

## **Лазерное формирование зондов для ближнепольных оптических микроскопов.**

В.П.Вейко, Н.Б.Вознесенский, С.А. Родионов, Ю.М.Воронин\*, Т.В.Иванова, И.Б.Смирнов,  
А.И.Калачев, Д.В.Иваницкий

В работе рассмотрены оптические зонды, применяемые в настоящее время для ближнепольной сканирующей оптической микроскопии и изготавливаемые на основе оптических волокон, также обосновываются требования к ним и предлагается технология их производства на основе вытяжки с лазерным нагревом. Рассмотрены принципы исследования параметров зондов с апертурами в нанометровой шкале размеров по их дальнепольным оптическим характеристикам с использованием математических методов сверхразрешения.

### **1. ВВЕДЕНИЕ**

Важнейшим элементом ближнепольных микроскопов является оптический зонд (ОЗ), параметры которого не только определяют в конечном итоге разрешающую способность микроскопа, но также и надежность его работы. В настоящее время в мире активно формируется целая отрасль производства оптических зондов для ближнепольной оптики с размерами апертур исчисляемыми десятками нанометров. При этом разработка стабильной технологии и эффективного контроля ОЗ является весьма актуальной задачей.

### **2. ОПТИЧЕСКИЕ ЗОНДЫ И ТРЕБОВАНИЯ К НИМ.**

В настоящее время существует большое разнообразие оптических зондов, что нашло отражение, в частности, в работах [1-13]. Независимо от типа БРОМ, зонд работает как передающая или приемная оптическая антенна. Пространственное разрешение и контраст изображения в БРОМ 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, оптический зонд должен удовлетворять следующим конструктивным признакам:

1. Размер апертуры – 10-100 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 зондов он должен быть покрыт хорошо отражающей пленкой для предотвращения рассеяния света с боковых поверхностей зонда.

Так как физические размеры апертуры  $a_t$  определяются суммой ее геометрического размера  $a_g$  и толщиной излучающего слоя покрытия  $\delta$  (глубина проникновения света), то необходимо обеспечить высокую проводимость покрытия для снижения  $\delta = \frac{1}{\alpha}$  ( $\alpha$  – коэффициент экстинкции)

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). С этой точки зрения можно выделить 4 основных геометрии зондов – конические, гиперболические, параболические и пара–гиперболические.

### 3. ЛАЗЕРНАЯ ТЕХНОЛОГИЯ ФОРМИРОВАНИЯ ЗОНДОВ

Мы использовали лазерную технологию формирования зондов, 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.

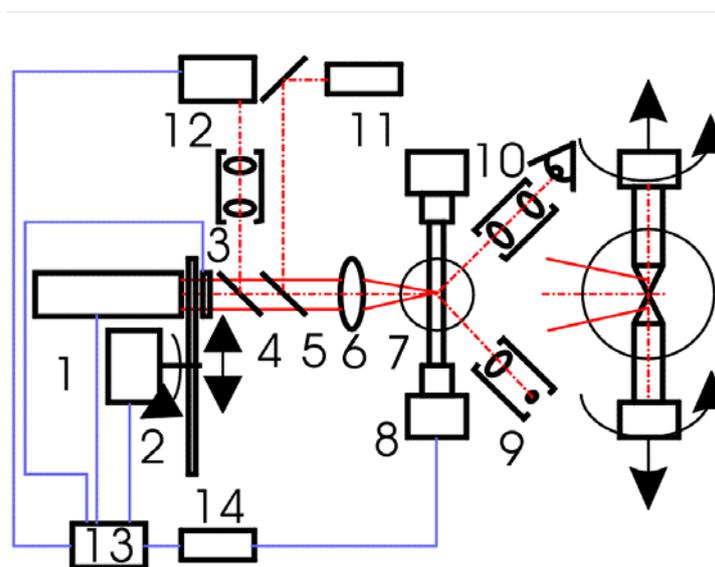


Рис.1 Схема установки для лазерной вытяжки: 1- CO<sub>2</sub>-лазер, 2-ослабитель, 3-затвор, 4-5 - светоделительные пластинки, 6-объектив, 7-обрабатываемый образец (оптическое волокно), 8-электромотор, 9-осветитель, 10-оптический микроскоп, 11-He-Ne лазер, 12-зеркало, 13-пирометер, 14-компьютер, 15-контроллер.

В основу использованной нами установки была положена “лазерно–механическая технология” формирования микрооптических элементов на торцах оптических волокон, разработанная ранее [14]. Наиболее общей схемой для вытяжки является вариант, где можно менять усилие и скорость вытяжки. Схема установки представлена на рис.1. Излучение от непрерывного CO<sub>2</sub>-лазера ( $\lambda = 10.6$  мкм), проходя ослабитель, фокусируется при помощи линзы, на поверхности клядинга волокна. Под действием излучения CO<sub>2</sub>-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. При этом в месте обрыва на конце волокна образуется острие длиной  $\approx 0.5$  мм, имеющее заданную форму. Форма острия контролируется режимами нагревания  $[\eta(T)]$  вытяжки (при постоянной нагрузке или при постоянной скорости) и моментом обрыва. Для визуализации оптического тракта  $\text{CO}_2$ -лазера используется He-Ne лазер ( $\lambda = 630$  нм) и оптическая система. Для контроля температуры в зоне воздействия использовался быстродействующий микропирометр. Программа нагружения волокна задавалась через контроллер РС и содержала различные варианты приложения нагрузок.

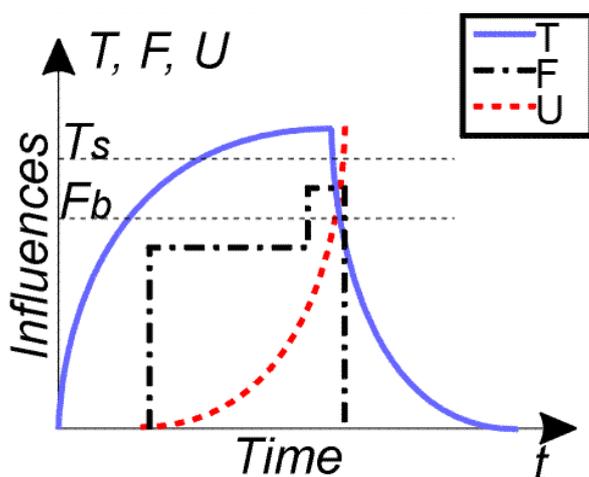
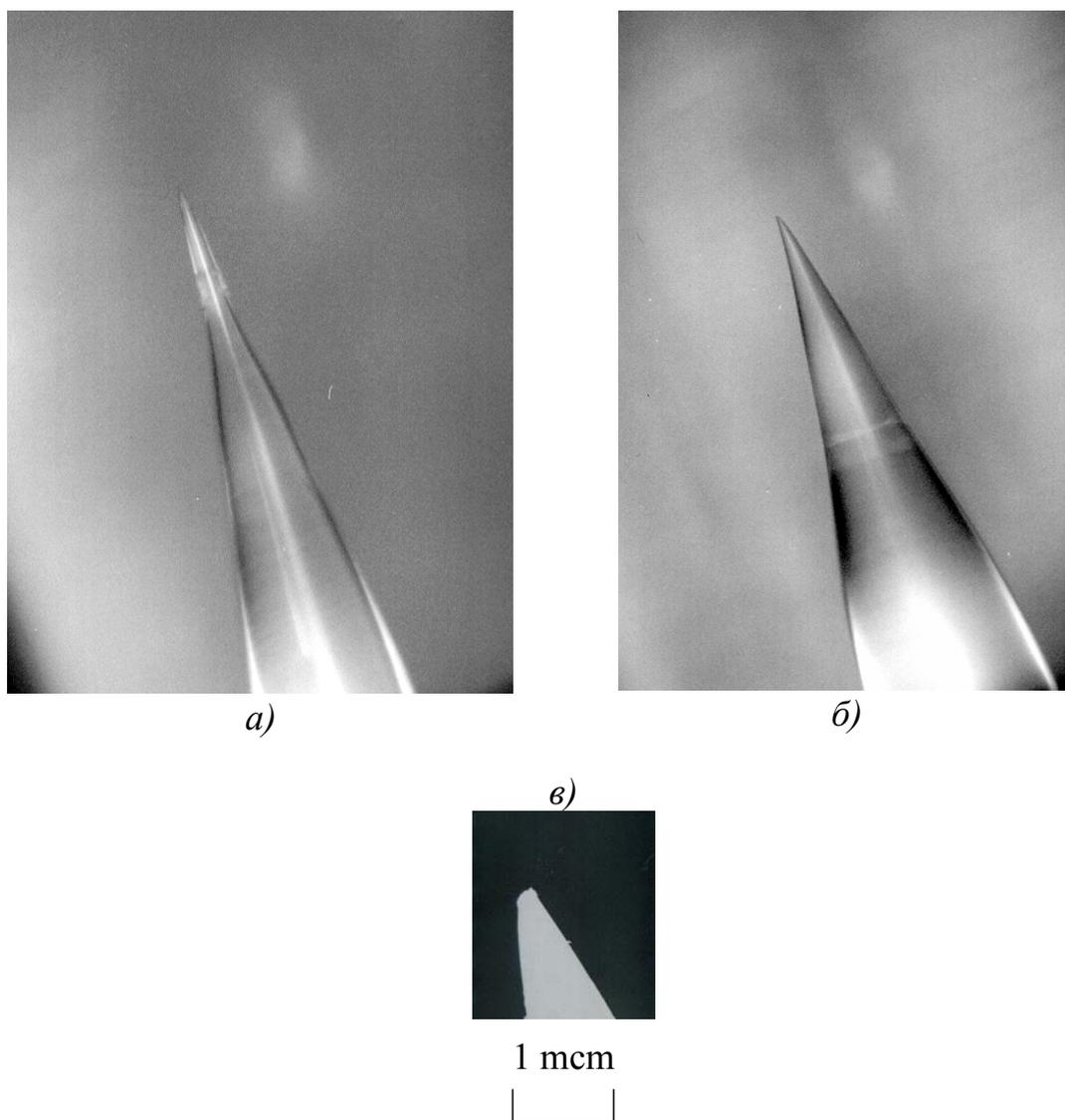


Рис.2. Кривые зависимостей режимов вытяжки:  $T$  — температура,  $F$  — прикладываемое усилие,  $U$  — удлинение.

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

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



*Рис.3 Фотографии оконечностей оптоволоконных зондов: а) и б) сделаны при помощи оптического микроскопа с увеличением  $200\times$ , в) сделана при помощи сканирующего электронного микроскопа.*

#### **4. КОНТРОЛЬ ОЗ НА ОСНОВЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ЕГО АПЕРТУРЫ ПО ХАРАКТЕРИСТИКАМ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ДАЛЬНОЙ ЗОНЕ**

Для контроля геометрических характеристик ОЗ как правило используется сканирующий электронный микроскоп, позволяющий получить изображение кончика острия в нанометровой шкале размеров. Кроме того, часто используют обычный оптический микроскоп для наблюдения 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 зондов 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 [15]. В нем доказана аналогия между малым ( $r \ll \lambda$ ) рассеивающим препятствием на пути света и малым 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, расположенным в ближней зоне, которые в принципе поддаются расшифровке.

По угловому распределению интенсивности можно судить о параметрах вторичного источника, то есть размерах и общем характере формы выходного отверстия в оконечности зонда. Такого рода экспериментальные данные для круглых выходных отверстий были впервые получены Обермюллером и Карраи [16].

Для интерпретации измеренных световых распределений необходима теория и соответствующий математический аппарат адекватного расчета прохождения света через нанометровую структуру с произвольно заданной геометрией. Известные из классической оптики частные решения такой задачи недостаточны. Поэтому интерес исследователей вызвали два подхода: метод конечных разностей (МКР) или подстановка в уравнения Максвелла некоторых известных функций, удовлетворяющих им. Идеи второго подхода легли в основу современного метода множественных мультиполей (ММП) [17].

В качестве альтернативы МКР и ММП можно представить дифрагированное поле вблизи источника через суперпозицию линейно поляризованных векторных плоских волн с пространственными частотами  $\nu$ , соответствующими как незатухающим компонентам излучения ( $\nu \geq 1/\lambda$ ), так и эванесцентному полю ( $\nu < 1/\lambda$ ) [17]. Как известно из работ, посвященных ближнепольной оптике [18], такое описание поляризации предполагает, что выходящий из зонда свет поляризован на 100%. Между тем оптическое волокно способно частично деполаризовать свет в процессе его прохождения до оконечности зонда. Свет в конечном итоге становится поляризованным примерно на 80÷90%, и возникает проблема правильной интерпретации регистрируемых в дальнем поле данных. Одним из путей решения является установка в выходном канале поляризационного анализатора.

Предлагаемый подход дает возможность использовать при расчетах достаточно простой, эффективный и легко обратимый аппарат преобразования Фурье и матрично-векторных операций. При прямых расчетах в дальней зоне определяется распределение комплексной амплитуды и интенсивности с учетом поляризации, а с применением обратных процедур возможно определение начального распределения поля вблизи зонда и восстановления формы и размеров отверстий, которые в пять, десять и более раз меньше длины волны. Для этого можно воспользоваться свойствами предлагаемой единой модели ближнего и дальнего поля, в которой незатухающие и затухающие компоненты математически связаны между собой. Такого рода задачи известны как некорректные и требуют применения особых методов решения. Для

восстановления нерегистрируемых участков выходного сигнала, пропорционального преобразованию Фурье от начального распределения поля вблизи зонда, приходится применять экстраполяционные процедуры, в которых можно использовать как функции отсчетов, так и другие функции, например, ортогональные полиномы.

Доопределение преобразования Фурье производится в два этапа: вначале через экстраполяцию видимой части полиномами Цернике с изменяющейся областью ортогональности, а затем при помощи дальнейшей экстраполяции функциями отсчетов, где можно применить стандартные процедуры сверхразрешения, например, алгоритм Герхберга [19]. Вычисление составляющих поля в ближней зоне производится путем применения обратного преобразования Фурье к доопределенным функциям.

Полученное распределение поля повторяет очертания выходного отверстия зонда простой формы с точностью, например, плюс-минус 0.04 длины волны. Чем меньше размеры отверстия, тем большая требуется детализация, которая, в свою очередь, требует соответствующей вычислительной мощности. При размерности выборки преобразования Фурье  $512 \times 512$  и размерах отверстия порядка 0.15 длины волны точность расчета ограничена величиной одного пиксела, который и соответствует примерно 0.04 длины волны. Для уменьшения этого предела нужно увеличивать размерность до  $1024 \times 1024$ . При этом минимальный размер становится 0.04 длины волны, а точность его определения плюс-минус 0.01 длины волны.

Рис. 4 иллюстрирует основные этапы реконструкции апертуры  $150 \times 250$  нм<sup>2</sup>. На рис.4б показан результат восстановления апертуры без всяких итераций, т.е. при обычном оптическом разрешении, которое не проникает за волновой предел. Рис.4 в) и д) показывают, что без экстраполяции полиномами Цернике адекватная реконструкция также практически невозможна. На рис.4 г) и е) приведены, соответственно, полностью доопределенный спектр и результат окончательной реконструкции. Данный пример апертуры, как показывает практика, наиболее характерен для современного состояния производства ближнепольных зондов, когда реальные размеры независимо от заявленных номинально могут варьироваться в широких пределах, в частности, от 10 до 300 нм. Размеры выходного отверстия в двух главных сечениях и угол его ориентации являются основными характеристиками ОЗ, которые после закрепления зонда в узле пьезоподачи уже не могут быть исправлены. Поэтому контроль готового узла по этим параметрам является весьма важной задачей и разработка наиболее простой технологии такого контроля имеет большое коммерческое значение.

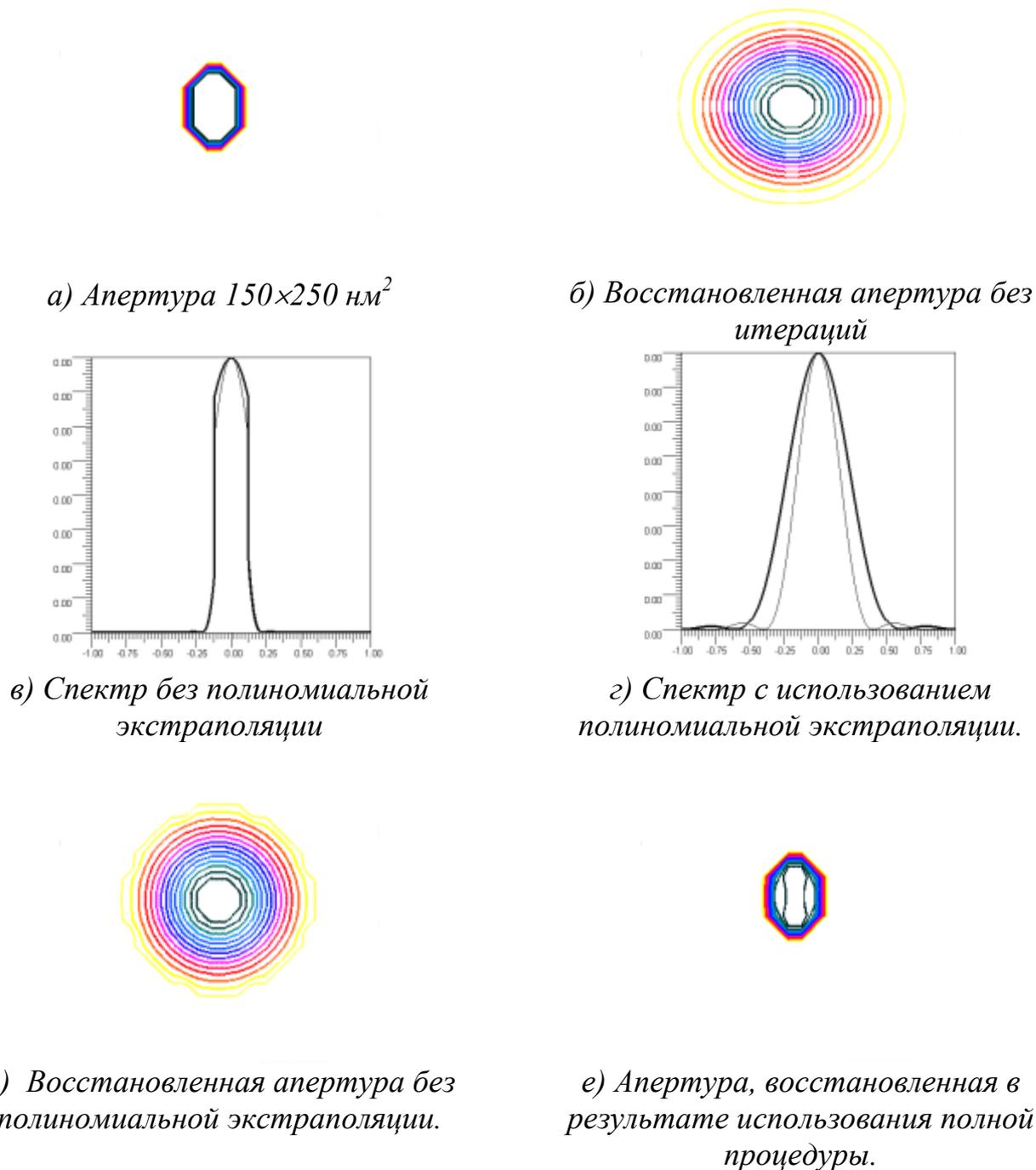


Рис.4 Этапы теоретической реконструкции апертуры зонда.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Авторы полагают, что предложенные подходы весьма перспективны в плане последующей разработки стабильных серийных технологий, хотя еще существуют не вполне решенные вопросы, в частности, строгое моделирование ближнепольных распределений света. Дело в том, что в рассмотренной выше итерационной процедуре критической является математическая связь описаний ближнего и дальнего полей, которая тем точнее, чем ближе к физической реальности модель структуры оконечности зонда. Здесь особенно важно

адекватное описание оптических свойств материалов волокна и покрытия, а также поведения электрического и магнитного векторов на границах нанометровых неоднородностей, что отмечается, в частности, в работе [18]. Во всяком случае дальнейшие экспериментальные исследования должны способствовать уточнению теоретической модели и, следовательно, повышению надежности реконструкции параметров ОЗ.

## 6. СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pohl D.W., Fischer U.Ch., Durig U.T. // J. Microscopy, 1988, V.152, P.853–861.
2. Betzig E., Lewis A., Harootunian A., Isaacson M., Kratschmer E. // Biophys. J., 1986, V. 49, P. 269–279.
3. Harootunian A., Betzig E., Isaacson, Lewis A. // Appl. Phys. Lett., 1986, V. 49, P.674–676.
4. Betzig E., Isaacson M., Lewis A. // Appl. Phys. Lett., 1986, N. 25, P. 2088–2090.
5. Betzig E., Trautman J.K., Harris T.D. et al. // Science, 1991, N. 251, P. 1468–1470.
6. Betzig E., Finn P.L., Weiner J.S. // Appl. Phys. Lett., 1992, N. 20, P. 2484–2486.
7. Reddick R.C., Warmack R.J., Chilcott D.W. et al. // Rev. Sci. Instrum., 1990, N. 12, P. 3669–3677.
8. Salomon L.D., Fornel F., Goudonet J. P. // Opt. Soc. Am., 1991, N. 12, P. 2009–2015.
9. Papayan G. V., Voronin Yu.M., Schetnev Yu. F. et al. // J. Opt. Techn., 1993, N. 6, P. 8–11.
10. Pagnia H., Rodojewski J. T., Sotnik N. // Optik, 1990, N. 3, P. 87–90.
11. Moechman H.M., Griffoth J.E., Filas R.W. // Rev. Sci. Instr., 1994, N. 8, P. 2538–2540.
12. Pohl D.W., Rohner F, J. // Appl. Phys., 1986, V. 59, P. 3318–3327.
13. Вайнштейн А.А. Теория электромагнитного поля. М.: Наука, 1960.
14. V.P.Veiko, V.A.Chuiko, M.P.Tokarev // Proceedings SPIE, 1995, V. 2383, P.224–233.
15. O'Keefe // Journ. Opt. Soc. Am., 1956, V. 46, P. 359.
16. Obermüller Chr., Karrai Kh. // Appl. Phys. Lett., 1995, V. 67, N. 23, P. 3408–3410.
17. Вознесенский Н.Б., Родионов С.А., Домненко В.М., Иванова Т.И. // Оптический журнал, 1997, Т. 64, С. 48–52.
18. Novotny L., Pohl D.W., Regli P. // Journ. Opt. Soc. Am. A, 1994, V. 11, P. 1768–1779.
19. Бейтс Р., Мак–Доннел М.. Восстановление и реконструкция изображений, М.: Мир, 1989.