

Формирование пространственных спиралевидных световых структур полимерным наноцилиндром

А. М. Дубровкин¹⁾, А. А. Ежов, С. А. Магницкий, Д. В. Малахов, Н. М. Нагорский, В. И. Панов, С. В. Савинов

Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 18 августа 2008 г.

Сообщается о наблюдении спиралевидных пространственных световых структур, сформированных неметаллизированным нанообъектом. Экспериментально показано, что уединенный полимерный наноцилиндр способен формировать одинарные и двойные спирали в двумерных сечениях пространственного распределения интенсивности непрерывного лазерного излучения в объеме над его вершиной.

PACS: 07.79.Fc, 42.25.Fx, 42.70.Jk, 81.16.Nd

1. Введение. В последнее время в связи с существенным прогрессом в разработке способов формирования структур нанометровых размеров появилась возможность перейти к изучению одной из фундаментальных задач современной нанофотоники [1] – задаче управления пространственным распределением света методами ближнепольной оптики.

Способы управления светом в традиционной оптике очень хорошо разработаны и имеют самое широкое применение в современной экспериментальной физике и технике. Наиболее широко известными устройствами такого рода являются линзы, зеркала, дифракционные решетки и появившиеся сравнительно недавно фотонные кристаллы. Что касается ближнепольной оптики, то на данный момент не только практически отсутствуют элементы с аналогичными функциями, но и не существует адекватных теоретических моделей и образов, позволяющих анализировать и создавать такие элементы.

Наличие ближнепольных компонент светового поля качественно отличает ближнепольную оптику от дальнепольной (традиционной) оптики. Для эффективной генерации ближнепольных световых компонент размер неоднородности пространственного профиля формирующей структуры должен быть порядка либо меньше длины световой волны. Общая оптическая схема, позволяющая сформировать значительное количество ближнепольных компонент, представлена на рис.1.

Предположим, что на нанообъект снизу падает световая волна. Проблему формирования пространственного распределения светового поля над нанообъектом целесообразно разбить на две задачи: 1) прохождение света непосредственно через нанообъект до

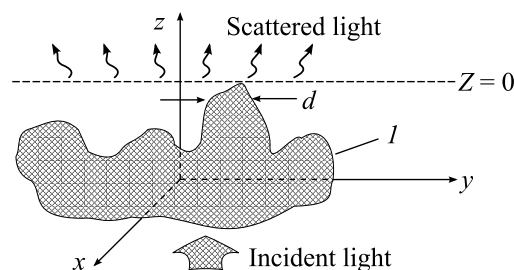


Рис.1. Принципиальная схема управления светом в ближнепольной оптике: 1 – нанообъект; d – характерный размер неоднородности профиля; x , y , z – декартовы координаты

некоторой плоскости, находящейся непосредственно над нанообъектом, и 2) распространение света от указанной плоскости в пространстве над нанообъектом.

Наиболее сложной является решение первой задачи. Аналитического решения этой задачи в общем виде не существует и, насколько нам известно, не существует даже более или менее адекватных упрощенных моделей, позволяющих предсказывать распределение света над нанообъектами произвольной формы. То же можно сказать и о существующих методах экспериментальных исследований. Ни один из них, включая сканирующую оптическую микроскопию ближнего поля, не может “заглянуть” внутрь нанообъекта. Следует, однако, отметить, что с развитием современных численных методов решения уравнений Максвелла и их адаптации к специфике нанооптики, таких как метод ММР [2] и метод FDTD [3], появилась возможность проведения численных экспериментов, которая позволяет достаточно эффективно накапливать информацию, необходимую для развития понимания ближнепольной оптики.

Что касается второй задачи, связанной с пространственной трансформацией поля при распростра-

¹⁾e-mail: dubrovkin@mem3.phys.msu.ru

нении света от нанобъекта в пустом пространстве (либо однородной среде), то ее решение хорошо известно из фурье-оптики и радиофизики. Предполагая гармоническую зависимость электромагнитного поля от времени ($e^{-i\omega t}$), пространственное распределение поля $\mathbf{E}(x, y, z)$ в произвольной плоскости, параллельной плоскости при $z = 0$, может быть выражено через распределение поля $\mathbf{E}(x, y, 0)$ в виде двумерного интеграла Фурье (см., например, [4]):

$$\mathbf{E}(x, y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\mathbf{E}}(k_x, k_y, 0) e^{i\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - k_x^2 - k_y^2} z} \times e^{i(k_x x + k_y y)} \frac{dk_x dk_y}{(2\pi)^2}, \quad (1)$$

где двумерный фурье-спектр поля при $z = 0$

$$\tilde{\mathbf{E}}(k_x, k_y, 0) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{E}(x, y, 0) e^{-i(k_x x + k_y y)} dx dy. \quad (2)$$

Из формулы (1) видно, что при увеличении k_x и k_y подкоренное выражение в показателе первой экспоненты становится отрицательным, что приводит к экспоненциальному затуханию соответствующей фурье-компоненты. Такие компоненты обычно называются ближнепольными. Поле в плоскости z может трактоваться как интерференция однородных и неоднородных плоских волн. В традиционной (дальнепольной) оптике фурье-спектр состоит из дальнепольных компонент, которые представляют собой обычные гармонические плоские волны, трактуемые как угловой спектр электромагнитного поля. Отметим, что при изменении z меняется только фаза этих фурье-компонент при неизменной амплитуде. В ближнепольной оптике ситуация радикально изменяется: спектр состоит из неоднородных плоских волн с комплексным волновым вектором, причем при изменении z меняется амплитуда ближнепольных компонент при неизменной фазе.

Из приведенных рассуждений видно, что задача о пространственном формировании света нанобъектом в области ближнего поля качественно отличается от области дальнего поля и, как уже отмечалось, является нерешенной. Среди экспериментальных методов, наиболее подходящих для исследования пространственных распределений светового поля в ближнепольной оптике, является, по-видимому, метод апертурной сканирующей микроскопии ближнего поля [5, 6], позволяющий производить локальные измерения характеристик светового поля с субволновым пространственным разрешением.

Предметом нашего интереса является поиск закономерностей формирования пространственных световых структур нанобъектами, в частности, – уединенными. В наших предыдущих работах [7, 8] сообщалось о регистрации спиралевидных структур в пространственном распределении интенсивности света над наноцилиндрами, покрытыми тонкой (25 нм) пленкой палладий-золота. В данной работе приводятся результаты наблюдения спиралевидных структур над прозрачным полимерным наноцилиндром.

2. Экспериментальная установка и образцы. Распределение светового поля вблизи поверхности нанобъекта имеет характерную пространственную модуляцию порядка или менее размеров геометрического профиля нанобъекта. Поэтому для экспериментального исследования рассеянного нанобъектом поля необходимо проводить оптические измерения с пространственным разрешением, превышающим дифракционный предел. В настоящей работе для реализации субволнового пространственного разрешения была использована сканирующая оптическая микроскопия ближнего поля со сбором излучения, использующая в качестве коллектора света апертурный зонд в виде покрытого тонкой металлической пленкой заостренного оптического волокна, на конце которого сформирована субволновая апертура. Экспериментальная установка, которая схе-

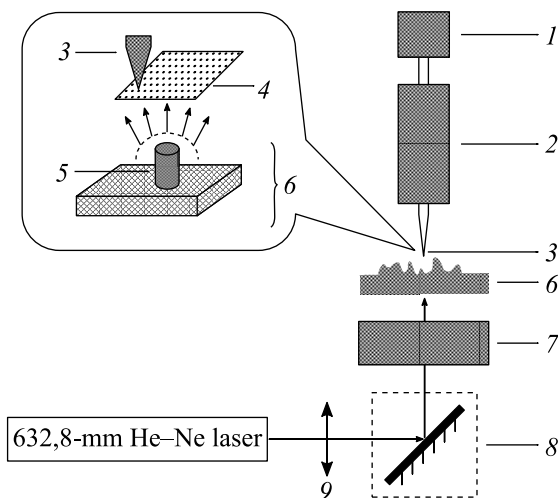


Рис.2. Схема экспериментальной установки: 1 – система счета фотонов; 2 – пьезокерамический сканер; 3 – апертурный зонд; 4 – плоскость сканирования; 5 – нанобъект; 6 – образец; 7 – система контроля поляризации лазерного излучения; 8 – система заведения излучения; 9 – линза

матично изображена на рис.2, представляет собой сканирующий оптический микроскоп ближнего поля

(СОМБП) [9] с возможностью работы в режиме трехмерного (3D) сканирования по плоскостям, в котором производится последовательное измерение интенсивности света в объеме над нанообъектом по параллельным горизонтальным плоскостям, расположенным на различных высотах над нанообъектом. В этом режиме производится контролируемое позиционирование зонда в трехмерном пространстве при сканировании без обратной связи. Подобная техника измерений применялась в экспериментальных работах, посвященных исследованию рассеянного наноструктурами светового поля [10, 11], анализу расходимости излучения лазерных диодов [12] и измерению световых распределений в фокусе линз [13]. Эта техника измерений используется довольно редко, однако для изучения светового поля, сформированного нанообъектами, является наиболее пригодной. В представленной на рис.2 установке линейно поляризованное излучение непрерывного He-Ne-лазера с длиной волны 632.8 нм фокусируется на образец при помощи линзы, проходя при этом через систему поворотных зеркал и систему контроля поляризации. Система контроля поляризации позволяет менять направление линейно поляризованного излучения, падающего на образец, и представляет собой последовательно стоящие пленочный поляризатор, пластинку $\lambda/4$ и второй пленочный поляризатор. Степень деполяризации падающего на образец излучения не превышала 0.3%. Прошедшее сквозь образец излучение собирается апертурным зондом и детектируется системой счета фотонов. Для изготовления апертурного зонда использовалось заостренное методом химического травления одномодовое оптическое волокно, полностью покрытое непрозрачной пленкой Al толщиной 70–100 нм. Субволновая апертура на вершине зонда формировалась методом надавливания [14, 15], диаметр апертуры составляет 50–100 нм.

Для определения положения плоскости сканирования над образцом сначала проводилось снятие топографии поверхности образца в режиме “shear-force” и определялось положение вершины наноцилиндра. После этого зонд поднимался на заданную высоту и производилось сканирование по горизонтальной плоскости.

Образцы представляли собой полимерные подложки, на поверхности которых были сформированы наноцилиндры. В качестве материала подложки использовался поликарбонат. Наноцилиндры формировались путем двойной фоторепликации с кремниевых матриц, изготавливаемых с помощью электронной литографии. В процессе изготовления образцов осуществлялся контроль поверхности структуры

с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ). Для лучшей визуализации нанообъектов плоскость образца поворачивалась на 20° к электронному пучку. СЭМ-изображение полимерного наноцилиндра представлено на рис.3.

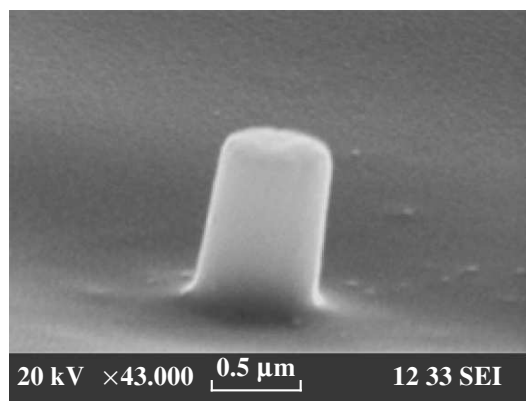


Рис.3. СЭМ изображение полимерного наноцилиндра

Для контроля качества и геометрических размеров наноцилиндров дополнительно к СЭМ-измерениям проводились независимые измерения с помощью атомно-силового микроскопа. В данной работе использовались цилиндры диаметром 700 нм и высотой 1100 нм.

3. Экспериментальные результаты. При некоторых положениях наноцилиндров относительно направления линейной поляризации возбуждающего лазерного излучения в пространственных распределениях интенсивности светового поля над их вершинами обнаружено наличие одинарных и двойных спиралевидных структур.

На рис.4а представлен полученный с помощью СОМБП результат измерения пространственного распределения интенсивности светового поля в горизонтальной плоскости, расположенной на высоте 1.5 мкм над вершиной наноцилиндра. Линейно поляризованное излучение лазера падало по нормали к подложке образца. Направление поляризации излучения соответствует горизонтальному направлению относительно рисунка. Как видно из экспериментальных данных, в полученном распределении интенсивности наблюдается четко выраженная одинарная оптическая спираль. Максимальный перепад интенсивности, выраженный в фотоотсчетах, составляет 580. Абсолютная шкала интенсивности, прокалиброванная в фотоотсчетах, показана на рис.4а справа от изображения. На рис.4б представлено сечение полученного распределения интенсивности по диагонали, проведенной из левого верхнего угла в правый нижний. В

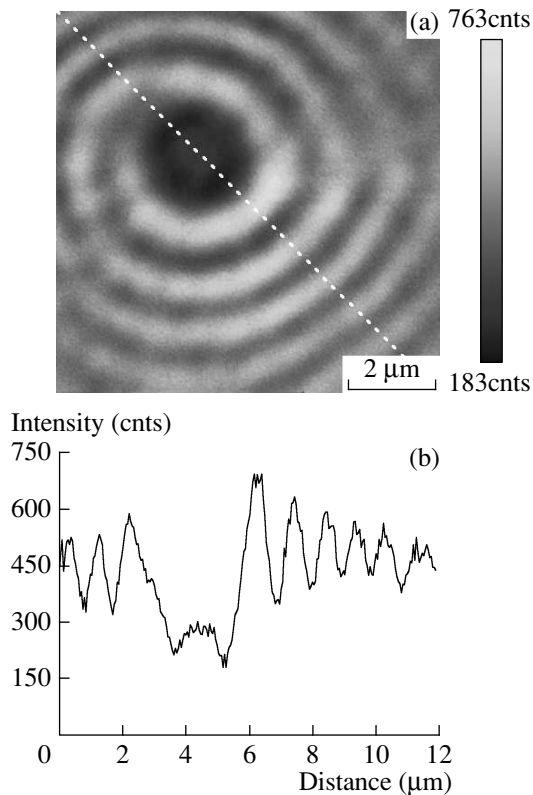


Рис.4. (a) СОМБП изображение в виде одинарной спирали на высоте 1.5 мкм над вершиной наноцилиндра; (b) профиль интенсивности вдоль диагонального сечения

центральной области спирали наблюдается слабо выраженный максимум интенсивности с полушириной около 1 мкм. Спираль начинается от первого кольцеобразного дифракционного минимума интенсивности. При этом модуляция интенсивности по сечению спирали снаружи от второго дифракционного максимума составляет относительно фона от 15 до 40%.

На рис.5 представлены полученные с помощью СОМБП результаты измерений пространственного распределения интенсивности светового поля в горизонтальных плоскостях, расположенных на высотах 230, 470, 700 и 1100 нм над вершиной наноцилиндра. На полученных изображениях направление поляризации излучения He-Ne-лазера, падающего по нормали к подложке экспериментального образца, направлено под углом 55° против часовой стрелки относительно направления, соответствующего горизонтальному по отношению к изображениям, приведенным на рис.5.

В распределениях интенсивности, соответствующих высотам над вершиной наноцилиндра в 470, 700 и 1100 нм, наблюдаются пространственные структуры в виде двойных оптических спиралей, представляющих собой совокупность двух одинарных спира-

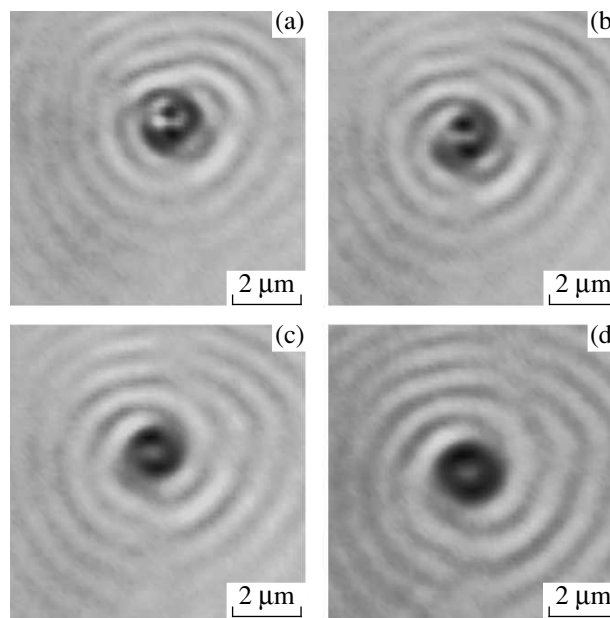


Рис.5. СОМБП изображения в виде двойной спирали на высотах: (a) 230 нм; (b) 470 нм; (c) 700 нм; (d) 1100 нм над вершиной наноцилиндра

лей, начала которых сдвинуты по углу на 180° . Диапазоны изменения интенсивности (в фотоотчетах) на изображениях рис.5 составляют: (a) 178–2300, (b) 77–2210, (c) 32–2183, (d) 141–2399. Изображение, соответствующее высоте 230 нм, представляет собой сильно искаженную картину спиралевидно-подобной пространственной модуляции интенсивности, содержащую в центральной части два мелкомасштабных минимума и один локальный максимум. Наиболее вероятно, эти искажения связаны с влиянием зонда при измерении светового поля в непосредственной близости от нанообъекта. С увеличением высоты над вершиной наноцилиндра характерная пара минимумов в распределении интенсивности сохраняет свою ориентацию в пространстве, при этом наблюдается увеличение их линейного размера. Геометрическая форма наблюдаемых двойных спиралей при увеличении высоты над вершиной наноцилиндра становится более правильной и на рис.5d (высота 1100 нм) принимает практически идеальный вид.

Важно отметить, что одинарные и двойные спирали наблюдались для каждого из двух наноцилиндров одинаковой формы при определенных положениях образцов относительно направления поляризации лазерного излучения, а также были зарегистрированы двумя различными зондами.

4. Заключение. Как отмечалось во Введении, одной из главных задач современной нанофотоники является задача формирования сложных контроли-

руемых пространственных распределений света методами ближнепольной оптики. В данной работе удалось показать, что с помощью уединенных полимерных наноцилиндров могут быть сформированы спиралевидные распределения интенсивности непрерывного лазерного излучения в пространстве над их вершинами вплоть до высоты 1.5 мкм. Были зарегистрированы как одинарные, так и двойные спирали.

В нашей работе [16] было теоретически показано, что оптические спирали могут быть образованы при отражении лазерного излучения от плоской поверхности металла с локальной неоднородностью в виде цилиндрического выступа с вершиной, имеющей сингулярность. В цилиндрических координатах такая поверхность может быть задана в виде $Z(\rho, \varphi) = Lf(\rho/R)[1 + \gamma g(\varphi)]$, где функция $f(x)$ удовлетворяет условиям $f(x < 1) > 0$, $f(x \geq 1) \equiv 0$, а выражение $\gamma g(\varphi)$ описывает отклонение геометрической формы неоднородности от цилиндрически симметричной. Было показано, что для генерации спиралевидных распределений интенсивности решающую роль играет возбуждение поверхностного плазмона в такой структуре.

В настоящей работе продемонстрировано, что спиралевидные распределения интенсивности могут быть сформированы не только металлизированными, но и полимерными уединенными наноцилиндрами. Последнее показывает, что наличие поверхностных плазмонов не является обязательным фактором для формирования спиралевидных пространственных распределений интенсивности уединенными нанообъектами.

Результаты, полученные в данной работе, показывают, что методами ближнепольной оптики возможно формирование сложных пространственных световых распределений с помощью простых объектов, демонстрируя ее потенциал для создания будущих устройств нанофотоники.

Авторы выражают благодарность ИПТМ РАН за изготовление кремниевых матриц и компании “Vitechnology” за изготовление полимерных образцов. В

данной работе частично был использован программный продукт обработки данных для сканирующей зондовой микроскопии “WSxM”. Работа была выполнена при частичной поддержке грантами Российского фонда фундаментальных исследований ## 06-02-16938, 06-02-17179 и 08-02-01460.

1. P. N. Prasad, *Nanophotonics*, New Jersey: Wiley, 2004.
2. C. Hafner and L. H. Bomhardt, *The 3D Electrodynamic Wave Simulator*, Chichester: Wiley, 1993.
3. A. Taflove and S. C. Hagness, *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*, 2nd Ed., USA: Artech House, 2000.
4. L. Novotny and B. Hecht, *Principles of Nano-Optics*, Cambridge: Cambridge University Press, 2006.
5. H. Heinzelmann and D. W. Pohl, *Appl. Phys. A* **59**, 89 (1994).
6. D. Courjon, *Near-Field Microscopy and Near-Field Optics*, Singapore: Imperial College Press, 2003.
7. M. V. Bashevoy, A. A. Ezhov, S. A. Magnitskii et al., *Proc. SPIE* **5399**, 38 (2004).
8. M. V. Bashevoy, A. A. Ezhov, S. A. Magnitskii et al., *Int. J. Nanoscience* **3**, 105 (2004).
9. А. М. Дубровкин, А. А. Ежов, С. А. Магницкий и др., Препринт физического факультета МГУ им. М. В. Ломоносова, № 8/2007, 30 с., 2007.
10. E. Betzig, M. Isaacson, and A. Lewis, *Appl. Phys. Lett.* **51**, 2088 (1987).
11. J. Levy, A. Cohen, and D. D. Awschalom, *Rev. Sci. Instrum.* **66**, 3385 (1995).
12. W. D. Herzog, M. S. Ünlü, B. B. Goldberg et al., *Appl. Phys. Lett.* **70**, 688 (1997).
13. S. K. Rhodes, K. A. Nugent, and A. Roberts, *J. Opt. Soc. Am. A* **19**, 1689 (2002).
14. D. W. Pohl, W. Denk, and M. Lanz, *Appl. Phys. Lett.* **44**, 651 (1984).
15. T. Saiki and K. Matsuda, *Appl. Phys. Lett.* **74**, 2773 (1999).
16. A. A. Ezhov, S. A. Magnitskii, N. S. Maslova et al., *Pis'ma v ZhETF* **82**, 678 (2005).