

07

Интерферометрический зонд для систем ближнепольной оптической микроскопии

© Ю.Н. Кульчин, О.Б. Витрик, А.В. Безвербный,
А.В. Дышлюк, А.А. Кучмижак

Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток
E-mail: kulchin@iacp.dvo.ru

Поступило в Редакцию 4 февраля 2010 г.

Исследована возможность создания нового вида интерферометрического ближнепольного апертурного зонда для систем ближнепольной оптической микроскопии с применением волоконного микрорезонатора Фабри–Перо с наноразмерной диафрагмой, сформированной в одном из его выходных зеркал. На основе метода конечных разностей во временной области исследована зависимость величины сдвига резонансных длин волн в интерферометре Фабри–Перо от расстояния между выходной нанодиафрагмой и исследуемым объектом. Показано, что метод обеспечивает пространственное разрешение не хуже чем $\lambda/15$.

Исследование топографических особенностей наноструктурированных объектов с высоким пространственным разрешением всегда было актуально при проведении широкого круга исследований в микро- и нанoeлектронике, микробиологии и т.д. Сканирующая ближнепольная оптическая микроскопия (СБОМ) в настоящее время является одним из наиболее перспективных и эффективных методов исследования объектов, размеры которых в силу действия фундаментального дифракционного предела невозможно определить методами классической оптики. Разработанные в настоящее время системы СБОМ, хотя и уступают в разрешающей способности методам сканирующей зондовой микроскопии, использующим нерадиационные поля (атомно-силовая или туннельная микроскопия), однако не требуют для работы вакуума, а также дают возможность получения оптических изображений наноразмерных объектов с высоким пространственным разрешением [1] и позволяют проводить фундаментальные исследования в области локальной спектроскопии микробиологических [1,2] и полупроводниковых объектов (квантовых точек, ям, нитей и т.д.) [3] и модификации поверхностных

структур для сверхплотной записи информации с пространственным разрешением менее 100 nm [4].

В основу наиболее распространенной модификации методов СБОМ положен принцип регистрации фотоприемным устройством интенсивности светового излучения, сформированного сканирующим апертурным зондом и рассеянного микронеровностями исследуемого объекта [1]. Обычно зонд выполняется в виде сильно сужающегося по направлению к выходному торцу оптического волновода с кварцевой оптической сердцевиной, покрытой металлической оболочкой. В этом случае дифракционное ограничение оптических систем удается преодолеть за счет локализации части мощности светового излучения в окрестности субволновой выходной апертуры зонда в виде так называемого эванесцентного (нераспространяющегося) поля. Как правило, диаметр выходной апертуры зонда, определяющий разрешающую способность систем СБОМ, не делается меньшим, чем $\lambda/10$, где λ — длина волны используемого излучения. В противном случае затухание световой мощности на заданном участке волновода становится чрезмерно большим и чувствительность фотоприемных устройств оказывается недостаточной для регистрации малых вариаций интенсивности рассеянного на микронеровностях планарного рельефа излучения [5]. Таким образом, недостаточная чувствительность используемого метода регистрации накладывает ограничение на размер выходной апертуры зонда и соответственно на пространственное разрешение апертурных систем СБОМ.

Известно, что использование в измерительных системах интерферометрических принципов регистрации вместо амплитудных приводит к значительному увеличению чувствительности [6]. Поэтому представляется целесообразным увеличить чувствительность и, как следствие, разрешающую способность апертурных методов сканирующей ближнеполной оптической микроскопии за счет регистрации фазовых изменений направляемого по зонду излучения, возникающих вследствие взаимодействия формируемого из эванесцентного поля с исследуемым объектом. Одним из наиболее чувствительных типов интерферометров, способных регистрировать предельно малые фазовые изменения оптического излучения, является интерферометр Фабри–Перо. В связи с этим целью настоящей работы является исследование возможности использования в системах СБОМ апертурного зонда на основе волоконно-оптического интерферометра Фабри–Перо.

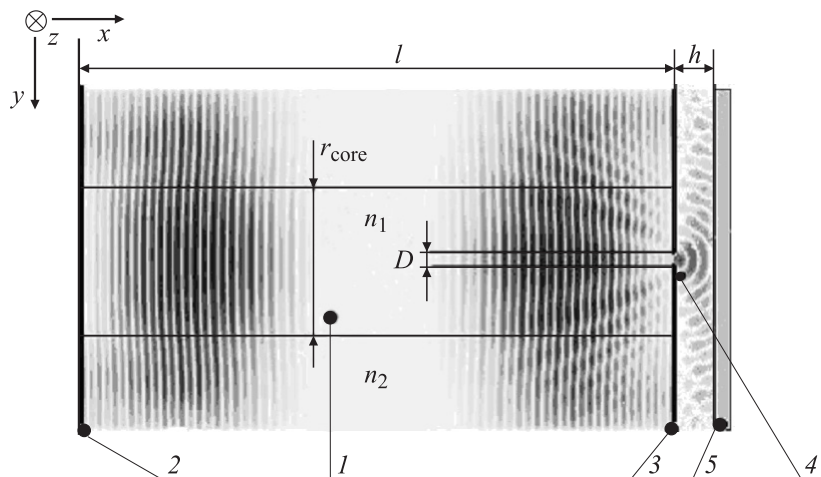


Рис. 1. Волоконный резонатор с наноразмерной диафрагмой: 1 — волоконный световод, 2, 3 — зеркала резонатора, 4 — выходная апертура, 5 — исследуемый объект (местоположение пучностей электрического поля показано в виде изолиний).

В настоящей работе рассматривается зонд в виде волоконно-оптического интерферометра Фабри–Перо (рис. 1), резонатор которого 1 образован отрезком цилиндрического двухслойного волоконного световода (ВС) со ступенчатым профилем показателя преломления, на торцевые поверхности которого нанесены зеркальные покрытия 2, 3. В одном из зеркал формируется наноразмерная диафрагма 4, представляющая субволновой световой источник излучения. При использовании такой схемы зонда предполагается, что фазовые изменения излучения в резонаторе интерферометра, обусловленные взаимодействием локализованного светового поля на выходе из наноразмерной диафрагмы с исследуемым объектом 5, должны приводить к сдвигу резонансных частот в интерферометре Фабри–Перо, по величине которого можно будет определить расстояние между диафрагмой и исследуемым объектом.

Проверка данного предположения в настоящей работе проводилась с применением метода конечных разностей во временной области

(finite-difference time domain, FDTD) решения уравнений Максвелла [7], который уже продемонстрировал свою эффективность при расчете параметров электромагнитного поля в оптических средах с субволновыми неоднородностями, в том числе и в апертурных зонах [8].

При проведении расчетов предполагается, что используемый для построения зонда отрезок световода имеет оптическую сердцевину с показателем преломления $n_1 = 1.45$, диаметром $d_{core} = 8 \mu\text{m}$ и бесконечную оболочку с показателем преломления $n_2 = 1.445$. Такая модель хорошо описывает оптические свойства стандартного слабонаправляющего ВС [9]. Близость показателей преломления сердцевины и оболочки ВС позволяет в рамках этой модели считать поперечную компоненту электрического поля E_z электромагнитной волны и ее производную $\partial E_z / \partial z$ непрерывными на границе раздела этих сред [9]. Центральная длина волны широкополосного источника излучения (λ) принимается равной $1.55 \mu\text{m}$, ширина полосы — $\Delta\lambda = 0.15 \mu\text{m}$, что предполагает возбуждение единственной поперечной моды в ВС. Зеркала плоскопараллельного резонатора и имеющего гладкую поверхность исследуемого объекта считаются идеальными электрическими проводниками, в связи с чем компонента электрического поля E_z на границе с ними принимается равной нулю.

Рис. 1 демонстрирует результаты численных расчетов стационарного распределения компоненты E_z электрического поля в системе зонд–объект, полученные при диаметре диафрагмы $D = \lambda/3$, длине резонатора $L = 20\lambda$ и расстоянии между зондом и исследуемым объектом $h = 2.6\lambda$. Видно, что излучение проникает сквозь выходное зеркало в области субволновой диафрагмы, что обеспечивает его взаимодействие с исследуемым объектом. Это приводит к смещению резонансных длин волн интерферометра по сравнению со случаем $h = 0$. В рассматриваемом примере величина этого смещения составляет $\delta\lambda = 0.45 \cdot 10^{-3}\lambda$. На рис. 2 представлено семейство кривых, отражающих результаты расчета величины $\varepsilon = \delta\lambda/\lambda$ относительного сдвига резонансной длины волны интерферометра, полученные для различных размеров резонаторов и диафрагм.

Видно, что сдвиг резонансной длины волны интерферометра определяется величиной отношения h/l . При этом в случае больших диафрагм с диаметрами, близкими к диаметрам сердцевины ВС, зависимость $\varepsilon(h/l)$ линейна (кривая 1). Такое поведение расчетной кривой можно

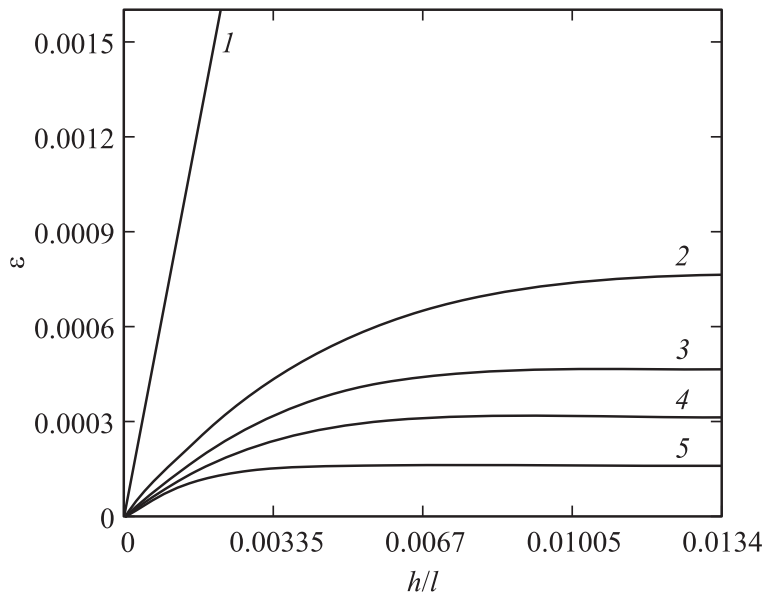


Рис. 2. Зависимость относительно сдвига резонансной длины волны от относительного изменения расстояния между наноразмерной диафрагмой и исследуемым объектом (кривая 1 получена при диаметре диафрагмы $D = 5\lambda$, кривая 2 — при $D = \lambda/2$, кривая 3 — при $D = \lambda/3$, кривая 4 — при $D = \lambda/8$, кривая 5 — при $D = \lambda/15$).

объяснить следующим: диафрагма большого диаметра практически не влияет на пространственное распределение мод в резонаторе, сконцентрированных в его сердцевине ВС. В этом случае резонатор будет образован входным зеркалом интерферометра (2, рис. 1) и исследуемым объектом (5, рис. 1), причем изменение положения объекта просто приводит к изменению длины такого резонатора. Такая модель допускает выполнение простейшего аналитического расчета [6], при котором $\varepsilon = h/n_1l$, что полностью совпадает с результатами, полученными численным методом.

При уменьшении диаметра диафрагмы до субволновых размеров прямая пропорциональность между величинами ε и h/l сохраняется

только для малых расстояний h , сравнимых с размером диафрагмы (кривые 2–5, рис. 2), за счет трансформации эванесцентных мод в излучательные. При дальнейшем увеличении h крутизна зависимости $\varepsilon(h/l)$ постепенно уменьшается и становится равной нулю при $h \gg D$, когда исследуемый объект находится вне зоны действия субволнового источника излучения.

Крутизна линейного участка $\alpha = ln_1/\lambda \delta\lambda/h$ зависимости $\varepsilon(h/l)$, определяющая чувствительность зонда к продольному перемещению объекта в зоне действия субволнового источника, изменяется от 0.7 в случае большого диаметра диафрагмы (кривая 1) до 0.07 в случае $D = \lambda/15$ (кривая 5).

Использование идеальных проводников в качестве зеркал в интерферометре Фабри–Перо предполагает формирование в нем предельно контрастной картины интерференционных максимумов, причем наличие в одном из таких зеркал диафрагмы диаметром $D \ll \lambda$, как это подтверждают результаты численных расчетов, не приводит к уширению этих пиков. В этих условиях принципиально возможно зарегистрировать любой предельно малый сдвиг резонансной длины волны. Однако реальные зеркала имеют $r < 100\%$, что ограничивает, согласно критерию Рэлея [6], минимально разрешимое смещение резонансного максимума $\delta\lambda_{\min}$ интерферометра Фабри–Перо. Исходя из этого, несложно показать, что продольное разрешение предлагаемого метода будет определяться величиной $h_{\min} = ln_1 \lambda / \alpha Q$, где $Q = 2\pi ln_1 \sqrt{r} / (1 - r)$ — добротность резонатора в отсутствие в нем потерь на поглощение. Из изложенного следует, что в случае диаметра диафрагмы $D = \lambda/15$ чувствительности зонда вполне достаточно для того, чтобы обеспечить продольное разрешение порядка размера субволновой апертуры, если коэффициенты отражения зеркал резонатора будут превышать $r = 93\%$. Такой коэффициент отражения несложно получить экспериментально даже с использованием тонкопленочных металлических зеркал. При использовании резонаторов с большей добротностью разрешение метода может быть увеличено.

Таким образом, в настоящей работе показана возможность создания нового вида интерферометрического ближнепольного апертурного зонда, обеспечивающего пространственное разрешение методом СБОМ не хуже чем $\lambda/15$.

Список литературы

- [1] *Hecht B., Sick B., Wild U.P.* et al. // J. Chem. Phys. 2000. V. 112. P. 7761–7774A.
- [2] *Nagahara L.A., Yanagi H., Tokumoto H.* // Nanotechnology. 1997. V. 8. P. A50.
- [3] *Matsuda K., Saiki T., Saito H., Nishi K.* // Appl. Phys. Lett. 2000. V. 76. P. 73.
- [4] *Davis C.C., Atia W.A., Gungor A., Mazzoni D.L., Pilevar S.* // Laser Phys. 1997. V. 11. P. 243.
- [5] *Novotny L., Pohl D.W.* // NATO Adv. Stud. Inst. 1995. V. E 184. P. 21–33.
- [6] *Born M., Wolf E.* // Principles of Optics. Oxford: Pergamon Press, 1969.
- [7] *Kane Yee.* // Antennas and Propagation. IEEE Transactions. 1966. N 14. P. 302–307.
- [8] *Krug J.T.I., Stanchez E.J., Xie X.S.* // J. Chem. Phys. 2002. V. 116. P. 10895–10901.
- [9] *Снайдер Д., Лав Дж.* Теория оптических волноводов. М.: Радио и связь, 1987.