

ОПРЕДЕЛЕНИЕ АППАРАТНОЙ ФУНКЦИИ ОПТОВОЛОКОННЫХ БРОМ-ЗОНДОВ ПО ИЗМЕРЕННЫМ УГЛОВЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЯМ ИНТЕНСИВНОСТИ СВЕТА В ДАЛЬНОЙ ЗОНЕ

Н.Б. Вознесенский, В.П. Вейко, Т.В. Иванова

На основе векторной теории дифракции рассматривается взаимосвязь ближнепольных и дальнепольных распределений светового излучения, выходящего из апертуры оптоволоконных зондов для ближнепольной растровой оптической микроскопии – БРОМ-зондов. Рассмотрены теоретические и практические результаты определения параметров субволновой апертуры БРОМ-зондов по измеряемым характеристикам дальнего поля. Предложен алгоритм, позволяющий определить ближнепольную аппаратную функцию зонда.

Из теории дифракции [1] следует, что распределения электромагнитного поля в ближней и дальней зоне дифракции взаимосвязаны, что позволяет решать обратные задачи дифракции и оптического сверхразрешения при наличии соответствующих априорных данных.

Необходимость решения обратных задач такого рода возникла в ближнепольной оптике в связи с трудностями точного исследования субволновой апертуры на оконечности БРОМ зондов, изготовленных на основе оптических волокон. Эту апертуру нельзя различить в обычный оптический микроскоп, а другие методы микроскопии высокого разрешения (электронная сканирующая микроскопия – SEM, атомно-силовая микроскопия – SFM и др.) не могут дать однозначной информации об апертуре вследствие неоптической природы процессов наблюдения. Одним из методов, обеспечивающих получение необходимой информации, является метод исследования БРОМ зондов по характеристикам дальнего светового поля [2-3].

Взаимосвязь ближнего и дальнего полей можно установить на основе описания распространения и дифракции светового поля на субволновых структурах через распространение неоднородного скалярного потенциала f_e , определенного с учетом поляризации излучения [4-6]. Распределение амплитуды дальнего поля выражается наиболее строго через пространственно-частотный спектр указанного потенциала \tilde{f}_e , который может быть выражен также и в угловом измерении. Описание взаимосвязи сформированного в плоскости апертуры зонда распределения поля с дальнепольной интенсивностью не зависит от параметров объекта, на котором произошла дифракция. Это обстоятельство используется в данной работе для реконструкции распределения интенсивности ближнего поля в плоскости апертуры зонда по интенсивности поля в дальней зоне.

Для простоты представим, что апертура зонда – это отверстие в тонком металлическом экране. В плоскости тонкого экрана с его тыльной стороны формируется рассеянное поле, источником которого является, во-первых, падающее на экран с фронтальной стороны излучение, а, во-вторых, наводимые токи, которые, в свою очередь, также создают переменное электромагнитное поле. В результате в среде в непосредственной близости к экрану возникает электромагнитное поле с пространственной структурой мельче длины волны падающего света. Это поле образует основную часть так называемого ближнего поля, состоящего из неоднородных плоских волн, которые быстро затухают в перпендикулярном к экрану направлении [1]. Однако, вдоль поверхности экрана волны ближнего поля распространяются достаточно далеко от отверстия (теоретически – в бесконечность) и закон сохранения энергии сказывается в плавном, но чрезвычайно медленном затухании этих волн.

Энергия дальнего поля распространяется, соответственно, в дальнюю зону дифракции и регистрируется приемником. Из сравнения различных экспериментальных данных с моделируемыми распределениями можно заключить, что увеличение проводимости, а также увеличение толщины экрана приводит к более равномерным дальнепольным распределениям интенсивности по угловым координатам. При ограничении проводимости или уменьшении толщины экрана становится доминирующей волна, распространяющаяся нормально от экрана, и очень быстро уменьшается доля излучения в других направлениях. Моделируемое угловое распределение интенсивности имеет максимум в центре при гауссовском законе распределения, не достигающем нулевого значения в пределах телесного угла $\pm 90^\circ$.

На рис. 1 – 3 показаны модельные дальнепольное и ближнепольное распределения интенсивности света при дифракции на апертуре диаметром 140 нм с учетом того, что экран имеет конечную проводимость [7]. Направление линейной поляризации падающего поля подразумевается таким, что электрический вектор на рис. 2 направлен вертикально.

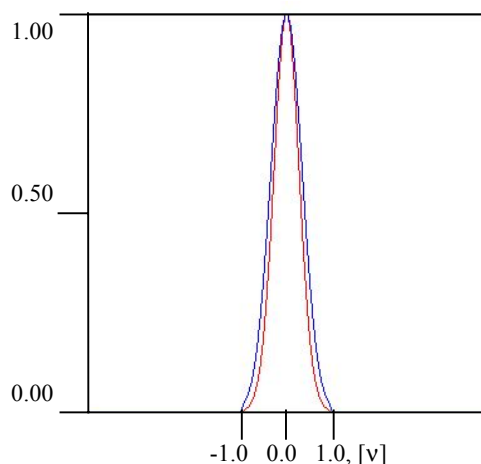


Рис. 1. Поперечные сечения дальнепольного распределения для апертуры 140 нм

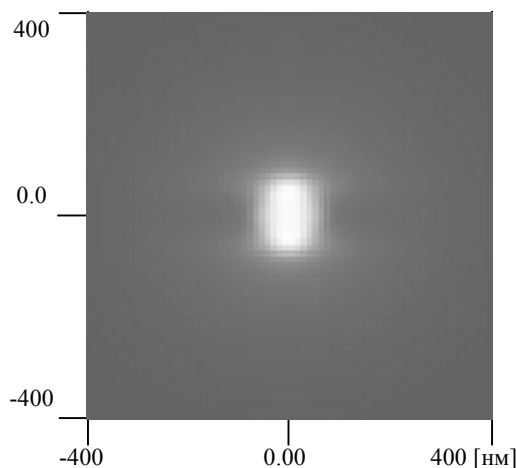


Рис. 2. Полутоновая картина ближнего поля апертуры 140 нм

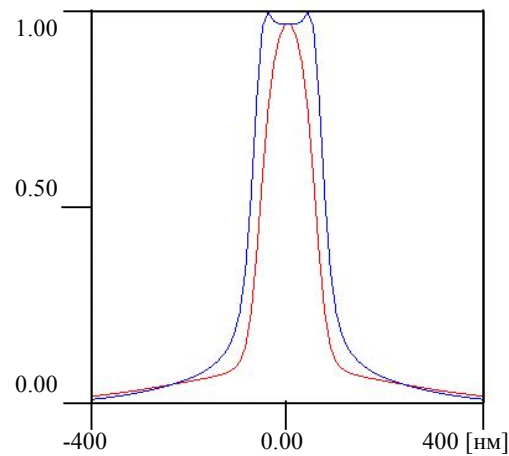


Рис. 3. Поперечные сечения ближнего поля апертуры 140 нм

Учет конечной проводимости экрана приводит к отличиям в характере дальнеполюных распределений от идеализированных картин, известных из классического курса векторной дифракции света, которые показывают бесконечно большое рассеяние дифрагирующего поля в направлении поляризации [1].

Задачи реконструкции размеров и формы субволновых объектов по дальнему полю характерны тем, что для их однозначного решения необходимо располагать априорными данными. В нашем случае такими данными являются: субволновый размер отверстия, простая форма отверстия (круг или эллипс), весьма малые изменения фазы волн, выходящих из зонда, и знание направления поляризации излучения.

Решение задачи реконструкции основано на аналитическом продолжении неизвестных (нерадиационных) участков фурье-спектра скалярного потенциала \tilde{f}_{e0} поля, прошедшего через отверстие, с целью доопределения параметров ближнеполюных компонент – неоднородных плоских волн. Аналитически продолженный фурье-спектр скалярного потенциала \tilde{f}_{e0} несет информацию о контурах отверстия, размеры которого составляют доли длины волны.

В качестве базисных функций для аналитического продолжения спектра использованы двумерные функции отсчетов в виде [8-10]:

$$\tilde{f}_{re}(v_x, v_y) = \sum_i \sum_j f_{ij} \operatorname{sinc}\left(\frac{v_x - i}{\Delta v_x}, \frac{v_y - j}{\Delta v_y}\right),$$

где \tilde{f}_{re} – реконструируемый спектр, f_{ij} – коэффициенты разложения спектра в ряд по функциям отсчетов $\operatorname{sinc}\left(\frac{v_x - i}{\Delta v_x}, \frac{v_y - j}{\Delta v_y}\right)$, Δv_x и Δv_y – параметры, значения которых подбираются с целью достижения наилучшего приближения.

Важной задачей при построении алгоритма вычисления коэффициентов f_{ij} является формирование критерия аналитического продолжения. Обычно в задачах сверхразрешения такой критерий определяется в пространстве предметов по пороговому значению интенсивности второстепенных деталей, которыми можно пренебречь. В данном случае критерий определяется в пространстве фурье-спектра в следующем виде:

$$\frac{\left(\iint_{\Omega} |\tilde{f}_{rem} - \tilde{f}_{e0}|^2 dv_x dv_y \right)}{\iint_{\Omega} |\tilde{f}_{e0}|^2 dv_x dv_y} \leq \varepsilon_s,$$

где \mathcal{E}_s – выбранное пороговое значение, \tilde{f}_{rem} – радиационная часть m -той итерации аналитически продолженного фурье-спектра скалярного потенциала дифрагированного поля, \tilde{f}_{e0} – измеренный спектр, Ω - область интегрирования. Как показали компьютерные исследования, такой критерий работает достаточно устойчиво при наличии гауссова шума со среднеквадратическим отклонением 10% от максимума интенсивности дальнего поля.

Для получения информации о дальнем поле достаточно зарегистрировать угловое распределение интенсивности, поскольку при дифракции на субволновых апертурах изменение фазы в пределах угла охвата $\pm 90^\circ$ пренебрежимо мало. Основной трудностью регистрации дальнепольного излучения является его весьма малая яркость, что ранее считалось непреодолимой проблемой. Однако современные оптоволоконные БРОМ зонды обладают световой эффективностью не менее 10^{-4} , при этом мощность на выходе зонда достигает нескольких милливатт, что позволяет применять стандартные ПЗС-приемники для научных исследований [12]. В частности могут быть использованы ПЗС- матрицы с отношением сигнал/шум от 56 до 62 дБ и чувствительностью порядка 1 лк для длины волны 632.8 нм.

Для регистрации распределения по угловой координате может применяться либо угловое сканирование фотопремником с диафрагмой, либо схема для одновременной регистрации всего поля в телесном угле до 180° . В данной работе использованы результаты измерений, полученные с применением сферического зеркала.

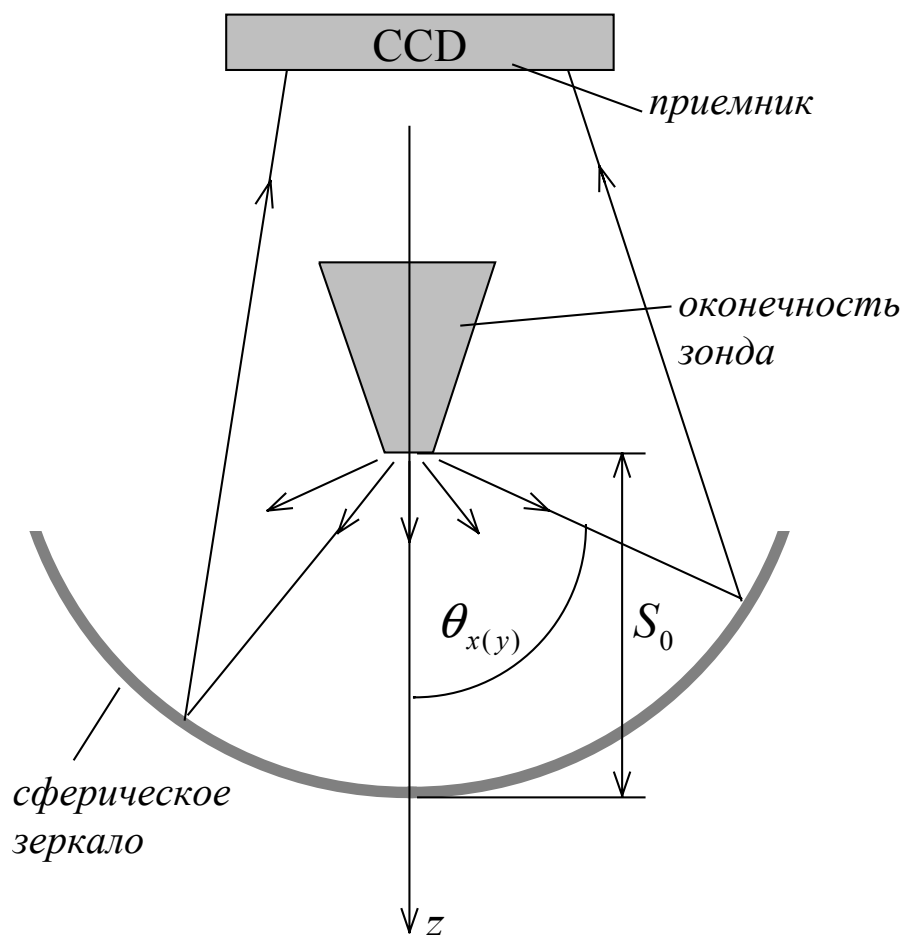


Рис. 4. Схема регистрации дальнепольного распределения интенсивности с углом охвата не менее $\pm 87^\circ$.

На рис. 4 показана схема взаимного расположения составных частей измерительной установки, обеспечивающей одновременно угол охвата не менее $\pm 87^\circ$. На плоскость ПЗС-приемника (на схеме обозначен как CCD) “проектируется” картина углового распределения

яркости излучения, выходящего из зонда. Следует отметить, что при описании связи линейного распределения освещенности площадки ПЗС и углового распределения яркости излучения зонда в предложенной схеме следует учитывать сферическую абберацию зеркала.

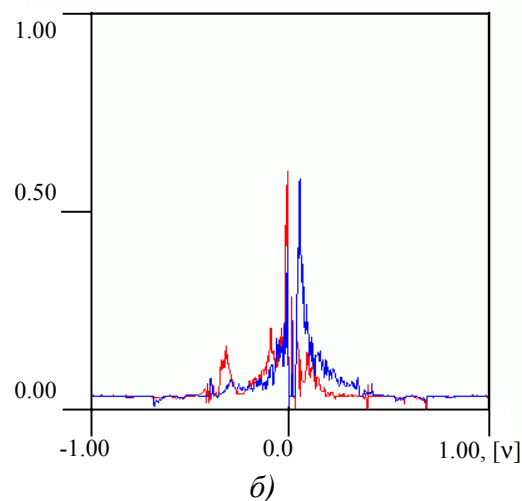
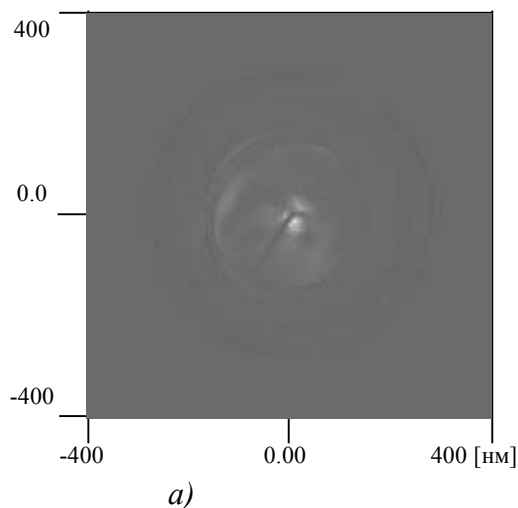
Такая схема, несмотря на кажущуюся простоту, требует дополнительной процедуры замены диафрагм вблизи ПЗС-приемника (на рис. 4 не показаны) из-за того, что направляющие косинусы лучей (плоских волн), отраженных от зеркала, нелинейно связаны с соответствующими направляющими косинусами плоских волн, выходящих из зонда и попадающих на зеркало. Поэтому “поле” измерения должно быть разделено на зоны, в пределах которых отсутствует неоднозначность при идентификации угловых координат на ПЗС-приемнике.

На рис. 5(а-з) и 6(а-з) проиллюстрированы этапы обработки измеренных дальнепольных распределений для БРОМ зондов, изготовленных в Государственном Оптическом Институте. Измерения производились для длины волны излучения 632.8 нм. Измеренные интенсивности дальнего поля в пределах угла охвата $\pm 87^\circ$ показаны, соответственно, на рис. 5(а,б) и 6(а,б) (масштаб по осям слева и по горизонтальной оси справа: $1 = 100^\circ$), интенсивности после сглаживания шума и приведенные к фурье-выборке

– на рис. 5(в-г) и 6(в-г) (масштаб по осям слева и по горизонтальной оси справа: $1 = \frac{1}{\lambda}$), аналитически продолженные спектры – на рис. 5(д-е) и 6(д-е), реконструированные интенсивности ближнего поля – на рис. 5(ж-з) и 6(ж-з) (по осям слева и по горизонтальной оси справа отложены нанометры).

На рис. 5(ж-з) и 6(ж-з) дан вид аппаратной функции зонда, которую невозможно определить неоптическими методами, что исключает возможность применения альтернативных методов зондовой микроскопии, кроме того, который рассмотрен в данной работе.

Зонд No. 3.



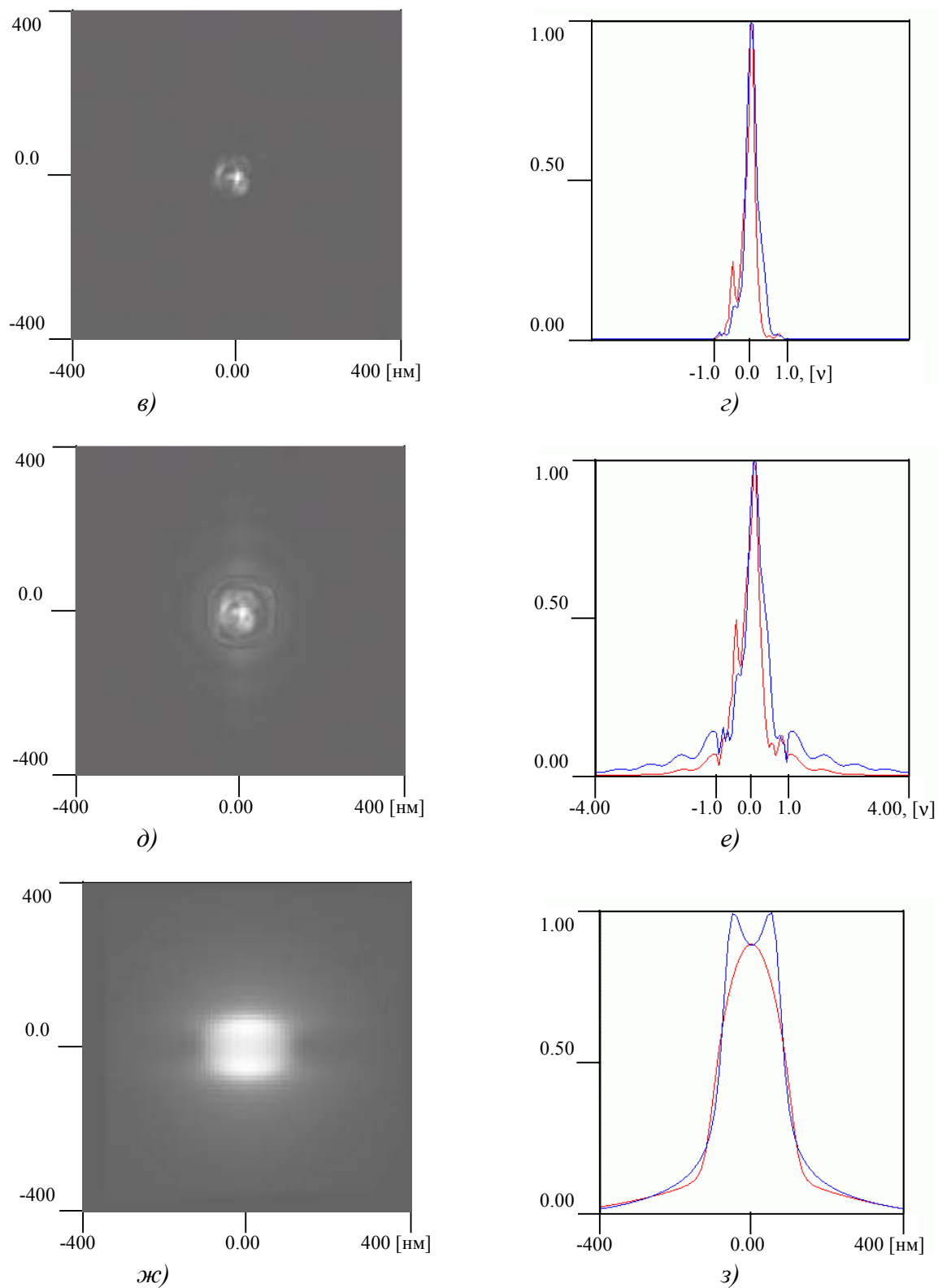
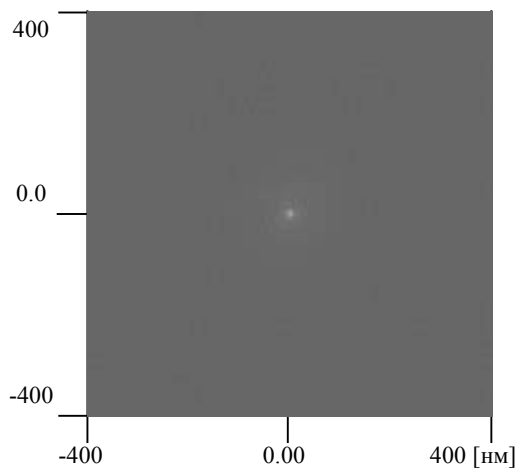
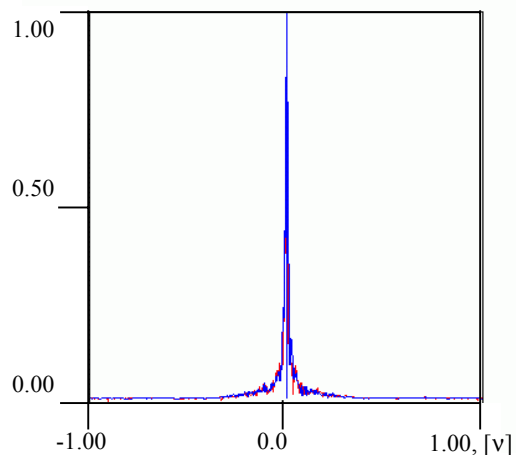


Рис. 5 (а-з). Этапы обработки результатов дальнеполюсных измерений для зонда с апертурой 150 нм

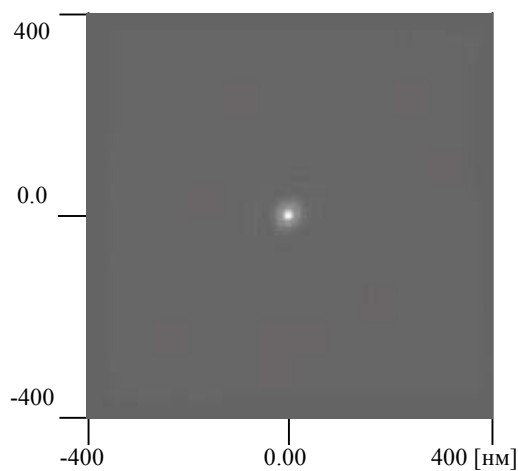
Зонд No. 5.



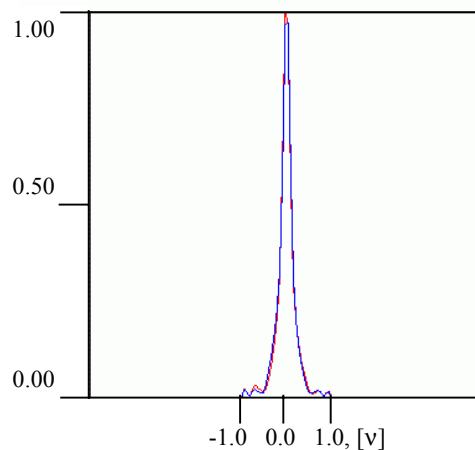
a)



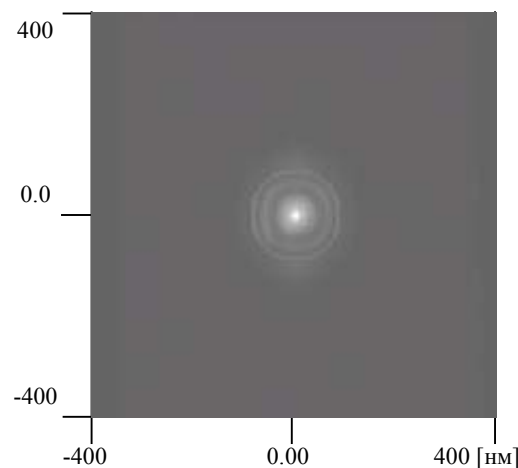
б)



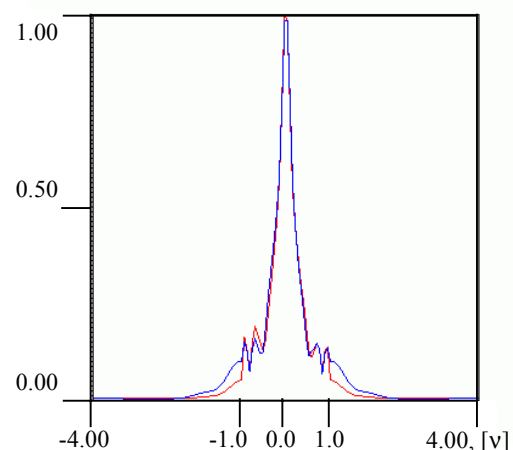
в)



г)



д)



е)

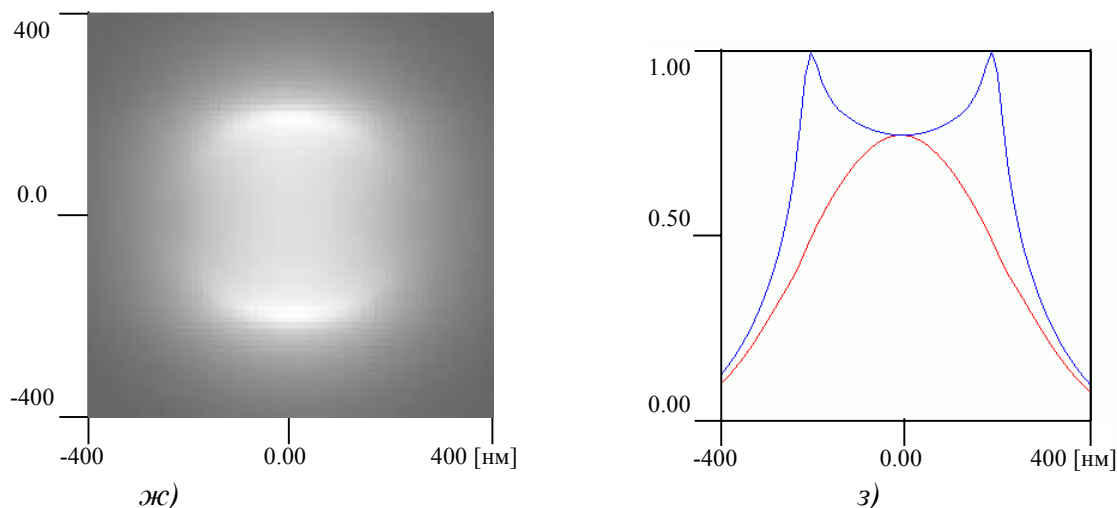


Рис. 6(а-з). Этапы обработки результатов дальнеполюсных измерений для зонда с апертурой 380 нм

Дополнительная проверка вышеприведенных результатов реконструкции ближнего поля БРОМ зондов проводилась непосредственно на туннельном растровом оптическом микроскопе (ТРОМ) в ВНЦ “ГОИ им. С.И.Вавилова”. В отличие от БРОМ, такой микроскоп работает в режиме сбора фотонов, то есть зонд не излучает, а воспринимает свет, отраженный от образца. Несмотря на это, эксперименты с ТРОМ позволили реально оценить порядок апертуры зонда и подтвердить разрешение 150 нм и 380 нм, соответствующее параметрам поля на рис. 5(ж,з) и 6(ж,з).

Данный метод, несмотря на полученные положительные результаты, имеет свои теоретические и практические ограничения, связанные, прежде всего, с многовариантностью аналитического продолжения фурье-спектра скалярного потенциала \tilde{f}_{e0} и возможностями дискретизации.

Для адекватного моделирования необходимо использовать фурье-выборку объемом не менее 1024×1024 . В таком случае интервалы дискретизации в пространственной и частотной областях могут быть сделаны малыми, и при этом в частотной области их будет достаточно много для полноты описания ближнеполюсных и эванесцентных компонент. Однако, этого может оказаться недостаточно, поскольку при доопределении эванесцентных компонент фурье-спектров требуется еще и достаточно малый шаг квантования по уровню крайне слабых сигналов, что может потребовать еще большего объема выборки. Для этого необходимо использовать мощные компьютеры с параллельными процессорами.

Следствием указанных вычислительных ограничений является, в частности, наличие в реализованной методике нижнего предела для диаметра апертуры $2a_{\min}$ порядка 100 нм или 0.15λ . Погрешность определения поперечных размеров эффективного ближнеполюсного распределения в плоскости апертуры определяется величиной порядка $\pm 0.6a_{\min}$ или $\pm 0.05\lambda$.

В настоящее время нанозонды, изготавливаемые в ГОИ, успешно проверяются по предложенной методике на макете установки по схеме из рис.4. Эти зонды обеспечивают качественную работу туннельного растрового оптического микроскопа ГОИ: ТРОМ-1. Предлагаемая методика проверки нанозондов обладает следующими преимуществами:

- отсутствием механических контактов зонда с измерительными устройствами, что крайне важно из-за весьма малого диаметра острия (примерно 150 нанометров),
- оптическому принципу получения информации, что необходимо для адекватной оценки зонда как сканирующего инструмента, обеспечивающего заданное разрешение микроскопа,

- высокой производительности метода, поскольку все измерения и обработка их результатов могут быть выполнены в течение нескольких минут.

На рис. 7-9 приведены изображения, полученные на ТРОМ-1 при помощи одного из проконтролированных зондов. Разрешение приведенных картин по горизонтали составляет 150 нанометров, по вертикали - от 10 до 100 нанометров, что обеспечивается геометрией самого острия и работой обратной связи.

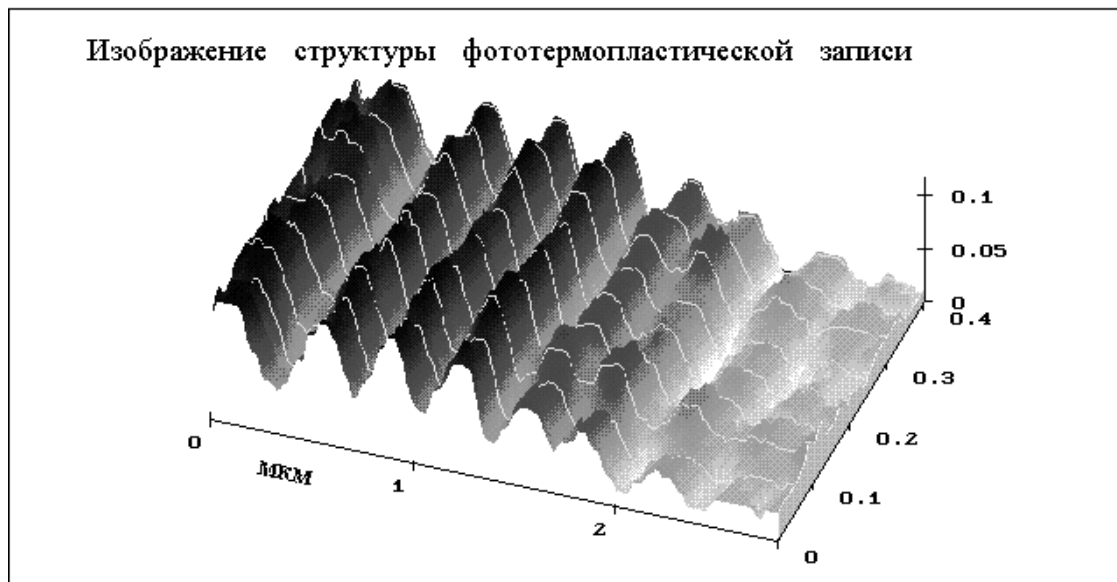


Рис. 7.

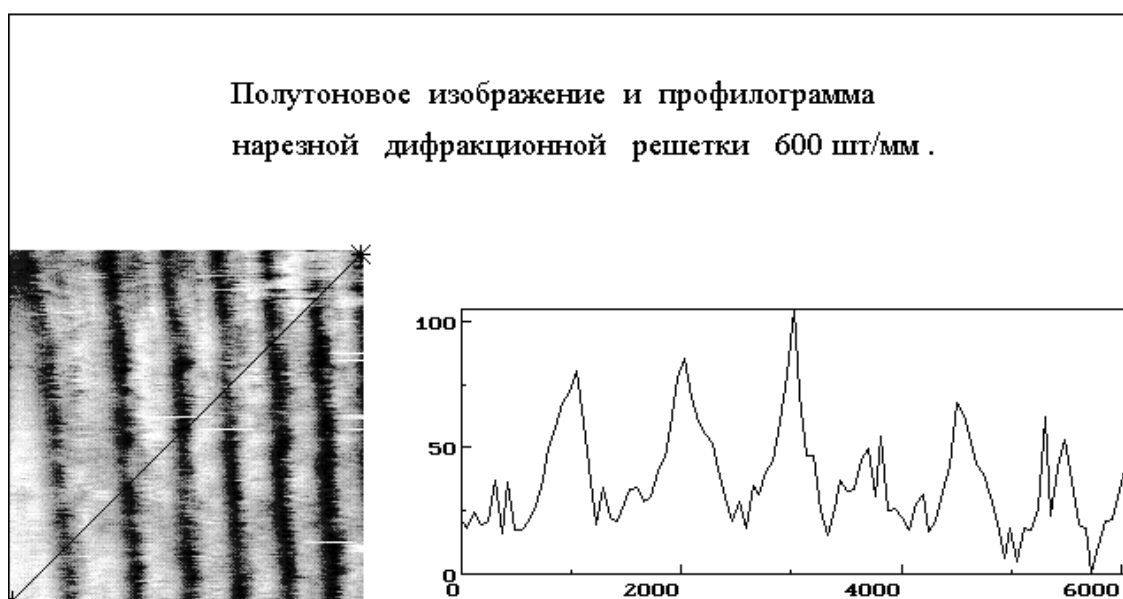


Рис. 8.

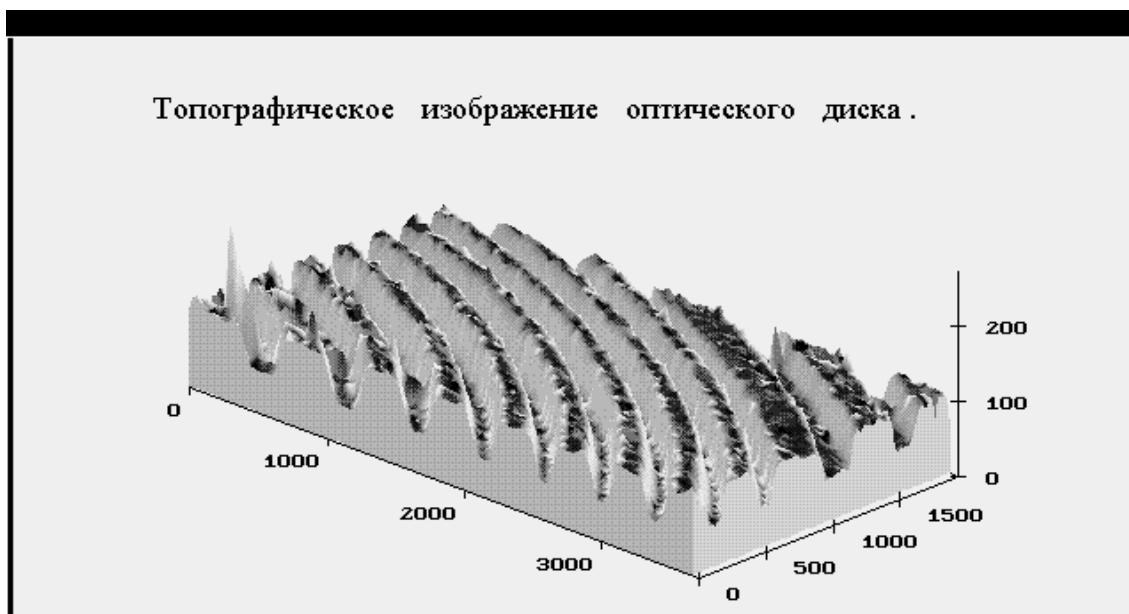


Рис. 9.

В заключение следует отметить, что в процессе выполнения данной работы, во-первых, предложена и экспериментально подтверждена концепция дифракции света на основе векторного описания электромагнитного гармонического во времени поля в неоднородном пространстве с использованием математического аппарата теории линейных систем и, во-вторых, получено практическое решение важной и достаточно сложной задачи реконструкции параметров субволновых БРОМ зондов с оценками размеров апертуры и ближнепольного распределения интенсивности по измеренному угловому распределению интенсивности в дальнем поле.

Литература:

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. – М.: Наука, 1970. – С. 856.
2. Вейко В.П., Вознесенский Н.Б., Воронин Ю.М., Родионов С.А., Смирнов И., Калачев А. Лазерная нанотехнология формирования оптических антенн для ближнепольных микроскопов и исследование их характеристик // Известия РАН. – Серия физическая. – 1999. – т. 63. – С. 1954-1963.
3. Veiko V.P., Voronin J. M., Voznessenski N.B., Rodionov S.A., Smirnov I.B., Kalachev A.I. Optical nanoprobe for scanning near-field optical microscopy: functions, requirements, fabrication, and theoretical reconstruction from far-field investigation // Proc. SPIE. – 1999. – Vol. 3688. – P. 406-414.
4. Вознесенский Н.Б., Иванова Т.В., Виноградова Г. Н. Математическое моделирование распределения светового поля вблизи фокуса высокоапертурной оптической системы // Оптический журнал. – 1998. – Т. 65. – № 10. – С. 43-44.
5. Вознесенский Н.Б., Родионов С.А., Домненко В.М., Иванова Т.В. Векторная модель дифракции в оптических системах // Тезисы международной конференции "Прикладная оптика-96". – С.-Петербург. – 1996.
6. Вознесенский Н.Б., Родионов С.А., Домненко В.М., Иванова Т.В. Математическая модель дифракции в оптических системах с высокими числовыми апертурами // Оптический журнал. – 1997. – т. 64. – № 3. – С. 48-52.
7. Вознесенский Н.Б., Иванова Т.В. Строгое решение задачи дифракции на отверстии субдлинноволнового размера // Сборник материалов всероссийского совещания "Зондовая микроскопия-2000". – Нижний Новгород. – 28 февраля-2 марта 2000 г. – С. 326-331.

Н.Б. Вознесенский, В.П. Вейко, Т.В. Иванова Определение аппаратной функции оптоволоконных 11
бром-зондов по измеренным угловым распределениям интенсивности света в дальней зоне.

8. *Вейко В.П., Вознесенский Н.Б., Гусев А.Е., Иванова Т.В., Родионов С.А.* Возможность определения параметров вторичных источников света, меньших длины волны, по характеристикам дальнего поля // *Оптический журнал.* – Т. 65. – № 10. – 1998. – С. 49-53.
9. *Veiko V.P., Voznessenski N.B., Domnenko V.M., Ivanova T.V., Rodionov S.A., Goussev A.E.* New approach to analysis of subwavelength sized secondary light sources // *Proc. SPIE.* – Vol. 3467. – 1998. – P. 313-321.
10. *Veiko V.P., Voznessenski N.B., Domnenko V.M., Ivanova T.V., Rodionov S.A., Goussev A.E.* New approach to optical measurements of small objects with superresolution // *Proc. SPIE.* – Vol. 3736. – 1999. – P. 341-350.
11. *Воронин Ю.М., Вознесенский Н.Б.* Роль фуллереноподобных образований в определении разрешающей способности сканирующего электронного микроскопа // *Оптический журнал.* – 1998. – Т. 65. – № 1. – С. 94-96.
12. *Edmund Scientific's Optics and Optical Instruments // Catalog 2000.*