

# Фокусировка лазерного излучения диэлектрическими микроцилиндрами круглого сечения с металлической оболочкой

Е.С. Козлова<sup>а,б</sup>

<sup>а</sup> Институт систем обработки изображений РАН – филиал ФНИИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, 443001, ул. Молодогвардейская 151, Самара, Россия

<sup>б</sup> Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева, 443086, Московское шоссе, 34, Самара, Россия

## Аннотация

Моделирование распространения ТЕ-поляризованного излучения с длиной волны  $\lambda=532$  нм через диэлектрический цилиндр радиуса  $2,1749\lambda$  из полиэстера с золотой оболочкой, толщиной 10 нм, с помощью метода конечных разностей, реализованного в COMSOL Multiphysics, показало наличие узкого нанджета с максимальной интенсивностью в 6 раз превышающей интенсивность падающего излучения. Ширина и глубина наноджета по полуспаду интенсивности составили  $0,39\lambda$  и  $0,72\lambda$  соответственно.

*Ключевые слова:* поверхностный плазмон-поляритон; микроцилиндр; фокусировка; наноджет

## 1. Введение

Дифракционный предел в оптике ограничивает разрешающие способности оптических приборов, поэтому в настоящее время большое количество работ посвящено попыткам преодоления дифракционного предела. Получение фокусных пятен с малыми размерами является критическим в такой области как оптические системы памяти [1,2]. Субволновые фокусные пятна, создаваемые микросферами (фотонные наноструи) применимы в рамановской спектроскопии [3], и нанолитографии [4].

Для острой фокусировки широко используются диэлектрические цилиндры [5]. В [6] рассматривается фокусировка излучения (длина волны 500 нм) диэлектрическим ( $n=1.5$ ) цилиндром эллиптического сечения. Ширина фокуса по полуспаду интенсивности составила 230 нм. Отдельное внимание уделяется многослойным цилиндрам [7-8]. В некоторых работах в качестве материала используются исключительно диэлектрики [7], в то время как в других дополнительно используют металлы [8]. В [7] рассматривали формирование ультрадлинных наноджетов для входного излучения на длине волны 632,8 нм с помощью диэлектрических цилиндров из комбинации BaF и LaSF. В [8] рассматривается формирование наноджета с помощью диэлектрический микроцилиндра ( $n=1.5$ ) с оболочкой из золота. Показано, что для излучения, длиной волны 532 нм на расстоянии порядка длины формируется наноджет шириной по полуспаду интенсивности 250 нм.

В данной работе рассмотрена фокусировка излучения с помощью диэлектрических цилиндров с металлической оболочкой с помощью программного пакета COMSOL Multiphysics. Длина волны излучения равна 532 нм. В работе было проведено исследование характеристик фокусного пятна, таких как максимальная интенсивность и ширина пятна по полуспаду интенсивности, от толщины металлического слоя.

## 2. Моделирование плазмонов на поверхности круглого металлического цилиндра

Рассмотрим металлический цилиндр расположенный в воздухе. Чтобы рассчитать резонансный радиус, будем исходить из длины окружности, на которой должно уместиться целое число длин волн поверхностного плазмон-поляритона. В качестве входного излучения рассмотрим ТМ-поляризованный лазерный пучок с длиной волны  $\lambda=532$  нм. В качестве материалов для цилиндра рассмотрим золото и серебро, диэлектрическая проницаемость которых описывается моделью Друде-Лоренца [9]:

$$\epsilon_m(\omega) = \epsilon_\infty(z) + \frac{\omega_p^2}{-2i\omega\nu - \omega^2} + \sum_m \frac{A_m \omega_m^2}{-\omega^2 - 2i\omega\delta_m + \omega_m^2} \quad (1)$$

где  $\omega$  – частота;  $\omega_p$  – плазменная частота;  $\nu$  – частота столкновений,  $A_m$  – амплитуда резонанса,  $\delta_m$  – коэффициент демпфирования,  $\omega_m$  – резонансная частота. Параметры моделей приведены в таблицах 1 и 2.

Для рассматриваемой длины волны мы получим следующие значения диэлектрической проницаемости (коэффициентов преломления)  $\epsilon_{Ag} = -9,1375 + 0,8025i$  ( $n_{Ag} = 0,1326 + 3,0257i$ ) и  $\epsilon_{Au} = -4,4602 + 2,5355i$  ( $n_{Au} = 0,5789 + 2,1815i$ ) для серебра и золота соответственно.

Рассчитаем длину волны поверхностного плазмон-поляритона по формуле [11]:

$$\lambda_{SPP} = \sqrt{\frac{\text{Re}(\epsilon_m) + \epsilon_d}{\text{Re}(\epsilon_m) \epsilon_d}} \lambda \quad (2)$$

**Таблица 1.** Параметры модели Друде-Лоренца для серебра [10]

m	$A_m$	$\delta_m$ , Гц	$\omega_m$ , Гц
1	7,924697	9,840355	4,132646
2	0,501327	1,144581	22,6941
3	0,013329	0,164597	41,45307
4	0,826552	2,319549	46,001
5	1,113336	6,125	102,759

$\varepsilon_\infty = 1$   
 $\omega_p = 41,94605$  Гц  
 $\nu = 0,243097$  Гц

**Таблица 2.** Параметры модели Друде-Лоренца для золота [10]

m	$A_m$	$\delta_m$ , Гц	$\omega_m$ , Гц
1	11,36293	0,610274	2,101774
2	1,183639	0,873629	4,203549
3	0,65677	2,203065	15,03655
4	2,645486	6,315	21,79768
5	2,014826	5,60642	67,45936

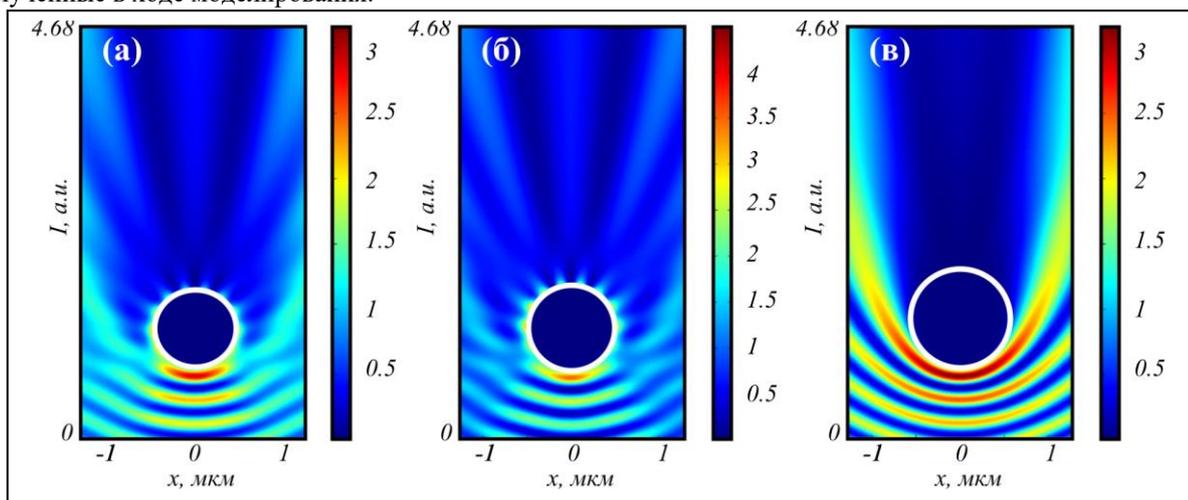
$\varepsilon_\infty = 1$   
 $\omega_p = 39,86873$  Гц  
 $\nu = 0,13421$  Гц

Таким образом, длина волны поверхностного плазмон-поляритона для серебра составила  $\lambda_{Ag} = 479,42$  нм, а для золота  $\lambda_{Au} = 468,58$  нм. Чтобы рассчитать резонансный радиус для рассматриваемых цилиндров, воспользуемся следующей формулой []:

$$r = \frac{\lambda_{SPP} p}{2\pi} \quad (3)$$

где  $r$  – радиус цилиндра;  $p$  – номер резонанса.

Так, например, радиус для резонанса 6го порядка для серебра составит  $r_{Ag} = 479,42$  нм, а для золота  $r_{Au} = 447,46$  нм. Промоделируем процесс формирования поверхностного плазмон-поляритона на серебряном и золотом цилиндрах с соответствующими радиусами с помощью программного пакета COMSOL Multiphysics, реализующим метод конечных разностей. Для сравнения проведем моделирование для серебряного цилиндра, на который падает ТЕ-поляризованное излучение. В ходе моделирования здесь и далее воспользуемся нерегулярными сетками с переменным шагом. Так в областях, близкой к разделу двух сред (металл/диэлектрик) используем сетку с мелким шагом  $\lambda/40$ , в то время как остальную область будем рассчитывать с шагом  $\lambda/20$ . На рис. 1 представлены распределения интенсивности, полученные в ходе моделирования.



**Рис. 1.** Распространение ТМ-поляризованного (а-б) и ТЕ-поляризованного (в) излучения через золотой (а) и серебряный (в) цилиндры.

Из рис. 1в видно, что в ходе распространения ТЕ-поляризованного излучения, излучение отражается от металлического цилиндра, в то время как при подаче ТМ-поляризованного излучения по поверхности металлического цилиндра начинает бежать поверхностный плазмон-поляритон (рис 1а-1б). При этом на поверхности цилиндра образуются пики интенсивности, характерные для резонансных эффектов.

### 3. Моделирование плазмонов на поверхности круглого многослойного цилиндра

В ранних работах нами рассматривалась резонансная фокусировка излучения с помощью диэлектрического цилиндра из полиэстера [12]. В ходе исследования был рассчитан резонансный радиус цилиндра для 18ой моды, который составил  $r_p=2,1749\lambda$ . Однако указанный пик формируется в непосредственной близости от цилиндра. Использование тонких металлических пленок может позволить увеличить протяженность области фокусировки излучения, формируя так называемый наноджет [8].

Рассмотрим диэлектрический цилиндр из полиэстера радиусом  $r_p=2,1749\lambda$ , с напыленной на него тонкой пленкой из металла толщиной  $\Delta r$ . В качестве материалов для пленки также выберем серебро и золото. С помощью пакета COMSOL Multiphysics проведем моделирование распространения ТМ-поляризованного излучения с длиной волны 532 нм через рассматриваемые микроцилиндры. В ходе исследования будем варьировать толщину металлического слоя от 10 нм до 30 нм с шагом в 1 нм. В таблице 3 приведена зависимость максимальной интенсивности  $I_{max}$  и ширины фокусного пятна по полуспаду интенсивности  $d_{FWHM}$  от толщины металлического слоя. Отметим, что на поверхности элемента формируется область интенсивности с двумя пиками, расположенными близко друг к другу. В следствие этого, максимальная интенсивность излучения замерялась на расстоянии 150 нм.

**Таблица 3.** Зависимость параметров фокусного пятна от толщины металлического слоя для ТМ-поляризации

Серебряная оболочка						
$\Delta r$	10	14	18	22	26	30
$I_{max}$ , a.u.	3,77	2,15	1,17	0,65	0,39	0,31
$d_{FWHM}$ , $\lambda$	0,53	0,53	0,53	0,58	0,50	0,54
Золотая оболочка						
$\Delta r$	10	14	18	22	26	30
$I_{max}$ , a.u.	4,75	3,83	3,00	2,28	1,67	1,18
$d_{FWHM}$ , $\lambda$	0,72	0,74	0,75	0,77	0,81	0,87

Из таблицы 3 видно, что максимальную интенсивность имеют фокусные пятна формируемые многослойным цилиндром с золотой оболочкой. Это связано с тем, что на данной длине волны золото имеет меньший коэффициент поглощения нежели серебро. Однако при этом минимальную ширину по полуспаду интенсивности обеспечивает цилиндр с серебряной оболочкой. В обоих случаях увеличение толщины металлического слоя приводит к падению максимальной интенсивности и увеличению ширины по полуспаду интенсивности. Оптимальная толщина металлической оболочки составила 10 нм в обоих случаях.

Теперь проведем моделирование фокусировки предложенными цилиндрами ТЕ-поляризованного излучения и аналогичное выше указанному исследованию зависимости максимальной интенсивности и ширины фокусного пятна по полуспаду интенсивности от толщины металлического слоя. Отметим, что в данном случае замер осуществлялся вблизи цилиндра, так как в случае использования ТЕ-поляризации формируется область высокой интенсивности с одним пиком.

**Таблица 4.** Зависимость параметров фокусного пятна от толщины металлического слоя для ТЕ-поляризации

Серебряная оболочка						
$\Delta r$	10	14	18	22	26	30
$I_{max}$ , a.u.	4,52	2,31	1,14	0,60	0,35	0,22
$d_{FWHM}$ , $\lambda$	0,44	0,48	0,52	0,52	0,53	0,52
Золотая оболочка						
$\Delta r$	10	14	18	22	26	30
$I_{max}$ , a.u.	5,62	3,73	2,46	1,62	1,07	0,70
$d_{FWHM}$ , $\lambda$	0,39	0,41	0,42	0,44	0,47	0,49

Из таблицы 4 видно, что максимальную интенсивность как и в прошлом случае имеют фокусные пятна формируемые многослойным цилиндром с золотой оболочкой. Однако, в отличие от предыдущего случая, минимальную ширину по полуспаду интенсивности также обеспечивает цилиндр с золотой оболочкой. В обоих случаях увеличение толщины металлического слоя приводит к падению максимальной интенсивности и увеличению ширины по полуспаду интенсивности. Оптимальная толщина металлической оболочки составила 10 нм в обоих случаях. На рис. 2 представлены результаты моделирования для многослойного цилиндра с золотой оболочкой толщиной 10 нм.

Из рис. 2 видно, что в ходе фокусировки излучения преодолевается дифракционный предел. Длина наноджета по полуспаду интенсивности составляет  $0,72\lambda$ .

### 4. Заключение

В работе проведено исследование фокусировки излучения с помощью диэлектрических цилиндров с металлической оболочкой с помощью программного пакета COMSOL Multiphysics. В качестве материалов рассматривались полиэстер (сердцевина), золото и серебро (оболочка). Радиус сердцевины был взят из работы [12] и равен  $r_p=2,1749\lambda$ . Длина волны излучения равна 532 нм. В работе было проведено исследование характеристик фокусного пятна от толщины

металлического слоя. В ходе анализа было отмечено, что чем тоньше металлическая оболочка, тем лучше фокусируется свет. Сравнительный анализ также показал, что использование золота в качестве оболочки для рассматриваемой длины волны способствует меньшему поглощению света и как следствие большей интенсивности в фокусе. Кроме того в случае использования ТЕ-поляризованного излучения удастся добиться более узкой фокусировки. В итоге был выбран микроцилиндр с золотой оболочкой толщиной 10 нм. Результаты моделирования показали, что в ходе фокусировки преодолевается дифракционный предел. Ширина фокуса по полуспаду интенсивности составила  $0,39\lambda$ . При этом наличие металлического слоя позволяет увеличить глубину фокуса до  $0,72\lambda$ . Полученные результаты могут найти свое применение в системах обработки и хранения информации, спектроскопии и нанолитографии.

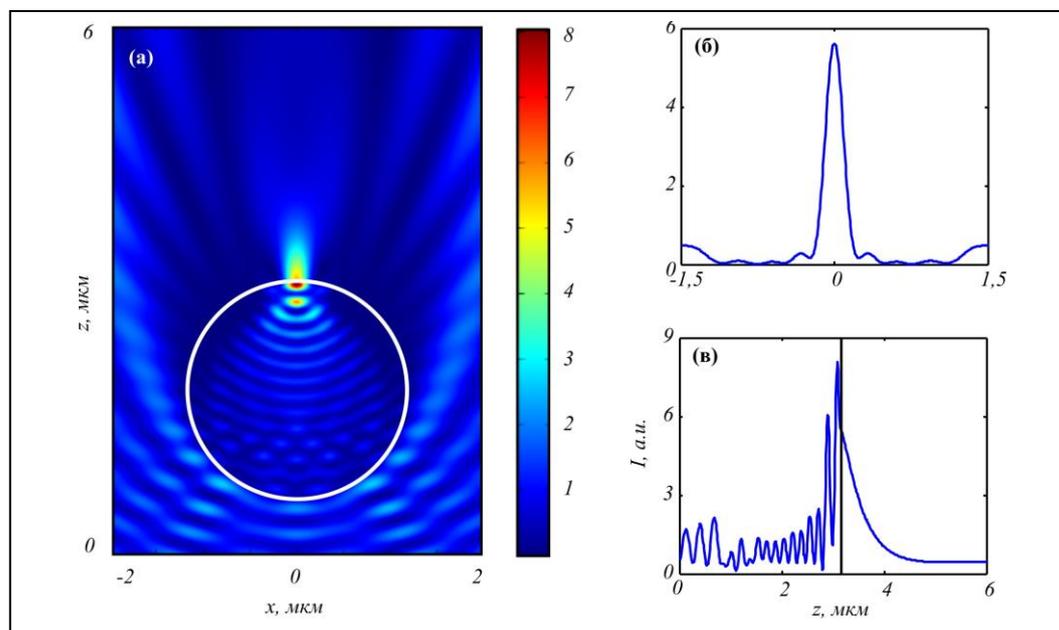


Рис. 2. Распределение интенсивности в плоскости XZ (а), вдоль осей X сразу за цилиндром (б) и вдоль оси Z при  $x=0$  (в) при распространении ТЕ-поляризованного излучения через диэлектрический цилиндр с металлической оболочкой из золота толщиной 10 нм.

## Благодарности

Работа частично поддержана грантами РФФИ (14-29-07133, 16-07-00990, 15-47-02492, 15-37-20723, 16-47-630483), Министерством образования и науки РФ (МК-9019.2016.2, СП-4375.2016.5).

## Литература

- [1] Li, X. Superresolution-focal-volume induced 3.0 Tbytes/disk capacity by focusing a radially polarized beam / X. Li, Y. Cao, and M. Gu. // *Opt. Lett.* - 2011. - V.36. - P. 2510-2512
- [2] Li, X. Multifocal optical nanoscopy for big data recording at 30 TB capacity and gigabits/second data rate / X. Li, Y. Cao, N. Tian, L. Fu, and M. Gu // *Optica*. - 2015. - V.2. - P. 567-570.
- [3] Yi, K.J. Enhanced Raman scattering by self-assembled silica spherical microparticles / K.J. Yi, H. Wang, Y.F. Lu, Z.Y. Yang // *J. Appl. Phys.* - 2007. - V.101. - P.063528.
- [4] McLeod, E. Subwavelength direct-write nanopatterning using optically trapped microspheres / E. McLeod, C.B. Arnold // *Nature Nano.* - 2008. - V.3. - P. 413-417.
- [5] Chen, Z. Photonic nanojet enhancement of backscattering of light by nanoparticles: a potential novel visible-light ultramicroscopy technique / Z. Chen, A. Taflove, V. Backman // *Opt. Express.* - 2004. - V.12(7). - P. 1214-1220.
- [6] Liu, C.-Y. Photonic nanojet modulation by elliptical microcylinders / C.-Y. Liu\*, L.-J. Chang // *Optik*. - 2014. - V.125. - P.4043-4046.
- [7] Shen, Y. Ultralong photonic nanojet formed by a two-layer dielectric microsphere / Y. Shen, L.V. Wang, and J.-T. Shen // *Optics Letters*. - 2014. - V.39(14). - P. 4120-4123.
- [8] Liu, C.-Y. Superenhanced photonic nanojet by core-shell microcylinders / C.-Y. Liu // *Physics Letters A*. - 2012. - V. 376. - P. 1856-1860.
- [9] Vial, A. A new model of dispersion for metals leading to a more accurate modeling of plasmonic structures using the FDTD method / Vial A, Laroche T, Dridi M, and Le Cunff L. // *Appl. Phys. A*. - 2011. - V.103(3). - P.849-853.
- [10] Rakic, A. D. Optical properties of metallic films for vertical-cavity optoelectronic devices / A. D. Rakic, A. B. Djuricic, J. M. Elazar, and M. L. Majewski // *App.Optics*. - 1998. - V.37(22). - P. 5271-5783.
- [11] Fang, Y. Resonant surface plasmons of a metal nanosphere can be considered in the way of propagating surface plasmons / Y. Fang, and X. Tian // *arXiv preprint arXiv:1412.2664*. - 2014. [Electronic resource]. — Access mode: <https://arxiv.org/abs/1412.2664> (01.02.2017).
- [12] Kozlova, E.S. Modeling the resonance focusing of a picosecond laser pulse using a dielectric microcylinder / E.S. Kozlova, V.V. Kotlyar, S.A. Degtyarev. // *J. Opt. Soc. Am. B*. - 2015. - V.32(11). - P 2352-2357.