

УДК 004.085

**М. С. Денисюк**

Институт проблем реєстрації інформації НАН України  
вул. М. Шпака, 2, 03113 Київ, Україна

## **Аналіз оптичних зондів ближнього поля для систем надщільного оптичного запису інформації**

*Розглянуто запропоновані на сьогоднішній день конструкції оптичних зондів ближнього поля. Проаналізовано характеристики, способи виготовлення та технічні особливості використання оптичних зондів ближнього поля для оптичного запису інформації. Визначено проблеми, розв'язання яких дозволить збільшити щільність оптичного запису до  $150 \text{ Гбіт} \cdot \text{см}^{-2}$ .*

**Ключові слова:** зонди ближнього поля, надщільний оптичний запис.

### **Вступ**

На сьогоднішній день існує три типи систем зберігання даних, які набули масового розповсюдження: магнітні, оптичні та на основі флеш-пам'яті. Кожен із цих трьох типів має переваги за певними показниками та має перспективи в певній галузі. Спільним у них є те, що на шляху збільшення щільності запису інформації в усіх трьох типах систем зберігання даних виникає проблема дифракційного обмеження роздільної здатності апертурної оптики. Для технології виготовлення флеш-пам'яті ця проблема виникає на етапі виготовлення шаблону для травлення за допомогою фотолітографії, а для магнітних систем — у рамках технології теплового магнітного запису (HAMR — Heat Assisted Magnetic Recording) [1].

Явище дифракції обумовлює залежність роздільної здатності апертурної системи від довжини хвилі випромінювання. А через те, що в системах запису інформації доцільно використовувати лише напівпровідникові лазери через компактні розміри, обмеження роздільної здатності обумовлюється їхніми можливостями. На сьогодні у вигляді експериментальних зразків існують напівпровідникові лазери із довжиною хвилі 342 нм [2]. Це визначає межу роздільної здатності для апертурних оптичних систем на рівні 170 нм і щільність запису на рівні  $3 \text{ Гбіт} \cdot \text{см}^{-2}$ . На сьогоднішній день щільність запису оптичних систем впритул наблизилася до цього значення: технологія Blu-ray має щільність запису  $2,5 \text{ Гбіт} \cdot \text{см}^{-2}$ .

Оптичні зонди ближнього поля дозволяють подолати дифракційне обмеження та отримати роздільну здатність набагато меншу за довжину хвилі збуджуючого

© М. С. Денисюк

випромінювання. Це робить їх привабливими для оптичних і магнітооптичних систем надщільного запису інформації. Окрім того, як інструмент для фотолітографії, зонди ближнього поля дозволять збільшити щільність запису для флеш-пам'яті.

На даний час запропоновано багато конструкцій зондів ближнього поля. Історичний огляд конструкцій цих зондів був зроблений у роботі Лукаса Новотного [3]. Однак не всі з них можуть бути використані для оптичного запису інформації. Важливими параметрами зондів ближнього поля для систем оптичного запису є: коефіцієнт пропускання, коефіцієнт підсилення електричного поля в області локалізації оптичної хвилі та просторова роздільна здатність у ближній зоні. Також важливим параметром є максимальна потужність, яку можна передати до області локалізації оптичної хвилі в ближній зоні. Наприклад, технологія теплового магнітного запису потребує фокусування 50 мкВт у пляму розміром 30 нм [4].

У даній роботі аналізуються конструкції зондів ближнього поля, їхні властивості та можливості їхнього вдосконалення і використання в системах запису інформації.

### Шляхи збільшення роздільної здатності

Роздільна здатність апертурної оптичної системи оцінюється за критерієм Релея і виражається через формулу Гельмгольца:

$$R \geq \frac{0,61 \times \lambda}{NA}, \quad (1)$$

де  $R$  — роздільна здатність, як радіус плями Ейрі від точкового джерела;  $\lambda$  — довжина хвилі оптичного випромінювання;  $NA$  — числова апертура оптичної системи ( $NA = n \times \sin \theta$ ,  $n$  — коефіцієнт рефракції середовища,  $\theta$  — апертурний кут). Якщо роздільну здатність визначати за рівнем половини максимуму, то коефіцієнт у рівнянні (1) змінить своє значення з 0,61 на 0,51.

Однак для опису роздільної здатності ближньопольових систем критерій Релея не підходить. У рамках існуючої наукової парадигми найбільш фундаментальним обмеженням локалізації світлової електромагнітної хвилі (фотонів) є принцип невизначеності Гейзенберга, який є фундаментальним для квантової механіки. Одним із його наслідків є те, що координата частинки та її імпульс однозначно не можуть бути визначені в один і той самий момент часу. Однак вони можуть бути визначені одночасно із певною точністю, і точності їхнього визначення будуть обернено пропорційні. Принцип невизначеності виражається через точне співвідношення невизначеностей [5] і є покомпонентним:

$$\delta x \delta p_x \geq \frac{\hbar}{2}, \quad \delta y \delta p_y \geq \frac{\hbar}{2}, \quad \delta z \delta p_z \geq \frac{\hbar}{2}, \quad (2)$$

де  $\delta x$ ,  $\delta y$ ,  $\delta z$  — це середньоквадратичні флуктуації (середньоквадратичне відхилення від середнього значення) координат  $x$ ,  $y$ ,  $z$  частинки ( $\delta x = \sqrt{(x - \bar{x})^2}$ );

$\delta p_x, \delta p_y, \delta p_z$  — середні квадратичні флуктуації компонент імпульсу частинки за цими координатами;  $\hbar$  — стала Планка, поділена на  $2\pi$ . Враховуючи, що  $p_x = \hbar \cdot k_x$ , для фотонів співвідношення (2) можна переписати в більш зручному вигляді:

$$\delta x \delta k_x \geq \frac{1}{2}, \delta y \delta k_y \geq \frac{1}{2}, \delta z \delta k_z \geq \frac{1}{2}. \quad (3)$$

Співвідношення невизначеностей подібне до співвідношення Гельмгольца, однак на відміну від нього пов'язує статистичні характеристики фотонів хвилі та виражає статистичний характер об'єктів квантового світу. Використовуючи поняття просторової частоти та просторового спектра, можна показати, що співвідношення Гельмгольца є наслідком співвідношення невизначеностей.

Важливим наслідком співвідношень (3) є те, що промені з модами вищих порядків можуть мати менші розміри перетяжки у фокусі ніж промінь із модою Гауса. До того ж ці моди повинні бути симетричними відносно оптичної осі (наприклад, радіально поляризований промінь чи промінь із модою Легмюра–Гауса (1,0)). Дослідниками з університету Ерланген–Нюрнберга було показано можливість зменшення розмірів перетяжки у фокусі на 20 % за рахунок використання радіально поляризованого трубчастого променя [6].

Для отримання меншого розміру перетяжки у фокусі, необхідно збільшувати поперечну компоненту хвильового вектора. Окрім зменшення довжини хвилі та збільшення числової апертури існує й інший підхід. Він дозволяє отримати поперечну компоненту хвильового вектора навіть більшу за величину самого вектора. Цей підхід полягає в наступному. Якщо розкласти хвильовий вектор на поперечну та повздовжню компоненти ( $k^2 = k_r^2 + k_z^2$ ) та припустити, що величина поперечної компоненти хвильового вектора більша за величину самого вектора ( $k_r > k$ ), то повздовжня компонента має бути комплексною величиною ( $k_z^2 = k^2 - k_r^2 < 0 \Rightarrow k_z = i \cdot |k_z|$ ). Це означає, що амплітуда хвилі в напрямку осі  $z$  буде експоненційно згасати ( $A_z = A_0 \cdot \exp(ik_z z) = A_0 \cdot \exp(-|k_z| z)$ ), і чим більша потрібна поперечна компонента ( $k_r$ ), тим швидшим повинно бути згасання. Експоненційне згасання поля як раз відповідає властивостям ближнього поля.

Із сказаного можна зробити наступні висновки. Суттєвого збільшення роздільної здатності можна досягти в ближній зоні випромінювача (апертури, антени). Чим швидше згасає поле в ближній зоні, тим більшої роздільної здатності можна досягти. Тобто, необхідно збільшувати хвильовий опір випромінювача. Для лінзових систем можна досягти збільшення роздільної здатності (біля 20 %) за рахунок використання променів із симетричними модами вищих порядків.

## Оптоволоконні зонди

На сьогоднішній день найбільшого розповсюдження набули зонди на основі оптичного волокна. Привабливою в цьому типі зондів є відносна простота вигото-

влення та низька собівартість. Такі зонди являють собою оптичне волокно, яке має конічне звуження на кінці, вкрите шаром металу з апертурою на кінчику вістря.

Головним недоліком оптоволоконних зондів є низький коефіцієнт пропускання. Для оптоволоконних зондів із поширеними кутами загострення він становить  $10^{-4} - 10^{-7}$  [7, 8]. Для апертури 100 нм коефіцієнт пропускання становить  $\approx 10^{-6}$  [7]. При великій потужності вхідного випромінювання (декілька мВт) через нагрівання руйнується межа метал-діелектрик на кінчику зонда, тому межа вихідної потужності металізованих оптоволоконних зондів складає 100 нВт. На практиці такі зонди із апертурою 100 нм пропусकाють не більше 10 нВт ( $10^{11}$  фотонів/сек.).

Фактично такі зонди являють собою круглий металевий хвилевід, який поступово звужується і має діаметр отвору на кінці, набагато менший за половину довжини хвилі. Як відомо, в круглому металевому хвилеводі хвилі, в яких половина довжини хвилі більше за діаметр, знаходяться в закритичному режимі, тобто експоненційно згасають із відстанню. У випадку оптоволоконних зондів закритична зона для хвилі починається ще до апертури, і тому в ближню зону доходить світлова хвиля малої інтенсивності.

Для збільшення оптичної ефективності конічного зонда збільшують його кут звуження до  $30-40^\circ$ , використовуючи технологію динамічного травлення [9, 10] або травлення у трубці [11]. За допомогою методу вибіркового травлення виготовляють оптоволоконні зонди з кутом звуження  $45^\circ$  та висотою конічної частини 2 мкм [12] (рис. 1). Коефіцієнт пропускання таких зондів становить  $10^{-3} - 10^{-4}$ , а максимальна потужність вхідного випромінювання на довжині хвилі 633 нм становить 10 мВт, що дає в області локалізації потужність близько 1–5 мкВт. Це на порядок менше ніж необхідно для технології теплового магнітного запису. Однак цього достатньо для запису на фоторезист [13].

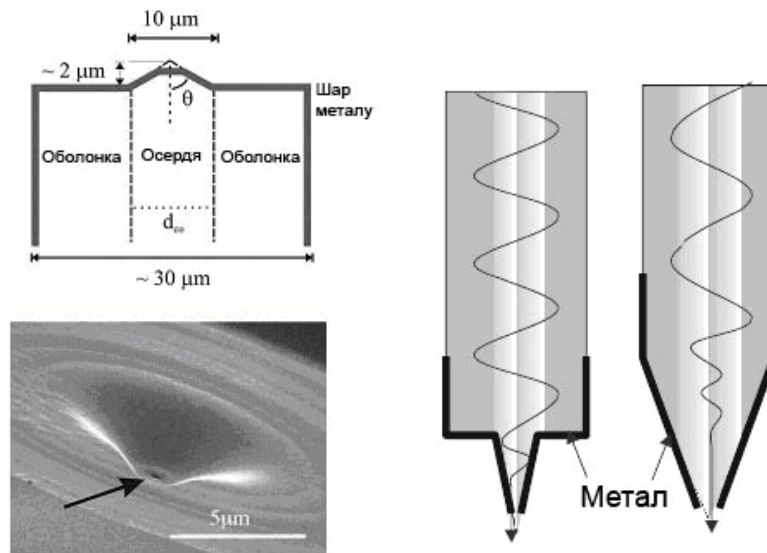


Рис. 1. Зонди ближнього поля на основі оптичного волокна, виготовлені за технологією динамічного травлення. Праворуч на рисунку проілюстровано відмінність зондів, що виготовлені за цією технологією, від звичайних оптоволоконних зондів



Рис. 2. TEM оптоволоконний зонд

Інший підхід до збільшення коефіцієнта пропускання оптоволоконного зонда запропонований у [14]. Він полягає в розділенні металізації зонда на дві частини (рис. 2). Така конфігурація металевих частин дозволяє розповсюджуватися квазі-ТЕМ моді, яка не має частоти відсічки. Отже інтенсивність хвилі такого зонда доходить до апертури, не зазнаючи додаткового згасання. Наразі невідомо про проведення експериментів із такою конфігурацією зонда, але це не заважає віднести його до перспективних зондів для оптичного запису.

Діаметр апертури можна зменшити до 20 нм за допомогою йонно-променевої літографії [15].

У такому випадку можна взагалі відмовитися від конічного звуження і вирізати апертуру в металізованому плоскому відколі оптичного волокна. Це дозволить підвищити оптичну ефективність такого зонда.

### Пірамідальні зонди

Пірамідальні зонди подібні до металізованих оптоволоконних зондів, однак відрізняються технологією виготовлення та дозволяють отримати кути звуження більш ніж  $90^\circ$  та висоту зонда 10 мкм. Пірамідальні зонди являють собою діелектрик або напівпровідник пірамідальної форми із нанесеним шаром металу (рис. 3а). Апертура такого зонда створюється за рахунок зняття шару металу із кінчика зонда за допомогою сфокусованого йонного променя [16]. Апертура таких зондів сягає 20–10 нм. Коефіцієнт затухання пірамідального зонда становить  $10^{-5}$ – $10^{-3}$  для апертури 50–150 нм, а гранична вхідна потужність — 20 мВт (при металізації двома шарами срібла та алюмінію) [17]. Таким чином, при розмірі піта 50 нм, пірамідальний зонд може передати лише 0,2 мкВт, що в 250 разів менше за потужність, необхідну для теплового магнітного запису.

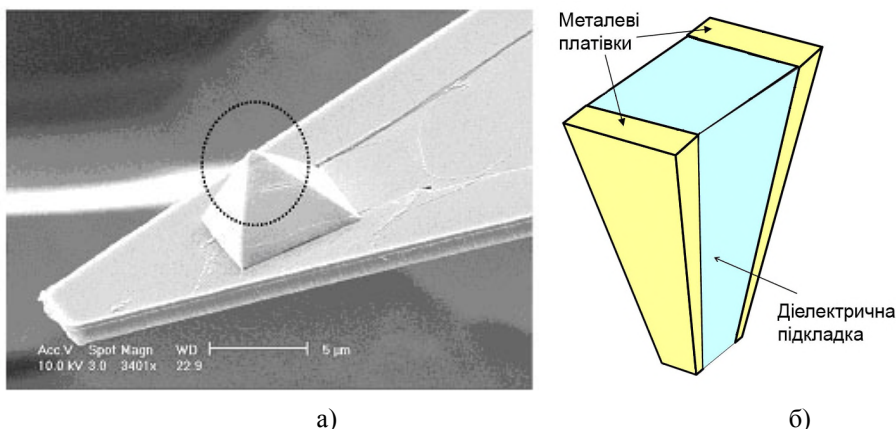


Рис. 3. Зображення кварцового пірамідального зонда, отримане за допомогою електронного мікроскопа (а) та ілюстрація пірамідального зонда із квазі-ТЕМ модою (б)

У роботі [18] запропоновано конструкцію пірамідального зонда ближнього поля із квазі-ТЕМ модою за тим самим принципом дії, що і в зонда на рис. 2. Конструкція зонда являє собою дві металеві платівки, розділені діелектриком пірамідальної форми (рис. 3б). Проведене чисельне моделювання такого пірамідального зонда показало, що його коефіцієнт підсилення за інтенсивністю поля становить 5, а коефіцієнт пропускання — 5 % [18].

Якщо побудувати такий зонд на основі зонду, що зображений на рис. 3а, наприклад, за допомогою сфокусованого йонного променя, то можна припустити що його гранична вхідна потужність буде не меншою аніж у попередній конструкції. В такому разі в ближню зону можна буде передавати світлову хвилю із потужністю до 1 мВт. Це більш ніж задовольнило би потреби технології теплового магнітного запису.

### Твердотільні імерсійні лінзи

Ідея твердотільної імерсійної лінзи (ТІЛ, англ. — SIL) полягає в розміщенні фокусної перетяжки променя в матеріалі лінзи з великим коефіцієнтом рефракції —  $n$ . За рахунок цього числова апертура об'єктива збільшується на величину коефіцієнта рефракції лінзи і може перевищувати одиницю. Область перетяжки сфокусованого променя розміщується на нижній поверхні лінзи, а об'єкт розташовується в ближній зоні перетяжки. Зазвичай об'єкт розташовують на відстані  $\lambda/20$  від нижньої поверхні лінзи.

Існують два різновиди ТІЛ [19]: із напівсферичною лінзою (рис. 4а) та з наднапівсферичною лінзою (англ. — superhemispherical) (рис. 4б). Напівсферична лінза дозволяє збільшити числову апертуру об'єктива в  $n$  разів, при цьому максимально можлива  $NA$  об'єктива дорівнює 1. Наднапівсферична лінза являє собою кулю, зрізану площиною на відстані  $\frac{R}{n}$  від центра сферичної поверхні ( $R$  — радіус сферичної поверхні лінзи;  $n$  — коефіцієнт рефракції матеріалу лінзи). Така форма дозволяє збільшити  $NA$  об'єктива в  $n^2$  разів, при цьому максимально можлива  $NA$  об'єктива дорівнює  $\frac{1}{n}$ . Перевагою наднапівсферичної лінзи є менші значення  $NA$  об'єктива.

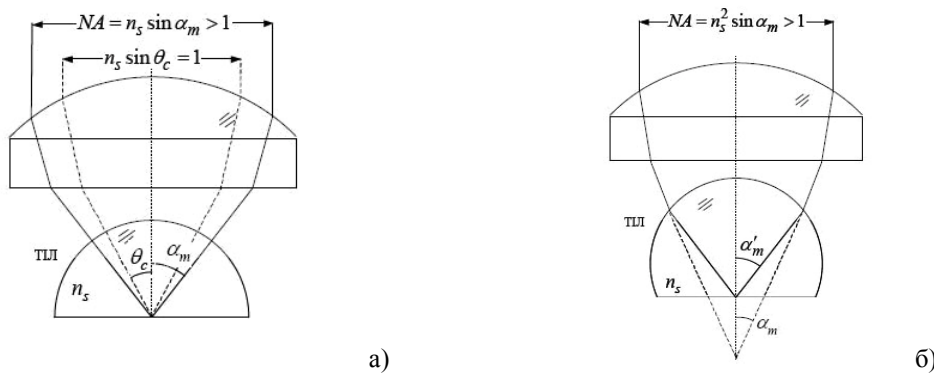


Рис. 4. Схема ТІЛ-об'єктива із напівсферичною (а) та наднапівсферичною (б) лінзою

Для того, аби в ближній зоні світлова хвиля мала чисто згасаючий характер, перед лінзою об'єктива розміщують непрозорий диск, який вилучає промені, із кутом падіння на нижню поверхню ТПЛ менше за критичний (рис. 5). Таким чином, у формуванні фокусної перетяжки беруть участь лише промені, що зазнають повного внутрішнього відбиття на нижній поверхні ТПЛ, і поле під нею має чисто згасаючий характер.

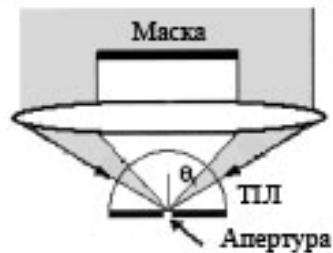


Рис. 5. ТПЛ-зонд ближнього поля з чисто згасаючим полем в області локалізації оптичної хвилі. Частина променя, у якій кути із нижньою поверхнею менші за критичний, вилучені непрозорим диском

На сьогоднішній день на такому типі зондів досягнуто роздільну здатність 80 нм при використанні фосфіду галію GaP ( $n' = 3,46$  при  $\lambda > 500$  нм [20, 21]) в якості матеріалу ТПЛ.

Перевагами такого типу зондів є великий коефіцієнт пропускання, який становить  $10^{-1}$  [22], недоліками — сферична аберация, яку необхідно компенсувати додатковими поверхнями особливого профілю, відносна складність виготовлення та необхідність пошуку нових матеріалів для підвищення роздільної здатності.

Для подолання бар'єру щільності запису в  $16$  Гбіт  $\cdot$  см $^{-2}$  необхідні матеріали із коефіцієнтом рефракції більше 4 і малим коефіцієнтом поглинання. Серед відомих матеріалів таким умовам задовольняють деякі напівпровідники на певних довжинах хвиль. Перспективними матеріалами для ТПЛ є сплав Si(80 %)Ge(20 %) та синтетичний Рутил (TiO $_2$ ).

Сплав Si(80 %)Ge(20 %) на довжині хвилі 450 нм має границю вікна прозорості. На цій довжині хвилі дійсна та уявна частини коефіцієнта рефракції становлять  $n' = 4,76$  та  $n'' < 10^{-5}$  відповідно [21]. Це теоретично дозволяє отримати просторову роздільну здатність 53 нм (за рівнем половини максимуму) і коефіцієнт пропускання більше 98 % (98 % — для лінзи товщиною 1 мм). Це відповідає щільності запису 30 Гбіт  $\cdot$  см $^{-2}$ .

Синтетичний Рутил на довжині хвилі 344 нм (вікно прозорості  $n'' < 10^{-5}$ ) має коефіцієнт рефракції 4,36 [21, 23, 24]. Ці параметри теоретично дозволяють отримати просторову роздільну здатність 44 нм (за рівнем половини максимуму) і коефіцієнт пропускання більше 98 % (98 % — для лінзи товщиною 1 мм). Це відповідає щільності запису 46 Гбіт  $\cdot$  см $^{-2}$ .

Для досягнення щільності запису 150 Гбіт  $\cdot$  см $^{-2}$  (роздільна здатність 25 нм) необхідний матеріал із показником рефракції більше 8. Малоімовірно, що матеріал із таким показником рефракції буде винайдений у найближчому майбутньому [25]. Тому перспективними є резонансні гетерогенні середовища, в яких теоретично можна досягти показника рефракції більше 10 [25–27]. Вони являють собою діелектрик чи напівпровідник, в який вбудовано наночастинки матеріалу із відмінною шириною забороненої зони чи металу. Великі втрати можуть компенсува-

тися накачкою із додаткового джерела енергії активних атомів, доданих до матеріалу. Поки що такі середовища досліджувалися лише теоретично, однак прогресивний розвиток нанотехнологій дозволяє визначити їх як перспективний напрямок для ТЛЛ.

При значеннях показника рефракції більших за 4, коефіцієнт відбиття від границі лінзи становитиме більше 60 % через велику різницю хвильових опорів повітря та матеріалу лінзи, тому необхідно узгоджувати лінзу із повітрям. Для узгодження великого хвильового опору лінзи з оточуючим простором можна експоненційно змінювати коефіцієнт рефракції на сферичній границі лінзи. Для цього пропонується використовувати термодифузне легування матеріалом із  $n' \approx 1$ . Такий підхід дозволяє виконати узгодження в широкому діапазоні довжин хвиль.

Для вирішення проблеми сферичної аберації ТЛЛ в роботі [28] запропоновано використовувати дифракційну імерсійну лінзу. Вона являє собою зонну платівку з прозорого матеріалу із великим коефіцієнтом рефракції (рис. 6). На поверхні платівки за допомогою електронно-променевої літографії витравлено концентричні кільцеві пази різної ширини та однакової глибини. Вони вносять різницю зсуву фаз для різних зон Френеля. Оптична пропускна ефективність дифракційної лінзи, створеної авторами, складає 50 % при ТЕ-поляризації падаючого променя. Роздільна здатність, як і у рефракційної імерсійної напівсферичної лінзи, пропорційна коефіцієнту рефракції.

Через невелику роздільну здатність, у порівнянні з іншими типами зондів, ТЛЛ вигідніше використовувати для збудження зондів інших типів, наприклад, наноапертур [29].

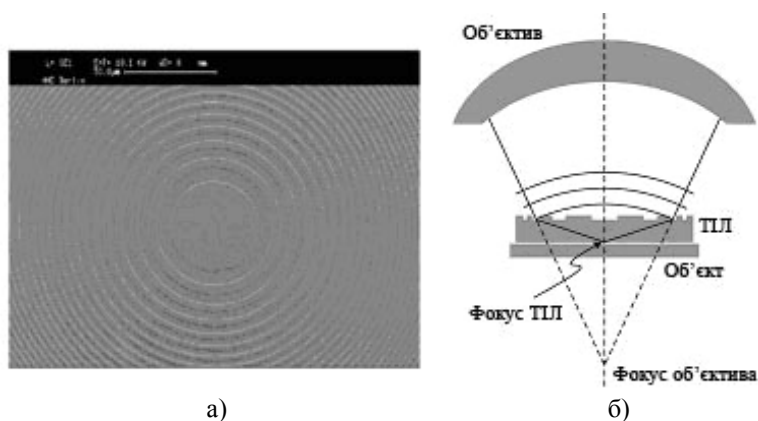


Рис. 6. Поверхня дифракційної імерсійної лінзи (а), отримана за допомогою електронного мікроскопа, та конструкція об'єктива з дифракційною імерсійною лінзою (б)

## Зонди на основі наноапертур

Наноапертури, як різновид зондів ближнього поля, були запропоновані ще в 1928 році Едвардом Хітчинсоном Сінджем [30]. Принцип їхньої дії полягає в обмеженні світлової хвилі металевою плівкою з отвором, розміри якого набагато менші за довжину хвилі. На виході отвору в ближній зоні випромінювання поперечні розміри світлової плями мають порядок розмірів отвору.



Просторова хвиля не може розповсюджуватися через отвір у провіднику із діаметром, меншим за половину довжини хвилі. Тому в отворі хвиля набуває згасяючого характеру і на виході має дуже малу інтенсивність. Однак через збудження плазмон-поляритонів на поверхні провідника, інтенсивність світлової хвилі на виході підсилюється. Поверхневі плазмонні коливання мають довжину хвилі, меншу за розмірами отвору, і проходять крізь отвір, не зазнаючи згасання.

Для досягнення резонансних ефектів отвір роблять спеціальної форми [31]. Як видно із рис. 7, форма отвору суттєво впливає на інтенсивність та локалізацію поля в ближній зоні.

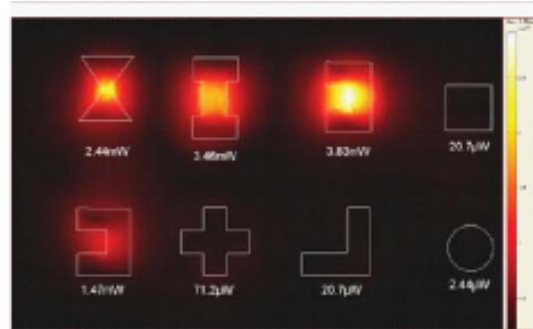


Рис. 7. Розподіл інтенсивності для апертур різної форми для ТМ-поляризації падаючої світлової хвилі. Товщина плівки 120 нм, матеріал — алюміній, довжина хвилі 600 нм. Результати отримані методом кінцевих елементів (FEM)

Найбільш перспективною формою апертури за результатами дослідження [31] автори вважають С-подібну форму. При розмірах елемента 70–80 нм, їм вдалось отримати діаметр світлової плями 35 нм із інтенсивністю 0,53 мкВт, при інтенсивності падаючого випромінювання 80 мкВт. Коефіцієнт пропускання склав  $6,6 \times 10^{-3}$ .

Для максимального використання явища плазмонного резонансу на поверхні металевій плівці формують рельєф брегівської структури для досягнення максимальної ефективності збудження поверхневих плазмонів (рис. 8) [32, 33].

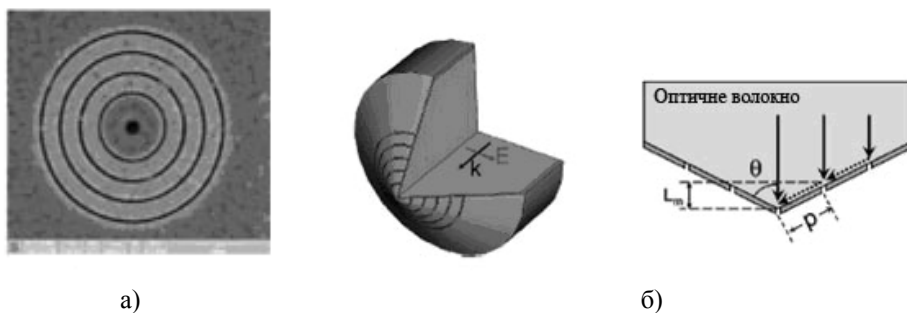


Рис. 8. Зонд ближнього поля у вигляді наноотвору в металевій плівці із концентричною брегівською структурою на поверхні (а) та зонд у вигляді отвору в металевій плівці, нанесеній на конічну поверхню (б)

Через те, що нижня границя зонда плоска, виникає проблема утримання зонда паралельно поверхні об'єкта. Для вирішення цієї проблеми в роботі [34] пропонується виготовляти такий зонд на підкладці конічної форми із тупим кутом при вершині (рис. 8б).

Чисельне моделювання [29] показало, що напівсферична ТПЛ у комбінації із наноапертурою може мати розмір світлової плями  $20 \times 40$  нм<sup>2</sup> у фокусі за рівнем 0,5 від максимальної інтенсивності і збирати близько 1,5 % від вхідної потужності на довжині хвилі 675 нм. Це відповідає щільності запису 124 Гбіт · см<sup>-2</sup>.

Перевагами цього типу зондів є відносна простота конструкції та технології виготовлення. Процес виготовлення складається із підготовки діелектричної підкладки, нанесення металевої плівки певної товщини та виготовлення отвору за допомогою йонно-променевої або електронно-променевої літографії. Недоліком такого типу зондів є складність виділення сигналу зворотного зв'язку із відбитого випромінювання. Однак цей недолік можна усунути, поєднавши наноапертуру із оптоволоконним зондом чи із ТПЛ-зондом.

Для покращення характеристик таких зондів можна поєднати ТПЛ чи оптоволоконний зонд, наноапертуру та брегівські структури на поверхні металу для ефективного використання плазмон-поляритонних хвиль. Для того, аби металізація витримувала більші вхідні потужності, перед шаром срібла підкладку можна вкрити шаром хрому. Ця техніка вже відпрацьована на оптоволоконних зондах.

### Безапертурні зонди ближнього поля

Безапертурні зонди ближнього поля використовують ефект підсилення електричного поля світлової хвилі поблизу металевого вістря (області із малим радіусом кривизни). На даний час запропоновано декілька різновидів такого типу зондів, а саме — металеве вістря СТМ або металізоване вістря АСМ, металева наночастинка та металева антенна структура [35, 36]. За допомогою чисельного моделювання було показано, що підсилення поля на наночастинці на порядок менше ніж у вістря та антенної структури [35]. Тому розглядати такі зонди не будемо. Практично використовуються зонди із вістрям СТМ і металізованим вістрям АСМ мікроскопів. Принцип роботи таких зондів проілюстровано на рис. 9. Він полягає в опроміненні металевого вістря лінійно поляризованим лазерним променем і вимірюванні інтенсивності розсіяного на вістрі випромінювання. При цьому вістря підноситься до об'єкта на відстань порядку 5–10 нм з тим, аби поверхня об'єкта впливала на інтенсивність розсіяного випромінювання. Через малу інтенсивність розсіяного випромінювання, що потрапляє до приймача, використовують інтерференцію на приймачі між розсіяним випромінюванням і випромінюванням лазера, що пройшло атенюатор.

Важливу роль в ефекті підсилення поля відіграють поверхневі плазмонні хвилі, які збуджуються на поверхні металу падаючим оптичним випромінюванням і переносять енергію до вістря. Для ефективного збудження поверхневих хвиль падаюче випромінювання повинно мати частоту близьку до плазмонної частоти металу та задовольняти умові синхронізму. Умова синхронізму говорить про те, що компонента хвильового вектора падаючого випромінювання в напрямку хвильового вектора поверхневої хвилі повинна співпадати з величиною хвильового вектора поверхневої хвилі. При задоволенні цих умов відбувається поверхневий плазмонний резонанс, при якому збудження поверхневих хвиль найбільш ефективно.

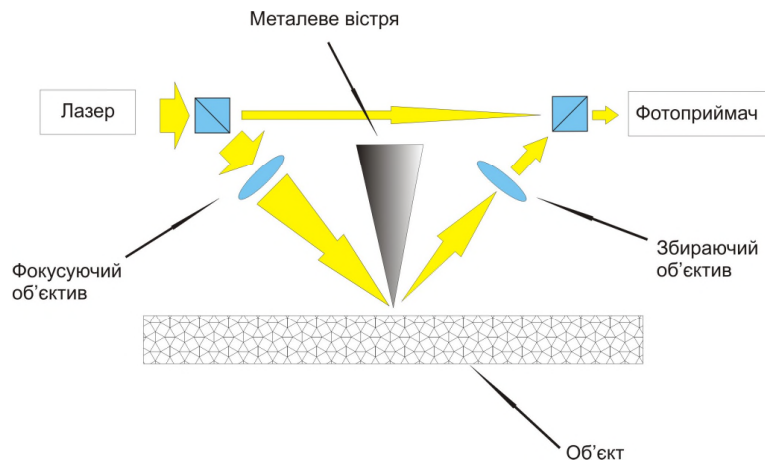


Рис. 9. Ілюстрація принципу роботи безапертурного ближньопольового мікроскопа

Коефіцієнт підсилення електричного поля для металевого вістря становить  $10^1 - 10^2$  при радіусі кривизни вістря 10 нм [37–39]. Роздільна здатність таких зондів у першому наближенні дорівнює радіусу кривизни металевого вістря. Практично вдається отримати радіус кривизни вістря 1–5 нм за допомогою іонно-променевого травлення із колімованим променем іонів діаметром 10–100 нм та енергією 32 KeV [40, 41]. Це дозволить отримати щільність запису більше  $1 \text{ Тбіт} \cdot \text{см}^{-2}$ . Для цього методу травлення розроблено метод контролю форми вістря [42], який дозволить отримати високий процент повторюваності при масовому виготовленні таких зондів.

Металеві антенні структури, запропоновані Лі та ін. [36] і Новотним та ін. [35] поки що досліджувалися лише чисельними методами, однак розрахунки показали, що коефіцієнт підсилення такого зонда в 5 разів більший ніж у звичайного вістря [35]. Антенна структура, запропонована Новотним та ін., являє собою ланцюг із металевих наночастинок сферичної форми, які перетинаються і мають різний радіус (рис. 10). Радіус частинок зменшується із наближенням до робочого кінця.

Існує декілька способів збудження такого типу зондів:

1) сфокусованим променем під кутом до осі вістря (найбільш розповсюджений метод). У цьому випадку використовують промінь, лінійно поляризований вздовж осі вістря;

2) сфокусованим променем по осі вістря [37]. Необхідно використовувати промені вищих мод, наприклад, радіально-поляризований чи із модою Ерміта–Гауса (1,0). Вони на протилежних границях металу збуджують плазмони із однаковим напрямком поляризації. Це дозволяє отримати максимум стоячої хвилі на вістрі;

3) збудженням вістря ТЕМ-хвилеводом, що звужується [18]. ТЕМ-хвилевід збуджується лінійно поляризованим сфокусованим лазерним променем із широкого кінця. Цей метод дозволяє передати максимальну кількість енергії від променя до вістря.

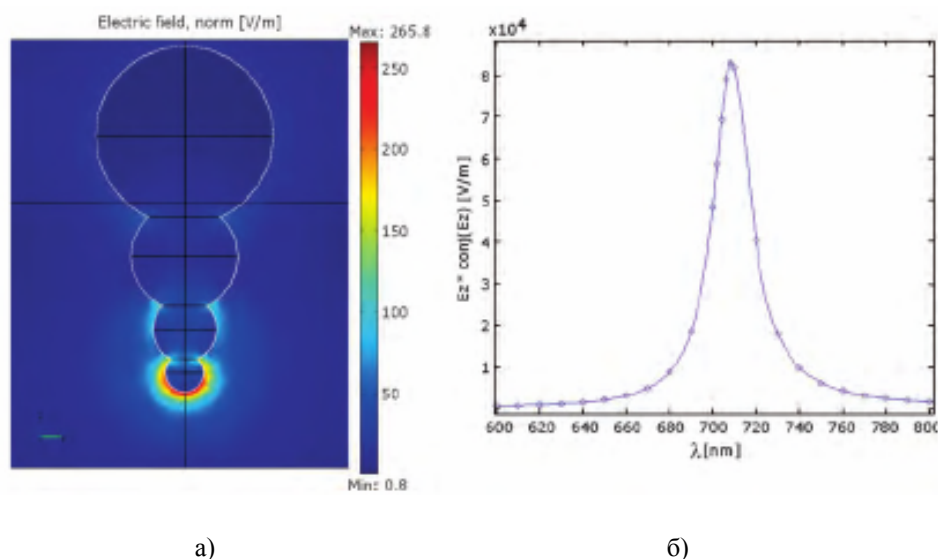


Рис. 10. Модель безапертурного зонда ближнього поля у формі сполучених металевих шарів різного радіусу (а) та залежність напруженості повздовжньої компоненти електричного поля на кінчику вістря від довжини хвилі (б)

Коефіцієнт підсилення поля залежить від матеріалу підкладки [39]. У випадку напівпровідникової підкладки коефіцієнт підсилення може сягати декількох сотень, тобто  $> 10^2$ .

## Висновки

Важливою особливістю оптичних зондів є те, що відстань між зондом та об'єктом повинна бути набагато меншою за половину довжини хвилі, зазвичай це 10–30 нм. У роботі [43] показано, що відстань між зондом і оптичним диском можна утримувати на рівні 30 нм із точністю  $\pm 3$  нм, використовуючи магнітну підвіску зонда від DVD-програвача. Однак для досягнення таких показників необхідно забезпечити високий рівень сигналу зворотного зв'язку для контролю висоти зонда над диском. Таким умовам задовольняють лише оптоволоконний та ТПЛ-зонди, які мають незадовільну роздільну здатність (ТПЛ) і коефіцієнт пропускання (оптоволоконні зонди). Натомість, безапертурні зонди та наноапертури мають найбільшу роздільну здатність.

З усього вищезгаданого можна зробити наступні висновки.

1. Найбільшу роздільну здатність мають безапертурні зонди на основі металевих вістря. Вона становить 10–5 нм, що відповідає щільності запису 1–3 Тбіт  $\cdot$  см $^{-2}$ .

2. Найбільший коефіцієнт пропускання ( $10^{-1}$ ) та найбільшу інтенсивність сигналу зворотного зв'язку мають ТПЛ-зонди.

3. Для досягнення оптимальних характеристик зонда ближнього поля необхідно об'єднати два типи зондів в одній конструкції. Робочим зондом повинен бути безапертурний зонд для досягнення максимальної роздільної здатності. Другий зонд необхідно використовувати для збудження безапертурного зонда для досяг-

нення високого рівня сигналу зворотного зв'язку. На роль збуджуючого зонда найбільше підходять конструкції ТПІ- і ТЕМ-зондів.

1. Heat Assisted Magnetic Recording / [Kryder M.H., Gage E.C. et al.]. — Proceedings of the IEEE. — 2008. — Vol. 96. — Issue 11. — P. 1810–1835.
2. A 342-nm Ultraviolet AlGaIn Multiple-Quantum-Well Laser Diode / [Harumasa Yoshida, Yoji Yamashita, Masakazu Kuwabara, Hirofumi Kan]. — Nature photonics. — 2008. — Vol. 2. — P. 551–554.
3. *Lukas Novotny*. The History of Near-field Optics / Lukas Novotny [adited by E. Wolf] // Progress in Optics. — 2007. — Vol. 50. — P. 137–184.
4. *Takashi Yatsui*. Metallized Slit-Shaped Pyramidal Si Probe with Extremely High Resolution for 1.5-Tbit/in<sup>2</sup> Density Near-Field Optical Storage / Takashi Yatsui, Wataru Nomura, Motoichi Ohtsu // Journal of Nanophotonics. — 2007. — Vol. 1. — Issue 1.
5. *Ландау Л.Д.* Теоретическая физика / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. — М.: Наука. — (Учеб. пособие для вузов в 10 т.). — Т. 3: Квантовая механика. Нерелятивистская теория. — (4-е изд., испр. Гл. ред. физ-мат. лит). — 1989. — 768 с.
6. *Dorn R.* Sharper Focus for a Radially Polarized Light Beam / R. Dorn, S. Quabis, G. Leuchs // Phys. Rev. Lett. — 2003. — Vol. 91. — Issue 23. — P. 233901–233901-4.
7. *Valaskovic G.A.* Parameter Control, Characterization, and Optimization in the Fabrication of Optical Fiber Near-Field Probes / G.A. Valaskovic, M. Holton, G.H. Morrison // Appl. Opt. — 1995. — Vol. 34. — Issue 7. — P. 1215–1228.
8. *Tarrach G.* Design and Construction of a Versatile Scanning Near-Field Optical Microscope for Fluorescence Imaging of Single Molecules / [G. Tarrach, M.A. Bopp, D. Ziesel, A.J. Meixner] // Rev. Sci. Instrum. — 1995. — Vol. 66. — P. 3569–3575.
9. Wide Angle Near-Field Optical Probes by Reverse Tube Etching / [S. Patane, E. Cefali, A. Arena et al.] // Ultramicroscopy. — 2006. — Vol. 106. — P. 475–479.
10. Fabrication of Different Fine Fiber Tips for Near Field Scanning Optical Microscopy by a Simple Chemical Etching Technique / [Jiquan Luo, Yongtao Fan, Hui Zhou et al.] // Chinese Optics Letters. — 2007. — Vol. 5. — P. 232–234.
11. *Raoul Stockle*. High-Quality Near-Field Optical Probes by Tube Etching / Raoul Stockle, Christian Fokas, Volker Deckert, Renato Zenobi // Appl. Phys. Lett. — 1999. — Vol. 75. — Issue 2. — P. 160–162.
12. Shape Dependent Thermal Effects in Apertured Fiber Probes for Scanning Near-Field Optical Microscopy / [A. Ambrosio, O. Fenwick, F. Cacialli et al.] // Journal of Applied Physics. — 2006. — Vol. 99. — Issue 8. — P. 084303–084303-6.
13. *Pohlmann K.C.* The Compact Disc Handbook / Ken C. Pohlmann. — A-R Editions, inc., Medison, Wisconsin, 1992. — 349 p. — 2nd ed. — (The Computer Music and Digital Audio Series; Vol. 5).
14. Polarization-Maintaining Near-Field Optical Probes / [S. Patan`e, E. Cefal`i, S. Spadaro et al.] // Journal of Microscopy. — 2008. — Vol. 229. — Issue 2. — P. 377–383.
15. *Veerman J.A.* High Definition Aperture Probes for Near-Field Optical Microscopy Fabricated by Focused Ion Beam Milling / [J.A. Veerman, A.M. Otter, L. Kuipers, N.F. van Hulst.] // Appl. Phys. Lett. — 1998. — Vol. 72. — Issue 24. — P. 3115–3117.
16. Fabrication of Sub-Wavelength-Size Aperture for Near-Field Optical Probe / [Seong S. Choi, S. Shrestha, M.Y. Jung et al.] // Journal of the Korean Physical Society. — 2005. — Vol. 47. — P. 147–151.

17. Characterization of Femtosecond Light Pulses Coupled to Hollow-Pyramid Near-Field Probes: Localization in Space and Time / [M. Labardi, M. Zavelani-Rossi, D. Polli et al.] // *Appl. Phys. Lett.* — 2005. — Vol. 86. — P. 031105–031105-3.
18. *Lapchuk A.S.* Near-Field Optical Microscope Working on TEM Wave / A.S. Lapchuk, A.A. Kryuchin // *Ultramicroscopy.* — 2004. — Vol. 99. — Issues 2-3. — P. 143–157.
19. *Zijp F.* Near-Field Optical Data Storage / Ferry Zijp. — Delft University of Technology, 2007. — 235 p.
20. Realization of Numerical Aperture 2.0 Using a Gallium Phosphide Solid Immersion Lens / [Qiang Wu, G.D. Feke, Robert D. Grober, L.P. Ghislain] // *Appl. Phys. Lett.* — 1999. — Vol. 75. — Issue 26. — P. 4064–4066.
21. *Handbook of Optical Constants of Solids II* / [Edited by Edward D. Palik]. — Orlando: Academic Press, 1991. — 1996 p.
22. Near-Field Photolithography with a Solid Immersion Lens / [L.P. Ghislain, V.B. Elings, K.B. Crozier et al.] // *Appl. Phys. Lett.* — 1999. — Vol. 74. — Issue 4. — P. 501–503.
23. Center for X-Ray Optics. — Режим доступа: <http://www-cxro.lbl.gov>
24. Lawrence Livermore National Laboratory. — Режим доступа: [http://www-phys.llnl.gov/V\\_Div/scattering/asf.html](http://www-phys.llnl.gov/V_Div/scattering/asf.html)
25. *Займидорога О.А.* Суперкогерентные оптические кластерные среды / О.А. Займидорога, И.Е. Проценко, В.Н. Самойлов / Дубна: Объединенный институт ядерных исследований, 2001. — 32 с. — (Препринт / Д4-2001-90).
26. *Ораевский А.Н.* Оптические свойства гетерогенных сред / А.Н. Ораевский, И.Е. Проценко // *Квантовая электроника.* — 2001. — Т. 31, № 3. — С. 252–256.
27. *Займидорога О.А.* Проблема получения высокого показателя преломления и оптические свойства гетерогенных сред / О.А. Займидорога, В.Н. Самойлов // *Физика элементарных частиц и атомного ядра.* — 2002. — Т. 33, № 11. — С. 101–157.
28. Diffraction-Based Solid Immersion Lens / [Robert Brunner, Matthias Burkhardt, Alexander Pesch, Oliver Sandfuchs]. — *JOSA A.* — 2004. — Vol. 21. — Issue 7. — P. 1186–1191.
29. Optical Transducers for Near Field Recording / [William A. Challener, Ed Gage, Amit Itagi, Chubing Peng] // *Japanese Journal of Applied Physics.* — 2006. — Vol. 45. — Issue 8B. — P. 6632–6642.
30. *Synge E.H.* A suggested Method for Extending Microscopic Resolution into the Ultramicroscopic Region / E.H. Synge // *Philos. Mag.* — 1928. — Vol. 6. — P. 356–362.
31. Near-Field Optical Transducer for Heat-Assisted Magnetic Recording for Beyond-10-Tbit/in<sup>2</sup> Densities / [R. Ikkawi, N. Amos, A. Lavrenov et al.] // *Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics.* — 2008. — Vol. 3. — P. 44–54.
32. Surface Waves and Local Plasmons: Their Nature and Applications to Physics and Nanomaterial Science: (доповідь, 8th European/French Israeli Symposium on Nonlinear and Quantum Optics. «FRISNO-8») [Електронний ресурс] / Groupeoptiqueatomiqueet applications aux nanostructures, UniversitePaul Sabatier-CNRS, Toulouse (France). — 2007. — Режим доступа до доповіді: <http://www.weizmann.ac.il/conferences/frisno8/presentations05/tuesday/weiner.ppt>
33. Flying Plasmonic Lens in the Near-Field for High-Speed Nanolithography / [Werayut Srituranich, Liang Pan, Yuan Wang et al.] // *Nature Nanotechnology.* — 2008. — Vol. 3. — P. 733–737.
34. Plasmonic Nearfield Scanning Probe with High Transmission / [Yuan Wang, Werayut Srituranich, Cheng Sun, Xiang Zhang] // *Nano Letters.* — 2008. — Vol. 8. — Issue 9. — P. 3041–3045.

35. Field Computations of Optical Antennas / [Roman Kappeler, Daniel Erni, Cui Xudong, Lukas Novotny] // Journal of Computational and Theoretical Nanoscience. — 2007. — Vol. 4. — P. 686–691.
36. *Stockman M.I.* Self-Similar Chain of Metal Nanospheres as Efficient Nanolens / Mark I. Stockman, Kuiru Li, David J. Bergman // Phys. Rev. Lett. — 2003. — Vol. 91, N 22. — Article ID 227402. — 4 p.
37. *Alpan Bek.* Apertureless SNOM: A New Tool for Nano-Optics / Alpan Bek. — Lausanne: EPFL, 2004. — 120 p.
38. *Бакунов М.И.* Динамика светового поля под иглой атомно-силового микроскопа при облучении фемтосекундными лазерными импульсами / М.И. Бакунов, В.А. Вдовин, С.Н. Жуков. — Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского, 2007. — № 4. — С. 47–52.
39. Resonant-Plasmon Field Enhancement from Asymmetrically Illuminated Conical Metallic-Probe Tips / [Roth Ryan M., Panoiu Nicolae C., Adams Matthew M. et al.] // Optics Express. — 2006. — Vol. 14. — Issue 7. — P. 2921–2931.
40. Scanning Probe Tips formed by Focused Ion Beams / [Vasile M.J., Crigg D.A., Grith J.E. et al.] // Rev. Sci. Instrum. — 1991. — Vol. 62. — Issue 9. — P. 2167–2171.
41. *Дедков Г.В.* Модификация формы иглы сканирующего зондового микроскопа с помощью ионного распыления / Г.В. Дедков, С.Ш. Рехвиашвили // Письма в ЖТФ. — 1999. — Т. 25, № 2. — С. 61–68.
42. *Дедков Г.В.* Метод контроля формы иглы атомно-силового (туннельного) микроскопа с помощью спектрометрии обратного рассеяния / Г.В. Дедков, С.Ш. Рехвиашвили // Письма в ЖТФ. — 1997. — Т. 23, № 11. — С. 88–92.
43. High-Density Near-Field Recording on Cover-Layer Protected Discs Using an Actuated 1.45 Numerical Aperture Solid Immersion Lens in a Robust and Practical System / [Coen A. Verschuren, Dominique M. Bruls, Bin Yin et al.] // Japanese Journal of Applied Physics. — 2007. — Vol. 46. — Issue 6B. — P. 3889–3893.

Надійшла до редакції 14.09.2009