

Лазерная нанотехнология формирования оптических антенн для ближнепольных микроскопов и исследование их характеристик

В.П.Вейко, Н.Б.Вознесенский, Ю.М.Воронин, С.А.Родионов, И.Б.Смирнов, А.И.Калачев

В работе рассматриваются принципы и современное состояние ближнепольной оптики, рассмотрены виды применяемых в настоящее время оптических антенн, в особенности изготавливаемых на основе оптических волокон, обосновываются требования к ним и предлагается технология их производства. Рассмотрено исследование параметров таких антенн по их дальнепольным оптическим характеристикам с использованием методов сверхразрешения.

1. ВВЕДЕНИЕ

Революционные изменения в оптике, которые произошли во второй половине XX века – изобретение лазеров и голографии – мало коснулись возможностей одной из важнейших областей оптики – микроскопии. Прогресс в ней привел лишь к асимптотическому приближению к дифракционному пределу.

Дифракционный предел в оптике

Понятие о предельном пространственном разрешении, введенное в конце XIX века Эрнстом Аббе и лордом Рэлеем на основе дифракционной теории, гласит, что минимальное разрешаемое расстояние между двумя точками на плоскости Δx равно [1]:

$$\Delta x > 0.61 \frac{\lambda}{n \sin \theta} \quad (1)$$

где n – показатель преломления среды, в которую помещен объект, θ – так называемый апертурный угол объектива регистрирующей системы. Поскольку $n \sin \theta = NA$ – числовая апертура и $(NA)_{\max} = n$ (величина, немного отличающаяся от единицы для воздуха), то Δx можно увеличить лишь уменьшением λ . Отсюда были сделаны выводы о бесперспективности оптической микроскопии и о необходимости перехода к волнам меньшей длины – рентгеновским и электронным.

Лишь в последние годы был сделан целый ряд открытий и нововведений, которые позволяют надеяться на преодоление дифракционного предела в оптике. Наиболее яркими примерами этого являются лазерная технология формирования субмикронных пленочных структур в микроэлектронике [2], так называемое “сверхразрешение” [3], интерферометрический контроль поверхностей с точностью до тысячных долей длины волны и, наконец, ближнепольная оптика. В лазерной технологии это стало возможным за счет использования пороговых эффектов взаимодействия лазерного излучения с веществом, в сверхразрешении – за счет математических процедур восстановления сверхмалых деталей в изображении, в интерферометрии –

путем математического анализа кривизны полос, а в ближнепольной оптике – за счет использования эванесцентных (затухающих) полей, в обычной микроскопии не достигающих до приемника, а также малости излучающей апертуры a и расстояния до объекта наблюдения l ($a, l \ll \lambda$).

Ближнепольная оптика (БПО)

Если попытаться кратко сказать, что такое БПО, то это – направление оптики, где показано, что в рамках классических представлений можно получить изображение с разрешением в 10–100 раз выше, чем в обычном (дальнепольном) микроскопе, если источник света имеет размер $a \approx \lambda / (10 - 100)$, и объект находится на соизмеримом $l \approx \lambda / (10 - 100)$ расстоянии, т.е. в ближнем ($a, l \ll \lambda$) поле [4].

Любопытно, что также как и лазеры, и голография, БПО, которую иногда называют третьей революцией в оптике XX века или оптикой 21 века, могла быть создана уже в начале нашего столетия, когда были сформулированы основные теоретические предпосылки этого направления. Их связывают прежде всего с формулировкой законов сохранения на границе двух сред, где наряду с уходящим (распространяющимся) излучением возникает быстро затухающее или эванесцентное поле, известное с момента классических опытов Ньютона по полному внутреннему отражению. Фундаментальными свойствами этого поля является его стационарность (не излучается в направлении перпендикулярном поверхности) и затухание по экспоненциальному закону при удалении от поверхности. По-существу, эванесцентное поле сосредоточено на расстоянии меньше $\lambda / 2$ от поверхности светящихся объектов и с атомарной дискретностью воспроизводит ее физико-химическую структуру [5]. Таким образом, достаточно найти способ измерения распределения светового поля непосредственно у поверхности исследуемого образца и можно будет получать изображения с разрешением значительно выше дифракционного предела.

Одним из перспективных путей решения этой задачи является использование в световой микроскопии, как и в широко известных растровых туннельных электронных и атомно-силовых микроскопах, микронных принципов формирования изображения. Естественно для этого должен использоваться оптический зонд субдлинноволнового размера, способный излучать или воспринимать свет, находясь непосредственно у поверхности образца.

Идея построения светового микроскопа на этом принципе, по-видимому, впервые была высказана Сингом [6] в 1928 г. Экспериментально эта идея была подтверждена в 1972 г., когда Аш и Николс продемонстрировали ближнепольное изображение с разрешением $\lambda / 60$ в работе "Сверхразрешающий апертурный микроскоп", используя электромагнитное излучение с длиной волны 3 см и освещая им отверстие диаметром 1,5 мм на расстоянии 5 мм от поверхности [7]. Они же предложили начать работы по созданию на основе этого принципа микроскопов для видимой и ИК областей спектра.

В связи со сложностью изготовления и управления элементами оптики размером менее λ исследования по созданию ближнепольного растрового оптического микроскопа (БРОМ) были начаты лишь в начале восьмидесятых годов, после появления технических возможностей создания устройств для перемещения элементов приборов с нанометровой дискретностью на основе пьезоэлектрического эффекта.

В отличие от появившихся к этому времени туннельных электронных и атомно-силовых микроскопов БРОМ имеет существенные преимущества: фотоны не имеют массы и электрического заряда, свободно распространяются в воздухе и многих диэлектрических материалах, легко изменяют поляризацию, имеют сравнительно большую длину волны и т.д. Эти особенности оптического излучения позволяют БРОМ существенно пополнить возможности других микроскопических приборов.

Среди возможных механизмов формирования контраста в БРОМ следует отметить поглощение, поляризацию, отражение, люминесценцию, цвет и др. Эти возможности отсутствуют в электронной и атомно-силовой микроскопии. Помимо всего, световой микроскоп является сравнительно дешевым и неразрушающим методом контроля в обычных условиях и позволяет исследовать биологические и медицинские препараты в естественных условиях.

Ближнепольный растровый оптический микроскоп (БРОМ)

В настоящее время существуют несколько разновидностей БРОМ, работающих в десятках лабораторий в мире.

Чаще всего используется просвечивающая микроскопия в режиме освещения (illumination mode) или в режиме сбора (collection mode) фотонов с помощью апертурных зондов. При работе с отражающими непрозрачными объектами БРОМ может работать в режиме сбора отраженного света. При этом отраженный свет может быть собран либо дополнительной оптикой, расположенной близко к зонду, либо волоконно-оптическим зондом непосредственно, для чего часто применяются непокрытые зонды [8].

Другой подход используется в туннельной растровой оптической (ТРО) микроскопии, когда на поверхности образца генерируются эванесцентные (затухающие) волны с помощью дальнепольного освещения образца под углом большим критического. При этом зонд работает как локальный приемник фотонов из эванесцентного поля, вызывая появление распространяющегося излучения, которое может быть зарегистрировано подобно тому, как это происходит при нарушенном полном внутреннем отражении (НПВО). Будучи более легкой в реализации, ТРО-микроскопия сложнее в интерпретации. Представляет интерес также ее разновидность, которая объединяет в себе возможности отображения микрорельефа образца с помощью атомно-силового микроскопа с одновременной регистрацией распределения светового поля на фиксированном расстоянии от поверхности. В таком варианте ТРО-микроскоп – рычажный микрощуп атомно-силового микроскопа – одновременно является светопроводящим диэлектрическим нанозондом (оптической антенной) ближнепольного микроскопа. В плазмонной БПМ поверхностные плазмоны

генерируются на поверхности образца в тонкой металлической пленке и распределение светового поля у поверхности образца регистрируется диэлектрическим светопроводящим зондом.

Наиболее распространен в настоящее время ставший уже классическим апертурный БРОМ, работающий в режиме регистрации дальнепольной (illumination mode) компоненты переизлучения объекта. Однако его существенным недостатком является весьма низкая эффективность освещения объекта через острие, составляющая 10^{-4} – 10^{-6} от введенного в волокно света.

Другой разновидностью БРОМ является туннельный растровый оптический микроскоп (ТРОМ) – оптический аналог туннельного растрового электронного микроскопа (ТРЕМ), энергетическая эффективность которого значительно выше [9]. Принцип работы ТРОМ основан на регистрации эванесцентной (затухающей) компоненты поля, выходящего за пределы прозрачного объекта при освещении его под углом, большим критического. При этом эванесцентное поле оказывается промодулированным геометрическим рельефом и оптическими неоднородностями вблизи поверхности объекта. Введение ближнепольного зонда – диэлектрического точечного острия (световода) с радиусом закругления при вершине $a < \lambda$ – в область эванесцентного поля вызывает появление эффекта туннелирования фотонов в острие без существенного нарушения структуры ближнего поля объекта подобно тому как это происходит в ТРЕМ при туннелировании электронов в металлическое острие. При этом стационарное эванесцентное поле преобразуется в распространяющуюся по заостренному световоду излучающую моду. Путем перемещения острия по трем координатам производится запись пространственного распределения интенсивности светового поля у поверхности образца.

2. ОСНОВНЫЕ ВИДЫ ОПТИЧЕСКИХ НАНОАНТЕН И ТРЕБОВАНИЯ К НИМ

В схемах БРОМ нашли применение различные виды принимающих и излучающих свет оптических антенн (ОА). Первые годы наиболее часто использовались ОА, изготовленные на основе световодов из стеклянных микропипеток, которые сравнительно давно используются в микробиологии для создания микроэлектродов и подачи физиологического раствора в клетки. Коническая часть микропипетки покрывается непрозрачным слоем алюминия, а на самом кончике пипетки при этом формируется отверстие субмикронного размера. Особенностью субдлинноволновых ОА является то, что они почти не излучают и не воспринимают свет до тех пор, пока в их ближнем поле не появится оптически более плотная, чем воздух, среда. Для получения изображения в апертурном БРОМ с разрешением выше дифракционного предела необходимо, во-первых, уметь изготавливать в проводящих пленках – диафрагмах отверстия диаметром менее 100 нм, и, во-вторых, отверстие должно находиться на самом кончике острия световода. Только в этом случае его удастся приблизить к любой точке шероховатой поверхности на расстояние

меньше $0,1 \lambda$. Безусловно, проводимость материала диафрагмы должна быть как можно больше, а толщина как можно меньше. Практически в каждой публикации, посвященной БРОМ, предлагается свой вариант ОА.

В одной из первых работ описана ОА изготовленная в виде отверстия на вершине острия из кристалла кварца [10]. Кварцевое острие с радиусом кривизны у вершины около 30 нм покрывалось зеркальным слоем металла и прижималось к покровному стеклу в обычном микроскопе так, чтобы образовался прокол в пленке. Получаемые таким образом отверстия имели диаметр 70–100 нм и находились в центре алюминиевой площадки диаметром 500 нм, возникающей вследствие холодной деформации пленки. Аналогичная диафрагма на вершине пирамиды из нитрида кремния высотой 4 мкм и площадью основания 4×4 мкм использовалась в работе [11].

В качестве точечного источника и приемника света могут использоваться отверстия в проводящей пленке, нанесенной на стеклянную пластинку. или диэлектрические выступы покрытые полупрозрачной проводящей пленкой [12, 13].

Сравнительно простой и высокоэффективный способ изготовления субдлинноволновых диафрагм на основе микропипеток описан в работах [14–16]. Микропипетки с внутренним диаметром канала у самого конца, равным 50 нм – 1 мкм изготавливались на приборе для вытяжки микропипеток из стеклянных капилляров. Наружная поверхность микропипетки покрывалась алюминиевой пленкой толщиной 200 нм, а торец – 50 нм. Использование отверстий с большой конусностью позволяет подводить к диафрагме практически весь свет. Авторы считают, что тонкая алюминиевая диафрагма задерживает весь свет, идущий по стенкам микропипетки, и мало поглощает свет, проходящий через отверстие. Тем не менее, потери света в конической части микропипетки и его проникновение в материал диафрагмы приводит к тому, что полезный диаметр отверстия в диафрагме не может быть меньше 50 нм. Для увеличения светового потока из микропипетки обычно предлагают использовать экситонный механизм передачи излучения по каналу микропипетки. Для этого в самом узком месте канала микропипетки помещают люминесцирующее вещество. Такая экситонная микропипетка обеспечивает прохождение света до самого ее конца за счет переизлучения практически без потерь.

Наиболее совершенный оптический зонд использовался в работах [17, 18]. С его помощью удалось получить изображение с разрешением около 12 нм. Острие изготавливалось из одномодового оптического волокна в приборе для вытяжки микропипеток с лазерным нагревом. Острие покрывалось алюминиевой пленкой таким образом, чтобы на торце волокна сформировалась диафрагма. Существенным преимуществом ОА на основе волоконно-оптического световода является возможность подведения практически всего светового потока к диафрагме.

Использовать тетраэдральную призму в качестве излучающей ОА предложено в работе [19]. В этой ОА отсутствует диафрагма, обычно

ограничивающая световой поток. Поэтому такая ОА может использоваться как в апертурном БРОМ, так и в ТРОМ. Виртуальная диафрагма формируется на одной из вершин тетраэдра благодаря покрытию его граней тонкой пленкой золота и возбуждению на них поверхностных электромагнитных волн. Поверхностные плазмонные волны формируют линейный поверхностный плазмон, который перемещается вдоль ребра к вершине и возбуждает локальный плазмон в зерне пленки на вершине. Такое объяснение процесса, по-видимому, справедливо, так как авторам удалось получить изображение проводящих образцов с разрешением 1 нм при $\lambda = 635$ нм,

В качестве приемников света для “вытягивания” фотонов из эванесцентного поля при полном внутреннем отражении в ТРОМ используются диэлектрические острия на конце оптического волокна. Экспоненциальный спад эванесцентного поля обуславливает туннелирование фотонов в самую крайнюю точку острия. Это позволяет работать и при сравнительно больших радиусах закругления, однако при этом искажается тонкая структура светового поля образца [19–21]. Острия для ТРОМ часто изготавливаются травлением в плавиковой кислоте одномодовых и многомодовых градиентных оптических волокон. В зависимости от условий формирования получаются острия в виде конических микровыступов на плоском торце, усеченного конуса, параболоида вращения, цилиндра с плоской вершиной диаметром до 25 нм и длиной 0,5 мкм – 0,5 мм [22, 23, 24].

Краткий обзор основных видов ближнепольной зондовой микроскопии и оптических антенн для их реализации позволяет сформулировать некоторые требования к их конструкции и технологии.

Как это ясно из изложенного выше, независимо от типа БРОМ зонд работает как передающая или приемная оптическая антенна. Пространственное разрешение и контраст изображения в БПО-микроскопе зависят не от длины волны, а от величины апертуры или радиуса кривизны острия. Геометрия острия должна также позволять приблизить апертуру или самый конец непокрытого зонда на расстояние, соизмеримое с ее диаметром. Таким образом, оптическая антенна должна удовлетворять следующим конструктивным признакам:

1. Размер апертуры – 5–50 нм.
2. Апертура должна располагаться на конце острия, так чтобы ее можно было приближать к поверхности на расстояние 5–10 нм.
3. В случае излучающих антенн она должна быть покрыта хорошо отражающей пленкой для предотвращения рассеяния света с боковых поверхностей зонда.

Так как физические размеры апертуры a_r определяются суммой ее геометрического размера a_g и толщиной излучающего слоя покрытия δ (глубина проникновения света), то необходимо обеспечить высокую проводимость покрытия для снижения $\delta = \frac{1}{\alpha}$ (α – коэффициент экстинкции). Проблема состоит в том, что проводимость металлов (даже Al) на оптических

частотах не очень велика и в тоже время толщина пленки h должна оставаться больше δ , т.е. $a_r \approx a_g + h$.

По-видимому, удачный компромисс между минимальным геометрическим a_g и физическим a_r достигается при плавном уменьшении толщины покрытия к концу острия вплоть до величины δ .

4. Следующий, а может быть и наиболее важный параметр оптической антенны – это ее энергетическая эффективность (или оптическая прозрачность)

$\theta = \frac{E_a}{E_d}$, где E_a – количество света, вышедшее из зонда и E_d – подведенное к

нему (то же относится к приемным антеннам).

Фактически в волноводном антенном устройстве, каким является оптический зонд на конце волокна происходят сложные электродинамические процессы, аналогичные процессам в антенно-фидерных каскадах СВЧ-устройств при размерах антенн $< \lambda$. Известно [25], что сопротивление излучению сверхнаправленных штыревых антенн растет (их эффективность убывает) пропорционально четвертой степени их длины. Эксперименты также указывают на то, что все наиболее важные с этой точки зрения процессы разыгрываются на самом кончике острия, где его диаметр становится меньше λ . Непринятие во внимание этого обстоятельства приводит к резкому снижению θ до величин $\sim 10^{-6}$. С этой точки зрения можно выделить 4 основных геометрии антенн – конические, гиперболические, параболические и парагиперболические.

Отсюда ясно, сколь высокие требования предъявляются к технологии изготовления оптических антенн.

3. ЛАЗЕРНАЯ ТЕХНОЛОГИЯ ФОРМИРОВАНИЯ ЗОНДОВ

Мы использовали лазерную технологию формирования нанозондов, которая в сущности представляет собой одну из разновидностей технологии механической вытяжки при нагревании.

По сравнению с другими способами нагрева лазерный нагрев позволяет обеспечить:

- большую локальность процесса (минимальный размер зоны нагрева),
- малую инерционность реверса температуры,
- высокую технологическую чистоту.

В основу использованной нами установки была положена “лазерно-механическая технология” формирования микрооптических элементов на торцах оптических волокон, разработанная ранее [26]. Наиболее общей схемой для вытяжки является вариант, где можно менять усилие и скорость вытяжки. Схема установки представлена на рис.1. Излучение от непрерывного СО₂-лазера ($\lambda = 10.6$ мкм), проходя ослабитель, фокусируется при помощи линзы, на поверхности кладинга волокна. Под действием излучения СО₂-лазера происходит нагрев участка волокна, ограниченного диаметром фокального пятна, до температуры размягчения кварца $\sim 1100^{\circ}\text{C}$ или выше. Одновременно

при достижении температуры размягчения начинается вытяжка волокна под действием растягивающей силы с последующим обрывом при достижении предела прочности. Использовались различные механические схемы вытяжки, отличающиеся как направлением приложения сил (вертикальное или горизонтальное), так и характером нагружения (статическая или динамическая нагрузка). При этом в месте обрыва на конце волокна образуется острие длиной ≈ 0.5 мм, имеющее заданную форму. Форма острия контролируется режимами нагревания (зависимость вязкости от температуры $\eta(T)$), вытяжки (при постоянной нагрузке или при постоянной скорости) и моментом обрыва.

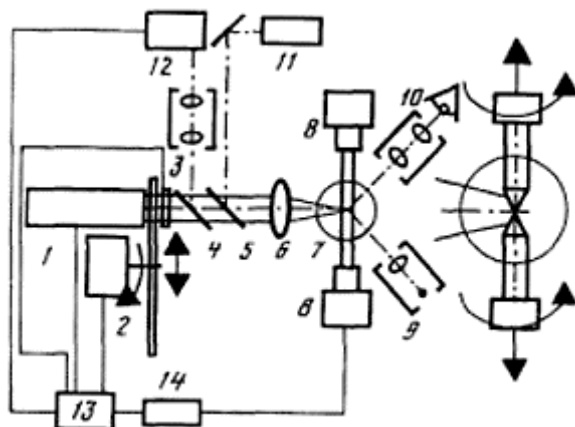


Рис.1. Схема установки для вытяжки микрооптических элементов:
1 – CO₂-лазер, 2 – аттенюатор, 3 – затвор, 4,5 – светоделительные
пластинки, 6 – объектив, 7 – обрабатываемый образец (оптоволокно),
8 – электродвигатели, 9 – осветитель, 10 – оптический микроскоп,
11 – He-Ne-лазер, 12 – пирометр, 13 – компьютер, 14 – контроллер.

Для визуализации оптического тракта CO₂-лазера используется He-Ne лазер ($\lambda = 630$ нм) и оптическая система.

Для контроля температуры в зоне воздействия использовался быстродействующий микропирометр со следующими параметрами:

- спектральная полоса приемника 5,7-8,7 мкм;
- температурный диапазон – 200-2000⁰С;
- размер регистрируемой зоны 0,5-5 мкм;
- быстродействие <0,1 с;
- точность измерения температуры ± 10 К.

Программа нагружения волокна задавалась через контроллер и содержала различные варианты приложения нагрузок.

Основными параметрами процесса являются температура T волокна, скорость остывания dT/dt , расположение временного периода нагружения t_l на кривой зависимости вязкости кварца η от температуры, изменяющейся во времени, усилие F и скорость V вытяжки, протяженность нагреваемого участка l_t и некоторые другие. Изменяя T , F , V , t_l , l_t можно добиться изменения длины и формы острия и диаметра апертуры в диапазоне:

- длина $l = 0.2-5.0$ мкм;
- радиус кривизны острия при вершине $r = 5-100$ нм;

– угол конусности $\gamma = 5-70^\circ$.

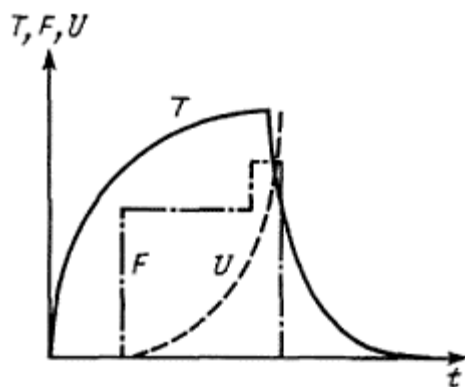


Рис.2. Характеристики процесса вытяжки оптоволоконного зонда: T – температура, F – сила нагружения, U – удлинение.

Характерные зависимости температуры, силы нагружения и удлинения волокна от времени для одного из режимов лазерной вытяжки приведены на рис.2. Типичные снимки нанозондов, полученные методом “лазерной” вытяжки, представлены на рис.3.

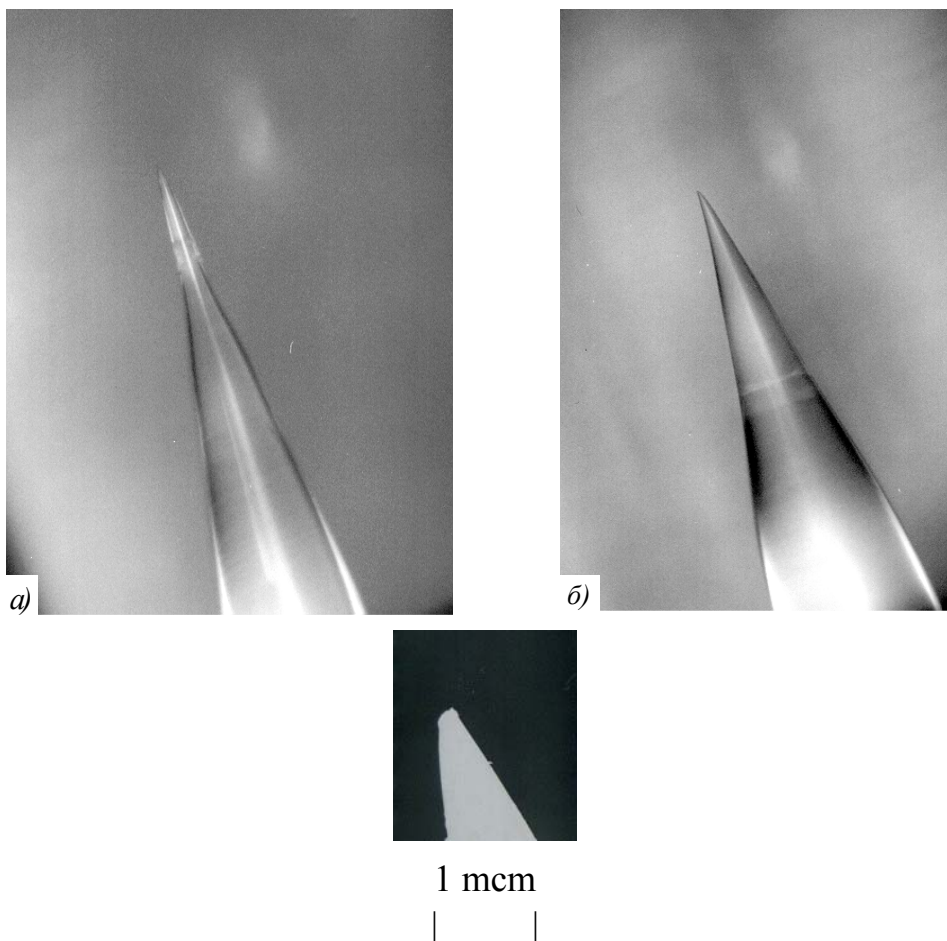


Рис.3. Снимки оптических нанозондов, изготовленных на установке лазерной вытяжки: а и б выполнены при помощи оптического микроскопа с увеличением $200\times$, в выполнен при помощи электронного микроскопа. Малые дефекты зондов на снимках б и в связаны с остаточными напряжениями волокна в мотке и пылью.

Существенные отличия при переходе к нанометровой области проявляются в роли малых факторов – малые остаточные напряжения в волокне при вытяжке из мотка могут привести к искривлению острия на последней стадии его вытяжки (рис.3, б) и т.п. Соответственно, жесткие требования предъявляются к механике и энергетике процесса:

- минимум биений Δr при вращении волокна $\Delta r \ll r$;
- стабильность температуры волокна, а значит и плотности мощности лазера;
- устранение других внешних факторов механической (внеосевые силы), химической (пыль, загрязнения волокна) или иной природы.

Наиболее перспективным нам представляется метод многоступенчатой программируемой вытяжки с обратными связями по температуре и удлинению, позволяющий управлять формой и практически всеми параметрами острия.

4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ БЛИЖНЕПОЛЬНЫХ ЗОНДОВ ПО ИХ ДАЛЬНЕПОЛЬНЫМ ОПТИЧЕСКИМ ХАРАКТЕРИСТИКАМ

Для контроля геометрических характеристик ОА наиболее часто используются световые и электронные микроскопы, а также наблюдение дифракционного изображения острий в дальней зоне. Светопропускание обычно измеряют на специальных установках в режимах ближнего и дальнего поля. Однако все экспериментальные методы определения характеристик оптических наноантенн являются весьма трудоемкими и по существу контрольными. Мы поставили задачу разработки расчетного метода реконструкции апертуры ближнепольных зондов.

В основе подхода к определению параметров ближнепольного зонда по характеристикам дальнего поля, вторичным источником которого он является, лежит принцип Бабине [27]. В нем доказана аналогия между малым ($r \ll \lambda$) рассеивающим препятствием на пути света (r вплоть до размеров молекулы – молекулярное рассеяние света) и малым ($r \ll \lambda$) отверстием, на котором происходит дифракция света. И в том, и в другом случае в дальней зоне, т.е. в уходящем излучении обнаруживаются вполне различимые следы взаимодействия света со сверхмалым объектом ($r \ll \lambda$), расположенным в ближней зоне, которые в принципе поддаются расшифровке.

Здесь имеется в виду то, что выходящее из зонда поле состоит не только из эванесцентных (затухающих) компонент, но и определенной доли незатухающих волн, которые можно зарегистрировать в дальней зоне. По угловому распределению интенсивности можно судить о параметрах вторичного источника, то есть размерах и форме выходного отверстия или оконечности зонда. Такого рода экспериментальные данные только для круглых выходных отверстий были впервые получены Обермюллером и Карраи [28]. Для интерпретации измеренных данных необходима строгая векторная математическая модель дифракционного рассеяния на сверхмалых препятствиях.

Известные из классической оптики модели, основанные на представлении рассеянного излучения через совокупность полей, излучаемых электрическими диполями, легли в основу современного метода так называемых множественных мультиполей – ММП [29]. С использованием этого метода можно рассчитать прохождение света внутри зонда, формирование поля у оконечности зонда и т.д. Для расчета распределения поля на любом расстоянии после зонда этот метод требует исключительно больших вычислительных затрат и не позволяет решить обратную задачу – по известному распределению поля в дальней зоне восстановить структуру ближнего поля или хотя бы оценить параметры вторичного источника света.

Для решения этой задачи можно предложить другой подход, а именно представить дифрагированное поле вблизи источника через суперпозицию векторных плоских волн с пространственными частотами ν , соответствующими как незатухающим компонентам излучения ($\nu \geq 1/\lambda$), так и эванесцентному полю ($\nu < 1/\lambda$). При этом предполагается, что состояние поляризации у каждой плоской волны одинаковое и соответствует поляризации излучения, вводимого в зонд [30]. Как известно из работ, посвященных ближнепольной оптике [29], такое описание поляризации согласуется с реальной ситуацией.

Предлагаемый подход дает возможность не только выделить незатухающие компоненты поля, но также использовать при расчетах достаточно простой, эффективный и легко обратимый аппарат преобразования Фурье и матрично-векторных операций. При прямых расчетах определяется угловое распределение комплексной амплитуды в дальней зоне и угловое распределение интенсивности с учетом поляризации, а с применением обратных процедур возможно определение начального распределения поля вблизи зонда.

Если размеры выходного отверстия зонда не менее половины длины волны, то полученное распределение однозначно связано с формой и размерами этого отверстия. Однако для аттестации зондов с параметрами, составляющими малые доли длины волны, необходима информация, содержащаяся в ближнепольных компонентах излучения. Эти компоненты не могут быть зарегистрированы, поэтому их довольно сложно учесть в решении обратной задачи.

Для восстановления формы и размеров отверстий, которые в пять, десять и более раз меньше длины волны, можно воспользоваться свойствами предлагаемой модели всего поля, в которой незатухающие и затухающие компоненты математически связаны между собой. Поэтому по параметрам измеренного дальнего поля можно в принципе восстановить и параметры большей части ближнепольных составляющих. Такого рода задачи известны как некорректные и требуют применения особых методов решения. Для восстановления нерегистрируемых участков выходного сигнала, являющегося преобразованием Фурье от начального распределения поля вблизи зонда, лучше всего использовать собственные функции преобразования Фурье –

функции, основанные на разложении по целым функциям, например функциям Бесселя.

В таком случае последовательность решения обратной задачи выглядит так: 1) расчет составляющих векторной комплексной амплитуды поля по измеренной интенсивности на основании матрично-векторных соотношений и априорных предположений о фазе, 2) доопределение участков составляющих поля за пределами области видимости, 3) формирование описания ближнего поля и вычисление параметров выходного отверстия зонда.

Второй этап является самым сложным и выполняется путем нескольких итераций для повышения устойчивости результата. Этот этап выполняется как решение задачи сверхразрешения. Доопределение преобразования Фурье производится через вычисление разложения видимой части по собственным функциям, причем, поскольку эти функции, как известно, сами могут быть разложены по полиномам Цернике и функциям Бесселя, целесообразно сразу вычислять разложение видимой части по ортогональным полиномам. После этого можно применить стандартные процедуры сверхразрешения, например, алгоритм Герхберга [31], которые численно реализуют аналитическое продолжение сигнала за пределы области видимости функциями Бесселя. Вычисление составляющих поля в ближней зоне производится путем применения обратного преобразования Фурье к доопределенным функциям.

Полученное распределение поля повторяет очертания выходного отверстия зонда с точностью примерно плюс-минус 0,02 длины волны. Чем меньше размеры отверстия, тем требуется большая детализация, которая, в свою очередь, требует большей вычислительной мощности. При размерности выборки преобразования Фурье 512×512 и размерах отверстия порядка 0,04 длины волны точность расчета ограничена величиной одного пикселя, который и соответствует примерно 0,02 длины волны. Для уменьшения этого предела нужно увеличить размерность до 1024×1024 . Увеличение размерности приводит к небольшим потерям времени, но к резкому увеличению требуемой оперативной памяти. В принципе задача аттестации ближнепольных зондов, если используется предлагаемая модель ближнего и дальнего полей, вполне доступна для персональных компьютеров типа Pentium при наличии оперативной памяти не менее 128 мегабайт.

Авторы благодарят И.К.Мешковского за предоставление разрывной машины, В.А.Чуйко за помощь в проведении экспериментов, М.Н.Либенсона, Е.Б.Яковлева, В.Ф.Пашина за полезные обсуждения, С.М.Сарнакова за помощь в оформлении статьи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970.
2. Вейко В.П. Лазерная обработка пленочных элементов. Л.: Машиностроение, 1986.
3. Harris J.L. // Journ. Opt. Soc. Am., 1964, V. 54, P. 931–936.
4. Pohl D.W. // Thin solid films, 1995, V. 264, P. 250–254.
5. Courjon D., Boiner C. // Rep. Prog. Phys., 1994, V. 57, P. 989-1028.
6. Sygne E.A. // Phil. Mag., 1928, V. 6, P. 356-363.

7. Ash E.A., Nicholls G. // *Nature*, 1972, V. 237, P. 510-512.
8. Heinzelman H., Pohl D.W. // *Appl. Phys. A.*, 1994, V. 59, P. 89-101.
9. Папаян Г.В., Воронин Ю.М., Щетнев Ю.Ф., Киченко Е.В. // *Оптический журнал*, 1997, Т.64, С. 81-84.
10. Pohl D.W., Fischer U.Ch., Durig U.T. // *J. Microscopy*, 1988, V.152, P.853-861.
11. Radmacher M., Hillner P.E., Hansman R. K. // *Rev. Sci. Instr.*, 1994, N 8, P.2737-2741.
12. Fischer U.Ch., Durig U.T., Pohl D.W. // *Appl. Phys. Lett.*, 1988, N 4, P. 249-253.
13. Fischer U.Ch., Durig U.T., Pohl D.W. // *Scanning Microscopy*, 1989, N 1, P.1-7.
14. Betzig E., Lewis A., Harootunian A., Isaacson M., Kratschmer E. // *Biophys. J.*, 1986, V. 49, P. 269-279.
15. Harootunian A., Betzig E., Isaacson, Lewis A. // *Appl. Phys. Lett.*, 1986, V. 49, P.674-676.
16. Betzig E., Isaacson M., Lewis A. // *Appl. Phys. Lett.*, 1986, N. 25, P. 2088-2090.
17. Betzig E., Trautman J.K., Harris T.D. et al. // *Science*, 1991, N. 251, P. 1468-1470.
18. Betzig E., Finn P.L., Weiner J.S. // *Appl. Phys. Lett.*, 1992, N. 20, P. 2484-2486.
19. Reddick R.C., Warmack R.J., Chilcott D.W. et al. // *Rev. Sci. Instrum.*, 1990, N. 12, P. 3669-3677.
20. Salomon L.D., Fornel F., Goudonet J. P. // *Opt. Soc. Am.*, 1991, N. 12, P. 2009-2015.
21. Папаян Г. В., Воронин Ю.М., Щетнев Ю. Ф. et al. // *J. Opt. Techn.*, 1993, N. 6, P. 8-11.
22. Pagnia H., Rodojewski J. T., Sotnik N. // *Optik*, 1990, N. 3, P. 87-90.
23. Moechman H.M., Griffith J.E., Filas R.W. // *Rev. Sci. Instr.*, 1994, N. 8, P. 2538-2540.
24. Pohl D.W., Rohner F, J. // *Appl. Phys.*, 1986, V. 59, P. 3318-3327.
25. Вайнштейн А.А. Теория электромагнитного поля. М.: Наука, 1960.
26. V.P.Veiko, V.A.Chuiko, M.P.Tokarev // *Proceedings SPIE*, 1995, V. 2383, P.224-233.
27. O'Keefe // *Journ. Opt. Soc. Am.*, 1956, V. 46, P. 359.
28. Obermüller Chr., Karrai Kh. // *Appl. Phys. Lett.*, 1995, V. 67, N. 23, P. 3408-3410.
29. Novotny L., Pohl D.W., Regli P. // *Journ. Opt. Soc. Am. A*, 1994, V. 11, P. 1768-1779.
30. Вознесенский Н.Б., Родионов С.А., Домненко В.М., Иванова Т.И. // *Оптический журнал*, 1997, Т. 64, С. 48-52.
31. Бейтс Р., Мак-Доннел М.. Восстановление и реконструкция изображений, М.: Мир, 1989.