нанообъектов на резонансных частотах. Ниже будет рассмотрена ситуация для серебряной нанопроволоки с покрытием на резонансных частотах, обозначенных на рис. 2, а цифрами от 1 до 5.

В рассмотренном нами случае серебряной и золотой нанотрубок (рис. 2, б), когда диэлектрическое покрытие отсутствует, наблюдаются только плазмонные резонансы первого и второго порядков.

На рис. 3 показано пространственное распределение амплитуды поля  $H_z$  вблизи серебря-

ряной проволоки с покрытием, когда радиус проволоки равен  $a = 30$  нм, толщина покрытия  $h = 100$  нм, а его диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_d = 12$ . Амплитуда поля в относительных единицах показана областями с темной заливкой в плоскости координат  $X$  и  $Y$ . Справа от графиков приведена шкала градаций серого цвета. Электромагнитная волна падает на объект справа, что показано стрелкой в правом верхнем углу каждого графика. Окружности на графиках обозначают границы сред. Меньшая окружность – это граница металл–диэлектрик, а большая окружность – граница диэлектрик–вакуум.

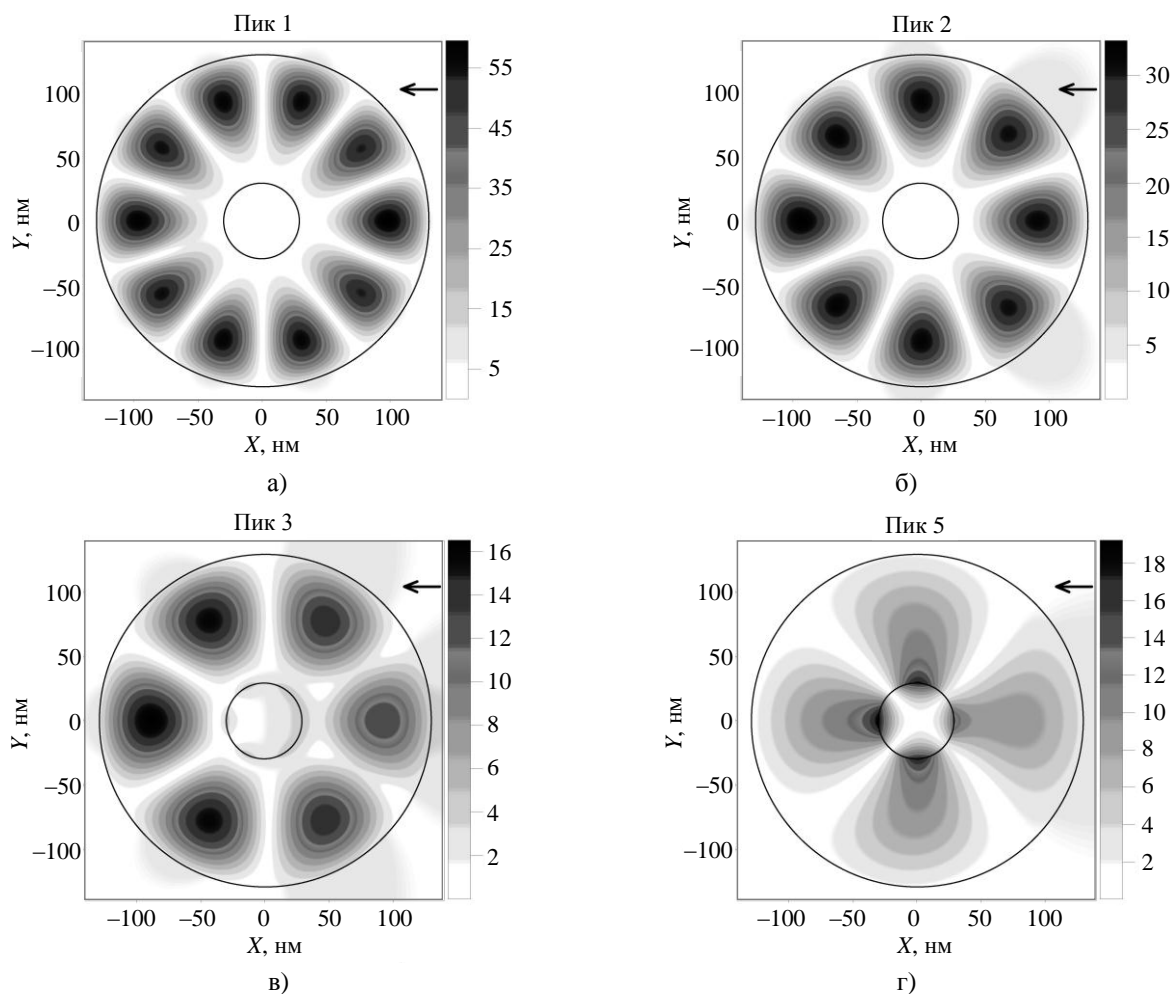


Рис. 3. Пространственное распределение электромагнитного поля вблизи серебряной проволоки с диэлектрическим покрытием для  $a = 30$  нм,  $\epsilon_d = 12$ ,  $h = 100$  нм: а) пик 1,  $\lambda = 329,2$  нм; б) пик 2,  $\lambda = 382,7$  нм; в) пик 3,  $\lambda = 456$  нм; г) пик 5,  $\lambda = 676$  нм

Графики на рис. 3, а–в показывают распределение поля на длинах волн 329,2; 382,7 и 456 нм соответственно. Соответствующие пики сечения рассеяния  $\sigma_{sc}(\lambda)$  обозначены на рис. 2, а цифрами от 1 до 3. График на рис. 3, г показывает распределение поля на длине волны  $\lambda = 676$  нм, ему соответствует пик 5 на рис. 2, а. Распределение поля для пика 4 будет рассмотрено отдельно на

рис. 4 и здесь не приводится. Из представленных на рис. 3 пространственных распределений поля  $H_z$  видно, что острые пики в зависимости  $\sigma_{sc}(\lambda)$  обусловлены объемными собственными колебаниями (модами) электромагнитной волны в слое диэлектрика. Каждому пику отвечает разное количество максимумов на рис. 3. Иными словами, пикам 1, 2 и 3 отвечают объемные колебания в

слое диэлектрика с индексами  $m = 5$ ,  $m = 4$  и  $m = 3$ . Заметим, что в рассматриваемой структуре объемные моды с разными  $m$  хорошо различимы, т. е. на данной длине волны возбуждается преимущественно один изолированный тип колебаний, а не несколько мод с различными индексами, наблюдавшимися в работе [14].

Как видно из рис. 3, г, широкий спектральный пик 5 на рис. 2, а соответствует гибриднему распределению поля, когда на длине волны  $\lambda = 676$  нм поверхностное колебание вблизи металла (плазмон) совмещается с объемной модой  $m = 2$  в слое диэлектрика. Поверхностная стоячая волна на этой длине волны характеризуется максимумом поля, расположенным по обе стороны границы металл–диэлектрик. При смещении от границы по радиусу амплитуда поля быстро убывает, переходя в диэлектрике в объемную волну.

Еще ярче гибридный характер выражен у резонанса для пика 4 на рис. 2, а, поэтому он будет рассмотрен отдельно. Соответствующее пространственное распределение поля на резонансной длине волны  $\lambda = 529$  нм показано на рис. 4, а. Здесь так же, как и на рис. 3, приведено двумерное распределение амплитуды электромагнитной волны в окрестности серебряной проволоки с диэлектрическим покрытием. Координаты  $X$  и  $Y$  на этом рисунке изменяются в интервале  $-150 \dots 150$  нм. В центре рисунка расположен цилиндр из серебра радиусом 30 нм, он показан окружностью меньшего диаметра. Внешняя граница окружающего цилиндра диэлектрического покрытия показана с помощью окружности большего диаметра. Справа налево на объект падает плоская монохроматическая электромагнитная волна, имеющая длину  $\lambda = 529$  нм. Амплитуда компоненты поля  $H_z$  показана черной заливкой, а соответствующая шкала приведена в правой части рисунка. Как видно, на частоте пика 4 в полном сечении рассеяния пространственное распределение поля отвечает гибриду плазмона  $P_1$  (одна азимутальная вариация поля на металлическом цилиндре) и объемной моды колебаний типа  $H_{21}$  в покрытии. Плазмон  $P_1$  виден как максимум амплитуды вблизи границы металл–диэлектрик. Эти максимумы лежат вблизи углов  $\varphi = 0$  и  $\varphi = \pi$ , т. е. наблюдается одна азимутальная вариация, а сама амплитуда убывает при удалении от границы раздела металл–диэлектрик, поскольку речь идет о поверхностной волне на границе плазмоподобной среды. Внутри слоя диэлектрика на данной частоте видны четыре амплитудных максимума, расположенные под углами  $\varphi = 0$  и  $\varphi = \pi/2$ ,  $\varphi = \pi$  и  $\varphi = 3/2 \pi$ . Это объемная мода  $H_{21}$  в диэлектрике. Максимумы имеют разную амплитуду из-за взаимодействия пространственной волны  $H_{21}$  с плазмоном.

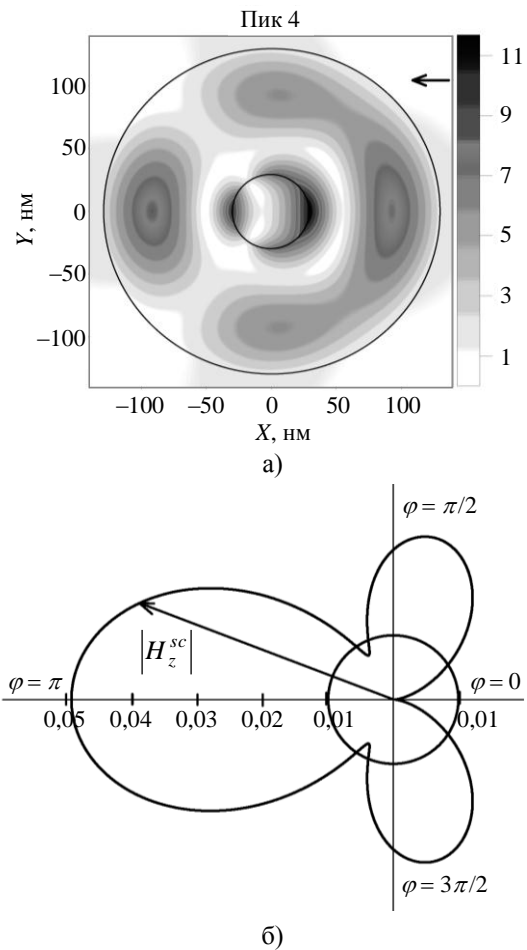


Рис. 4. Пространственное распределение электромагнитного поля вблизи серебряной проволоки с диэлектрическим покрытием (а) и угловая диаграмма рассеянного поля (б) при  $\lambda = 529$  нм

Для различных длин волн (или частот) падающего излучения получаются различные распределения полей внутри объекта, что влияет на угловое распределение рассеянного поля. На рис. 4, б представлена амплитудная угловая диаграмма рассеяния электромагнитных волн серебряной нанопроволокой с покрытием. Амплитуда рассеянного поля показана в полярных координатах как функция  $\rho(\varphi)$ . Сложное пространственное распределение поля в окрестности рассеивающего объекта, показанное на рис. 4 а, обусловило три максимума в индикатрисе рассеяния. Как видно, главный максимум направлен вперед,  $\varphi = 180^\circ$ . Кроме него в диаграмме рассеяния присутствуют два меньших по величине симметричных боковых лепестка, расположенных около  $\varphi = \pm 70^\circ$ .

Пространственное распределение амплитуды поля изменяется при изменении частоты, соответственно варьирует и распределение «токов вторичных источников» вблизи рассеивающего объекта. Поэтому изменятся не только полное сечение рассеяния, но и его угловая диаграмма.

Продемонстрировать такие частотные изменения непросто, поэтому мы рассчитаем индикатрисы рассеяния на разных длинах волн и объединим их в обобщенные угловые диаграммы, показанные на рис. 5. Здесь индикатрисы построены в виде двумерной карты над плоскостью  $\varphi-\lambda$  (направленные рассеяния – длина волны). По оси абсцисс показан угол рассеяния в градусах, а по оси ординат – длина электромагнитной волны в нанометрах. Темно-серая заливка на рис. 5 условно показывает длину волны.

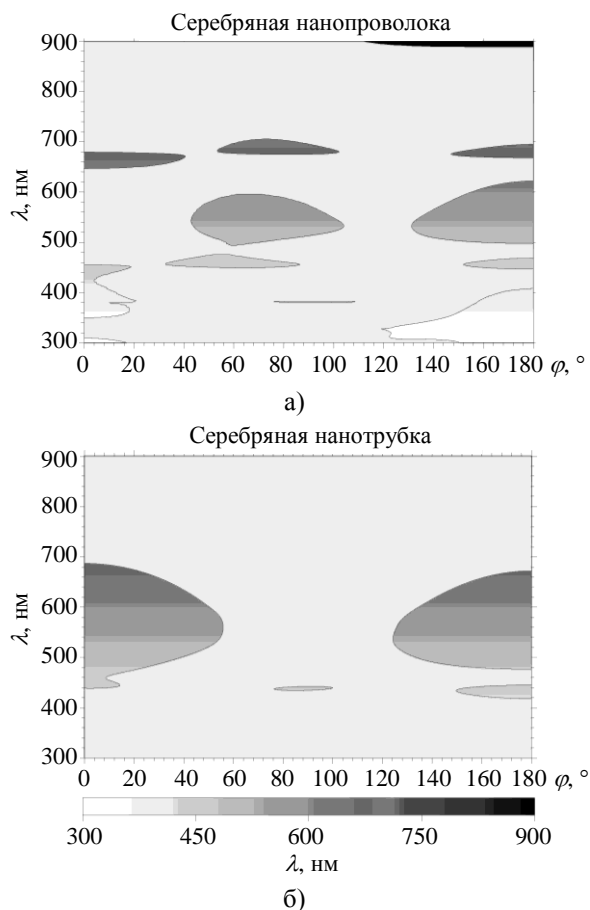


Рис. 5. Разложение «белого» света по углам рассеяния: а) серебряной нанопроволокой, покрытой диэлектриком; б) серебряной нанотрубкой без покрытия

Для того чтобы обозначить амплитуду рассеяния, используем маску или ступенчатую пороговую функцию. Эта маска показана на рис. 4, б с помощью окружности радиусом  $|H_z^{sc}| = 0,01$ . Когда относительная амплитуда рассеянного поля превышает порог  $A_p = 0,01$ , индикатриса рассеяния выходит за пределы очерченной на рис. 4, б окружности, и маска оказывается прозрачной. В этом случае на рис. 5 видна черно-белая заливка в соответствующей области переменных  $\varphi-\lambda$ . Когда же относительная амплитуда рассеянного поля оказывается ниже порога, то индикатриса

рассеяния лежит внутри окружности на рис. 4, б, и маска становится непрозрачной. Она перекрывает черно-белую заливку, и вместо нее мы видим на рис. 5 сплошное светло-серое поле. Таким образом, получается достаточно сложная по форме диаграмма рассеяния над плоскостью  $\varphi-\lambda$ . Темная заливка на рис. 5 облегчает оценку длины волны, соответствующей тому или иному рассеянию по углам.

На рис. 5, а представлен случай рассеяния серебряной нанопроволокой с диэлектрическим покрытием ( $a_1 = 30$  нм,  $h = 100$  нм,  $\epsilon_d = 12$ ). Предполагалось, что падающая плоская электромагнитная волна имеет на всех длинах волн единичную амплитуду. Назовем такой спектр белым, хоть длина волны изменяется от 300 нм (ультрафиолет) до 900 нм (инфракрасный диапазон). Амплитуда рассеянного поля  $|H_z^{sc}|$  показана на рис. 5 над плоскостью  $\varphi-\lambda$ . Угловая диаграмма рис. 4, б соответствует сечению рис. 5, а горизонтальной линией  $\lambda = 529$  нм.

Как видно из рис. 5, а, серебряная нанопроволока с диэлектрическим покрытием рассеивает далеко не все длины волн. Так, например, под прямым углом отражаются волны трех диапазонов: фиолетового, зелено-желтого и красного цветов. При этом фиолетовый диапазон оказывается очень узким, около  $(380 \pm 5)$  нм, тогда как полосы зелено-желтого и красного цветов занимают 515...580 и 675...690 нм соответственно. Таким образом, рассмотренный цилиндрический объект одновременно служит фильтром и направленным ответвителем (рассеивателем) электромагнитных волн.

Аналогичным образом была рассмотрена задача о рассеянии электромагнитной волны на серебряной нанотрубке без покрытия. Ее внутренний радиус выбирался равным  $a_1 = 50$  нм, а толщина  $h = 10$  нм. Получив угловые диаграммы рассеянного поля  $|H_{sc}|$  на разных длинах волн, мы объединили их так же, как это было сделано для нанопроволоки, и представили их на рис. 5, б. Если сравнить рис. 5, а и б, то видно, что рассеяние на нанотрубке отличается от нанопроволоки. Прежде всего, у нанотрубки имеется меньшее число «окон прозрачности». В частности, в направлении  $\varphi = 90^\circ$  рассеиваются только волны из очень узкого диапазона синего цвета  $\lambda = (440 \pm 5)$  нм. Заметное рассеяние волны в широком интервале углов  $60^\circ < \varphi < 80^\circ$  и  $100^\circ < \varphi < 120^\circ$  вообще отсутствует. Тем не менее, эти свойства могут оказаться полезными при конструировании направленного ответвителя, настроенного на узкий диапазона длин волн, т. е. устройства, сочетающего свойства узкополосного фильтра и своеобразной призмы.

На рис. 6 представлены аналогичные результаты, полученные для золота. Параметры диэлектрического покрытия и геометрические размеры рассеивателей такие же, как для объектов из серебра. В случае золотой нанопроволоки видно, что подобно серебру, в определенном направлении отражаются волны только некоторых диапазонов. Например, под прямым углом отражаются волны фиолетового (около 380 нм) и зелено-красного диапазонов (555...610 нм). Следовательно, золотая нанопроволока с покрытием тоже может служить фильтром и направленным ответвителем, хотя «окон прозрачности» у нее меньше, чем у аналогичного серебряного объекта.

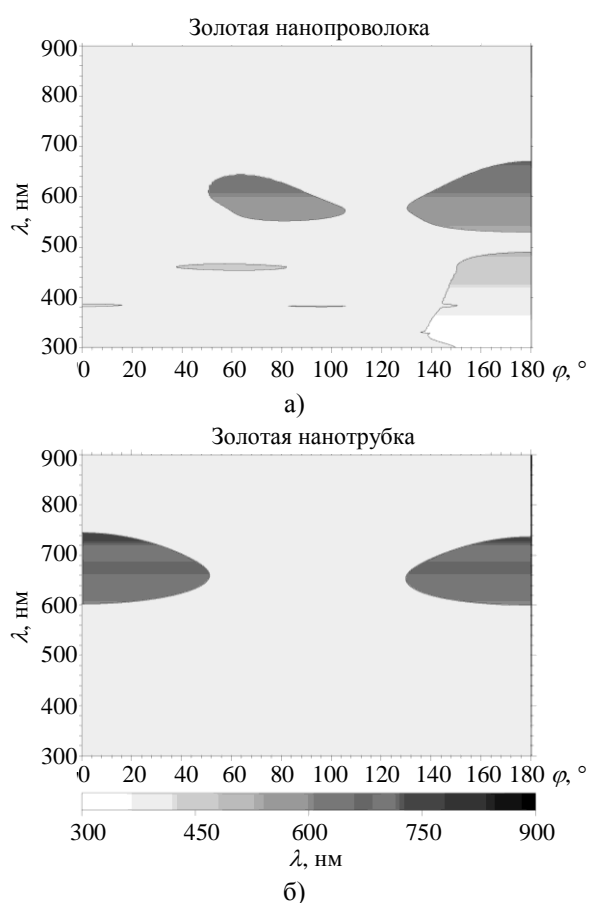


Рис. 6. Разложение «белого» света по углам рассеяния: а) золотой нанонитью, покрытой слоем диэлектрика; б) золотой нанотрубкой без покрытия

Для случая золотой нанотрубки можно сказать, что она не имеет особых перспектив как отклоняющее устройство – здесь рассеяние вообще отсутствует в достаточно широком интервале углов ( $50^\circ < \varphi < 130^\circ$ ).

В заключение отметим, что рис. 2 показывает полное сечение рассеяния как функцию длины волны падающего излучения, а рис. 5 и 6 иллюстрируют характеристики рассеяния по уг-

лам на разных длинах волн. Таким образом, эти графики дополняют друг друга. Видно, что кроме привычного рассеяния вперед возникают различные по амплитуде и направлению боковые лепестки, обусловленные взаимодействием плазмонных резонансов с объемными резонансными модами в диэлектрическом покрытии. Поэтому можно сказать, что нанообъекты в оптическом диапазоне ведут себя подобно своеобразной призме, рассеивая падающее поле под углами, зависящими от длины волны.

**Выводы.** При численном моделировании было использовано решение задачи о дифракции плоской волны на прямом круговом металлическом цилиндре.

Показано, что нанообъекты из благородных металлов в оптической области ведут себя как своеобразная призма: из сплошного спектра падающего электромагнитного излучения они выделяют некоторые спектральные области и рассеивают их под соответствующими углами. Таким образом, нанопроволоки и нанотрубки могут работать как частотно-избирательный приемник или оптический фильтр, который одновременно селективирует и отклоняет под разными углами отдельные длины волн.

Результаты моделирования показывают, что численные значения параметров конкретных структур зависят выбора рабочих частот и необходимых углов отклонения электромагнитных волн. Изменение геометрических размеров нанообъектов или диэлектрической проницаемости покрытия заметным образом изменяют картину рассеяния, поэтому для каждого случая необходимо выполнять отдельное моделирование.

Авторы работы благодарят А. И. Носича за многочисленные полезные обсуждения, и С. И. Тарапова за замечания и советы, которые помогли повысить качество публикации.

#### Библиографический список

1. *Martin O. J. F.* Plasmon resonances in nanowires with a non-regular cross-section / O. J. F. Martin // *Optical Nanotechnologies, Topics Appl. Phys.* / J. Tominaga and D. P. Tsai (Eds.). – Berlin: Springer, 2003. – Vol. 88. – P. 183–210.
2. *Fredkin D. R.* Resonant behavior of dielectric objects (electrostatic resonances) / D. R. Fredkin, I. Mayergoyz // *Phys. Rev. Lett.* – 2003. – 91, N 25. – P. 3902–3905.
3. *Schroster U.* Surface plasmon-polaritons on metal cylinders with dielectric core / U. Schroster, A. Dereus // *Phys. Rev. B.* – 2001. – 64, Iss. 12. – P. 125420 (10 p.).
4. *High-performance biosensing using arrays of plasmonic nanotubes* / J. McPhillips, A. Murphy, M. P. Jonsson et al. // *ACS Nano.* – 2010. – 4, N 4. – P. 2210–2216.
5. *Fabrication and optical properties of large-scale arrays of gold nanocavities based on rod-in-a-tube coaxials* / A. Murphy, Y. Sonnefraud, A. V. Krasavin et al. // *Appl. Phys. Lett.* – 2013. – 102, N 10. – P. 103103 (5 p.).
6. *Velichko E. A.* Plasmon-assisted scattering of light by a circular silver nanowire with concentric dielectric coating / E. A. Velichko,

- D. M. Natarov, A. I. Nosich // 15<sup>th</sup> Int. Conf. Transparent Optical Networks: proc. – Cartagena, 2013. – Tu. – P. 24.
7. Zhu J. Theoretical study of the light scattering from gold nanotubes: effect of wall thickness / J. Zhu // Materials science and engineering. – 2007. – A 454-455. – P. 685–689.
  8. Velichko E. A. Refractive-index sensitivities of hybrid surface-plasmon resonances for a core-shell circular silver nanotube sensor / E. A. Velichko, A. I. Nosich // Opt. Lett. – 2013. – 38, Iss. 23. – P. 4978–4981.
  9. Velichko E. A. Numerical modeling of plasmon-assisted nanotube sensors of the host-medium refractive index / E. A. Velichko // IEEE Int. Conf. Numerical Electromagnetic Modeling and Optimization for RF, Microwave, and Terahertz Applications (NEMO2014): proc. – Pavia, 2014. – Session TH1. – 4 p.
  10. Wait J. R. Introduction to antennas and propagation / J. R. Wait. – L.: Peter Peregrinus Ltd., 1986. – 256 p.
  11. Johnson P. B. Optical constants of the noble metals / P. B. Johnson, R. W. Christy // Phys. Rev. B. – 1972. – 6, N 12. – P. 4370–4378.
  12. Величко Е. А. Моделирование рассеяния плоской электромагнитной волны на цилиндре из диэлектрика / Е. А. Величко, А. П. Николаенко // Радиофизика и электрон. – 2010. – 1(15), № 3. – С. 17–24.
  13. Хюлт Г. Ван де. Рассеяние света малыми частицами / Г. Ван де Хюлт: пер. с англ. под ред. В. В. Соболева. – М.: Изд-во иностр. лит., 1961. – 537 с.
  14. Величко Е. А. Рассеяние плоской электромагнитной волны на металлическом цилиндре с покрытием из диэлектрика или метаматериала / Е. А. Величко, А. П. Николаенко // Изв. вузов. Радиофизика. – 2014. – 57, № 1. – P. 48–58.

*Рукoпись постуnила 03.11. 2015.*

E. A. Velichko, A. P. Nickolaenko

#### NANOCYLINDERS MADE OF NOBLE METALS AS SCATTERERS OF PLANE ELECTROMAGNETIC WAVE

Nanowires and nanotubes made of noble metals are widely used in today's technologies as elements of lasers, biosensors and other devices. However, not all possible problems arising in study of such objects are presented in literature. In this paper, by means of numerical simulation, the cylindrical nanoobjects made of gold and silver are considered as a specific prism that is capable of selecting isolated wavelength bands and scattering them at

different angles. For this purpose a plane H-polarized electromagnetic wave scattering by nanocylinders with or without concentric dielectric cover or nanotubes made out of silver and gold in the visible range of wavelengths are studied. The scattering problem is solved in the classical manner, by separation of variables in polar coordinates. The complex permittivity is used in computations of gold and silver based on published experimental data. The results suggest that the studied nanoobjects can serve as a frequency-selective receiver or an optical filter which selects and rejects at different angles some wavelengths, but there is a great influence of geometrical parameters of scatterers and the dielectric constant of the coating.

**Key words:** wave scattering, plasmon, surface plasmon resonance.

О. А. Величко, О. П. Николаенко

#### НАНОЦИЛІНДРИ ІЗ БЛАГОРОДНИХ МЕТАЛІВ ЯК РОЗСІЮВАЧІ ПЛОСКОЇ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОЇ ХВИЛІ

Нанодроти і нанотрубки із благородних металів широко використовуються в сучасних технологіях в якості складових частин лазерів, біосенсорів та інших пристроїв. Однак у науковій літературі розглянуто далеко не всі можливі задачі, що виникають при дослідженні подібних об'єктів. У даній роботі за допомогою чисельного моделювання циліндричні нанооб'єкти із золота і срібла розглядаються в якості своєрідної призми, що здатна відбирати окремі довжини хвиль і розсіювати їх під різними кутами. Для цього досліджується розсіювання плоскої електромагнітної хвилі H-поляризації на нанотрубках та нанодротах із золота і срібла з діелектричним покриттям та без нього у видимому діапазоні довжин хвиль. Задача розсіювання розв'язується методом розділення змінних в полярних координатах. У розрахунках використовується комплексний показник заломлення золота і срібла, значення якого отримано за допомогою експериментальних даних, опублікованих в літературі. Результати дослідження свідчать про те, що досліджувані нанооб'єкти можуть служити частотно-вибірковим приймачем або оптичним фільтром, який одночасно відбирає і відхиляє під різними кутами окремі довжини хвиль, однак великий вплив на кінцевий результат мають геометричні параметри розсіювачів та діелектрична проникність покриття.

**Ключові слова:** розсіювання, плазмон, поверхневий плазмонний резонанс.