

# Апертурный зонд на основе волоконного резонатора Фабри–Перо для систем ближнепольной оптической микроскопии

Ю.Н.Кульчин, О.Б.Витрик, А.В.Безвербный,  
Е.В.Пустовалов, А.А.Кучмижак, А.В.Непомнящий

*Теоретически и экспериментально исследована возможность создания нового типа интерферометрического ближнепольного апертурного зонда для систем ближнепольной оптической микроскопии с применением волоконного микро-резонатора Фабри–Перо с наноразмерной диафрагмой, сформированной в одном из его выходных зеркал. Показано, что зонд обеспечивает пространственное разрешение не хуже  $\lambda/14$ .*

**Ключевые слова:** апертурная ближнепольная оптическая микроскопия, волоконный интерферометр Фабри–Перо, метод конечных разностей во временной области.

Изучение 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 способов исследования объектов, размеры которых в силу фундаментального дифракционного предела невозможно определить методами классической оптики. Хотя разработанные в настоящее время системы СБОМ и уступают в разрешающей способности методам сканирующей зондовой микроскопии, использующим нерадиационные поля (атомно-силовая или туннельная микроскопия), для их работы не требуется вакуума. Эти системы позволяют получать оптические изображения наноразмерных объектов с субволновым пространственным разрешением [1] и проводить фундаментальные исследования в области локальной спектроскопии микробиологических [1, 2] и полупроводниковых объектов (квантовых точек, ям, нитей и т. д.) [3], а также модификации поверхностных структур для сверхплотной записи информации с пространственным разрешением менее 100 нм [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 в направлении к выходному торцу оптического волновода с кварцевой сердцевинкой, покрытой металличе-

ской оболочкой. В этом случае дифракционное ограничение оптических систем удается преодолеть путем локализации части светового излучения в окрестности субволновой выходной апертуры зонда в виде нераспространяющегося (затухающего) поля. Как правило, выходная апертура зонда, определяющая разрешающую способность систем СБОМ, изготавливается с диаметром, не меньшим  $\lambda/10$ , где  $\lambda$  – длина волны излучения. В противном случае затухание световой мощности на запрещенном участке волновода становится чрезмерно большим и чувствительность фотоприемных устройств оказывается недостаточной для регистрации малых вариаций интенсивности рассеянного на микронеровностях плоского рельефа излучения [5]. Таким образом, недостаточная чувствительность используемого метода регистрации накладывает ограничение на минимальный 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 СБОМ за счет регистрации изменений фазы направляемого по зонду излучения, которые возникают вследствие взаимодействия формируемого им затухающего поля с тестовым объектом. Одним из наиболее чувствительных типов интерферометров, способных регистрировать предельно малые изменения фазы оптического излучения, является интерферометр Фабри–Перо. В связи с этим цель настоящей работы – исследование возможности использования в системах СБОМ апертурного зонда на основе волоконно-оптического интерферометра Фабри–Перо.

Нами рассматривается зонд в виде интерферометра Фабри–Перо (рис.1,а), резонатор которого 1 образован отрезком двухслойного волоконного оптического волновода (ОВ) со ступенчатым профилем показателя преломления и зеркальными покрытиями 2, 3, нанесенными на его торцевые поверхности. В одном из зеркал форми-

Ю.Н.Кульчин, О.Б.Витрик, А.В.Безвербный, А.А.Кучмижак, А.В.Непомнящий. Институт автоматизации и процессов управления ДВО РАН, Россия, 690004 Владивосток, ул. Радио, 5; e-mail : kulchin@iacp.dvo.ru  
Е.В.Пустовалов. Институт физики и информационных технологий Дальневосточного государственного университета, Россия, 690950 Владивосток, ул. Суханова, 8; e-mail: pust@lemoi.phys.dvgu.ru

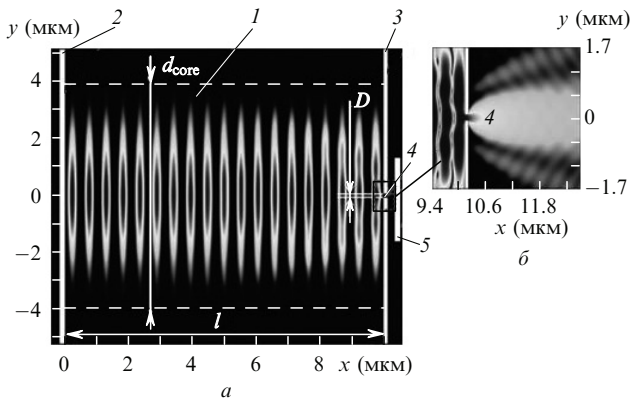


Рис.1. Схематическое изображение волоконного резонатора Фабри–Перо с наноразмерной диафрагмой (1 – оптический волновод; 2, 3 – зеркала резонатора; 4 – выходная апертура; 5 – внешний тестовый объект), а также распределение электрической компоненты  $E_z$  в нем (показано в виде изолиний) (а) и вблизи выходной диафрагмы шириной  $D = \lambda/15$  (б).

руется наноразмерная диафрагма 4, представляющая собой субволновый источник излучения. При использовании такого зонда предполагается, что изменения фазы излучения в резонаторе интерферометра, обусловленные взаимодействием локализованного светового поля на выходе из наноразмерной диафрагмы с внешним объектом 5, должны приводить к сдвигу резонансных частот в интерферометре Фабри–Перо, по которому можно будет определить расстояние между диафрагмой и тестовым объектом.

Проверка данного предположения проводилась с помощью решения уравнений Максвелла [7] методом конечных разностей во временной области (finite-difference time domain, FDTD), который уже продемонстрировал свою эффективность при расчете параметров электромагнитного поля в оптических средах с субволновыми неоднородностями, в том числе и в апертурных зондах [8].

В расчетах предполагается, что используемый для создания зонда отрезок ОВ имеет сердцевину с показателем преломления  $n_1 = 1.47$  и диаметром  $d_{\text{core}} = 8$  мкм, а также оболочку с бесконечным диаметром и показателем преломления  $n_2 = 1.465$ . Такая модель хорошо описывает оптические свойства стандартного слабонаправляющего ОВ [9]. Близость показателей преломления сердцевины и оболочки ОВ позволяет в рамках данной 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  $\lambda$  принимается равной 1.55 мкм при ширине полосы  $\Delta\lambda = 0.15$  мкм, что предполагает возбуждение в сердцевине единственной поперечной моды. Зеркала плоскопараллельного резонатора образованы тонкими пленками золота, для задания частотной зависимости проводимости которого используется модель Друде–Лоренца [10]. Считается, что внешний тестовый объект, расположенный на расстоянии  $h$  от апертуры имеет гладкую поверхность и является идеальным электрическим проводником, в связи с чем компонента электрического поля  $E_z$  на границе с ним принимается равной нулю.

Для упрощения вычислений и обеспечения устойчивости используемого алгоритма при моделировании мы рассматривали простейший случай предельно короткого плоскопараллельного оптического резонатора ( $l =$

20 мкм), выполненного на основе планарного трехслойного ОВ со щелевой диафрагмой на его выходе. В экспериментах использовался зонд в виде более длинного, чем в расчетах, отрезка волоконного (цилиндрического) световода. Тем не менее применяемая в расчетах модель позволяет выявить основные закономерности сдвига резонансных частот интерферометра, а также приблизительно оценить чувствительность метода.

На рис.1 приведены также результаты численных расчетов стационарного распределения компоненты  $E_z$  электрического поля в резонаторе Фабри–Перо и на выходе субволновой диафрагмы, полученные при ширине диафрагмы  $D = \lambda/15$ . Видно, что поле проникает через субволновую диафрагму в выходном зеркале и при взаимодействии с внешним объектом преобразуется в распространяющееся излучение [1]. Это приводит к смещению резонансных длин волн интерферометра по сравнению со случаем  $h = 0$ . На рис.2 представлено семейство кривых, отражающих результаты расчета относительного сдвига  $\varepsilon = \delta\lambda/\lambda$  резонансной длины волны интерферометра для различных размеров диафрагм.

Как следует из расчетов, сдвиг резонансной длины волны интерферометра определяется отношением  $h/l$ . При этом в случае больших диафрагм с ширинками, близкими к диаметрам сердцевин, зависимость  $\varepsilon(h/l)$  является линейной (кривая 1). Такое поведение расчетной кривой можно объяснить тем, что диафрагма с большой шириной практически не влияет на пространственное распределение мод в резонаторе, сконцентрированных в сердцевине. В этом случае резонатор (рис.1,а) будет образован входным зеркалом интерферометра 2 и внешним тестовым объектом 5, причем изменение положения объекта приводит только к изменению длины такого резонатора. Данная модель допускает простейший аналитический расчет [6], который дает  $\varepsilon = h/(n_1 l)$ , что полностью совпадает с результатами, полученными численным методом.

При уменьшении ширины диафрагмы до субволновых размеров прямая пропорциональность между величинами  $\varepsilon$  и  $h/l$  сохраняется только для малых расстояний  $h$ , сравнимых с размером диафрагмы (кривые 2–5 на рис.2), за счет трансформации нераспространяющихся мод в излучательные. При дальнейшем увеличении  $h$  крутизна зависимости  $\varepsilon(h/l)$  постепенно уменьшается и становится равной нулю при  $h \gg D$ , когда тестовый объект находится вне области локализации нераспрост-

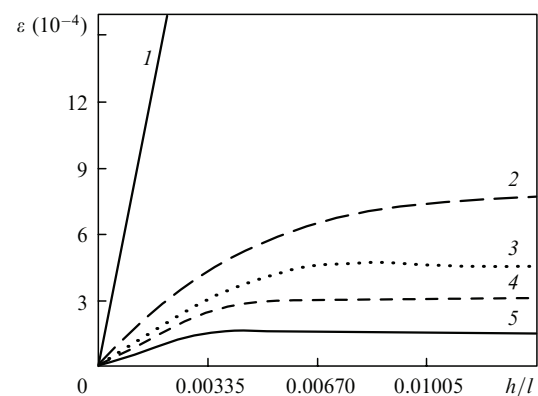


Рис.2. Зависимости относительного сдвига резонансной длины волны  $\varepsilon = \delta\lambda/\lambda$  от относительного расстояния  $h/l$  при ширине диафрагмы  $D = 5\lambda$  (1),  $\lambda/4$  (2),  $\lambda/8$  (3),  $\lambda/15$  (4) и  $\lambda/40$  (5).

раняющихся мод. Крутизна линейного участка  $\alpha = l \times (n_1/\lambda)(\delta\lambda/h)$  зависимости  $\varepsilon(h/l)$ , определяющая чувствительность зонда к продольному перемещению объекта в зоне действия субволновой диафрагмы, изменяется от 0.7 при большой ширине диафрагмы (кривая 1) до 0.07 в случае  $D = \lambda/40$  (кривая 5).

Использование в качестве зеркал интерферометра Фабри–Перо идеальных проводников предполагает формирование в нем предельно контрастной картины интерференционных максимумов, причем наличие в одном из таких зеркал диафрагмы шириной  $D \ll \lambda$ , как подтверждают результаты численных расчетов, не приводит к уширению этих максимумов. В таких условиях существует принципиальная возможность регистрации любого предельно малого сдвига резонансной длины волны. Однако реальные зеркала имеют коэффициенты отражения  $r < 100\%$ , что ограничивает, согласно критерию Рэлея [6], минимально разрешаемое смещение резонансного максимума  $\delta\lambda_{\min}$  интерферометра. Исходя из этого критерия, несложно показать, что продольное разрешение предлагаемого метода будет определяться величиной  $h_{\min} = n_1 l (\alpha Q)^{-1}$ , где  $Q = 2\pi l (n_1/\lambda) [\sqrt{r}/(1-r)]$  – добротность резонатора в отсутствие в нем потерь на поглощение. Из изложенного следует, что при ширине диафрагмы  $D = \lambda/15$  чувствительность зонда вполне достаточна для того, чтобы обеспечить продольное разрешение порядка размера субволновой апертуры, если коэффициенты отражения зеркал резонатора будут превышать 93%. Такие коэффициенты отражения несложно получить экспериментально даже с использованием тонкопленочных металлических зеркал.

Для проверки полученных при численном моделировании результатов был сконструирован макет ближнепольного оптического зонда на основе волоконно-оптического резонатора Фабри–Перо. Зонд образуется отрезком стандартного двухслойного волоконного световода ( $l = 7$  мм,  $d_{\text{core}} = 8$  мкм,  $n_1 = 1.473$ ,  $n_2 = 1.4677$ ), на торцевые поверхности которого методом вакуумного ионного напыления наносятся тонкие металлические пленки.

При выборе толщины напыляемой пленки  $d$  мы исходили из необходимости достижения высокой добротности резонатора, что обеспечивается увеличением коэффициентов отражения зеркал  $r$  и, как следствие, увеличением толщины отражающих покрытий. При этом толщина выходного зеркала резонатора должна быть достаточно большой для устранения проникновения излучения через покрытие вне субволновой диафрагмы, поскольку это может привести к неверной интерпретации сдвигов резонансных максимумов. Чрезмерное увеличение толщины покрытия может привести к возрастанию потерь мощности излучения в резонаторе и, следовательно, к ограничению чувствительности метода. Поэтому в качестве компромиссного решения на входном торце ОВ была сформирована пленка толщиной  $d_1 = 45$  нм ( $r_1 = 80\%$ ), а на выходном – пленка немного большей толщины  $d_2 = 60$  нм ( $r_2 = 98\%$ ). Как показывают эксперименты, такое решение обеспечивает добротность  $Q \sim 0.5 \times 10^5$ , достаточную для измерения малых сдвигов резонансных длин волн волоконного резонатора, а также полностью исключает возможное паразитное взаимодействие излучения с тестовым объектом вне субволновой диафрагмы.

Субволновые диафрагмы различной формы (рис.3) в выходных зеркалах резонатора изготавливаются мето-

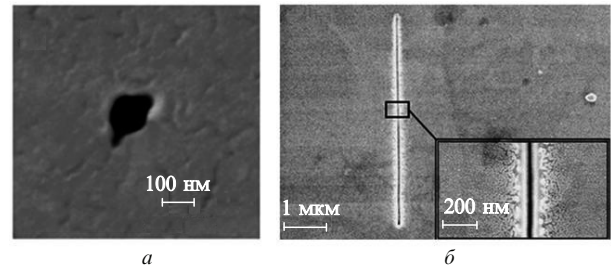


Рис.3. Электронные изображения сформированных методом ионно-лучевого травления круглой диафрагмы диаметром  $D = \lambda/15$  (а) и щелевой диафрагмы шириной  $D = \lambda/40$  (б).

дом ионно-лучевого травления (Carl Zeiss CrossBeam 1540-ESB). Форма диафрагмы на рис.3,а приближается к круглой форме выходного отверстия стандартного апертурного зонда, что потенциально обеспечивает одинаковое пространственное разрешение при сканировании тестового объекта вдоль обеих координатных осей. Однако, как видно из представленного электронного изображения, вследствие технологических трудностей добиться идеальной формы окружности не удалось. Щелевая диафрагма (рис.3,б) представляется оптимальной при сканировании объектов вдоль одной из осей, т.е. объектов, обладающих центральной симметрией. Кроме того, такая форма диафрагмы лучше соответствует рассматриваемой в данной работе численной модели.

Для экспериментального исследования зависимости сдвига резонансных максимумов интерферометра Фабри–Перо от изменения расстояния между субволновой диафрагмой и тестовым объектом в настоящей работе использовалась установка, представленная на рис.4. Технологически было трудно создать диафрагму с размерами менее 100 нм. Однако выбор в качестве источника излучения полупроводникового светодиода с достаточно большой центральной длиной волны  $\lambda = 1553$  нм обеспечил достижение большого отношения  $\lambda/D$ . В качестве тестового объекта использовался суженный волоконный световод (вставка А на рис.4) с радиусом кривизны наконечника  $\sim 300$  нм. Такой радиус достаточно велик по сравнению с величиной  $D$ , поэтому при центральном положении тестового объекта относительно диафрагмы его поверхность можно считать почти плоской, как это

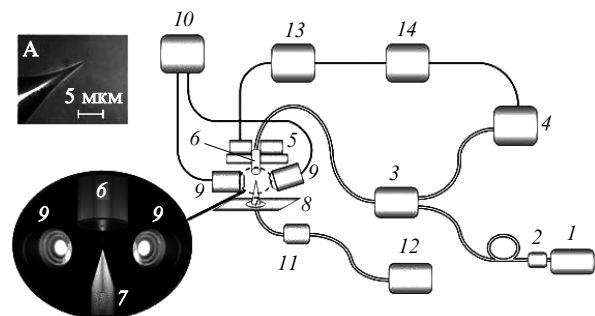


Рис.4. Схема экспериментальной установки: 1 – полупроводниковый светодиод; 2 – поляризатор; 3 – волоконно-оптический 2 × 1-разветвитель; 4 – волоконный анализатор спектра; 5, 8 – сканирующие системы; 6 – волоконный интерферометр Фабри–Перо; 7 – тестовый объект; 9 – объективы микроскопа (увеличение 7000 ×); 10 – система обработки изображения видеомикроскопа; 11 – фотодетектор; 12 – цифровой осциллограф; 13 – система контроля положения позиционеров сканирующей системы; 14 – компьютер; на вставке А представлено оптическое изображение наконечника тестового объекта.

предполагалось в численной модели. С другой стороны, радиус наконечника достаточно мал, чтобы оценить разрешение предлагаемого метода СБОМ. Позиционирование и сканирование тестового объекта вблизи диафрагмы осуществлялось трехкоординатной сканирующей системой, обеспечивающей точность перемещения  $\sim 10$  нм. При этом в экспериментах со щелевой диафрагмой выбиралось направление поляризации света, перпендикулярное щели, как и предполагалось в численных расчетах.

На рис.5 представлены экспериментальные зависимости относительного сдвига резонансных длин волн интерферометра Фабри–Перо от расстояния между зондом и тестовым объектом для круглой (кривая 2) и щелевой (кривая 3) диафрагм. Поскольку длина резонатора в экспериментах существенно превышала длину резонатора в численной модели, совместить экспериментальные и расчетные кривые на одном рисунке не представляется возможным. Тем не менее из сравнения приведенных на рис.2 и 5 данных видно, что характер экспериментальных кривых в целом соответствует характеру расчетных кривых. Однако крутизна линейного участка экспериментальной зависимости превышает полученную численным методом примерно в 2.5 раза для одинаковых значений  $D$ . Данный факт, по-видимому, можно объяснить отличием условий эксперимента от условий, рассматриваемых в численной модели.

На рис.6 показаны результаты сканирования наконечника тестового объекта резонатором с диафрагмой круглой формы вдоль координатной оси  $y$  в режиме по-

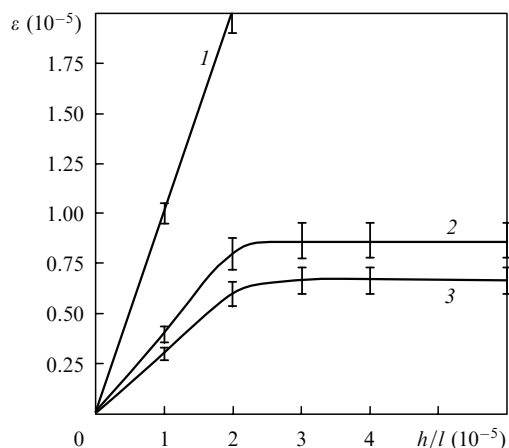


Рис.5. Зависимости относительного сдвига резонансного максимума интерферометра Фабри–Перо  $\varepsilon$  от относительного расстояния  $h/l$  для круглых диафрагм диаметром  $D = 5\lambda$  (1) и  $\lambda/15$  (2), а также для щелевой диафрагмы шириной  $D = \lambda/40$  (3).

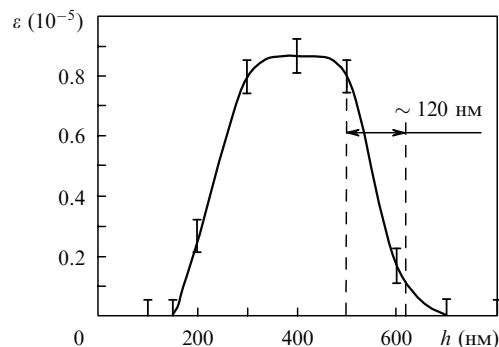


Рис.6. Зависимость относительного сдвига резонансных максимумов  $\varepsilon$  от расстояния  $h$  при сканировании наконечника тестового объекта вдоль оси  $y$ .

стоянной высоты при расстоянии между тестовым объектом и диафрагмой  $h \sim 10$  нм. Согласно представленным данным, латеральное разрешение метода, определяемое разностью между 10 %-ным и 90 %-ным уровнями максимального сигнала, достигает  $\sim 120$  нм, что приблизительно соответствует диаметру используемой при сканировании диафрагмы.

Таким образом, в рамках настоящей работы теоретически и экспериментально показана возможность создания апертурного сканирующего зонда для систем апертурной ближнеполевой оптической микроскопии на основе волоконно-оптического резонатора Фабри–Перо. Разработан метод, позволяющий получать латеральное и вертикальное разрешения не хуже 120 нм, что соответствует значению  $\sim \lambda/14$  при длине волны  $\lambda = 1550$  нм. Дальнейшее увеличение пространственного разрешения предлагаемого метода может быть достигнуто за счет использования резонаторов с большей добротностью.

1. Hecht B., Sick B., Wild U.P., et al. *J. Chem. Phys.*, **112**, 7761 (2000).
2. Nagahara L.A., Yanagi H., Tokumoto H. *Nanotechnology*, **8**, 50 (1997).
3. Matsuda K., Saiki T., Saito H., Nishi K. *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 73 (2000).
4. Davis C.C., Atia W.A., Gungor A., Mazzoni D.L., Pilevar S. *Laser Phys.*, **7**, 243 (1997).
5. Novotny L., Hecht B. *Principles of Nano-Optics NATO* (Cambridge: Cambridge University Press, 2006).
6. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1973).
7. Taflove A., Hagness S.C. *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method* (Boston, MA: Artech House, Inc., 2000).
8. Krug J.T., Sánchez E.J., Xie X.S. *J. Chem. Phys.*, **116**, 10895 (2002).
9. Снайдер Д., Лав Дж. *Теория оптических волноводов* (М.: Радио и связь, 1987).
10. Johnson P.B., Christy R.W. *Phys. Rev. B*, **6**, 4370 (1972).