

МОДЫ ШЕПЧУЩЕЙ ГАЛЕРЕИ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ЦИЛИНДРЕ С КРУГЛЫМ СЕЧЕНИЕМ

Д.А. Козлов^{1,2}¹ Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева, Самара, Россия² Институт систем обработки изображений РАН – филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Самара, Россия,

Аннотация

При дифракции плоской монохроматической ТЕ-волны на идеальном однородном диэлектрическом цилиндре с резонансным радиусом в несколько длин волн вблизи поверхности на выходе из цилиндра на оптической оси формируются два последовательных максимума интенсивности (два фокуса). Первый субволновый фокус формируется одним из лепестков моды шепчущей галереи, его интенсивность в 50 раз больше интенсивности падающего света, а ширина по полуспаду интенсивности может быть равна 0,155 длины волны. Второй фокус в 2 раза меньше по интенсивности и удлинён, его называют фотонной струей, он формируется на расстоянии около длины волны от поверхности цилиндра и имеет ширину 0,44, а длину – две длины волны. Численно исследованы возможности фокусировки света двухслойным цилиндром, и рассмотрено влияние поглощения материалов на результат фокусировки.

Ключевые слова: диэлектрический цилиндр, моды шепчущей галереи, субволновая фокусировка света.

Цитирование: Козлов, Д.А. Моды шепчущей галереи в диэлектрическом цилиндре с круглым сечением / Д.А. Козлов // Компьютерная оптика. – 2017. – Т. 41, № 3. – С. 377-384. – DOI: 10.18287/2412-6179-2017-41-3-377-384.

Введение

Субволновая фокусировка света (фокусировка в область с размерами меньшими длины волны) на микрочастицах и малых препятствиях, размеры которых, как правило, сравнимы с длиной волны, является относительно новой областью исследований, интерес к которой был вызван работой [1]. В [1] было продемонстрировано, что микросфера из диэлектрика позволяет фокусировать свет в достаточно узкую область (также называемую фотонной струей). Если в область фотонной струи попадает наночастица, то рассеиваемое ею поле обнаруживает её. В [2] для фокусирования света в ближнем поле используются дифракционные решётки. В работе [3] рассматривается фокусировка на радиально-симметричных препятствиях, в [4] – на градиентной линзе. Ряд работ посвящён фокусировке с помощью многослойной микросферы [5], сферической микросферы [6], двухслойной микросферы [7, 8], цилиндра [9–11] и диска [12]. Основной областью применения острой фокусировки является зондирование и детектирование нанообъектов, так как острая фокусировка позволяет увеличить разрешение оптических детекторов частиц и микроскопов. В перечисленных выше микрообъектах могут быть возбуждены резонансы и соответствующие им моды. Оптические резонансы в частицах и микрообъектах применяются в высокочувствительных сенсорах и фильтрах [13]. Оптические резонансные моды обладают экстраординарной добротностью [14] и, следовательно, очень узкой спектральной шириной, что позволяет применять их в сверхчувствительных фильтрах. Оптические резонансы используются для получения субволновой фокусировки света, так как при возбуждении резонансных мод внутри частицы или компонента, которым производится фокусировка, поперечные размеры области фокусировки сокращаются [15–17].

В данной работе численно, на основе известного решения задачи дифракции света на цилиндре, исследуются моды шепчущей галереи и их влияние на субволновую фокусировку света. Данная работа является усовершенствованием результатов, полученных в [16], так как ширина фокуса получена с точностью до 0,001 длины волны. Также будет рассмотрена субволновая фокусировка и моды шепчущей галереи в двухслойном цилиндре. Будет показано, что учёт комплексного показателя преломления, то есть учёт поглощения материала, приводит к существенному ослаблению самих мод шепчущей галереи и их влияния на фокусировку света.

1. Дифракция на однородном цилиндре

В [16, 17] продемонстрировано, как в однородном цилиндре можно добиться фокусировки ТЕ-поляризованного излучения в область, более чем в два раза меньшую, чем дифракционный предел в двумерном случае ($\text{FWHM}=0,44\lambda$). Такой результат достигается при значениях радиуса, находящихся в некотором соотношении к длине волны, так, например, резонансная мода с номером 30 в цилиндре с показателем преломления $n=1,5875$ усиливается при облучении монохроматическим светом (показатель преломления внешней среды $n=1$), если соотношение между радиусом цилиндра и длиной волны составляет $R=3,4745041\lambda$ (ширина резонанса $\Delta R=3,4\times 10^{-5}\lambda$). Значение данного отношения можно получить с произвольной точностью либо при помощи формул расчёта приближённого значения в [17], либо при помощи оптимизационного алгоритма. При условии, что это соотношение выполняется, на границе цилиндра образуются чередующиеся максимумы и минимумы интенсивности. Отдельный максимум на теневой стороне цилиндра на оптической оси можно рассматривать как фокусное пятно, формируемое цилиндром. Для мод с номерами 25÷65 рассчитаны значения FWHM (размера ширины фокуса по полуспаду интен-

сивности в направлении, перпендикулярном распространению света) в длинах волн λ с точностью до третьего знака после запятой (рис. 1). Интенсивность рассчитывается как квадрат модуля амплитуды напряжённости электрического поля. На рис. 1 изображены три графика, полученные для трёх значений показателя преломления: $n = 1,5875$ (полиэстер при длине волны гелий-неонового лазера $\lambda = 632,8$ нм), $n = 1,6010$ (полиэстер при длине волны аргонового лазера $\lambda = 514$ нм), $n = 1,6117$ (полиэстер при длине волны аргонового лазера $\lambda = 488$ нм) [18].

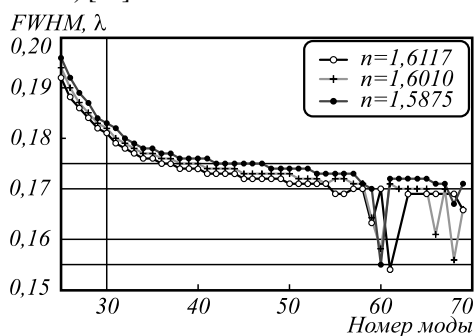


Рис. 1. Поперечные размеры фокусного пятна по полуспаду интенсивности света в зависимости от номера возбуждаемой в цилиндре моды

Следует отметить, что все значения FWHM на рисунке получены из аналитического решения задачи дифракции плоской монохроматической ТЕ-волны на однородном диэлектрическом цилиндре. Во-первых, из рис. 1 следует, что минимальный размер фокуса равен $(0,155 \pm 0,001)\lambda$. Этот минимальный фокус получается при фокусировке моды с номером 60 ($n = 1,5875$) для цилиндра с радиусом $R = 6,63186178877\lambda$ ($\Delta R = 4,0 \times 10^{-10}\lambda$). Во-вторых, интерес представляет сама резонансная мода с номером 60, при которой на границе цилиндра образуется пятно с минимальным поперечным размером. На рис. 1 для этой моды кривая FWHM имеет резкий локальный минимум. Двумерное распределение интенсивности вблизи фокуса для данного случая (мода с номером 60) показано на рис. 2.

На рис. 2 видно, что вблизи маленького центрального пятна (левый вертикальный белый отрезок), образовавшегося на границе цилиндра, также формируются три пятна, одно из которых представляет фотонную нанострую, а два других – лепестки, образовавшиеся в результате интерференции проходящего излучения и моды, образуемой в цилиндре. Интенсивность в центральном максимуме в 50 раз превышает интенсивность падающего света, однако интенсивность соседних лепестков превосходит её в два раза (рис. 3а). Интенсивность в максимуме фотонной струи (правый вертикальный белый отрезок) более чем в 2 раза меньше (рис. 3б). Фотонная струя – это область второго вдоль оптической оси фокуса, максимум которого формируется на расстоянии $0,87\lambda$ от поверхности цилиндра и имеет ширину $0,44\lambda$ и глубину 2λ .

Для сравнения на рис. 4 приведена картина интенсивности, которая формируется при резонансе моды с

номером 30 ($n = 1,5875$), $R = 3,4745041\lambda$. Интенсивность на границе цилиндра в 1400 раз больше, чем интенсивность падающего света. При резонансе 30 моды тоже образуется фотонная наноструя, которую не видно на рис. 4 из-за того, что её интенсивность в максимуме всего в 10 раз превосходит интенсивность падающего света.

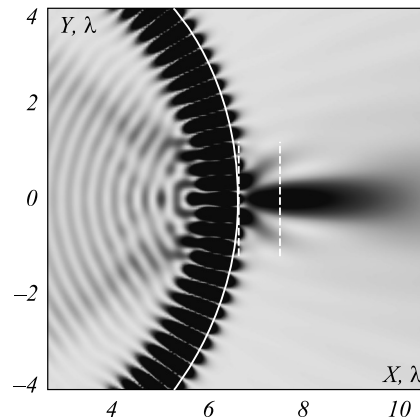


Рис. 2. Двумерное негативное распределение интенсивности света вблизи границы цилиндра, внутри которого формируется мода шепчущей галереи с номером 60

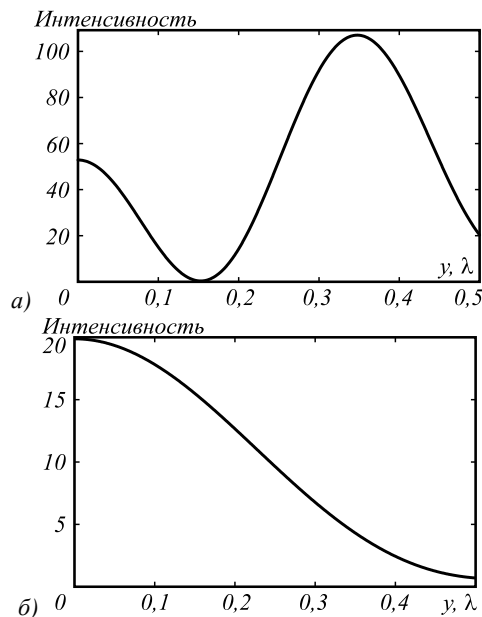


Рис. 3. Распределение интенсивности в поперечном сечении на границе цилиндра (а) и на расстоянии $0,86\lambda$ от поверхности (б) от центра симметрии перпендикулярно оптической оси

На рис. 1 некоторые точки пропущены. Это связано с тем, что не при всех резонансах образуется пятно на границе цилиндра. Например, картина распределения интенсивности моды 62 ($n = 1,6117$), $R = 6,7391161\lambda$ ($\Delta R = 2 \times 10^{-11}\lambda$) представлена на рис. 5.

При резонансе на поверхности на оптической оси не образуется фокус (левая пунктирная белая линия на рис. 5). Это говорит о том, что не все моды с номерами больше 50 являются устойчивыми, то есть не все удерживаются внутри цилиндра так же хорошо,

как, например, мода с номером 30 на рис. 4. Об этом говорит в первую очередь меньшее значение максимальной интенсивности на границе цилиндра: интенсивность в лепестках моды на рис. 5 много меньше, чем интенсивность моды на рис. 4, и сравнима с интенсивностью в фотонной струе (правая пунктирная вертикальная белая линия на рис. 5).

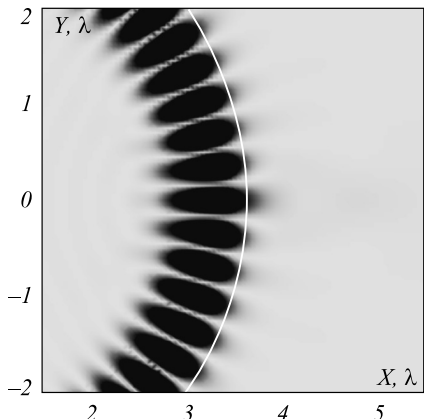


Рис. 4. Двумерное негативное распределение интенсивности света вблизи границы цилиндра, внутри которого формируется мода шепчущей галереи с номером 30

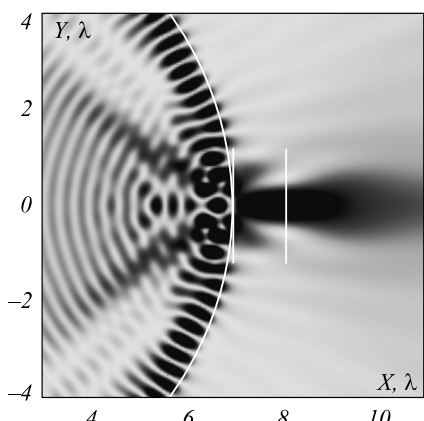


Рис. 5. Двумерное негативное распределение интенсивности света вблизи границы цилиндра, внутри которого формируется мода шепчущей галереи с номером 62

2. Дифракция на двухслойном цилиндре

В предыдущем параграфе показано, что минимальный размер фокуса вблизи поверхности резонансного однородного цилиндра равен $0,155\lambda$. Для мод с номерами $30 \div 50$ минимальное фокусное пятно имеет поперечный размер немного больше $(0,175 \pm 0,05)\lambda$. Конкретное значение радиуса и показателя преломления может быть выбрано в зависимости от необходимой величины чувствительности резонанса и его добротности.

Альтернативным вариантом фокусировки однородным цилиндром может служить фокусировка двухслойным диэлектрическим цилиндром. В двухслойном цилиндре, внутренний слой которого будем называть ядром, а внешний – оболочкой, можно воспроизвести два типа резонанса в зависимости от соотношения показателей преломления оболочки и ядра. Если ядро имеет больший показатель преломления, чем оболочка, будут получены картины, полностью аналогичные картинам интенсивности в предыдущей части, поэтому они не представляют интереса (ещё и потому, что фокус будет образовываться в оболочке, а не снаружи цилиндра). Если же оболочка имеет показатель преломления больший, чем ядро, то внутри оболочки также может образовываться стоячая волна за счёт полного внутреннего отражения излучения от внутренних границ оболочки.

Решение задачи дифракции на двухслойном цилиндре с круглым сечением (как и на цилиндре с произвольным количеством слоёв) основывается на использовании разложения в ряд по цилиндрическим функциям [18], где напряжённость электрического поля может быть выражена следующим образом (ТЕ-поляризация):

$$E_2(r, \varphi) = \sum_{j=-\infty}^{+\infty} i^j C_j [J_j(kr) + F_j H_j^{(1)}(kr)] e^{ij\varphi}, \quad (1)$$

$$E_1(r, \varphi) = \sum_{j=-\infty}^{+\infty} i^j C_j [A_j J_j(kn_1 r) + B_j Y_j(kn_1 r)] e^{ij\varphi}, \quad (2)$$

$$E_0(r, \varphi) = \sum_{j=-\infty}^{+\infty} i^j C_j G_j J_j(kn_0 r) e^{ij\varphi}. \quad (3)$$

Здесь E_0, E_1, E_2 – напряжённость электрического поля в ядре, оболочке и снаружи цилиндра соответственно; $J_j, Y_j, H_j^{(1)}$ – функции Бесселя, Неймана и Ханкеля первого рода, k – волновое число в вакууме; n_1, n_0 – показатели преломления оболочки и ядра (показатель преломления среды $n = 1$); C_j – коэффициенты разложения поля падающего излучения, равные 1 в случае падения на цилиндр плоской монохроматической волны. Коэффициенты разложения F_j, A_j, B_j, G_j связываются в СЛАУ, полученную из граничных условий для поля на границе раздела между слоями цилиндра:

$$L_j \begin{pmatrix} F_j \\ A_j \\ B_j \\ G_j \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -J_j(kr_1) \\ -kJ'_j(kr_1) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где L_j представляет собой следующую матрицу:

$$\begin{pmatrix} H_j^{(1)}(kr_1) & -J_j(kn_1 r_1) & -Y_j(kn_1 r_1) & 0 \\ kH_j^{(1)'}(kr_1) & -kn_1 J'_j(kn_1 r_1) & -kn_1 Y'_j(kn_1 r_1) & 0 \\ 0 & J_j(kn_1 r_0) & Y_j(kn_1 r_0) & -J_j(kn_0 r_0) \\ 0 & kn_1 J'_j(kn_1 r_0) & kn_1 Y'_j(kn_1 r_0) & -kn_0 J'_j(kn_0 r_0) \end{pmatrix}. \quad (5)$$

В данных обозначениях r_0 – радиус ядра цилиндра, а r_1 – радиус оболочки. Полученные в результате решения СЛАУ коэффициенты используются для построения распределения напряжённости электрического поля по формулам (1), (2) и (3).

Руководствуясь теми же принципами, что и при фокусировке однородным цилиндром, в качестве материалов следует выбрать кварцевое стекло $n_0 = 1,4570$ и полиэстер $n_1 = 1,5875$ при длине волны гелий-неонового лазера. Меньший показатель преломления в ядре позволит получить резонанс в оболочке за счёт внутреннего отражения от границы между ядром и оболочкой.

Благодаря дополнительной степени свободы (радиус ядра), для любого фиксированного радиуса оболочки существует радиус ядра, при котором детерминант матрицы (5) достигает минимального значения. Если детерминант близок к нулю, то будет наблюдаться резонанс. Однако гораздо более наглядным показателем, указывающим наличие резонанса, является значение интенсивности света на границе цилиндра. На рис. 6 показаны несколько зависимостей интенсивности света на границе цилиндра от радиуса.

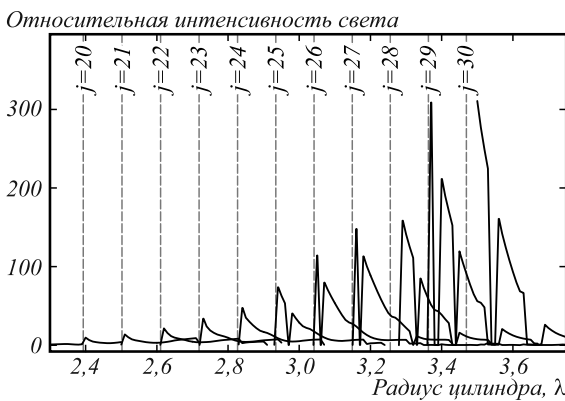


Рис. 6. Относительная интенсивность света на границе цилиндра для мод различных номеров и различных значений радиуса r_1 : для каждого фиксированного j и r_1 определяется r_2 по минимуму абсолютного значения детерминанта (5)

Рис. 6 состоит из нескольких графиков, показывающих зависимость интенсивности света на границе цилиндра от радиуса r_1 , при условии, что радиус ядра r_0 подбирается таким образом, что достигается минимум детерминанта (5). Моды, изображённые на рис. 6, имеют номера от 20 до 30. Из данного графика можно сделать вывод, что при значениях радиуса оболочки меньше резонансного получить яркое и узкое пятно в фокусе не представляется возможным. Мода с произвольным номером может быть получена при различных радиусах оболочки при условии, что этот радиус больше, чем соответствующий резонансный радиус однородного цилиндра. В зависимости от радиуса цилиндра изменяются параметры фокусного пятна. Так, на рис. 7 представлена зависимость интенсивности в максимуме и поперечный размер фокуса, образуемого на границе двухслойного цилиндра, в котором возбуждается мода с номером 25.

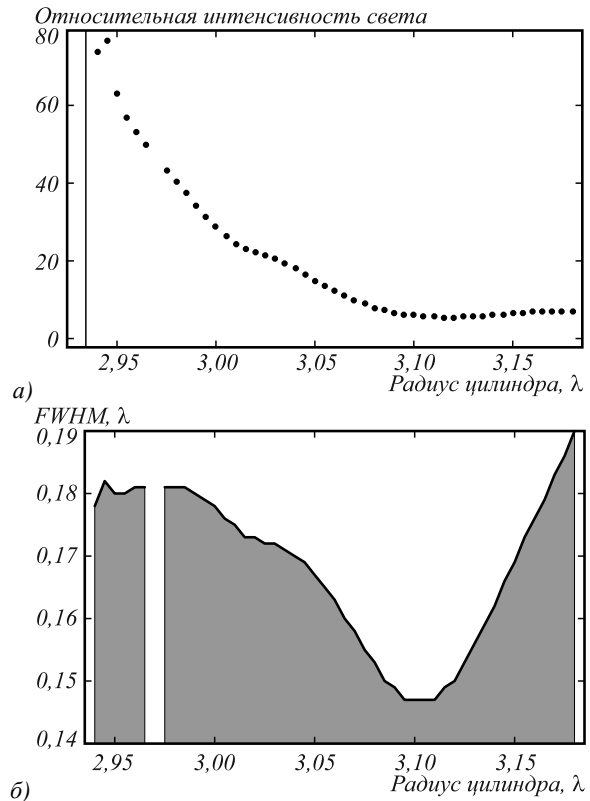


Рис. 7. Интенсивность (а) и поперечные размеры по полуспаду интенсивности (б) фокусного пятна на границе двухслойного цилиндра из полиэстера при резонансе моды с номером 25

Следует заметить, что, так же как и фокусировка однородным цилиндром, фокусировка двухслойным цилиндром не всегда позволяет получить пятно на границе цилиндра при заданных параметрах (аналогично рис. 5). Поэтому на рис. 7б для промежутка $r_1 \in [2,965; 2,975]$ значения FWHM пропущены. При различных значениях радиуса можно найти баланс между интенсивностью в центральном максимуме и размером фокуса. Так, если выбрать радиус оболочки $r_1 = 3,03\lambda$, то $FWHM = 0,172\lambda$, а интенсивность будет превосходить интенсивность падающего света в 20 раз. А при $r_1 = 3,05\lambda$ интенсивность будет уже лишь в 15 раз превосходить интенсивность падающего света, но $FWHM = 0,167\lambda$. Следует заметить, что интенсивность соседних максимумов превосходит интенсивность падающего света в 50 раз, и центральный максимум при этом является существенно более слабым.

3. Влияние поглощения на резонансную фокусировку

В предыдущих параграфах картины интенсивности, которые были использованы для определения FWHM, рассчитываются в случае идеальных материалов без поглощения. Поглощение материалов можно учесть в аналитическом решении, чтобы проанализировать, во-первых, как сильно резонансы чувствительны к поглощению материалов, а во-вторых, какого минимального размера фокуса можно добиться для материала с показателем поглощения, равным показателю поглощения реального материала.

К сожалению, измерению поглощения в полиэстере посвящено малое число работ. Можно выделить статью [19], которая посвящена исследованию оптических свойств полиэстера в инфракрасном диапазоне, и статью [20], посвящённую описанию комплексной части показателя преломления полиэстера в диапазоне от видимого до рентгеновского излучения. Из [19, 20] можно лишь оценить верхнюю границу значения поглощения материала (мнимая часть комплексного показателя преломления), составляющую приблизительно $(1,0 \div 2,5) \times 10^{-3}$. В [21] проведено сравнение оптических свойств полиэстера, легированного йодом, с полиэстером без модификаций на примере оптических плёнок. Для интересующей длины волны (длина волны гелий-неонового лазера – 632,54 нм) мнимая часть показателя преломления составила $(1,2 \div 1,1) \times 10^{-3}$.

Коэффициент поглощения может быть значительно уменьшен, если использовать легированный материал. В [22] представлены данные для спектра видимого света полиэстера, облучённого ионами Ag^{++} и H^{+} . При длине волны гелий-неонового лазера мнимая часть показателя преломления достигает значения $k = 2,73 \times 10^{-7}$, после облучения полиэстера ионами H^{+} с энергией 200 кэВ (минимальной концентрации). Аналогично $k = 2,54 \times 10^{-5}$ при облучении ионами Ag^{++} с энергией 400 кэВ.

Чтобы оценить, насколько фокусное пятно чувствительно к поглощению материала и при каких условиях резонансная мода будет воспроизводиться, получены зависимости интенсивности в максимуме фокуса. Так, для моды с номером 60 зависимость представлена на рис. 8, а для моды с номером 30 – на рис. 9.

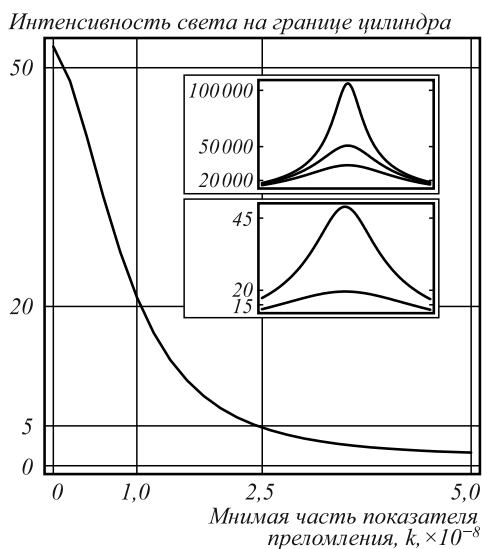


Рис. 8. Максимальная интенсивность на оптической оси на границе цилиндра, в котором возбуждается мода с номером 60; на вставках изображены зависимости коэффициента моды в разложении по цилиндрическим функциям вблизи резонансного значения при различных значениях показателя преломления, сверху вниз: $k = 0, k = 0,5 \times 10^{-11}, k = 10^{-11}, k = 10^{-8}, k = 2,5 \times 10^{-8}$

Из рис. 8 видно, что распределение интенсивности, изображённое на рис. 2, невозможно получить при

значениях поглощения, близких к полиэстеру. Уже при $k = 2,5 \times 10^{-8}$ интенсивность в максимуме на границе цилиндра падает на порядок, а при больших значениях фокусное пятно разрушается, так как разница между первым минимумом интерференции и максимумом становится едва различимой. Сам же резонанс при наличии поглощения остаётся, но проявляется гораздо хуже: на вставке на рис. 8 и рис. 9 видно, что максимум коэффициента в разложении по модам не сдвигается, но для 60-й моды падает на пять порядков уже при $k = 10^{-8}$. Таким образом, фокус для моды с номером 60 невозможно получить даже на специальных материалах, которые были рассмотрены выше. Мода с номером 30 может быть получена при значении коэффициента поглощения вплоть до $k = 1 \times 10^{-5}$, а минимальный размер фокуса $FWHM = 0,18\lambda$ получается для коэффициента поглощения $k = 2,73 \times 10^{-7}$.

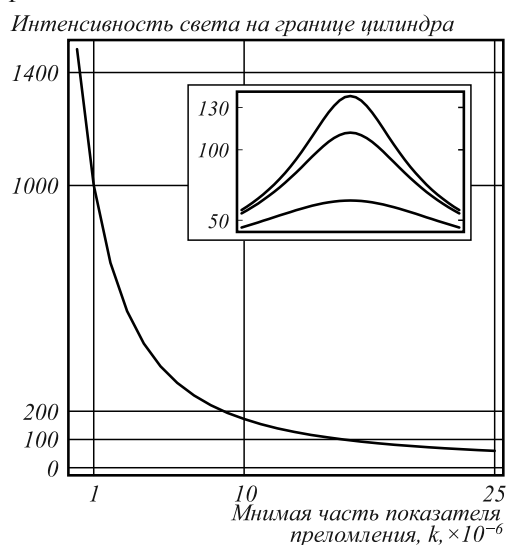


Рис. 9. Максимальная интенсивность на оптической оси на границе цилиндра, в котором возбуждается мода с номером 30; на вставке представлена зависимость коэффициента моды в разложении по цилиндрическим функциям при $k = 0, k = 10^{-6}, k = 5 \times 10^{-6}$

Зависимость FWHM (30-я мода) от коэффициента поглощения представлена на рис. 10, из которого видно, что FWHM увеличивается при увеличении поглощения материала.

Благодаря поглощению мода становится менее устойчивой в цилиндре и вытекает из него быстрее, однако это не всегда приводит к увеличению FWHM на границе цилиндра. Зависимость, аналогичная представленной на рис. 1, но для цилиндров с $k = 2,73 \times 10^{-7}$, изображена на рис. 11.

Из рисунка следует, что для мод 40 и выше увеличение поглощения приводит к уменьшению размеров максимума на границе. Например, распределение интенсивности при возбуждении моды с номером 48 изображено на рис. 12. Размер едва выступающего на границе цилиндра на оптической оси максимума интенсивности составляет всего $0,138\lambda$. Следует обратить внимание на то, что распределение интенсивности на рис. 12 практически полностью аналогично

представленному на рис. 2, хотя оно получено при нулевом значении поглощения.

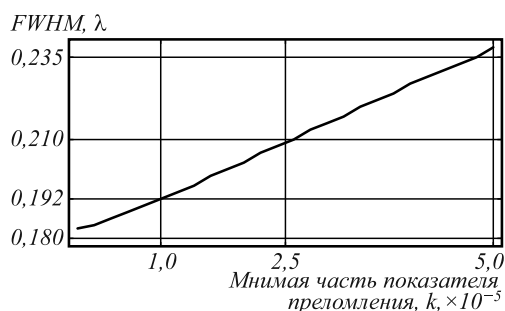


Рис. 10. FWHM в зависимости от мнимой части показателя преломления полиэстера с действительной частью $n = 1,5875$ при резонансе моды 30 в однородном цилиндре

Рис. 11. FWHM в зависимости от номера возбуждаемой моды при $k = 2,73 \times 10^{-7}$

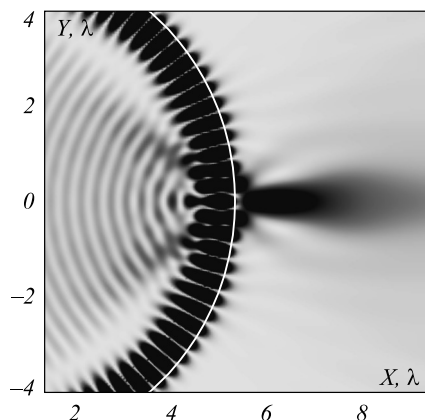


Рис. 12. Двумерное негативное распределение интенсивности света вблизи границы цилиндра с показателем поглощения $k = 2,73 \times 10^{-7}$, внутри которого формируется мода шепчущей галереи с номером 48

Заключение

В работе были получены следующие результаты. Численно с высокой точностью определён минимальный размер фокусного пятна при дифракции плоской волны ТЕ-поляризации на однородном идеальном цилиндре из полиэстера с резонансным радиусом: он равен $FWHM = (0,155 \pm 0,001)\lambda$. При фокусировке плоской волны двухслойным цилиндром можно получить фокус меньшего размера $FWHM = (0,147 \pm 0,001)\lambda$, однако интенсивность максимума будет всего в 5,5 раз превосходить интенсивность падающего излучения. Учёт поглощения в материале, с одной стороны, мешает острой фокусировке света, а с другой – позволяет получить меньшие размеры фокуса: так, фокус с размером $FWHM = 0,138\lambda$ был получен при резонансе моды 48 в цилиндре из полиэстера с $n + ik = 1,5875 + i \cdot 2,73 \times 10^{-7}$.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 17-19-01186.

Литература

1. **Chen, Z.** Photonic nanojet enhancement of backscattering of light by nanoparticles: a potential novel visible-light ultramicroscopy technique / Z. Chen, A. Taflove, V. Backman // Optics Express. – 2004. – Vol. 12, Issue 7. – P. 1214-1220. – DOI: 10.1364/OPEX.12.001214.
2. **Geints, Yu.E.** Modeling spatially localized photonic nanojets from phase diffraction gratings / Yu.E. Geints, A.A. Zemlyanov // Journal of Applied Physics. – 2016. – Vol. 119, Issue 15. – P. 153101. – DOI: 10.1063/1.4946846.
3. **Geints, Yu.E.** Localized light jets from radially symmetric nonspherical dielectric microparticles / Yu.E. Geints, A.A. Zemlyanov, E.K. Panina // Atmospheric and Oceanic Optics. – 2015. – Vol. 28, Issue 5. – P. 436-440. – DOI: 10.1134/S1024856015050048.
4. **Mao, X.** Tunable photonic nanojet formed by generalized Luneburg lens / X. Mao, Y. Yang, H. Dai, D. Luo, B. Yao, Sh. Yan // Optics Express. – 2015. – Vol. 23, Issue 20. – P. 26426-26433. – DOI: 10.1364/OE.23.026426.
5. **Geints, Y.E.** Photonic nanojet calculations in layered radially inhomogeneous micrometer-sized spherical particles / Y.E. Geints, A.A. Zemlyanov, E.K. Panina // Journal of the Optical Society of America B. – 2011. – Vol. 28, Issue 8. – P. 1825-1830. – DOI: 10.1364/JOSAB.28.001825.
6. **Han, L.** Photonic jet generated by spheroidal particle with Gaussian-beam illumination / L. Han, Y. Han, G. Gouesbet, J. Wang, G. Gréhan // Journal of the Optical Society of America B. – 2014. – Vol. 31, Issue 7. – P. 1476-1483. – DOI: 10.1364/JOSAB.31.001476.
7. **Grojo, D.** Bessel-like photonic nanojets from core-shell subwavelength spheres / D. Grojo, N. Sandeau, L. Boarino, C. Constantinescu, N. De Leo, M. Laus, K. Sparnacci // Optics Letters. – 2014. – Vol. 39, Issue 13. – P. 3989-3992. – DOI: 10.1364/OL.39.003989.
8. **Shen, Y.** Ultralong photonic nanojet formed by a two-layer dielectric microsphere / Y. Shen, L.V. Wang, J.-T. Shen // Optics Letters. – 2014. – Vol. 39, Issue 14. – P. 4120-4123. – DOI: 10.1364/OL.39.004120.
9. **Gu, G.** Super-long photonic nanojet generated from liquid-filled hollow microcylinder / G. Gu, R. Zhou, Z. Chen, H. Xu, G. Cai, M. Hong // Optics Letters. – 2015. – Vol. 40, Issue 4. – P. 625-628. – DOI: 10.1364/OL.40.000625.
10. **Liu, C.-Y.** Photonic nanojet modulation by elliptical microcylinders / C.-Y. Liu, L.-J. Chang // Optik. – 2014. – Vol. 125, Issue 15. – P. 4043-4046. – DOI: 10.1016/j.ijleo.2014.01.116.
11. **Xu, B.B.** Annular focusing lens based on transformation optics / B.B. Xu, W.X. Jiang, G.X. Yu, T.J. Cui // Journal of Optical Society of America A. – 2014. – Vol. 31, Issue 5. – P. 1135-1140. – DOI: 10.1364/JOSAA.31.001135.
12. **McCloskey, D.** Low divergence photonic nanojets from Si₃N₄ microdisks / D. McCloskey, J.J. Wang, J.F. Donegan // Optics Express. – 2012. – Vol. 20, Issue 1. – P. 128-140. – DOI: 10.1364/OE.20.000128.
13. **Foreman, M.R.** Whispering gallery mode sensors / M.R. Foreman, J.D. Swaim, F. Vollmer // Advances in Optics and Photonics. – 2015. – Vol. 7, Issue 2. – P. 168-240. – DOI: 10.1364/AOP.7.000168.
14. **Gorodetsky, M.L.** Ultimate Q of optical microsphere resonators / M.L. Gorodetsky, A.A. Savchenkov, V.S. Ilchenko // Optics Letters. – 1996. – Vol. 21, Issue 7. – P. 453-455. – DOI: 10.1364/OL.21.000453.
15. **Geints, Y.E.** Photonic jets from resonantly excited transparent dielectric microspheres / Y.E. Geints, A.A. Zemlyanov, E.K. Panina // Journal of the Optical So-

- ciety of America B. – 2012. – Vol. 29, Issue 4. – P. 758-762. – DOI: 10.1364/JOSAB.29.000758.
16. **Козлов, Д.А.** Резонансная фокусировка лазерного света однородным диэлектрическим микроцилиндром / Д.А. Козлов, В.В. Котляр // Компьютерная оптика. – 2014. – Т. 38, № 3. – С. 393-396.
 17. **Kotlyar, V.V.** Calculating the resonance radius of a dielectric cylinder under illumination by a plane TE-wave / V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, D.A. Kozlov // Optik. – 2016. – Vol. 127, Issue 8. – P. 3803-3808. – DOI: 10.1016/j.jleo.2016.01.058.
 18. Дифракционная нанофотоника / А.В. Гаврилов, Д.Л. Головашкин, П.Н. Дьяченко, А.А. Ковалёв, В.В. Котляр, А.Г. Налимов, Д.В. Нестеренко, В.С. Павельев, Р.В. Скиданов, В.А. Сойфер, С.Н. Хонина, Я.О. Шуюпова; под ред. В.А. Сойфера. – М.: Физматлит, 2011. – 680 с. – ISBN: 978-5-9221-1237-6.
 19. **Jitian, S.** Determination of optical constants of polystyrene from IR reflection-absorption spectra / S. Jitian // Analele Universităţii "Eftimie Murgu Reşiţa". – 2011. – XVIII(1). – P. 41-48.
 20. **Inagaki, T.** Optical properties of polystyrene from the near-infrared to the X-ray region and convergence of optical sum rules / T. Inagaki, E.T. Arakawa, R.N. Hamm, M.W. Williams // Physical Review B. – 1977. – Vol. 15, Issue 6. – P. 3243-3253. – DOI: 10.1103/PhysRevB.15.3243.
 21. **Sharma, D.** Comparison of optical properties of spun cast polystyrene and iodine doped films / D. Sharma, P. Sharma, A.Kr. Singh, N. Thakur // Optoelectronics and Advanced Materials – Rapid Communications. – 2009. – Vol. 3, Issue 4. – P. 371-375.
 22. **Kaňuchová, Z.** Space weathering of asteroidal surfaces. Influence on the UV-Vis spectra / Z. Kaňuchová, G.A. Baratta, M. Gorozzo, G. Strazzulla // Astronomy & Astrophysics. – 2010. – Vol. 517. – A60. – DOI: 10.1051/0004-6361/201014061.

Сведения об авторе

Козлов Дмитрий Андреевич, 1992 года рождения, в 2014 году окончил Самарский государственный аэрокосмический университет по специальности «Прикладные математика и физика», аспирант Самарского национального исследовательского университета имени академика С.П. Королева, инженер лаборатории лазерных измерений ИСОИ РАН – филиала ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН. Область научных интересов: дифракционная оптика, компьютерная оптика. E-mail: kozlov.dmitry.a@gmail.com.

ГРПТИ: 29.31.27.

Поступила в редакцию 5 мая 2017 г. Окончательный вариант – 26 мая 2017 г.

WHISPERING GALLERY MODES IN A DIELECTRIC CYLINDER WITH CIRCULAR CROSS-SECTION

D.A. Kozlov^{1,2}

¹ Samara National Research University, Samara, Russia,

² Image Processing Systems Institute of RAS – Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics” RAS, Samara, Russia

Abstract

As a result of diffraction of a plane monochromatic TE-wave by an ideal homogeneous dielectric cylinder with a wavelength-scale resonant radius, two on-axis near-surface focal spots are generated at the cylinder output. The first subwavelength focal spot is formed by a whispering gallery mode. Its peak intensity is 50 times the intensity of the incident plane wave, and its full width at half maximum can reach 0.155 of the incident wavelength. The second focal spot intensity is half as much as that of the first one. This focal spot, which is also known as the photonic nanojet, is stretched towards the optical axis. Its width is 0.44 of the wavelength, while the length can reach two wavelengths. In this paper, we numerically analyze the focusing ability of a two-layered cylinder and effects of the material absorption on the results of focusing of the whispering gallery mode.

Keywords: dielectric cylinder, whispering gallery modes, subwavelength light focusing.

Citation: Kozlov DA. Whispering gallery modes in a dielectric cylinder with circular cross-section. Computer Optics 2017; 41(3): 377-384. DOI: 10.18287/2412-6179-2017-41-3-377-384.

Acknowledgements: The work was partially funded by the Russian Science Foundation (RSF), grant No. 17-19-01186.

References

- [1] Chen Z, Taflove A, Backman V. Photonic nanojet enhancement of backscattering of light by nanoparticles: a potential novel visible-light ultramicroscopy technique. Optics Express 2004; 12(7): 1214-1220. DOI: 10.1364/OPEX.12.001214
- [2] Geints YE, Zemlyanov AA. Modeling spartially localized photonic nanojets from phase diffraction gratings. J Appl Phys 2016; 119(15): 153101. DOI: 10.1063/1.4946846.
- [3] Geints YE, Zemlyanov AA, Panina EK. Localized light jets from radially symmetric nonspherical dielectric microparticles. Atmospheric and Oceanic Optics 2015; 28(5): 436-440. DOI: 10.1134/S1024856015050048.
- [4] Mao X, Yang Y, Dai H, Luo D, Yao B, Yan Sh. Tunable photonic nanojet formed by generalized Luneburg lens. Optics Express 2015; 23(20): 26426-26433. DOI: 10.1364/OE.23.026426.
- [5] Geints YE, Zemlyanov AA, Panina EK. Photonic nanojet calculations in layered radially inhomogeneous micrometer-sized spherical particles. J Opt Soc Am B 2011; 28(8): 1825-1830. DOI: 10.1364/JOSAB.28.001825.
- [6] Han L, Han Y, Gouesbet G, Wang J, Gréhan G. Photonic jet generated by spheroidal particle with Gaussian-beam il-

- lumination. J Opt Soc Am B 2014; 31(7): 1476-1483. DOI: 10.1364/JOSAB.31.001476.
- [7] Grojo D, Sandeau N, Boarino L, Constantinescu C, De Leo N, Laus M, Sparnacci K. Bessel-like photonic nanojets from core-shell subwavelength spheres. Opt Lett 2014; 39(13): 3989-3992. DOI: 10.1364/OL.39.003989.
- [8] Shen Y, Wang LV, Shen J-T. Ultralong photonic nanojet formed by a two-layer dielectric microsphere. Opt Lett 2014; 39(14): 4120-4123. DOI: 10.1364/OL.39.004120.
- [9] Gu G, Zhou R, Chen Z, Xu H, Cai G, Hong M. Super-long photonic nanojet generated from liquid-filled hollow microcylinder. Opt Lett 2015; 40(4): 625-628. DOI: 10.1364/OL.40.000625.
- [10] Liu C-Y, Chang L-J. Photonic nanojet modulation by elliptical microcylinders. Optik 2014; 125(15): 4043-4046. DOI: 10.1016/j.ijleo.2014.01.116.
- [11] Xu BB, Jiang WX, Yu GX, Ciu TJ. Annular focusing lens based on transformation optics. J Opt Soc Am A 2014; 31(5): 1135-1140. DOI: 10.1364/JOSAA.31.001135.
- [12] McCloskey D, Wangm JJ, Donegan JF. Low divergence photonic nanojets from Si₃N₄ microdisks. Optics Express 2012; 20(1): 128-140. DOI: 10.1364/OE.20.000128.
- [13] Foreman MR, Swaim JD, Vollmer F. Whispering gallery mode sensors. Adv Opt Photonics 2015; 7(2): 168-240. DOI: 10.1364/AOP.7.000168.
- [14] Gorodetsky ML, Savchenkov AA, Ilchenko VS. Ultimate Q of optical microsphere resonators. Opt Lett 1996; 21(7): 453-455. DOI: 10.1364/OL.21.000453.
- [15] Geints YE, Zemlyanov AA, Panina EK. Photonic jets from resonantly excited transparent dielectric microspheres. J Opt Soc Am B 2012; 29(4): 758-762. DOI: 10.1364/JOSAB.29.000758.
- [16] Kozlov DA, Kotlyar VV. Resonant laser focus light by uniformity dielectric microcylinder [In Russian]. Computer Optics 2014; 38(3): 394-396.
- [17] Kotlyar VV, Kovalev AA, Kozlov DA. Calculating the resonance radius of a dielectric cylinder under illumination by a plane TE-wave. Optic 2016; 127(8). DOI: 10.1016/j.ijleo.2016.01.058.
- [18] Soifer VA, ed. Diffractive nanophotonics. Boca Raton, USA: CRC Press; 2014. ISBN: 978-1-46659-069-4.
- [19] Jitian S. Determination of optical constants of polystyrene from IR reflection-absorption spectra. Analele Universității "Eftimie Murgu Reșița" 2011; XVIII(1): 41-48.
- [20] Inagaki T, Arakawa ET, Hamm RN, Williams MW. Optical properties of polystyrene from the near-infrared to the X-ray region and convergence of optical sum rules. Phys Rev B 1977; 15(6): 3243-3253. DOI: 10.1103/PhysRevB.15.3243.
- [21] Sharma D, Sharma P, Singh AKr, Thakur N. Comparison of optical properties of spun cast polystyrene and iodine doped films. Optoelectronics and Advanced Materials – Rapid Communications 2009; 3(4): 371-375.
- [22] Kaňuchová Z, Baratta GA, Grozzo M, Strazzulla G. Space weathering of asteroidal surfaces. Influence on the UV-Vis spectra. Astronomy & Astrophysics 2010; 517: A60. DOI: 10.1051/0004-6361/201014061.

Author's information

Dmitry Andreevich Kozlov (b. 1992) graduated from Samara State Aerospace University in 2014, majoring in Applied Mathematics and Physics. Postgraduate of Samara National Research University. He currently works as the engineer at the Laser Measurements laboratory at the Image Processing Systems Institute of RAS – Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics” RAS. Research interests are diffractive optics and computer optics. E-mail: ssv@smr.ru.

Received May 5, 2017. The final version – May 26, 2017.