

ЗАСТОСУВАННЯ БЛИЖНЬОПОЛЬОВОГО МЕТОДУ В НАДРОЗДІЛЬНИХ ОПТИЧНИХ СИСТЕМАХ

*Інститут проблем реєстрації інформації НАН України, Київ, Україна

Анотація. Розглянуто особливості застосування ближньопольового методу в оптичних системах для подолання дифракційної межі. Розглянуто існуючі на сьогодні ближньопольові зонди і зроблено їх порівняльний аналіз. Окремо проаналізовано основні параметри ближньопольового зонда на основі оптичної плазмонної мікросмушкової лінії та його застосування в оптичному записі інформації. Визначено проблеми, які стоять на шляху стрімкого розвитку та широкого застосування ближньопольових оптичних систем.

Ключові слова: сканувальний ближньопольовий оптичний мікроскоп, ближньопольовий зонд, ближньопольовий оптичний запис, оптична ефективність, роздільна здатність, мікросмушковий зонд, оптична плазмонна мікросмушкова лінія.

Аннотация. Рассмотрены особенности применения ближнеполевого метода в оптических системах для преодоления дифракционного предела. Рассмотрены существующие на сегодняшний момент ближнеполевые зонды и сделан их сравнительный анализ. Отдельно проанализированы основные параметры ближнеполевого зонда на основе оптической плазмонной микрополосковой линии и его применение в оптической записи информации. Обозначены проблемы, которые стоят на пути стремительного развития и широкого применения ближнеполевых оптических систем.

Ключевые слова: сканирующий ближнеполевой оптический микроскоп, ближнеполевой зонд, ближнеполевая оптическая запись, оптическая эффективность, разрешающая способность, микрополосковый зонд, оптическая плазмонная микрополосковая линия.

Abstract. Features of near-field method application in optical systems to overcome the diffraction limit were considered. Existing at the moment near-field probes were discussed and their comparative analysis was made. Separately, the main parameters of near-field probe based on optical plasmon microstrip line and its application in optical data storage were analyzed. The problems that stand in the way of rapid development and wide application of near-field optical systems were denoted.

Keywords: Scanning near-field optical microscope, near-field probe, near-field optical recording, optical efficiency, spatial resolution, microstrip probe, optical plasmon microstrip line.

1. Вступ

Оптичні методи знайшли широке застосування в багатьох областях наукової, виробничої та побутової діяльності людини. Проте звичайні оптичні системи мають дифракційне обмеження, і їх роздільна здатність може бути визначена за допомогою критерію Релея та Аббе [1]:

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

де R – мінімальна відстань між двома точковими джерелами світла, на якій вони можуть бути однозначно відокремлені як два окремих джерела (роздільна здатність оптичної системи), λ – довжина хвилі лазерного випромінювання, NA – числова апертура оптичної системи ($NA = n \times \sin \theta$, де n – показник заломлення середовища, θ – апертурний кут). Таким чином, для підвищення роздільної здатності оптичної системи необхідно зменшувати довжину хвилі λ і збільшувати числову апертуру NA . Якщо положити $NA = 1$, то у видимому діапазоні неможливо отримати роздільну здатність, більшу ніж 230 нм, використовуючи звичайні дифракційно обмежені оптичні системи.

На сьогодні можна виділити такі основні методи подолання дифракційної межі звичайних оптичних систем:

- імерсійний метод [2–5];
- використання метаматеріалів (superlens, hyperlens, metascreens, superoscillation) [6–8];
- ближньопольовий зондовий метод [2].

Кожен з цих методів має свої переваги та недоліки. В даній роботі будуть розглянуті особливості та останні досягнення ближньопольового зондового методу, а також застосування ближньопольового методу в оптичному записі інформації.

2. Сканувальний ближньопольовий оптичний мікроскоп

Основну ідею ближньопольового методу [9] зображено на рис. 1. При нормальному падінні світлової хвилі на непрозорий екран із отвором, розміри якого набагато менші довжини хвилі падаючого випромінювання λ ($d \ll \lambda$), непрозора поверхня буде екранувати світлову хвилю. На виході отвору у ближній зоні світлова пляма буде мати поперечні розміри, близькі до розмірів отвору.

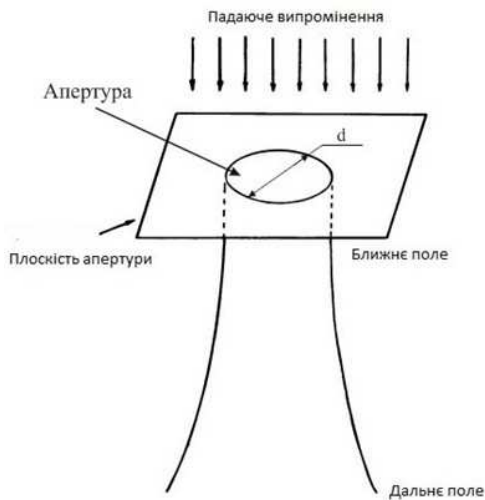


Рис. 1. Схематичне зображення ідеї ближньопольового методу

Для отримання високої роздільної здатності досліджуваній об'єкт необхідно помістити безпосередньо за отвором на відстані $h \leq d \ll \lambda$. В такому випадку на поверхні зразка можна отримати світлову пляму, розміри якої дорівнюють діаметру отвору d . Зображення поверхні зразка отримується шляхом покрокового сканування. Мікроскоп, що працює на основі цього методу, отримав назву сканувального ближньопольового оптичного мікроскопа (СБОМ).

Теоретично, зменшуючи діаметр отвору (апертури) СБОМ, можна отримати світлові плями субхвильових розмірів (одиниці нанометрів). Однак висока роздільна здатність СБОМ досягається за рахунок значного зменшення їх оптичної ефективності. Зменшення оптичної ефективності обумовлене екрануванням випромінювання металевим екраном. Оцінити оптичну ефективність СБОМ можна за допомогою коефіцієнта пропускання за дальнім полем, який показує енергію, що випромінюється через отвір. Було показано [10, 11], що він швидко зменшується при зменшенні величини отвору за законом:

$$k_{eff} = \frac{P_{rad}}{P_0} \sim \left(\frac{d}{\lambda}\right)^6, \quad (2)$$

де P_0 – потужність падаючої електромагнітної хвилі, P_{rad} – потужність електромагнітної хвилі, що пройшла через отвір діаметром d . Теоретично розрахована оптична ефективність такої конструкції не перевищує $3 \cdot 10^{-3}$ при розмірі апертури 100 нм. Слід зазначити, що концентрація світлової енергії на отворі призводить до збільшення інтенсивності електричного поля на отворі. Тому в деяких випадках для оцінки оптичної ефективності СБОМ використовується коефіцієнт підсилення поля за ближнім полем за формулою

$$k_{nf} = |E|^2 S / (|E_0|^2 S_0), \quad (3)$$

де S_0 і S – ефективний переріз лазерного пучка на вході оптичної системи і на апертурі відповідно, E_0 – амплітуда електричного поля на вході ближньопольового зонда, E – амплітуда поля на апертурі. Для ефективних оптичних систем він буде за величиною, близьким до одиниці (хоча в деяких випадках може в декілька разів перевищувати її), а для неефективних оптичних систем – близьким до нуля. Було показано, що у стандартних ближньопольових мікроскопах коефіцієнт підсилення за інтенсивністю падає приблизно за таким же законом, як і коефіцієнт пропускання за дальнім полем.

Для збільшення оптичної ефективності СБОМ було запропоновано декілька конструкцій ближньопольових зондів, які умовно можна розділити на дві групи: апертурні та безапертурні. Як вже зазначалось, до апертурних відносяться такі зонди, в яких для взаємодії світлової енергії зі зразком використовуються субхвильові апертури в металевому покритті. Найпоширенішим є звужуваний зонд, виготовлений з оптоволокна за допомогою методу локального нагрівання та витягування [12] або методу хімічного травлення [13, 14]. Потім звужене до потрібних розмірів оптоволокно покривається металевою плівкою. Для створення наноапертури на вершині зонда використовують метод іонно-променевого травлення [15]. У виготовлених за такої технологією зонди мають малий кут сходження, який не перевищує 15° . Відомо, що світлова хвиля не може вільно розповсюджуватися в металізованих діелектричних хвилеводах, поперечні розміри якого набагато менші за довжину хвилі падаючого випромінювання [16]. Тому світлова хвиля, яка розповсюджується через звужуваний оптоволоконний зонд, набуває згасаючого характеру в області вершини зонда. Оскільки кут сходження є невеликим, то частина зонда біля його вершини, що має критичні поперечні розміри, є значною, що призводить до сильного послаблення поля на вершині зонда, а далі – до додаткового зменшення оптичної ефективності.

Температурне розплавлення та витягування оптоволокна при його виготовленні руйнує структуру серцевини оптоволокна. Наслідком цього є розширення лазерного пучка, що, у свою чергу, призводить до поганого зв'язку лазерного пучка в оптоволокні з плазмонною модою металізованого оптоволокна. Окрім того, при малих кутах сходження (адіабатичне наближення) через збільшення довжини металізованої частини зонда збільшуються дисипативні втрати в металевому покритті, що призводить до зменшення оптичної ефективності. В роботах [17–19] було показано, що оптична ефективність такого зонда не перевищує 10^{-6} при розмірі апертури 100 нм.

Для підвищення оптичної ефективності конусоподібних зондів збільшують кут його сходження до 30° – 40° , використовуючи метод динамічного травлення [20, 21]. За допомогою методу вибіркового травлення виготовляють конусоподібні оптоволоконні зонди з кутами сходження 45° і висотою конічної частини 2 мкм [22]. При цьому зберігається структура оптоволокна і, як наслідок, відбувається більш ефективно збудження плазмонної моди. Оптична ефективність таких зондів досягає значень 10^{-4} – 10^{-3} . Слід зазначити, що при збільшенні кута сходження зонда збільшуються втрати енергії пучка через її відбивання назад від металевого покриття. Через це необхідно обирати значення кута сходження таким чином, щоб отримати оптимальне значення оптичної ефективності.

Для уникнення значного затухання світлового поля в зонді біля його вершини внаслідок експоненційного затухання в закритичній частині було запропоновано конструкцію мікросмужкового ближньопольового зонда (МБЗ) [19, 23, 24], зображену на рис. 2. Металеве покриття МБЗ не суцільне, а виконане у вигляді двох пірамідальних металевих смужок. Було показано, що фундаментальна мода МБЗ не має критичних розмірів і тому може вільно досягати його вершини, і при цьому така конструкція не має металевих екранів, який екранує отвір і призводить до катастрофічного зменшення оптичної ефективності за законом $(d/\lambda)^6$. На довжині хвилі 650 нм оптична ефективність МБЗ при розмірах апертури

32,5 нм і 10,9 нм складає 10^{-1} і 10^{-2} відповідно. Таким чином, оптична ефективність МБЗ на 2–3 порядки перевищує оптичну ефективність стандартних ближньопольових зондів.

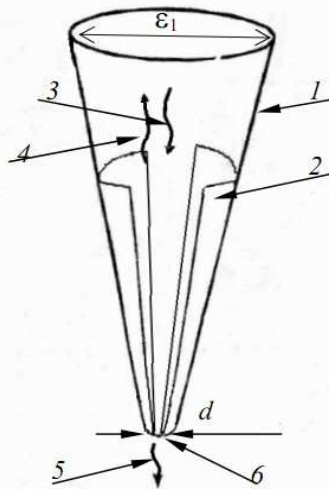


Рис. 2. Конструкція мікросмужкового ближньопольового зонда: 1 – світловод конічної форми, 2 – металеві смужки, 3 – падаюча хвиля, 4 – відбита хвиля, 5 – випромінена апертурою хвиля, 6 – вершина зонда (апертюра)

Також для високоефективної локалізації світлової енергії досліджувалось використання апертур різних форм і розмірів в алюмінієвій плівці товщиною 120 нм [25]. Було показано, що оптимальною для локалізації світлової енергії є С-подібна форма апертури при ТМ-поляризації падаючого випромінювання. На довжині хвилі 600 нм, використовуючи подібну систему, було отримано світлову пляму розміром 35 нм. Оптична ефективність такої системи склала $6,6 \times 10^{-3}$.

У роботі [26] для локалізації світлової енергії було запропоновано використовувати металеві порожнисті пірамідальні зонди. На вершині зонда робиться апертура з розмірами 50–100 нм. Зонди такого типу в поєднанні з перевагами фемтосекундного лазера знайшли широке застосування в нелінійній оптиці [27–31].

У роботі [32] було запропоновано гібридну конструкцію ближньопольового зонда вістря+апертура. Конструкція складається із срібного пірамідального зонда, на вершині якого зроблено С-подібну апертуру. Радіус кривизни вершини такого зонда дорівнює 10 нм. У зонді такого типу поєднано можливість отримати високу роздільну здатність за допомогою металевого вістря і відносно велику оптичну ефективність С-подібної апертури. В роботі було показано 500-кратне підсилення інтенсивності електричного поля на довжині хвилі 530 нм.

В безапертурних зондах ближнього поля використовується ефект підсилення світлового поля на металевому вістрі (область з малим радіусом кривизни). Було запропоновано декілька типів безапертурних зондів: металеве вістря сканувального тунельного мікроскопа, металізоване вістря атомно-силового мікроскопа і різноманітні антенні структури [33–37].

В першому наближенні роздільна здатність безапертурного ближньопольового зонда визначається радіусом кривизни вершини зонда. За допомогою іонно-променевого травлення вдається отримати зонди з радіусом кривизни 1–5 нм [38]. Підсилення електричного поля на вістрі обумовлюється ефектом плазмового резонансу. Поверхневі плазмони [39, 40], які збуджуються на границі розділу метал-повітря, розповсюджуються вздовж звужуваного металевого вістря, що і призводить до локалізації світлової енергії на вершині. Не дивлячись на те, що, використовуючи безапертурні ближньопольові зонди, вдається досягати рекордних значень роздільної здатності (1-5 нм) і значного підсилення електричного поля на вершині, виробництво таких зондів з високим показником відтворення є дуже складною технологічною задачею. Також схеми СБОМ, в яких використовуються безапертурні зонди, характеризуються високим рівнем фоновго випромінювання, що призводить до складнощів детектування корисного сигналу від зразка. Через високий рівень фоновго випромінювання у схемах з використанням безапертурних зондів їх використання можливо лише з застосуванням спеціальних методів детектування корисного сигналу: метод Lock-in, метод Gated Measurement та різноманітні інтерференційні методи [41, 42]. Більш детально ознайомитися з особливостями безапертурних зондів і їх застосуванням в СБОМ можна в роботах [43–45].

СБОМ може працювати в таких режимах (рис. 3): освітлювальний (а), збиральний (б), освітлювально-збиральний (в), освітлювально-відбивальний (г), відбивально-збиральний (д). В освітлювальному режимі зонд СБОМ використовується як випроміню-

вач світла, а детектування сигналу відбувається через світло, що пройшло крізь зразок, за допомогою окремого фотоприймача, розташованого за зразком. Недоліком цього режиму роботи є те, що необхідно синхронно переміщувати випромінювач над зразком і фотоприймач під зразком для отримання коректних результатів сканування. Збиральний режим роботи СБОМ подібний освітлювальному, з тією різницею, що в даному режимі роль фотоприймача виконує саме зонд СБОМ, а опромінення зразка виконується за допомогою окремого випромінювача. В освітлювально-відбивальному і відбивально-збиральному режимах детектування сигналу відбувається через світло, яке було відбите від поверхні зразка. Система детектування в освітлювально-відбивальному режимі складається з фокусуючої лінзи і фотоприймача. Перевагою цих двох режимів є те, що непотрібно проводити переміщення системи детектування в освітлювально-відбивальному режимі та випромінювача в відбивально-збиральному режимі, в якому роль приймача грає зонд СБОМ. Це приводить до значного спрощення технічної реалізації схеми СБОМ. Однак через малу оптичну ефективність зондів СБОМ детектування відбитого поверхнею зразка світла є дуже складною задачею. Також загальним недоліком описаних вище режимів роботи є необхідність використання окремих елементів, розташованих у дальній зоні. Це призводить до деяких складнощів у технічній реалізації схеми СБОМ, а головне – до збільшення впливу фонового випромінювання і, тим самим, до зменшення відношення корисний сигнал/шум. Цих недоліків не має освітлювально-збиральний режим роботи СБОМ, в якому зонд СБОМ є як випромінювачем, так і приймачем світлової енергії. Взаємодія електромагнітного поля, випроміненого зондом, зі зразком в освітлювально-збиральному режимі відбувається переважно за ближнім полем. Тому сигнал, що детектується, визначається лише ближнім полем, що мінімізує вплив фонового випромінювання в отримане зображення зразка. Таким чином, чисто ближньопольовим режимом роботи СБОМ є освітлювально-збиральний режим.

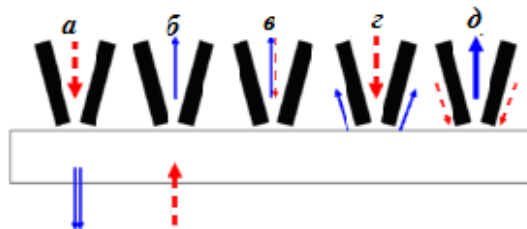


Рис. 3. Режими роботи СБОМ.

Пунктирними стрілками відзначено падаюче випромінювання, суцільними – випромінювання, що пройшло або було відбите

У даному розділі було розглянуто основні конструкції ближньопольових зондів, які існують на сьогоднішній момент, та основні режими роботи СБОМ. В наступному розділі ми розглянемо найбільш перспективну, на наш погляд, конструкцію ближньопольового зонда для багатьох галузей фізики, хімії, біології, інформаційних технологій та ін.

3. Ближньопольовий зонд на основі оптичної плазмонної мікросмужкової лінії

Для підвищення оптичної ефективності та роздільної здатності ближньопольових зондів Лапчуком (Lapchuk A.S.) и Конвеєм (Conway J.) було запропоновано конструкцію мікросмужкового ближньопольового зонда пірамідальної форми (ПМБЗ) (рис. 4) [46, 47]. Надалі ПМБЗ будемо називати ближньопольовим зондом на основі оптичної плазмонної мікросмужкової лінії (БЗОПМЛ або ОПМЛ).

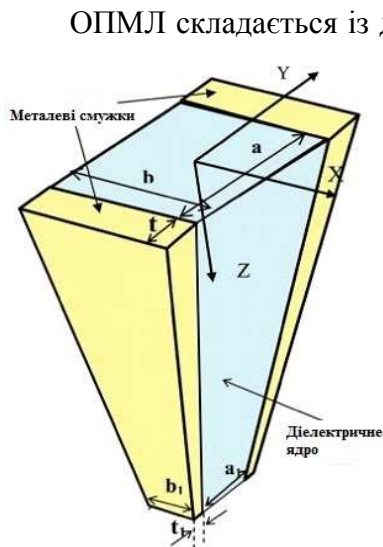


Рис. 4. Мікросмужковий ближньопольовий зонд пірамідальної форми

ОПМЛ складається із діелектричного ядра пірамідальної форми зі зрізаною вершиною, симетрично з двох боків вкритого металевими смужками. Діелектричне ядро і металеві смужки формують мікросмужкову лінію, що звужується в напрямку вершини зонда. Таким чином, ОПМЛ в області вершини має розміри в декілька десятків нанометрів. В нанорозмірних ОПМЛ можуть розповсюджуватися лише найнижчі моди [48]: симетрична квазі- TM_{00} -мода та антисиметрична TM_{01} -мода. Це пов'язано з тим, що квазі- TM_{00} -мода та TM_{01} -мода не мають частоти відсічки [48], і тому можуть вільно розповсюджуватися через усю довжину ОПМЛ до його вершини. Однак при зменшенні розмірів діелектричного ядра поле TM_{01} -моди витісняється за межі ОПМЛ і починає розповсюджуватися у просторі навколо ОПМЛ. Через це модальний розмір TM_{01} -моди перевищує поперечні розміри ОПМЛ і призводить до зниження оптичної ефективності. В той самий час поле квазі- TM_{00} -моди при зменшенні розмірів діелектричного

ядра навпаки зосереджується в діелектричному ядрі (рис. 5), тому її модальний розмір приблизно дорівнює розміру ОПМЛ у поперечному перерізі. Тому надалі свою увагу ми зосередимо на аналізі збудження та розповсюдження саме квазі- TM_{00} -моди (фундаментальна мода). Слід зазначити, що поле на металевих ребрах носить сингулярний характер [49], а це призводить до неоднорідності світлової плями за апертурою ОПМЛ і збільшення її ефективного поперечного перерізу. Через це розміри світлової плями визначаються не лише розмірами діелектричного ядра, а також і товщиною металевих смужок ($S_{spot} = (a_1 + t_1) \cdot b_1$, рис. 4).

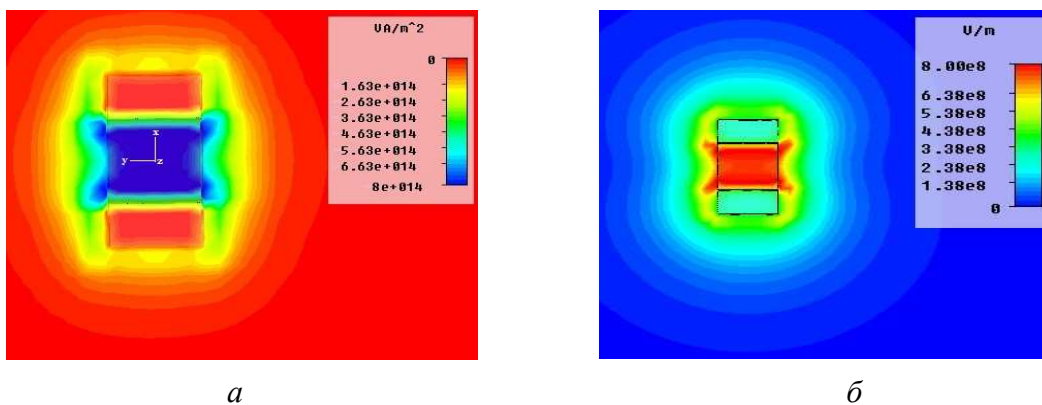


Рис. 5. z -компонента потоку електромагнітної енергії P_z (а) і абсолютне значення електричного поля (б) квазі- TM_{00} -моди в поперечному перерізі на відстані 60 нм від основи ОПМЛ, $b = a = 10$ нм, $t = 5$ нм, $L = 160$ нм, $\lambda = 405$ нм, матеріали: кварц ($\epsilon = 2,25$) і алюміній ($-2,4 + i5$)

Розподіл поля фундаментальної моди вздовж зонда має структуру стоячої хвилі з високим гострим піком біля вершини зонда з підсиленням за інтенсивністю поля, приблизно рівному 2500 [46]. Це вказує на велику оптичну ефективність ОПМЛ за ближнім полем.

Для забезпечення великих значень оптичної ефективності і підсилення за електричним полем параметри ОПМЛ повинні задовольняти наступним умовам: 1) мати високу ефективність збудження робочої квазі- TM_{00} -моди зонда; 2) мати здатність робочої моди поширюватися вздовж усього зонда до його вершини (відсутність критичних розмірів хви-

леводу); 3) мати малі втрати енергії моди в зонді; 4) мати великий коефіцієнт зв'язку робочої моди з плоскими хвилями в вільному просторі через апертуру зонда.

Поширюючись усередині зонда квазі-ТМ₀₀-мода, внаслідок швидкого звуження зонда, частково відбивається назад. Відбивання назад може значно погіршити оптичну ефективність ОПМЛ. Щоб відбивання було незначним, необхідно, щоб при розповсюдженні хвилі вздовж зонда на відстань, рівну половині довжини хвилі квазі-ТМ₀₀-моди (тобто на відстань, що дорівнює відстані позитивної інтерференції хвиль, відбитих назад), відносні зміни поперечних розмірів мікросмужкової лінії були малими – умова адіабатичності звуження зонда [46, 50–52]. Для однакових кутів сходження в вертикальному і горизонтальному напрямках відбивання буде більшим з області вершини зонда при малих поперечних розмірах мікросмужкової лінії. Отже, втрати енергії на відбивання будуть максимальними в області вершини зонда. Проте швидке зменшення довжини хвилі хвилеводної моди зі зменшенням висоти мікросмужкової лінії (рис. 6) повинно значно зменшити відбивання квазі-ТМ₀₀-моди в області вершини зонда, а отже і величину втрат енергії на відбивання для всього зонда.

В адіабатичному наближенні і при малих дисипативних втратах майже вся енергія звужуваного ОПМЛ фокусується на його вершині. Оскільки розрахунок полів звужуваного зонда вимагає застосування ЕОМ з великими обчислювальними потужностями, тому в деяких випадках звужувану ОПМЛ можна замінити регулярною мікросмужковою лінією (рис. 7), поперечні розміри якої дорівнюють поперечним розмірам вершини ОПМЛ.

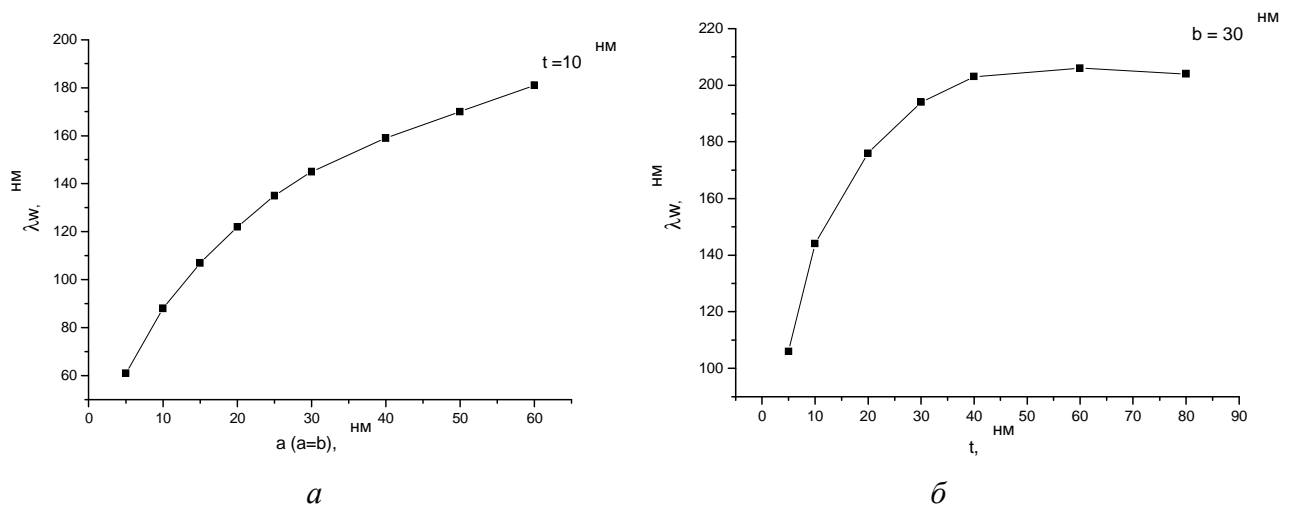


Рис. 6. Залежність довжини хвилі квазі-ТМ₀₀-моди від розмірів діелектричного ядра $a = b$ (а) і товщини металевого покриття t (б); $\lambda = 405$ нм, матеріали: кварц ($\epsilon = 2,25$) і алюміній ($-2,4 + i5$)

Збудити фундаментальну квазі-ТМ₀₀-моду ОПМЛ можна, якщо сфокусувати лазерне випромінювання за допомогою фокусуючої лінзи безпосередньо на основу ОПМЛ або за допомогою фундаментальної квазі-ТЕМ-моди діелектричного хвилеводу, який співвісно пристикований до основи ОПМЛ. Таким чином, на вході ОПМЛ необхідно трансформувати сфокусоване лазерне випромінювання або квазі-ТЕМ-моду діелектричного хвилеводу в фундаментальну квазі-ТМ₀₀-моду ОПМЛ. При трансформації у відкритих структурах, якою є ОПМЛ, завжди відбувається часткове випромінювання когерентного світла в оточуюче середовище. При моделюванні для збудження квазі-ТМ₀₀-моди ми використали мікросмужкову лінію зі смужками з ідеального металу, який збуджує квазі-ТМ₀₀-моду через торцеве з'єднання його вершини і основи ОПМЛ. Такий вибір обумовлено умовами моделювання (нанорозмірна регулярна ОПМЛ). Використання такого збудження мінімізує

випромінювання в оточуюче середовище, проте близькість з'єднання діелектричного хвилюводу і ОПМЛ підвищує рівень інтенсивності фонового випромінювання біля вершини зонда, яке обов'язково буде існувати в реальній схемі для даного ближньопольового методу.

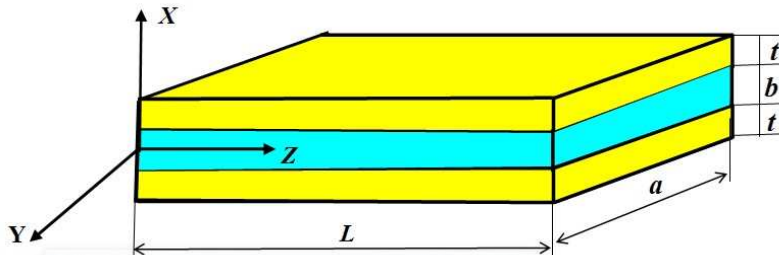


Рис. 7. Ближньопольовий зонд на основі регулярної оптичної плазмонної мікросмужкової лінії. Жовтим кольором позначено металеві смужки, синім – діелектричне ядро

ОПМЛ від розмірів діелектричного ядра та металевих смужок.

Основною величиною, що визначає амплітуду максимально можливо-го сигналу ОПМЛ в освітлювальному режимі, є коефіцієнт пропускання за дальнім полем k_{eff} [53, 54].

На рис. 8 показано залежність коефіцієнта пропускання за дальнім полем

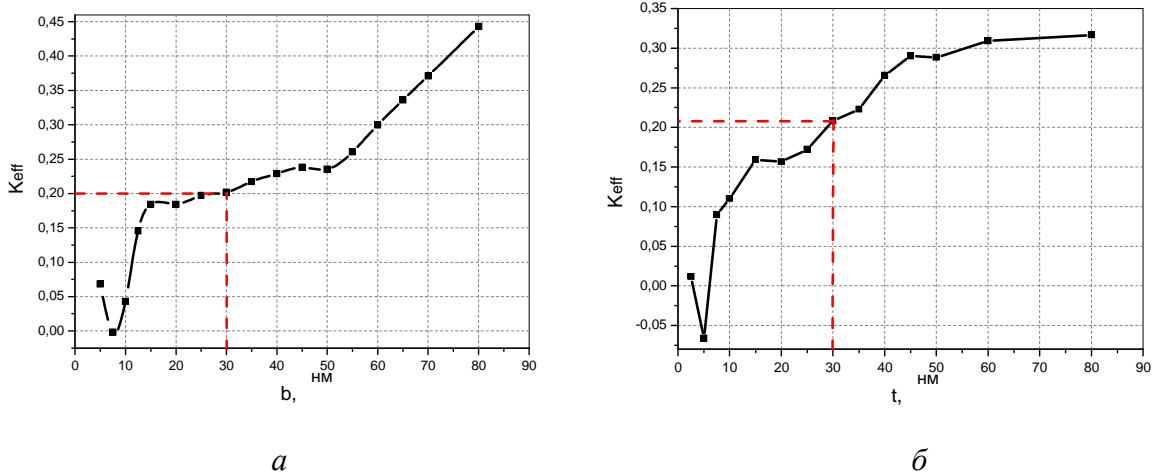


Рис. 8. Залежність k_{eff} від розмірів діелектричного ядра b ($b = a$, $t = 30$ нм) (а) і товщини металевих смужок t ($a = b = 30$ нм) (б); $L = 200$ нм, $\lambda = 405$ нм; матеріали: кварц і алюміній

З рис. 8 видно, що при фактичному лінійному розмірі апертури 90 нм ($b = t = 30$ нм) коефіцієнт пропускання за дальнім полем ОПМЛ становить більше 20%, що більш ніж на чотири порядки перевищує цей параметр для звичайних зондів СБОМ. Слід звернути увагу на різкий провал залежності $k_{eff}(t)$ в точці $t = 5$ нм, в якій величина k_{eff} має від'ємне значення. В роботі [53] було показано, що це явище викликано інтерференційними ефектами, які виникають в області вершини ОПМЛ між полем фундаментальної квазі-ТМ₀₀-моди і полем фонового випромінювання. При певних умовах в області вершини зонда може спостерігатися зворотний потік енергії (вектор Умова-Пойтінга). Умови виникнення зворотного потоку енергії можна записати як

$$P_2(L) > P_1(L)k_{eff}^2 \frac{k}{4\gamma_{m00}|\cos\phi|}, \quad (4)$$

де $P_1(L)$ – потік енергії, обумовлений компонентами поля квазі-ТМ₀₀-моди, $P_2(L)$ – потік енергії, обумовлений компонентами поля фонового випромінювання, k – хвильовий вектор у вільному просторі, γ_{m00} – хвильовий вектор квазі-ТМ₀₀-моди, ϕ – фаза між полем квазі-ТМ₀₀-моди та полем фонового випромінювання. З формули (4) видно, що при вели-

чині k_{eff} в одиниці процентів достатньо мати інтенсивність фонового випромінювання в соті долі процента, щоб отримати зворотний потік енергії в області вершини ОПМЛ. Слід зазначити, що якою буде інтерференція полів в області вершини зонда – конструктивною чи деструктивною – залежить також від довжини зонда L і товщини металевого покриття t [53].

3.1. Застосування БЗОПМЛ в оптичному записі інформації

Застосування СБОМ в ближньопольовому оптичному записі інформації (БОЗІ) було вперше запропоновано та продемонстровано групою АТ&Т під керівництвом Бетціга (Betzig E.) в 1992 році [12, 55–58], що показало можливість досягти щільності запису 100 Гбіт/дм² при записі в магнітооптичному середовищі. Далі, в роботах [59, 60] було продемонстровано БОЗІ з використанням СБОМ в освітлювально-збиральному режимі на основі інформаційного середовища з фазовим переходом Ge₂Sb₂Te₅. На довжині хвилі 785 нм були записані біти інформації з розміром 80 нм і проведено їх зчитування з лінійною швидкістю 20 мкм/с. Щільність запису склала близько 100 Гбіт/дм². Не дивлячись на досить великі значення роздільної здатності СБОМ, головним недоліком використання СБОМ в БОЗІ є критично низька лінійна швидкість запису інформації, яка обумовлена низькою оптичною ефективністю зондів СБОМ, а область сканування обмежена малою областю, не більшою ніж 100x100 мкм². Для запису та зчитування відео, наприклад, у форматі DVD, необхідно досягти швидкості передачі даних більшої за 20 Мбіт/с. Таким чином, швидкість сканування СБОМ складає 1/1 000 000 від необхідної швидкості. До того ж, звичайний оптоволоконний зонд, виготовлений з кварцу або пластика, є дуже крихким, що призводить до пошкодження зонда при контакті з диском під час його обертання на великій швидкості. У зв'язку з цим було запропоновано використовувати зонди на ковзаючому контакті [61] і зонди на повітряній подушці (flying-type near-field recording) [62].

Таким чином, роздільна здатність СБОМ досягає одиниць нанометрів, однак не має значного прогресу в підвищенні швидкості та збільшенні області сканування. Насамперед, обмеження широкого застосування СБОМ обумовлено технічними та технологічними складнощами виготовлення зондів СБОМ. Через це виникає необхідність теоретичної розробки моделі високоефективного БОЗІ з застосуванням зондів СБОМ. Велика оптична ефективність і відносно висока роздільна здатність БЗОПМЛ робить перспективним його застосування в БОЗІ. В даному підрозділі будуть розглянуті особливості застосування БЗОПМЛ для зчитування інформації з оптичних дисків ROM-, R- і RW-форматів.

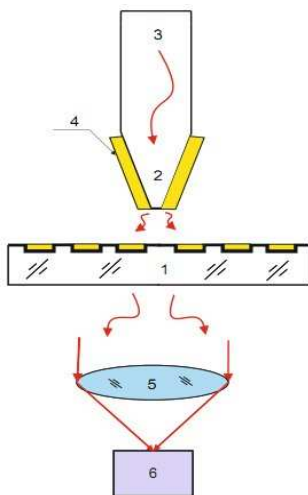


Рис. 9. Зчитування інформації з оптичного диска в освітлювальному режимі: 1 – оптичний диск, 2 – БЗОПМЛ, 3 – діелектричний хвилевод, 4 – металеві смужки, 5 – фокусируюча лінза, 6 – фотодетектор (ФД)

Дослідження проводилося на основі числового моделювання методом скінченних різниць у часовій області (Finite-Difference Time Domain Method, FDTD).

Існує декілька схем реалізації процесу ближньопольового оптичного запису. Перший варіант – це освітлювальний режим роботи БЗОПМЛ (рис. 9), в якому БЗОПМЛ виконує роль випромінювача, а детектування промодульованого рельєфом оптичного диска сигналу відбувається за променем, що пройшов крізь оптичний диск.

Піти оптичного диска формату ROM в освітлювальному режимі було промодельовано як пластинки, виконані або з діелектрика, або з металу. Очевидно, що в цьо-

му випадку оптичний диск повинен бути прозорим (виконаним із діелектрика), а піти будуть виконані в вигляді металевих пластин. Оскільки потік енергії необхідно розраховувати в дальній зоні, то область обчислень має досить великі розміри. Крім того, моделювання необхідно проводити для пітів, що зміщуються відносно вершини зонда з малим кроком 2-10 нм. Тому обчислення полів вимагає великих потужностей, застосованих ЕОМ, і призводить до збільшення часу обчислень. Отже, в деяких випадках для якісного аналізу процесу зчитування інформації тривимірну модель доцільно замінити двовимірною моделлю (2D-модель). У двовимірній моделі вважається, що структури зонда і оптичного диска однорідні відносно однієї осі (у нашому випадку вздовж осі Y) і зміщення диска, тому розповсюдження і дифракція світла відбуваються тільки у площині XZ . 2D-модель процесу зчитування інформації в освітлювальному режимі показано на рис. 10.

Детектування сигналу відбувається через зміну величини потоку енергії P_{rad} в дальній зоні, нормованій на величину потоку падаючої енергії P_0 . Для дипольного випромінювання (випромінювання з області малої апертури добре апроксимується дипольним випромінюванням) дальню зону можна визначити умовою $d \geq \lambda$, де d – відстань між апертурою зонда та ФД. Роль ФД при моделюванні виконує контрольна площадка S , через яку відбувається обчислення величини P_{rad} .

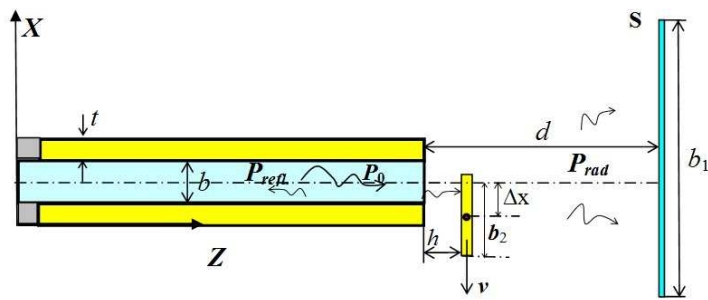


Рис. 10. 2D-модель процесу зчитування інформації в освітлювальному режимі

Результати моделювання на довжині хвилі збуджуючого випромінювання 750 нм показали [53], що амплітуда сигналу для випадку переміщення кварцової пластинки становить 0,0005, а для випадку переміщення золотої пластинки амплітуда сигналу на порядок більша – 0,005. Тобто в освітлювальному режимі отримується

малоконтрастний сигнал. Також викликає деякі труднощі технічна реалізація освітлювального режиму роботи ОПМЛ через те, що переміщати зонд над диском і ФД під диском необхідно синхронно задля отримання коректних результатів.

На рис. 11 зображено 2D-модель процесу зчитування інформації БЗОПМЛ в освітлювально-відбивальному режимі. Піти в цьому випадку виконано як заглиблення на поверхні непрозорого металевого покриття оптичного диска. Результати моделювання на довжині хвилі збуджуючого випромінювання 405 нм показали [54], що, незважаючи на високий коефіцієнт пропускання ОПМЛ за дальнім полем, сигнал у цьому режимі є малоконтрастним ($\approx 20\%$) і має неправильну форму. Крім того, ширина сигналу від піта на рівні половинної амплітуди сигналу значно перевищує реальні розміри піта. Прецесійний оптичний контроль відстані зонд-диск в освітлювально-відбивальному режимі можна здійснювати в діапазоні від 0 до 25 нм за нормованим сигналом P_{rad} / P_0 .

На рис. 12 зображено схему зчитування інформації в освітлювально-збиральному режимі роботи БЗОПМЛ.

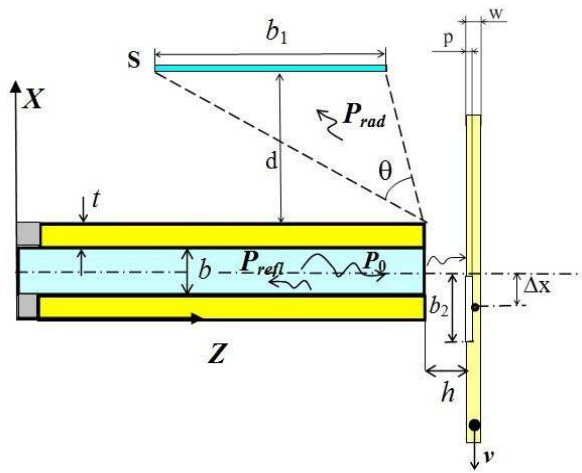


Рис. 11. 2D-модель процесу зчитування інформації в освітлювально-відбивальному режимі

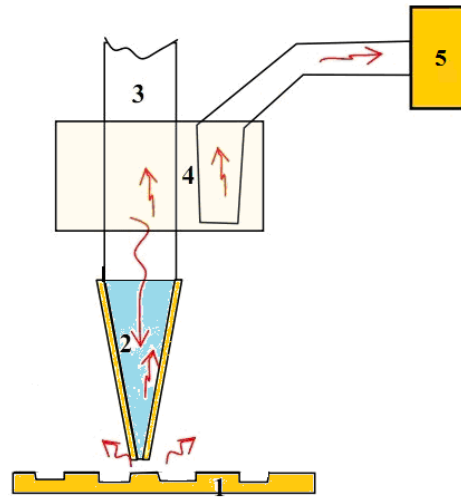


Рис. 12. Зчитування інформації в освітлювально-збиральному режимі: 1 – оптичний диск, 2 – БЗОПМЛ, 3 – діелектричний хвилевод, 4 – направлений відгалужувач, 5 – ФД

Детектування сигналу в освітлювально-збиральному режимі здійснюється через вимірювання залежності коефіцієнта відбиття за потужністю $|R|^2$ квазі-ТМ₀₀-моди від вершини діелектричного ядра. Обчислення $|R|^2$ відбувається через коефіцієнт стоячої хвилі $K_{sw} = E_{max} / E_{min}$ поблизу вершини ОПМЛ, де E_{max} – амплітуда електричного поля в першій від вершини пучності, E_{min} – амплітуда електричного поля в першому від вершини вузлі. Освітлювально-збиральний режим є чисто ближньопольовим режимом роботи БЗОПМЛ і тому очікується, що саме в цьому режимі вдасться отримати найбільш контрастний сигнал правильної форми. На рис. 13 показано залежність $|R|^2$ від величини зміщення піта ΔX вздовж вершини зонда. Моделювання проводилось на довжині хвилі збуджуючого випромінювання 405 нм.

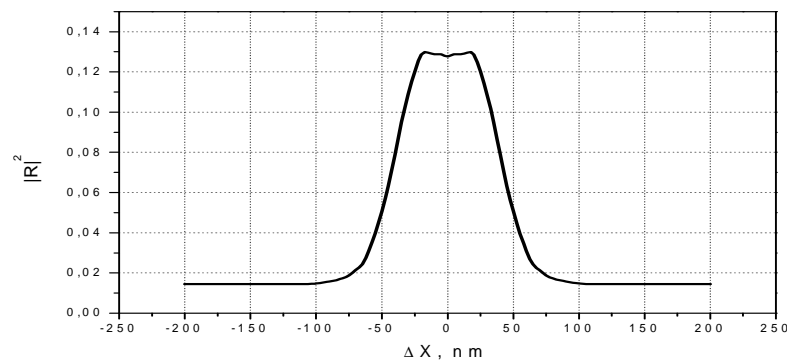


Рис. 13. Залежність $|R|^2$ від величини зміщення піта ΔX вздовж вершини зонда: $p = 20$ нм, $b_2 = 45$ нм, $w = 40$ нм, $b = 30$ нм, $t = 30$ нм, $L = 240$ нм, $\lambda = 405$ нм

З рис. 13 видно, що в освітлювально-збиральному режимі отримується висококонтрастний сигнал правильної форми з контрастом $C_{nf} = 0,82$. Ширина сигналу від піта на рівні половинної амплітуди сигналу приблизно дорівнює дійсним розмірам піта. Прецесійний оптичний контроль відстані зонд-диск в освітлювально-збиральному режимі можна здійснювати в діапазоні від 0 до 100 нм. Крім того, величина контрасту залежить від глибини піта: $C_{nf} = 0,6$, $C_{nf} = 0,8$ і $C_{nf} = 0,82$ для $p = 10$ нм, $p = 20$ нм і $p = 30$ нм, відповідно. Також в освітлювально-збиральному режимі існує можливість отримати фазово-контрастний сигнал з контрастом $\Delta\varphi = 5 - 15^\circ$, де $\Delta\varphi$ – це зсув фази електричного поля фундаментальної моди при переміщенні піта вздовж вершини зонда. Ширина фазово-контрастного сигналу на рівні половинної амплітуди сигналу приблизно дорівнює дійсним

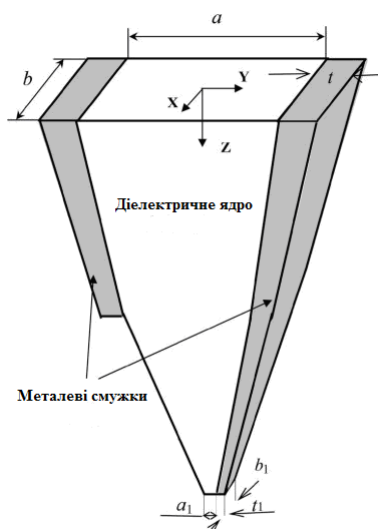


Рис. 14. БЗОПМЛ з однією металевою смужкою

розмірам піта. Прецесійний оптичний контроль відстані зонд-диск в освітлювально-збиральному режимі можна здійснювати в діапазоні від 10 нм до 75 нм за зсувом фази електричного поля фундаментальної моди.

Вище було описано застосування БЗОПМЛ для зчитування інформації з оптичних дисків формату ROM. Однак моделювання процесу зчитування інформації з оптичних дисків R- і RW-форматів за допомогою БЗОПМЛ показало [54], що сигнал в освітлювально-збиральному режимі отримується малококонтрастний і неправильної форми. Тому для покращання параметрів зчитування з оптичних дисків R- і RW-форматів необхідно провести пошук належних матеріалів як інформаційних шарів і, можливо, дещо модифікувати структуру БЗОПМЛ. Наприклад, доцільним є провести моделювання процесу зчитування інформації з оптичних дисків за допомогою БЗОПМЛ з однією металевою смужкою (рис. 14) [46].

3.2. Технічна реалізація БЗОПМЛ

Не дивлячись на існування багатьох теоретичних робіт, які описують конструкції та принципи роботи високоефективних пристроїв для подолання дифракційної межі й отримання високої роздільної здатності, експериментальних результатів високоефективного використання ближньопольових оптичних зондів, на сьогодні існує не дуже багато. Насамперед, це обумовлено технічними і технологічними складнощами при виробництві нанорозмірних пристроїв.

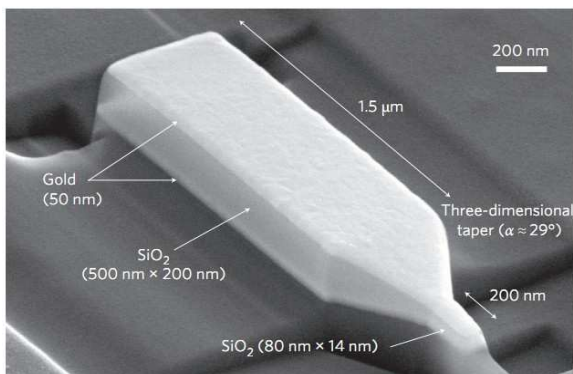


Рис. 15. СЕМ-зображення виготовленого БЗОПМЛ

У роботі [63] було показано технічну реалізацію конструкції ближньопольового зонда, подібну до БЗОПМЛ (рис. 15). Використовуючи метод двофотонної фотолітосудення, дослідники експериментально оцінили отриману конструкцію БЗ. Було встановлено, що підсилення інтенсивності електричного поля на вершині зонда складає 400 разів при поперечних розмірах апертури $14 \times 80 \text{ nm}^2$ і товщині металевого покриття 50 нм. Ефективність зонда дорівнює $-1,3 \text{ dB}$ (тобто приблизно 74% пропускання). Експериментальні результати підтвердили теоретично розраховані високі оптичну ефективність

і роздільну здатність БЗОПМЛ. Таким чином, зроблено великий крок у напрямі розвитку СБОМ взагалі.

4. Висновки

Подолання дифракційної межі в оптичних системах і збільшення їх роздільної здатності є дуже важливою задачею. Існує декілька основних методів, розроблених на сьогоднішній момент, для подолання дифракційної межі звичайних оптичних систем: імерсійний метод, використання метаматеріалів, ближньопольовий зондовий метод. У даній роботі було розглянуто основні положення, на яких ґрунтується ближньопольовий метод, проаналізовано основні високоефективні конструкції ближньопольових зондів, використання яких дозволяє отримати високу роздільну здатність (від 1 нм до 50 нм). Через технічні та технологічні складнощі виготовлення зондів СБОМ на сьогодні існує не дуже багато робіт, в яких було показано застосування СБОМ для сканування поверхні зразків і в області надщільного оптичного запису. В деяких роботах було показано реалізацію БОЗІ з використанням СБОМ, але через низьку оптичну ефективність застосованих ближньопольових зондів швидкість запису/зчитування даних з носія залишається дуже низькою – порядку декількох кілобит в секунду, що не відповідає сучасним стандартам оптичного запису інформації.

Було проаналізовано ближньопольовий зонд на основі плазмонної мікросмушкової лінії (БЗОПМЛ). Результати числового моделювання показали, що коефіцієнт пропускання за дальнім полем БЗОПМЛ при розмірі апертури 50-70 нм становить близько $2 \cdot 10^{-1}$, що більш ніж на чотири порядки перевищує цей параметр для звичайних ближньопольових зондів. Було показано застосування БЗОПМЛ для зчитування інформації з оптичних дисків ROM-, R- і RW-форматів в освітлювальному, освітлювально-відбивальному та освітлювально-збиральному режимах. Числове моделювання показало можливість ефективного використання БЗОПМЛ в оптичному записі інформації, хоча цей метод потребує подальших досліджень. Експериментальні результати виготовленого БЗОПМЛ підтвердили його теоретично розраховані параметри.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Abbe E. Beitrage zur Theorie des Mikroskops und der mikroskopischen Wahrnehmung / E. Abbe // Arch. f. Miroskop. Anat. – 1873. – Vol. 9. – P. 413 – 418.
2. Лапчук А.С. Фізико-технічні основи надщільної оптичної реєстрації інформації: дис. ... доктора техн. наук: 05.13.05 / Лапчук Анатолій Степанович. – К., 2012. – 386 с.
3. Realization of numerical aperture 2.0 using a gallium phosphide solid immersion lens / Q. Wu, G.D. Feke, R.D. Grober [et al.] // Appl. Phys. Lett. – 1999. – Vol. 75. – P. 4064 – 4066.
4. Fabrication and characterization of sub-100 nm diameter gallium phosphide solid immersion lens arrays / M. Lang, T.D. Milster, T. Minamitani [et. al] // Jpn. J. Appl. Phys. – 2005. – Vol. 44. – P. 3385 – 3387.
5. Chen T. Properties of induced polarization evanescent reflection with a solid immersion lens (SIL) / T. Chen, T.D. Milster // Opt. Exp. – 2007. – Vol. 15, N 3. – P. 1191 – 1204.
6. Zhang X. Superlenses to overcome the diffraction limit / X. Zhang, Z. Liu // Nature Materials. – 2008. – Vol. 7. – P. 435 – 441.
7. Wong A. Advances in imaging beyond the diffraction limit / A. Wong, G. Eleftheriades // IEEE Photonics Journal. – 2012. – Vol. 4, N 2. – P. 586 – 589.
8. Hecht J. New twists on superlenses improve subwavelength microscopy / J. Hecht // Laser Focus World. – 2014. – Vol. 50, N 8. – P. 33 – 37.
9. Synge E.H. A Suggested Method for Extending the Microscopic Resolution into the Ultramicroscopic Region / E.H. Synge // Philos. Mag. – 1928. – Vol. 6. – P. 356 – 362.
10. Bethe H.A. Theory of Diffraction by Small Holes / H.A. Bethe // Phys. Rev. – 1944. – Vol. 66. – P. 163 – 182.
11. Bouwkamp C.J. On Bethe's Theory of Diffraction by Small Holes / C.J. Bouwkamp // Philips Res. Rep. – 1950. – Vol. 5. – P. 321 – 332.

12. Breaking the diffraction barrier: optical microscopy on a nanometric scale / E. Betzig, J.K. Trautman, T.D. Harris [et al.] // *Science*. – 1991. – Vol. 251. – P. 1468 – 1470.
13. Schoch B. A simple technique for the manufacture of optical probes for scanning near-field optical microscopes / B. Schoch, B.E. Jones, A. Franks // *Meas. Sci. Tech.* – 1994. – Vol. 5. – P. 663 – 666.
14. Marchman H.M. Fabrication of optical fiber probes for nanometer-scale dimensional metrology / H.M. Marchman, J.E. Griffith, R.W. Filas // *Rev. Sci. Instrum.* – 1994. – Vol. 65. – P. 2538 – 2541.
15. High definition aperture probes for near-field optical microscopy fabricated by focused ion beam milling / J.A. Veerman, A.M. Otter, L. Kuipers [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 1998. – Vol. 72. – P. 3115 – 3117.
16. Felsen L.B. *Radiation and Scattering of Waves* / L.B. Felsen, N. Marcuvitz. – New Jersey: Prentice-Hall Inc., 1973. – 500 p.
17. 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.
18. Design and Construction of a Versatile Scanning Near-Field Optical Microscope for Fluorescence Imaging of Single Molecules / G. Tarrach, M.A. Bopp, D. Ziesel [et al.] // *Rev. Sci. Instrum.* – 1995. – Vol. 66. – P. 3569 – 3575.
19. Lapchuk A.S. Estimation of Optical Efficiency of a Near-Field Optical Microscope on the Basis of a Simplified Mathematical Model / A.S. Lapchuk // *J. Opt. A: Pure Appl.* – 2001. – Vol. 3. – P. 455 – 459.
20. 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.
21. Fabrication of Different Fine Fiber Tips for Near Field Scanning Optical Microscopy by a Simple Chemical Etching Technique / J. Luo, Y. Fan, H. Zhou [et al.] // *Chinese Optics Letters*. – 2007. – Vol. 5. – P. 232 – 234.
22. High-Quality Near-Field Optical Probes by Tube Etching / R. Stockle, C. Fokas, V. Deckert [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 1999. – Vol. 75, Issue 2. – P. 160 – 162.
23. Lapchuk A.S. Theoretical investigation of characters of SNOM probe operating on TEM wave / A.S. Lapchuk // *SPIE Optical Data Storage*. – 2003. – Vol. 5069. – 11 p.
24. Lapchuk A.S. Near-Field Optical Microscope Working on TEM wave / A.S. Lapchuk, A.A. Kryuchyn // *Ultramicroscopy*. – 2004. – Vol. 99, N 2, 3. – P. 143 – 157.
25. Near-Field Optical Transducer for Heat-Assisted Magnetic Recording for Beyond-10-Tbit/in² Densities / R. Ikkawi, N. Amos, A. Lavrenov [et al.] // *Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics*. – 2008. – Vol. 3. – P. 44 – 54.
26. Multipurpose sensor tips for scanning near-field microscopy / C. Mihalcea, W. Scholz, S. Werner [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 1996. – Vol. 68. – P. 3531 – 3533.
27. Unexpected polarization behavior at the aperture of hollow-pyramid near-field probes / P. Biagioni, D. Polli, M. Labardi [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 2005. – Vol. 87. – 223112 p.
28. Zia R. Near-field characterization of guided polariton propagation and cutoff in surface plasmon waveguides // R. Zia, J.A. Schuller, M.L. Brongersma // *Phys. Rev. B*. – 2006. – Vol. 74. – 165415 p.
29. High-resolution imaging of local oxidization in polyfluorene thin films by nonlinear near-field microscopy / P. Biagioni, M. Celebrano, M. Zavelani-Rossi [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 2007. – Vol. 91. – 191118 p.
30. Near-field second-harmonic generation from gold nanoellipsoids / M. Celebrano, P. Biagioni, M. Finazzi [et al.] // *Phys. Status Solidi C*. – 2008. – Vol. 5. – P. 2657 – 2661.
31. Hollow-pyramid based scanning near-field optical microscope coupled to femtosecond pulses: A tool for nonlinear optics at the nanoscale / M. Celebrano, P. Biagioni, M. Zavelani-Rossi [et al.] // *Rev. of Scien. Instrum.* – 2009. – Vol. 80. – 033704 p.
32. Plasmonic nanofocusing with a metallic pyramid and an integrated C-shaped aperture / N.C. Lindquist, T.W. Johnson, P. Nagpal [et al.] // *Scientific Reports*. – 2013. – Vol. 3. – Article ID 1857. – 6 p.
33. Field Computations of Optical Antennas / R. Kappeler, D. Erni, C. Xudong [et al.] // *Journal of Computational and Theoretical Nanoscience*. – 2007. – Vol. 4. – P. 686 – 691.
34. Stockman M.I. Self-Similar Chain of Metal Nanospheres as Efficient Nanolens / M.I. Stockman, K. Li, D.J. Bergman // *Phys. Rev. Lett.* – 2003. – Vol. 91, N 22. – Article ID 227402. – 4 p.
35. Novotny L. *Antennas for light* / L. Novotny, N. Hulst // *Nature Photonics*. – 2011. – Vol. 5. – P. 83 – 90.

36. Lindquist N. Three-Dimensional Plasmonic Nanofocusing / N. Lindquist, P. Nagpal, D. Norris // *Nano Lett.* – 2010. – Vol. 10. – P. 1369 – 1373.
37. Mason D. Plasmon nanofocusing in a dielectric hemisphere covered in tapered metal film / D. Mason, D. Gramotnev, K. Kim // *Opt. Exp.* – 2012. – Vol. 20, N 12. – P. 12866 – 12876.
38. Scanning Probe Tips formed by Focused Ion Beams / M.J. Vasile, D.A. Crigg, J.E. Grith [et al.] // *Rev. Sci. Instrum.* – 1991. – Vol. 62, Issue 9. – P. 2167 – 2171.
39. Gramotnev D. Plasmonics beyond the diffraction limit / D. Gramotnev, S. Bozhevolnyi // *Nature Photonics.* – 2010. – Vol. 4. – P. 83 – 91.
40. Hayashi S. Plasmonics: visit the past to know the future / S. Hayashi, T. Okamoto // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2013. – Vol. 45. – Article ID 433001. – 24 p.
41. Gerber A. Real-time detection for scattering scanning near-field optical microscopy: PhD Thesis / Gerber Justin Alan. – Univ. of Colorado, 2013. – 56 p.
42. Chuang C.-H. Apertureless Scanning Near-field Optical Microscopy Using Heterodyne Detection Method / C.-H. Chuang, Y.-L. Lo // *Proc. of the XI-th International Congress and Exposition, Society for Experimental Mechanics Inc.* – 2008.
43. Kawata S. Near-Field Optics and Surface Plasmon Polaritons / S. Kawata // *Topics Appl. Phys.* – 2001. – Vol. 81. – P. 29 – 48.
44. Apertureless near-field optical microscopy / S. Patane, P.G. Gucciardi, M. Labardi [et al.] // *La Rivista del Nuovo Cimento.* – 2004. – Vol. 27, N 1. – 49 p.
45. Apertureless scanning near-field optical microscopy: a comparison between homodyne and heterodyne approaches / L. Gomez, R. Bachelot, A. Bouhequier [et al.] // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 2006. – Vol. 23, N 5. – P. 823 – 833.
46. Numerical Simulation of Characteristics of Near-Field Microstrip Probe having Pyramidal Shape / A.S. Lapchuk, S.-K. Yun, V. Yurlov [et al.] // *JOSA A.* – 2007. – Vol. 24, N 8. – P. 2407 – 2417.
47. Conway J. Efficient Optical Coupling to the Nanoscale: PhD Thesis: Electrical Engineering / Josh Conway. – Univ. of California, 2006. – 150 p.
48. Mode propagation in optical nanowaveguides with dielectric cores and surrounding metal layers / A.S. Lapchuk, D.H. Shin, H.-S. Jeong [et al.] // *Appl. Opt.* – 2005. – Vol. 44, N 35. – P. 7522 – 7531.
49. Lapchuk A. Local plasmon resonance at metal wedge / A. Lapchuk, S. Shylo, I. Nevirkovets // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 2008. – Vol. 25, N 7. – P. 1535 – 1540.
50. Nonlinear Nanofocusing in Tapered Plasmonic Waveguides / A. Davoyan, I. Shadrivov, A. Zharov [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 2010. – Vol. 105, N 11. – 116804 p.
51. Local electric field enhancement during nano-focusing of plasmons by a tapered gap / D. Gramotnev, D. Pile, M. Vogel [et al.] // *Phys. Rev. Sect. B.* – 2007. – Vol. 75. – Article ID 035431. – 16 p.
52. Excitation and superfocusing of surface plasmon polaritons on a silver-coated optical fiber tip / N.A. Janunts, K.S. Baghdasaryan, Kh.V. Nerkararyan [et al.] // *Optics Communications.* – 2005. – Vol. 253. – P. 118 – 124.
53. Лапчук А.С. Аналіз ближньопольового методу оптичного запису інформації мікросмушковим зондом в освітлювальному режимі / Лапчук А.С., Морозов Є.М. // *Рестрація, зберігання і обробка даних.* – 2013. – Т. 15, № 3. – С. 3 – 19.
54. Analysis of near-field method for optical data storage using microstrip probe under illumination and illumination-collection mode / Ye. Morozov, A. Kryuchyn, V. Petrov [et al.] // *Proc. SPIE 9201, Optical Data Storage.* – 2014. – Article ID 920111. – 14 p.
55. Polarization contrast in near-field scanning optical microscopy / E. Betzig, J.K. Trautman, J.S. Weiner [et al.] // *Appl. Opt.* – 1992. – Vol. 31. – P. 4563 – 4568.
56. Betzig E. Combined shear force and near-field scanning optical microscopy / E. Betzig, P.L. Finn, J.S. Weiner // *Appl. Phys. Lett.* – 1992. – Vol. 60. – P. 2484 – 2486.
57. Near-field magneto-optics and high density data storage / E. Betzig, J.K. Trautman, R. Wolfe [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 1992. – Vol. 61. – P. 142 – 144.
58. Betzig E. Near-field optics: microscopy, spectroscopy, and surface modification beyond the diffraction limit / Betzig E., J.K. Trautman // *Science.* – 1992. – Vol. 257. – P. 189 – 195.
59. Scanning near-field optical microscope with a laser diode and nanometer-sized bit recording / S. Hosaka, T. Shintani, M. Miyamoto [et al.] // *Thin Solid Films* – 1996. – Vol. 273. – P. 122 – 127.
60. SPM-based data storage for ultrahigh density recording / S. Hosaka, A. Kikukawa, H. Koyanagi [et al.] // *Nanotechnology.* – 1997. – Vol. 8. – P. A58 – A62.

61. High-density–speed optical near-field recording–reading with a pyramidal silicon probe on a contact slider / T. Yatsui, M. Kourogi, K. Tsutsui [et al.] // Opt. Lett. – 2000. – Vol. 25, N 17. – P. 1279 – 1281.
62. Development of flying type head/slider for optical recording technology / D. Kim, Y. Kim, K. Chung [et al.] // Tribology Int. – 2005. – Vol. 38. – P. 578 – 587.
63. Nanofocusing in a metal–insulator–metal gap plasmon waveguide with a three-dimensional linear taper / H. Choo, M.-K. Kim, M. Staffaroni [et al.] // Nature Photonics. – 2012. – Vol. 6. – P. 838 – 844.

Стаття надійшла до редакції 27.10.2014