

УДК 004.85

**А. С. Лапчук, А. А. Крючин**

Институт проблем регистрации информации НАН Украины  
ул. Н. Шпака, 2, 03113 Киев, Украина

## **Числовое моделирование свойств ближнеполевого микрополоскового зонда пирамидальной формы**

*Для получения пространственного разрешения в несколько нанометров и высокой оптической эффективности в ближнеполевом сканирующем микроскопе предложен пирамидальной формы микрополосковый зонд (ПМЗ), а также ПМЗ с металлическим выступом. Полученные при числовом моделировании параметры зонда дают основание для использования обоих типов зондов для оптического и магнитного метода записи информации, субмикронной литографии и других типов нанотехнологий, которые используют свет для модификации тонкого поверхностного слоя.*

**Ключевые слова:** микрополосковый зонд, ближнеполевой сканирующий микроскоп, запись информации, субмикронная литография.

### **1. Введение**

Обычные оптические устройства имеют дифракционное ограничение на пространственное разрешение, равное половине длины волны. Сканирующий ближнеполевой оптический микроскоп (СБОМ) был предложен для преодоления дифракционного предела [1–3]. Главной частью СБОМ является зонд, который состоит из конического оптически прозрачного диэлектрика с боковыми поверхностями, покрытыми металлической непрозрачной пленкой. На вершине конуса, в металлическом покрытии, есть небольшое отверстие. Малое световое отверстие на вершине зонда определяет высокое пространственное разрешение зонда. К сожалению, высокое пространственное разрешение СБОМ достигается при очень малой оптической эффективности, связанной с быстрым уменьшением излучения света из отверстия в вершине конуса при уменьшении его размера. Есть два параметра, используемых для вычисления оптической эффективности в СБОМ: коэффициент пропускания по дальнему полю, или просто коэффициент пропускания, и коэффициент усиления по полю.

Для зонда с большим углом раствора и малым отверстием коэффициент пропускания по дальнему полю  $k_f$  уменьшается быстро с увеличением длины волны  $\lambda$  или уменьшением диаметра отверстия по формуле:

© А. С. Лапчук, А. А. Крючин

$$k_f \sim \left(\frac{d}{\lambda}\right)^4, \quad (1)$$

где  $d$  — диаметр отверстия [4, 5].

Такой СБОМ имеет очень малый коэффициент пропускания по дальнему полю, и даже для относительно большого диаметра отверстия (100 нм) он значительно меньше, чем  $10^{-4}$  [6]. Низкая оптическая эффективность обусловлена малым коэффициентом пропускания света через малое отверстие в непрозрачном экране, а также запредельной волноводной областью около вершины зонда, в которой распространяющаяся в зонде волна экспоненциально затухает.

Коэффициент усиления по интенсивности поля  $k_{fe}$  используется для того, чтобы характеризовать ближнеполевое взаимодействие зонда СБОМ со сканируемым образцом. Коэффициент усиления по интенсивности поля определяется отношением полевой интенсивности электрического поля в апертуре

$\left| \vec{E}_a \right|^2$  СБОМ к интенсивности падающей на зонд волны  $\left| \vec{E}_{inc} \right|^2$ :

$$k_{fe} = \frac{\left| \vec{E}_a \right|^2}{\left| \vec{E}_{inc} \right|^2}. \quad (2)$$

Здесь мы также используем коэффициент пропускания по ближнему полю  $k_n$ , введенный нами в [7] для случая, когда СБОМ сканирует образец с потерями, и который определяется по формуле:

$$k_n = P_a / P_{inc}, \quad (3)$$

где  $P_a$  — поток полной энергии через апертуру (при сильном ближнеполевом взаимодействии почти вся энергия поглощается сканируемым объектом), и  $P_{in}$  — энергия падающей на зонд волны (это определение подобно определению коэффициента пропускания по дальнему полю). Коэффициент пропускания по ближнему полю сильно зависит от величины потерь (коэффициента затухания) в среде сканируемого образца. Коэффициент  $k_n$  очень мал ( $\ll 0,01$ ) для обычного СБОМ даже при сканировании объекта с большим поглощением.

В наших предыдущих публикациях [7–10] мы предложили СБОМ на основе микрополоскового зонда для существенного увеличения оптической эффективности ближнеполевого микроскопа. Один из возможных видов микрополоскового зонда — пирамидальной формы микрополосковый зонд (ПМЗ), схематично показан на рис. 1. ПМЗ состоит из прозрачного диэлектрического ядра пирамидальной формы с обрезанной вершиной. Металлические полоски покрывают две противоположные боковые поверхности пирамиды. Диэлектрическое ядро и две металлических полоски формируют сужающуюся к вершине зонда микрополосковую линию, подобную обычной микрополосковой линии, как показано на рис. 2. Волново-

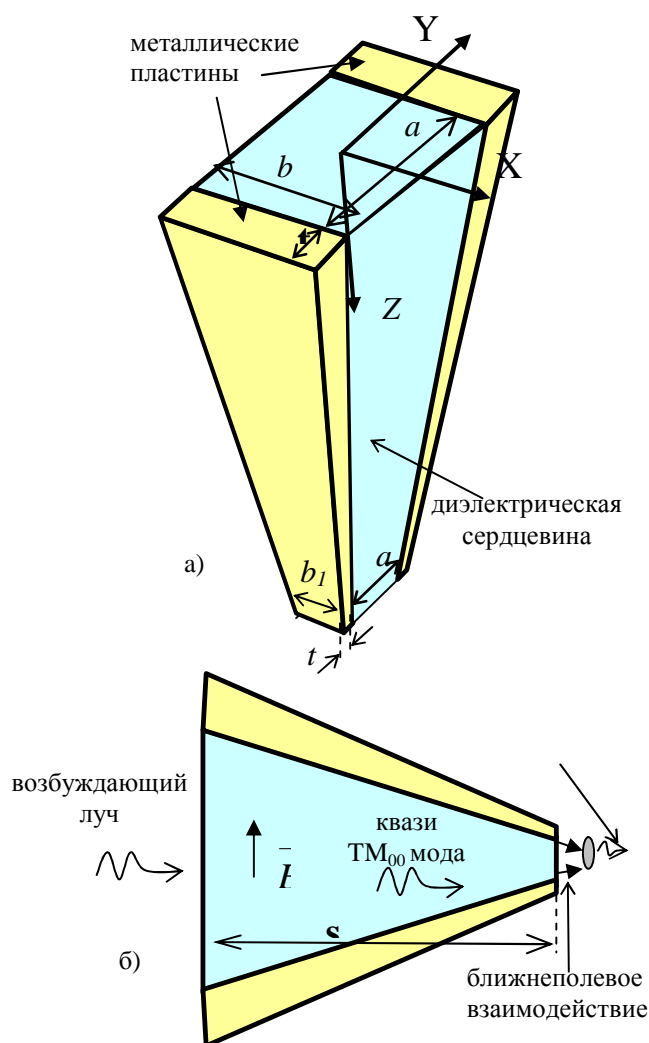


Рис. 1. Микрополосковый зонд пирамидальной формы (а); схема распространения излучения в зонде (б)

дные волны зонда распространяются вдоль его оси, пока не достигнут его вершины. Обрыв металлических полосок на вершине пирамиды образует апертуру ближнеполевого зонда. Волна, достигшая вершины зонда, взаимодействует со сканируемым объектом через обрыв микрополосковой линии. Падающая на зонд волна должна иметь поляризацию электрического поля ортогональную к поверхности металлических полосок с тем, чтобы эффективно возбудить квази-ТМ<sub>00</sub>-моду (система обозначений типов мод для оптической микрополосковой линии взята из [10]), которая не имеет частоты отсечки в оптической микрополосковой линии. Числовое моделирование на основе упрощенных математических моделей показало, что ПМЗ должен иметь большой коэффициент пропускания по дальнему полю и коэффициент усиления по полю [7–9]. Однако, маловероятно, что упрощенная модель, основанная на подобии между квази-ТМ<sub>00</sub>-модой оптической микрополосковой линии и ква-

зи-ТЕМ-волной обычной микрополосковой линии с идеально проводящими металлическими полосками [7–9], является достаточной для точного вычисления характеристик ПМЗ, и поэтому числовое моделирование на основании строгой теории должно дать более точные, близкие к реальным, параметры ПМЗ.

Числовое моделирование обычного СБОМ на основании двумерной модели [11] (для случая *p*-поляризации) может быть рассмотрено также и как двумерная модель ПМЗ. Однако, главной целью исследования в [11] было оптимизировать величину сигнала в обычном СБОМ, тогда как целью нашей работы является вычисление оптических характеристик и определение условий для достижения высокой оптической эффективности ПМЗ. Возбуждение зонда плоской волной, падающей на широкую сторону зонда, и использование в [11] в моделировании зонда с широким основанием (намного большим, чем длина волны падающего света) не позволило L. Novotny получить большой коэффициент пропускания и коэффициент усиления по полю.

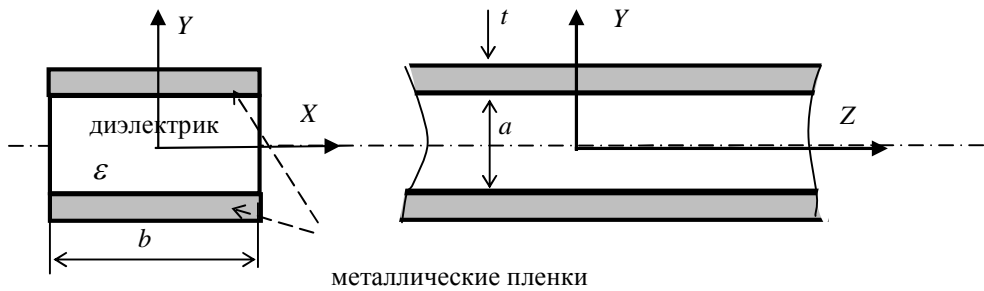


Рис. 2. Оптическая микрополосковая линия

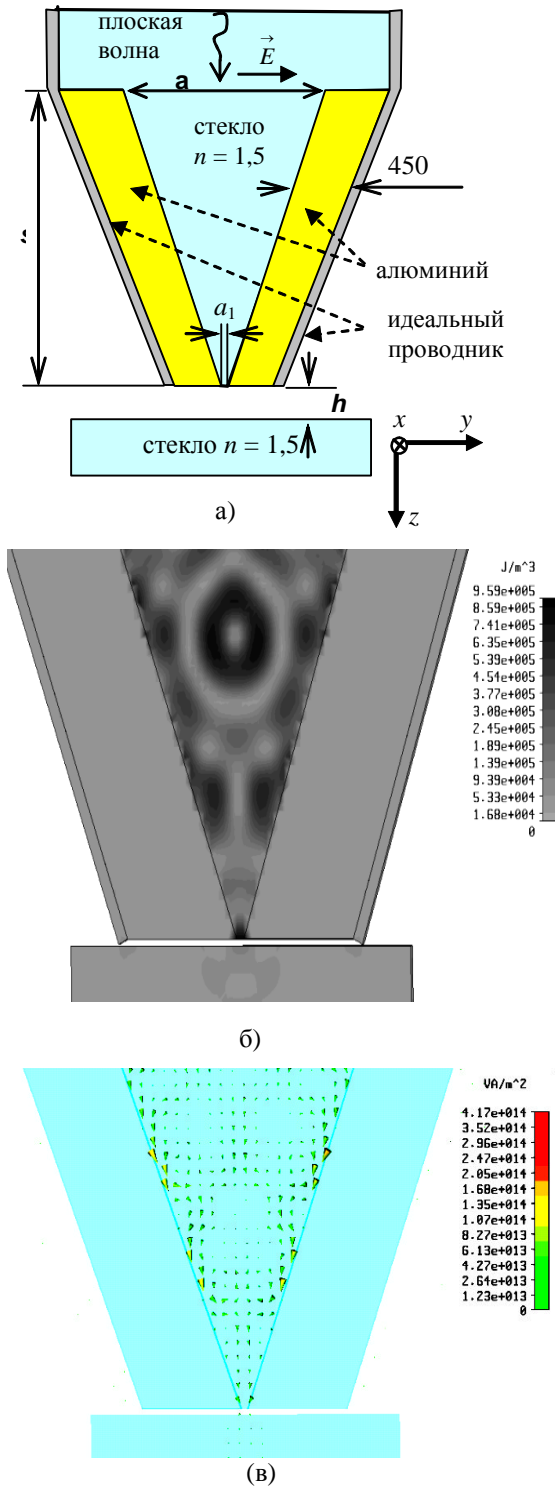
Ниже представлены результаты численного трехмерного моделирования ПМЗ, выполненного с использованием метода MWS. В моделировании мы используем оптические характеристики металлов из [12, 13] для численного моделирования распространения света вдоль тонких металлических полосок.

## 2. Проверка применимости FDTD-метода для моделирования ПМЗ

Применимость метода MWS для анализа распространения волны в регулярном оптическом волноводе была показана нами в [10]. Однако из этого не следует, что метод будет также применимым и для моделирования ПМЗ, который состоит из сужающейся микрополосковой линии, так как для наклонных металлических поверхностей всегда имеются дополнительные трудности при численном моделировании, особенно при использовании FDTD-метода (Finite Difference Time Domain). Мы используем здесь численные данные из [11] (двумерная модель обычного СБОМ) как контрольные результаты для проверки применимости пакета MWS для моделирования структуры с наклонными металлическими поверхностями. Схематически продольное сечение структуры зонда показано на рис. 3,а. Наш зонд (подобный тому, который рассматривает L. Novotny в [11]) состоит из двух неограниченных вдоль оси  $X$  (ось  $X$  ортогональна к плоскости рисунка) толстых алюминиевых пластин (толщина пластин значительно больше, чем глубина проникновения поля в алюминий). Область между двумя металлическими пластинами заполнена стеклом. Расстояние между двумя алюминиевыми пластинами больше с одного и меньше с другого конца зонда, в котором металлические пластины вплотную приближаются друг другу. Узкая сторона зонда помещена над толстой (полубесконечной) пластиной из стекла на небольшом расстоянии над поверхностью стекла. Две алюминиевые пластины имеют одинаковые размеры, и структура имеет зеркальную симметрию относительно плоскости посередине между пластинами. Структура возбуждается (со стороны широкого конца) плоской волной, распространяющейся в направлении оси  $Z$  и имеющей  $p$ -поляризацию. Металлические слои покрыты снаружи тонкими идеально проводящими слоями, чтобы избежать просачивания световой волны через металлические пластины. Два идеально проводящих слоя расположены далеко от апертуры и поэтому не должны существенно повлиять на распространение света между двумя алюминиевыми пластинами и коэффициент связи падающей волны с волнами, распространяющимися в зонде. Размеры стеклянного основания и апертуры, также,

как оптические параметры алюминия и стекла, выбраны такими же, как и в работе L. Novotny [11].

На рис. 3 (б, в) показана структура поля, вычисленная с использованием метода MWS для структуры, описанной выше (см. рис. 3,а), а именно, распределение интенсивности электрического поля и потока мощности (вектор Умова–Пойнтинга).



Полученное распределение поля в структуре подобно полученному L. Novotny [11], однако, коэффициент усиления по интенсивности поля и коэффициент пропускания в нашем моделировании — 5 % и 5 %, соответственно, и они являются большими, чем соответствующие значения 4 % и 1 %, полученные L. Novotny [11]. Относительно большая разница в коэффициенте пропускания может быть объяснена тем, что поперечное сечение падающей на зонд волны в структуре L. Novotny больше приблизительно в 3 раза. Поэтому следует ожидать, что в [11] коэффициент пропускания должен быть в 3 раза меньше, чем в нашем случае ( $5\% : 3 = 1,7\%$ ). Разница в оптических характеристиках двух структур (которая, по-видимому, обусловлена некоторым различием в структурах двух зондов и методах их возбуждения, а также различными алгоритмами, используемыми в вычислениях) является незначительной, и поэтому мы заключаем, что метод MWS может быть применен для моделирования работы ПМЗ.

Рис. 3. Эскиз двумерной структуры (а). Распределение электрической энергии (б) и потока мощности (в) в двумерной модели ПМЗ:  $a = 1400$  нм,  $a_1 = 30$  нм,  $s = 1686$  нм,  $\lambda = 480$  нм,  $h_1 = 30$  нм, диэлектрическая постоянная алюминия  $\epsilon = 34,5 + i8,5$  (размеры стеклянного конуса и величина щели между стеклянной пластиной и конусом те же, как и в [11])

### 3. Оптические свойства ближнеполевого микрополоскового зонда пирамидальной формы

Как уже говорилось выше, зонд СБОМ может быть представлен как сужающийся с двух сторон неоднородный волновод, или, в случае ПМЗ, как сужающаяся микрополосковая линия. Мы предполагаем, что зонд является симметричным относительно  $XZ$ - и  $YZ$ -плоскостей (рис. 1), и поэтому, квази- $TM_{00}$  и  $TM_{01}$ -моды микрополосковой линии имеют различные типы симметрии, которые соответствуют электрическим и магнитным стенкам в плоскости  $XZ$  (рис. 1) соответственно. Числовое моделирование показало [10], что поле квази- $TM_{00}$ -моды сосредоточено, главным образом, в диэлектрической пластине (рис. 4) и, как следствие, поперечное сечение волны в направлении поперек слоистой структуры приблизительно равно высоте микрополосковой линии (рис. 2). В то же время энергия квази- $TM_{01}$ -моды для случая небольшой высоты микрополоски ( $\ll \lambda/2$ ), сконцентрирована, главным образом, вне диэлектрической пластины микрополосковой линии в воздухе, окружающем микрополосковую линию, и поэтому поперечное сечение этой моды является значительно большим, чем поперечное сечение квази- $TM_{00}$ -моды (рис. 5). Каждая из этих двух мод может быть возбуждена в симметричном ПМЗ независимо (благодаря их различной симметрии) посредством использования для возбуждения падающей волны с соответствующей симметрией. Квази- $TM_{00}$ -мода является предпочтительней для использования ее как рабочей моды в ПМЗ для получения высокого пространственного разрешения (вследствие малого эффективного диаметра волны). Эта мода может быть легко возбуждена сфокусированным световым пятном, падающим на центр широкого конца ПМЗ, или посредством основной моды оптического волновода, пристыкованного к широкому концу ПМЗ. MWS не может моделировать сфокусированный луч, и поэтому мы использовали фундаментальную квази- $TM_{00}$ -моду, распространяющуюся в идеальной микрополосковой линии с идеально проводящими металлическими полосками для возбуждения волны в ПМЗ. Во всех приведенных ниже данных моделирования мы будем использовать симметричный ПМЗ (с  $x = 0$  и  $y = 0$ , являющимися двумя плоскостями симметрии зонда). Во всех случаях, приведенных ниже, зонд

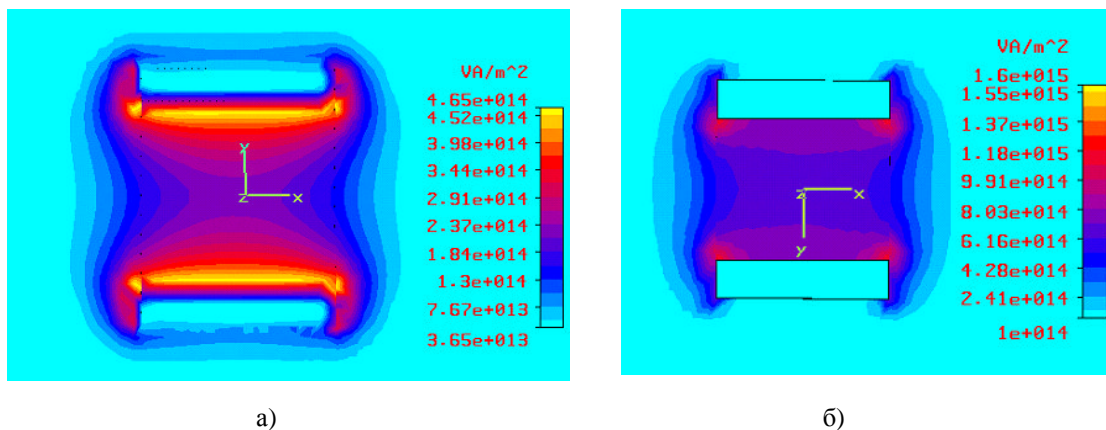


Рис. 4. Распределение потока мощности,  $P_z$  (вдоль линии), в поперечном сечении микрополоска для реального металла (а) и для идеально проводящих полосок (б). Следующие параметры использовались в вычислениях:  $a = b = 30$  нм;  $t = 5$  нм (серебро);  $n = 2$ ;  $\lambda = 780$  нм (а);  $a = b = 30$  нм;  $t = 5$  нм

будет возбуждаться квази- $\text{TM}_{00}$ -волной микрополосковой линии с идеально проводящими металлическими полосками. И, как следствие симметрии задачи, квази- $\text{TM}_{10}$ -мода оптической микрополоски из-за симметрии противоположной возбуждающей волне не может быть возбуждена в зонде, и поэтому не будет влиять на результаты числового моделирования.

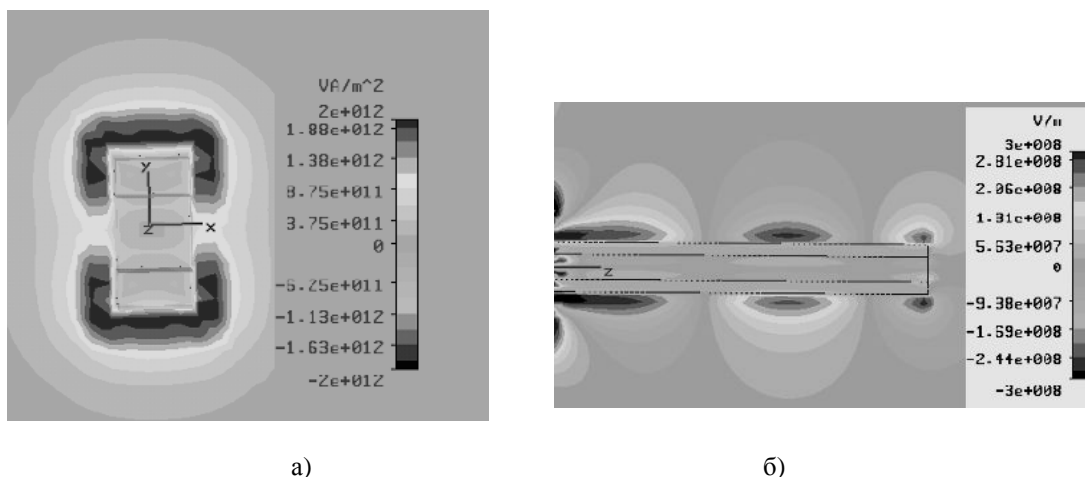


Рис. 5. Распределение  $z$  компоненты потока мощности  $P_z$  для квази- $\text{TM}_{10}$ -моды в сечения микрополосковой линии (а); распределение  $E_y$  компоненты электрического поля вдоль микрополосковой линии в плоскости  $x = 0$  (б). Следующие параметры использовались в вычислениях:  $a = b = 10$  нм;  $t = 5$  нм (серебро);  $n = 1,5$ ,  $\lambda = 780$  нм; длина микрополоски  $s = 150$  нм и  $\gamma/k = 6$

### 3.1. Распространение волн в ПМЗ

Для того чтобы ПМЗ имел большие коэффициенты пропускания и коэффициент усиления по полю, он должен удовлетворять следующим условиям: 1) иметь высокую эффективность возбуждения рабочей квази- $\text{TM}_{00}$ -волны зонда падающим лазерным лучом; 2) иметь способность рабочей моды распространяться вдоль всего зонда (отсутствие запредельного волновода); 3) иметь малые потери энергии волны в зонде; 4) иметь хорошее взаимодействие рабочей моды с апертурой.

Ввиду того, что только обычные оптические устройства могут быть использованы для возбуждения ПМЗ, поперечные размеры широкой части зонда должны, по крайней мере, быть близкими к  $\lambda/2$ . С другой стороны, квази- $\text{TM}_{00}$ -мода имеет поперечную ширину волны, приблизительно равную или меньшую длины волны (для случая микрополоски больших поперечных размеров — больше длины волны) [10]. Для того чтобы получить хорошую эффективность связи между падающей волной и квази- $\text{TM}_{00}$ -модой в широком конце зонда размер падающей волны не должен намного превышать поперечный размер квази- $\text{TM}_{00}$ -моды в этой части зонда. Следовательно, диэлектрическое ядро зонда должно иметь малую диэлектрическую постоянную, и толщина диэлектрического слоя в плоскости взаимодействия с возбуждающей волной, также как и поперечное сечение падающего на зонд луча, не должны превышать одну длину волны падающего светового излучения.

Распространяясь внутри зонда, квази-ТМ<sub>00</sub>-мода испытывает отражение обратно из-за сужения зонда. Отражение назад может значительно ухудшить оптическую эффективность ПМЗ. Чтобы это отражение было малым, необходимо чтобы относительные изменения поперечных размеров микрополосковой линии вдоль зонда были малыми на расстоянии, равном половине длины волны квази-ТМ<sub>00</sub>-моды (то есть на расстоянии, равном расстоянию положительной интерференции волн, отраженных назад). Это условие может быть записано следующим образом:

$$\frac{\lambda}{2a(z)} \frac{da(z)}{dz} = \frac{\lambda_0}{2a(z)} \frac{\operatorname{tg}(\theta_1)}{k_{sw}} \ll 1, \quad (4,a)$$

$$\frac{\lambda}{2b(z)} \frac{db(z)}{dz} = \frac{\lambda_0}{2b(z)} \frac{\operatorname{tg}(\theta_2)}{k_{sw}} \ll 1, \quad (4,b)$$

где  $\lambda$  — длина волны квази-ТМ<sub>00</sub>-моды,  $\lambda_0$  — длина волны в свободном пространстве;  $\theta_1$  и  $\theta_2$  — углы схождения зонда в двух различных плоскостях;  $k_{sw}$  — коэффициент замедления волны [10];  $a$  и  $b$  — поперечные размеры диэлектрической пластины (см. рис. 1, 2). Из формулы (4) следует, что для одинаковых углов сужения, отражение является большим для малых поперечных размеров  $a$  и  $b$ , и, следовательно, потери квази-ТМ<sub>00</sub>-моды из-за отражения назад увеличиваются в области вершины зонда. Однако, быстрое увеличение  $k_{sw}$  с уменьшением высоты оптической микрополосковой линии [10] должно значительно уменьшить отражение в области вершины зонда, а, следовательно, уменьшить потери энергии.

На рис. 6 показано распределение поля в ПМЗ с маленькой апертурой. Как видно из рис. 6,а, распределение поля вдоль зонда имеет структуру стоячей волны с высоким острым пиком возле вершины зонда, с усилением по интенсивности поля примерно равным 2500. Этот результат находится в хорошем согласовании с простой формулой  $4k_t(a/a_1)^2$ , полученной из упрощенной модели ПМЗ [7, 8], где  $k_t$  — коэффициент потери энергии (то есть отношение энергии в волне, достигшей вершины зонда, к энергии падающей возбуждающей волны), а определение  $a$  и  $a_1$  дано на рис. 1,а. Нужно сказать, что потери энергии приводят к тому, что распределение поля вдоль зонда не точно соответствует распределению поля в стоячей волне, а именно, амплитуда поля не равна нулю в узлах волны.

Пространственное разрешение СБОМ может быть приближенно вычислено как размер светового пятна в апертуре зонда. Зонд обычного СБОМ, как упоминалось выше, имеет размер пятна приблизительно равный диаметру отверстия в вершине зонда. Так как ПМЗ — открытая структура, то для него нет такого простого метода для вычисления пространственного разрешения. Исходя из факта, что сужающаяся микрополосковая линия имеет только одну распространяющуюся моду (квази-ТМ<sub>00</sub>) в области возле вершины зонда (в случае симметричного возбуждения), можно предположить, что размер светового пятна, сформированного близко к вершине зонда, может быть определен из поперечных размеров квази-ТМ<sub>00</sub>-моды. И эти размеры, как было сказано выше, являются примерно равными поперечным размерам (толщине и ширине) диэлектрической пластины оп-



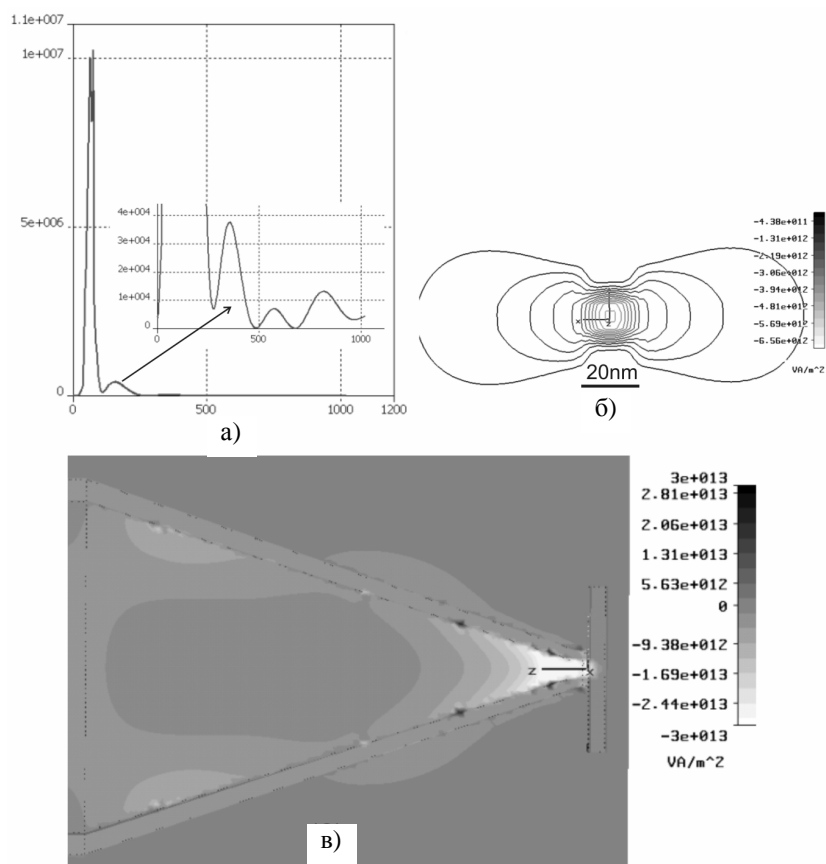


Рис. 6. Параметры ПМЗ, вычисленные с помощью MWS: а) интенсивность электрического поля вдоль оси зонда ( $x = y = 0$ ); б) поток мощности  $P_z$  на апертуре зонда; в) поток мощности  $P_z$  вдоль зонда в плоскости  $Y$ . Вычисления проведены при следующих параметрах структуры:  
 $a = b = 600$  нм;  $s = 1000$  нм;  $a_1 = b_1 = 20$  нм;  $t_1 = 20$  нм;  $t = 40$  нм;  $\lambda = 780$  нм;  $\varepsilon = 2,25$

тической микрополосковой линии [10]. Однако, падающая на вершину зонда квази-ТМ<sub>00</sub>-мода, может возбудить сильные локальные плазмонные волны на острых краях металлических полосок в вершине зонда, и поэтому размер пятна может увеличиться, по крайней мере, на удвоенную ширину металлических полосок  $2t_1$  (рис. 1) в направлении оси  $Y$  из-за большой интенсивности поля локальных плазмонных волн. На рис. 7 показано пространственное распределение компонента электрического поля  $E_y$  и плотности электрической энергии на апертуре зонда, рассчитанные с помощью MWS. Из рис. 7,а видно, что амплитуда электрического поля  $E_y$  сильно неоднородна в горизонтальной плоскости (то есть в плоскости поперек металлодиэлектрических слоев зонда) с острыми пиками над границами между диэлектриком и металлом и на поверхности раздела между металлом и воздухом. Амплитуда поля  $E_y$  мала над поверхностями обрыва металлических полосок, и быстро уменьшается в воздухе с удалением от металлических полосок. Амплитуда  $E_y$  уменьшается монотонно вдоль оси  $X$  с увеличением расстояния от центра диэлектрической пластины. Однако пространственное распределение  $E_y$  не дает истинную картину распределения электрической энергии в апертуре зонда, так как не имеет пика над металлическими полосками. Пик электрической энер-

гии над полосками обусловлен, главным образом,  $E_z$ -компонентой электрического поля. На рис. 7, в показано распределение энергии электрического поля (в горизонтальной плоскости, расположенной в 6 нм над концом зонда), где видно два высоких пика над краями металлических полосок. Следовательно, площадь светового пятна в апертуре ПМЗ может быть вычислена приблизительно по формуле:

$$S_{spot} = (a_1 + 2t_1) \cdot b_1, \quad (5)$$

где  $a_1$  и  $b_1$  — поперечные размеры диэлектрической пластины, а  $t_1$  — толщина металлических полосок на вершине зонда (см. рис. 1).

Из формулы (5) следует, что для того, чтобы получить высокое разрешение, диэлектрические и металлические слои у вершины зонда должны быть тонкими. Дополнительное численное моделирование показало, что формула (5) не точна для случая толстых металлических полосок, и размер светового пятна вдоль оси  $Y$  является меньшим  $a_1 + 2t_1$  для этого случая.

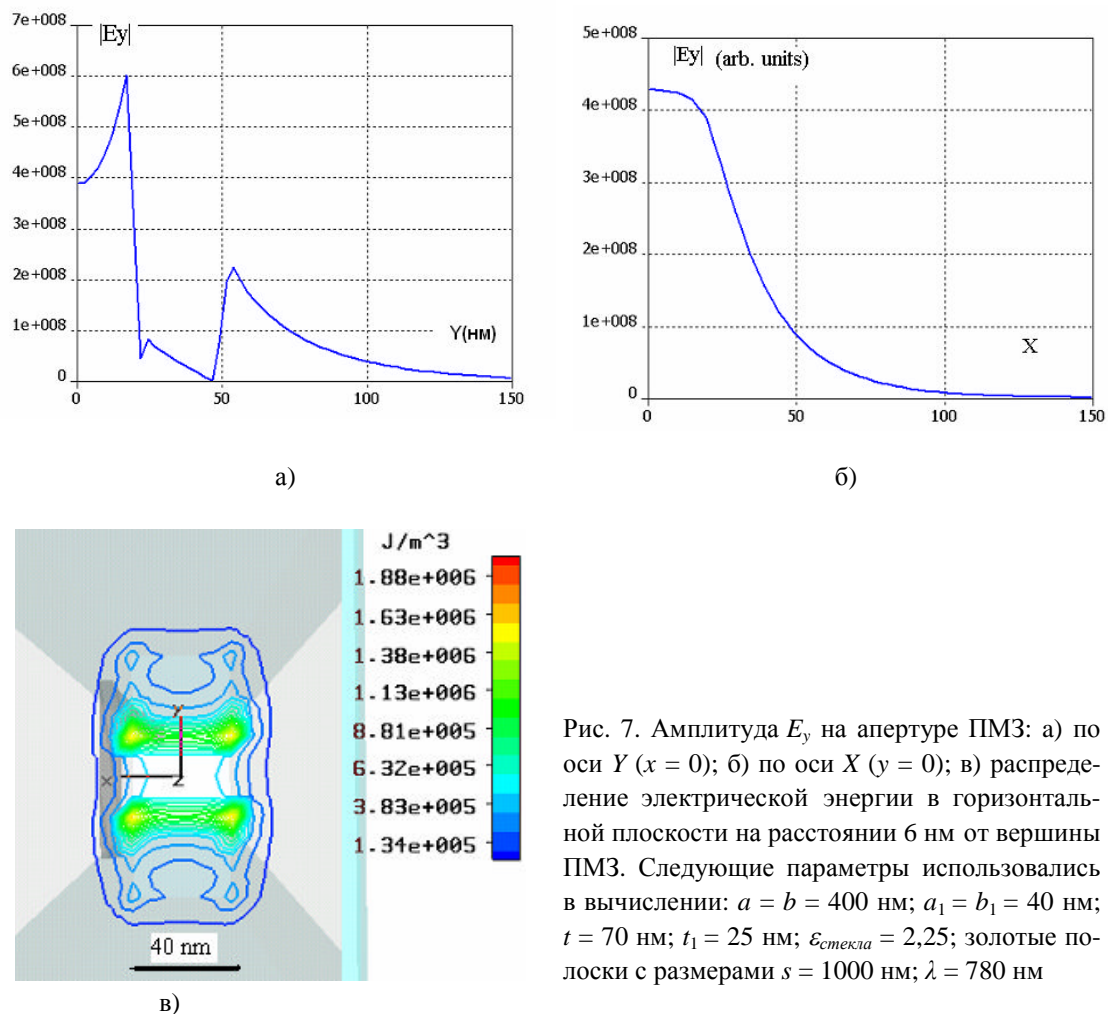


Рис. 7. Амплитуда  $E_y$  на апертуре ПМЗ: а) по оси  $Y$  ( $x = 0$ ); б) по оси  $X$  ( $y = 0$ ); в) распределение электрической энергии в горизонтальной плоскости на расстоянии 6 нм от вершины ПМЗ. Следующие параметры использовались в вычислении:  $a = b = 400$  нм;  $a_1 = b_1 = 40$  нм;  $t = 70$  нм;  $t_1 = 25$  нм;  $\epsilon_{стекла} = 2,25$ ; золотые полоски с размерами  $s = 1000$  нм;  $\lambda = 780$  нм

### 3.2. Оптическая эффективность

Квази-ТМ<sub>00</sub>-мода оптической микрополосковой линии (рабочая мода ПМЗ) имеет высокую эффективность связи с апертурой ПМЗ и не имеет частоты отсечки. Следовательно, высокая оптическая эффективность ПМЗ может быть достигнута, если обеспечить высокую эффективность связи падающей (возбуждающей) волны с квази-ТМ<sub>00</sub>-модой зонда. Простая формула для вычисления коэффициента пропускания по дальнему полю для ПМЗ была получена нами в [7, 8] на основе упрощенной модели:

$$k_f \approx 0,4 \frac{\rho_0}{k_l \sqrt{\varepsilon}} \left( \frac{a_1}{3\lambda} \right)^2, \quad (6)$$

где  $a_1$  — высота микрополоски на вершине ПМЗ (см. рис. 1);  $\rho_0$  и  $\varepsilon$  — волновое сопротивление свободного пространства и эффективная диэлектрическая постоянная микрополосковой линии соответственно;  $k_l$  — коэффициент ослабления падающей волны.

На рис. 8 представлена зависимость коэффициента пропускания по дальнему полю от размеров апертуры ПМЗ, вычисленная MWS для случая, когда ПМЗ является концом регулярной микрополосковой линии (а именно, для ПМЗ с постоянным поперечным сечением). Полученные численные результаты для случая малого размера апертуры близки к значениям, получающимся из вычисления по упрощенной формуле (6). Однако, с увеличением высоты микрополосковой линии  $a$  (рис. 2), коэффициент передачи увеличивается не так быстро, как следует из формулы (6). Мы думаем, что отклонение от результатов, полученных из упрощенной модели, происходит из-за преобразования квази-ТМ<sub>00</sub>-моды в поверхностную плазмонную волну при увеличении высоты микрополосковой линии, как было сказано выше. Поэтому с увеличением размера апертуры, коэффициент пропускания по дальнему полю должен стремиться к коэффициенту передачи поверхностной плазмонной волны, излучающей с обрыва металлической ленты, и должен быть меньше единицы.

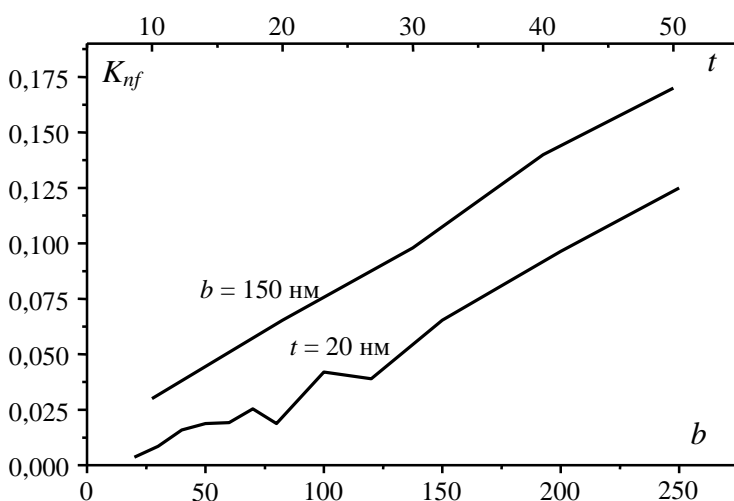


Рис. 8. Коэффициент пропускания по ближнему полю для случая ПМЗ с постоянным поперечным сечением (ПМЗ как обрыв регулярной микрополосковой линии). Параметры зонда, используемые в вычислении:  $a = b = a_1 = b_1$ ;  $t = t_1$ ;  $\varepsilon = 2,25$ ; серебряные полоски;  $\lambda = 780$  нм

Для FDTD-метода сужающиеся металлические полоски являются в некотором роде подобными ступенчатой металлической поверхности с размерами ступенек, равными линейному размеру ячейки  $Y_{ee}$ . Поэтому поле на ребрах ступенек будет иметь максимумы из-за усиления полей на острых металлических ребрах. Как следствие, поле вдоль металлических поверхностей будет модулироваться в соответствии с ребрами на поверхности. Вычисление потока мощности требует знания электрических и магнитных полей, которые в FDTD-методе расположены в различных вершинах ячейки  $Y_{ee}$  (некоторые из них могут быть расположены в диэлектрике, в то время как другие — в металлическом слое). Поэтому можно было ожидать, что FDTD-алгоритм вычисления полей может дать неточный результат для потока мощности в некоторых ячейках  $Y_{ee}$ , близких к металлической поверхности. На рис. 9 показано распределение потока мощности  $P_z$  вдоль ПМЗ, чтобы продемонстрировать погрешность в вычислении потока мощности для наклонной металлической поверхности с помощью MWS-программы. Как видно из рис. 9, в некоторых точках возле металлической поверхности, поток мощности в диэлектрике имеет неправильное поведение, а именно, имеет обратное направление распространения энергии. Из-за ограничения вычислительных возможностей, в численных результатах, представленных здесь, только несколько ячеек  $Y_{ee}$  расположены между двумя металлическими поверхностями в области вершины зонда. Из-за небольшого количества используемых ячеек  $Y_{ee}$  вычисление потока мощности для областей, расположенных близко к металлическим поверхностям, и прямое вычисление коэффициента пропускания по дальнему полю для ПМЗ с использованием метода MWS приводят к нестабильным численным результатам. Однако, в случаях численных расчетов, в которых не возникали особые точки с «обратным» направлением потока мощности возле апертуры ПМЗ, полученные коэффициенты пропускания по дальнему полю были близки к полученным для случая излучения света с конца регулярной микрополосковой линии. Мы предполагаем поэтому, что коэффициент пропускания по дальнему полю в ПМЗ близок к расчетным данным, полученным нами для случая излучения из конца регулярной микрополосковой линии.

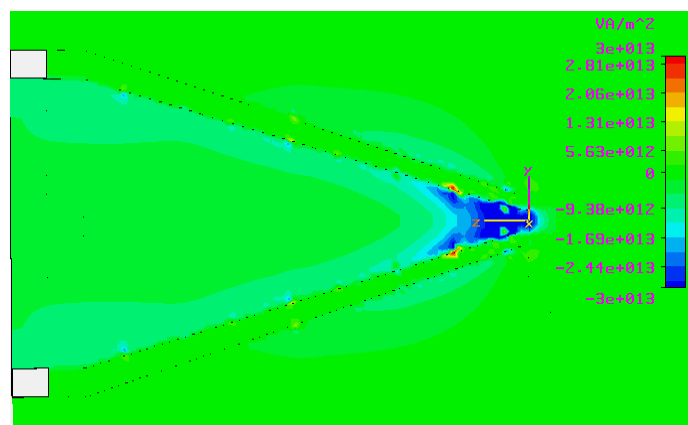


Рис. 9. Распределение  $P_z$  компоненты потока мощности вдоль его оси в ПМЗ. Параметры используемые при вычислении:  $a_1 = b_1 = 50$  нм;  $s = 600$  нм;  $a = b = 400$  нм;  $t = 70$  нм;  $t_1 = 25$  нм; стеклянный диэлектрический сердечник  $\epsilon = 2,25$ ; серебряные полоски;  $\lambda = 780$  нм

Как показано выше, ПМЗ имеет большой коэффициент усиления по полю, что должно привести к сильному взаимодействию зонда со сканирующей поверхностью посредством ближнего поля. Следовательно, зонд должен иметь большой коэффициент пропускания по ближнему полю для случая сканирования образца с большими потерями. Среда с потерями в области вершины зонда «вынуждает» пакет MWS формировать мелкие ячейки  $Y_{ee}$  в области вершины ПМЗ, и поэтому коэффициент пропускания вычислен для этого случая с повышенной точностью, и дает стабильные численные результаты. На рис. 10 показан поток мощности и распределение потока мощности на апертуре для случая, когда зонд взаимодействует с тонкой пленкой  $Ge_2Sb_2Te_5$ , который используется для перезаписываемого формата оптической записи информации. Из приведенных на рис. 10 данных можно прийти к заключению, что возможно получить большой коэффициент пропускания по ближнему полю (24 % — для кристаллического и 20 % — для аморфного фазовых состояний соответственно) для зонда с очень малым апертурным размером (40 нм). Кроме того, мы должны отметить, что разница коэффициентов пропускания для различных фазовых состояний пленки  $Ge_2Sb_2Te_5$ , полученных при числовом моделировании, является достаточно большой для того, чтобы считывать информацию, и, в то же самое время, является малой для перезаписи данных (из-за малой разности в количестве энергии, поглощенной пленкой в кристаллическом и аморфном фазовых состояниях).

Числовое моделирование взаимодействия ближнего поля ПМЗ с тонкой пленкой железа показало, что в этом случае коэффициент пропускания по ближнему полю имеет примерно такую же величину, как и в случае тонкой пленки  $Ge_2Sb_2Te_5$ . Поэтому такой зонд может быть применен для нагревания магнитного слоя в методе магнитной записи информации с предварительным подогревом.

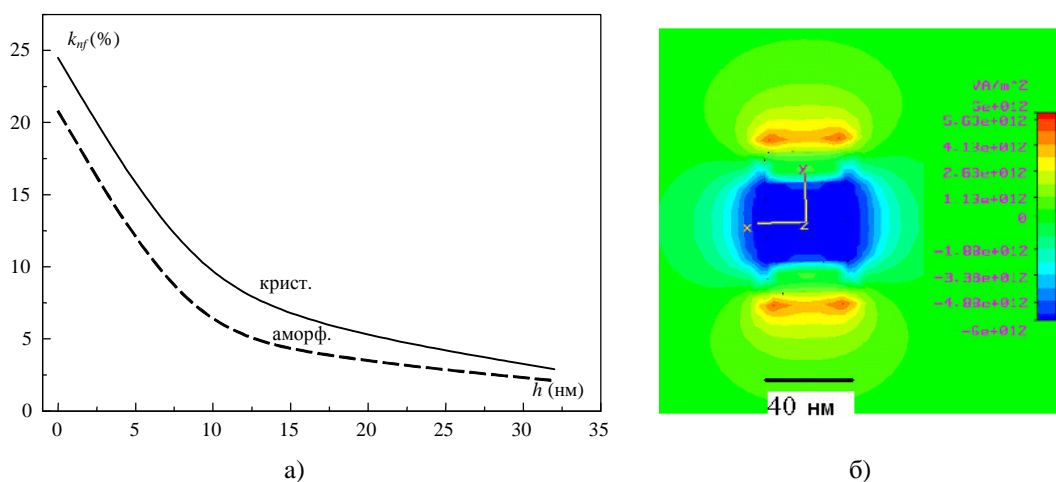


Рис. 10. Зависимость коэффициента прохождения по ближнему полю от расстоянии между зондом и поверхностью записываемого слоя (а); распределение потока мощности в плоскости апертуры зонда для случая взаимодействия зонда с  $100 \times 100 \times 15$  нм пленкой  $Ge_2Sb_2Te_5$  (б) ( $n = 4.68 + 4.16i$  для кристаллической и  $n = 4.34 + 1.75i$  для аморфной фазы пленки  $Ge_2Sb_2Te_5$ ). Параметры зонда при моделировании:  $a = b = 400$  нм;  $a_1 = b_1 = 40$  нм;  $t = 70$  нм;  $t_1 = 15$  нм;  $s = 1000$  нм;  $\varepsilon = 2.25$ ; зонд с серебряными полосками и  $\lambda = 780$  нм

#### 4. Микрополосковый зонд с металлическим выступом

Размер светового пятна в апертуре ПМЗ в горизонтальной плоскости приблизительно равен полной толщине металлодиэлектрической слоистой структуры. Таким образом, чтобы получить большое пространственное разрешение, все три слоя структуры зонда (один диэлектрический и два металлических) должны быть очень тонкими и узкими. Поэтому, используя только этот подход, чрезвычайно трудно получить пространственное разрешение выше, чем 40 нм. Кроме того, как мы показали выше, световое пятно под вершиной зонда является очень неоднородным, с двумя пиками над разрывами металлических полосок. Рассмотрим возможность улучшения пространственного разрешения ПМЗ.

Известно, что поперечный размер  $TM_0$ -моды круглого металлического цилиндрического волновода стремится к нулю, когда диаметр цилиндра стремится к нулю [14–16]. В то же самое время для поляризационно вырожденной  $HE_1$ -моды металлического цилиндра (которая так же, как и  $TM_0$ -мода, не имеет частоты отсечки) и поперечный диаметр волны с уменьшением диаметра цилиндрического волновода возрастает и стремится к бесконечности [14–16]. Для металлических волноводов прямоугольной формы, как показали численные методы расчета [17], имеются четыре распространяющиеся моды, которые обозначаются как  $ss_{b0}$ ,  $sa_{b0}$ ,  $as_{b0}$ , и  $aa_{b0}$  в соответствии с симметрией их электромагнитных полей в двух плоскостях симметрии. В случае очень малого ( $a/\lambda \ll 1$  и  $b/\lambda \ll 1$ ) поперечного сечения прямоугольного волновода, как следует из квазистатического приближения, параметры первых мод волновода должны быть подобны параметрам первых мод кругового металлического волновода, имеющего такое же сечение. Следовательно, прямоугольный металлический волновод должен также иметь две распространяющиеся волны с параметрами, близкими к параметрам квази- $TM_0$ - (квази- $TM_0$ ) и  $HE_1$ - (квази- $HE_1$ )-мод кругового металлического волновода. На рис. 11 показана структура электрического поля квази- $TM_0$ -( $aa_{b0}$ ) и  $HE_1$ -( $sa_{b0}$ )-моды, полученная при числовом моделировании полей волноводных мод с помощью метода MWS для случая металлической прямоугольной полоски, расположенной между двумя диэлектрическими пластинками. Результаты числового моделирования подтвердили, что: а) мода квази- $TM_0$  малого прямоугольного волновода подобна моде  $TM_0$  кругового металлического прута; б) мода квази- $HE_1$  имеет большие поперечные размеры области и малый (близкий к единице), коэффициент замедления (рис. 11,б).

В первом приближении, как показано выше, квази- $TM_{00}$ -мода прямоугольного металлического волновода может быть представлена как сумма двух поверхностных плазмонных волн, которые распространяются по поверхностям раздела металл-диэлектрик. Поэтому можно ожидать, что обрыв одной из металлических полосок ПМЗ на некотором расстоянии от его апертуры должен преобразовать  $TM_{00}$ -моду микрополосковой линии в квази- $TM_0$ -( $aa_{b0}$ )-волну прямоугольного металлического волновода, распространяющуюся вдоль поверхности другой металлической полоски, с оптической эффективностью приблизительно равной 50 %. Неоторванная металлическая полоска образует выступ зонда. В случае очень малых поперечных размеров острия выступа (края металлической полоски), благодаря вышеупомянутым свойствам квази- $TM_0$ -моды круглого волновода, можно ожидать получение высокого пространственного разрешения этого зонда. Струк-

тура нового зонда только с одним металлическим выступом схематически показана на рис. 12.

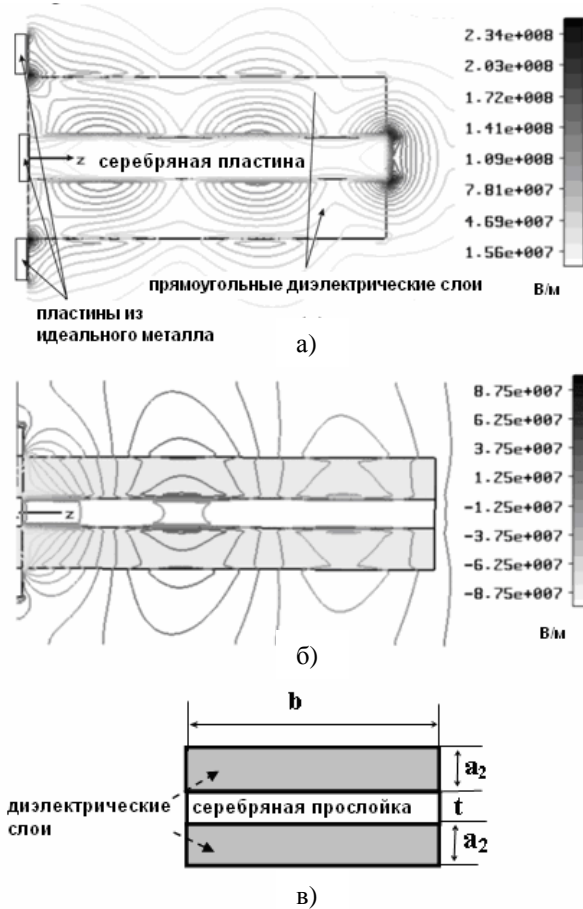


Рис. 11. Распределение амплитуды электрического поля вдоль прямоугольной серебряной полоски: а) асимметричная квази- $TM_0$ -мода; б) симметричная мода квази- $HE_1$ -мода; в) поперечное сечение структуры. Моделирование проведено для структуры со следующими параметрами:  $b = 100$  нм;  $t = 70$  нм;  $s = 1000$  нм;  $\varepsilon = 2,25$ ;  $\lambda = 780$  нм

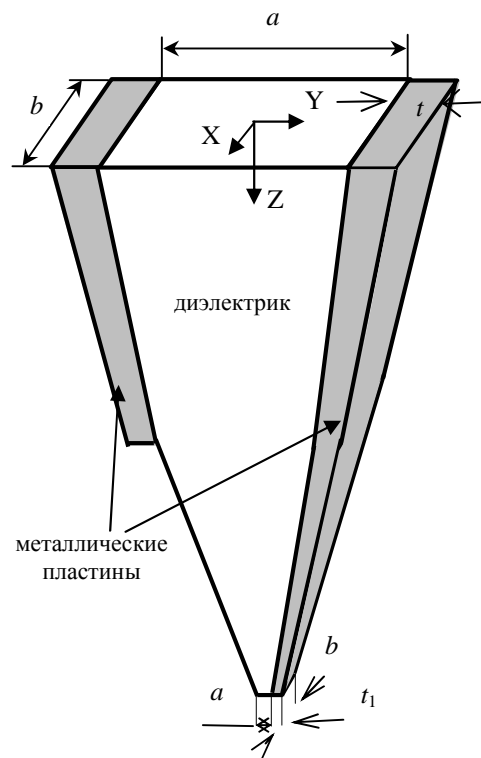
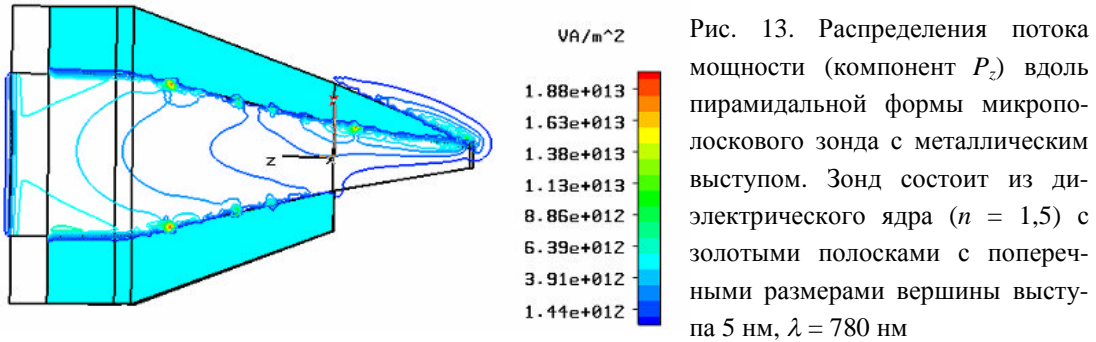


Рис. 12. Пирамидальной формы микрополосковый зонд с металлическим выступом

На рис. 13 показано распределение потока мощности вдоль ПМЗ с выступом (компонент  $P_z$  потока мощности) для случая, когда его поперечные размеры равны  $5 \times 5$  нм<sup>2</sup>. На этом же рисунке также видно преобразование квази- $TM_{00}$ -моды микрополосковой линии в  $aa_{b0}$ -моду металлического прямоугольного волновода. Размер светового пятна можно оценить из рис. 14, на котором показано распределение интенсивности электрического поля в области непосредственно под выступом. Нетрудно видеть, что диаметр светового пятна на уровне  $1/e^2$  интенсивности электрического поля является приблизительно равным 15 нм, и коэффициент усиления по мощности зонда значительно больше 2000. Кривая интенсивности поля



вдоль зонда, представленная на рис. 14,б, вычислена по оси симметрии диэлектрической пирамиды.



ПМЗ с металлическим выступом имеет большой коэффициент усиления по полю, и, следовательно, он должен иметь сильное взаимодействие по ближнему полю со сканируемым образцом и, таким образом, может иметь большой коэффициент пропускания по ближнему полю, если сканируемый образец обладает большими потерями. На рис. 15 показана зависимость коэффициента пропускания по ближнему полю от расстояния между краем металлического выступа и тонкой кристаллической пленкой  $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ . Из рис. 15 видно, что модифицированный зонд имеет примерно в два раза меньший коэффициент пропускания по ближнему полю, чем для обычного ПМЗ без выступа (как и ожидалось из-за 50-процентных потерь на стыке микрополосковой линии с прямоугольным металлическим волноводом), но зато дает значительно большее пространственное разрешение (приблизительно 40 нм).

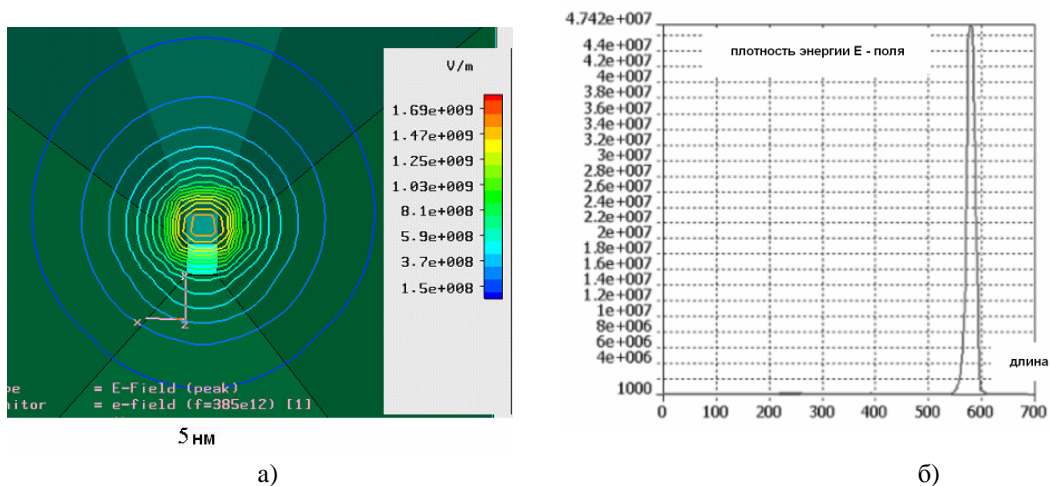


Рис. 14. Распределение амплитуды электрического поля в плоскости вершины металлического выступа (а); плотность энергии электрического поля вдоль оси диэлектрического ядра зонда (б). Моделирование проведено для зонда с золотыми полосками,  $n = 1,5$  для диэлектрического ядра зонда, поперечный размер квадратной формы вершины зонда  $a = b = 5$  нм,  $\lambda = 780$  нм



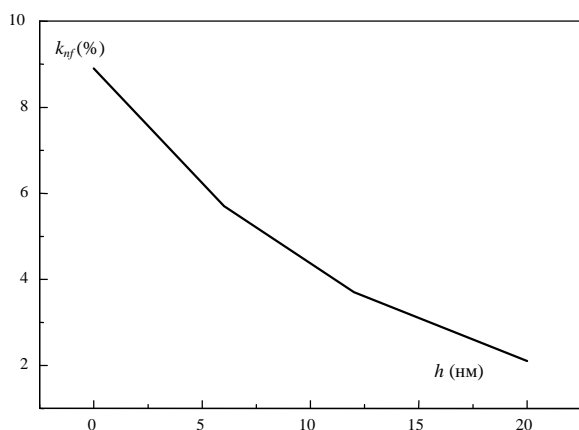


Рис. 15. Зависимость коэффициента прохождения по ближнему полю ПМЗ зонда с металлическим выступом от расстояния конца выступа до поверхности кристаллического регистрирующего слоя  $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$  ( $n = 4,68 + 4,16i$ ). Зонд имеет золотой выступ с размерами вершины зонда  $15 \times 15$  нм; ширина светового пятна в плоскости конца зонда 40 нм

## 5. Заключение

Числовое моделирование показало, что ПМЗ имеет высокое пространственное разрешение (вплоть до 40 нм). Числовое моделирование, основанное на строгом трехмерном FDTD-методе, дает для ПМЗ большой коэффициент пропускания по дальнему полю и также большое усиление по полю. Большой коэффициент пропускания по ближнему полю получен для случая сканирования образцов с большими потерями. Поле в зонде возбуждалось фундаментальной модой микрополосковой линии с идеально проводящими металлическими полосками, что не может быть воспроизведено в эксперименте. Чтобы получить возможность сравнить численные результаты с экспериментальными данными, возбуждение сфокусированным лучом или волноводной модой оптического волокна должно быть использовано при числовом моделировании. Числовое моделирование со значительно большей точностью должно использоваться для получения точных данных по коэффициенту пропускания по дальнему полю. Пространственное разрешение может быть увеличено вплоть до нескольких нанометров, модифицировав ПМЗ так, чтобы он имел один металлический выступ как продолжение одной из металлических полосок. Числовое моделирование с помощью метода MWS показало, что ПМЗ с металлическим выступом имеет высокую оптическую эффективность и высокий коэффициент усиления по полю.

Вследствие большой оптической эффективности и коэффициента усиления по полю ПМЗ и ПМЗ с металлическим выступом может на практике использоваться в оптической ближнеполевой записи информации, а также в магнитной записи информации, субмикронной литографии, и в других типах нанотехнологий, где свет используется для модификации тонкого поверхностного слоя.

1. *Syngé E.H.* A Suggested Method for Extending Microscopic Resolution into the Ultramicroscopic Region // *Philos. Mag.* — 1928. — Vol. 6. — P. 356–362.

2. *Ash E.H. and Nicholls G.* Super-Resolution Aperture Scanning Microscope // *Nature.* — 1972. — Vol. 237, N 5357. — P. 510–513.

3. *Betzig E., Trautman J.K.* Near-Field Optics: Microscopy, Spectroscopy, and Surface Modification beyond the Diffraction Limit // *Science.* — 1992. — Vol. 257. — P. 189–195.

4. *Bouwkamp C.J.* On the Diffraction of Electromagnetic Waves by Small Circular Disks and Holes // *Philips Research Reports.* — 1950. — Vol. 5. — P. 401–422.

5. Roberts A. Small-Hole Coupling of Radiation into a Near-Field Probe // J. Appl. Phys. — 1991. — Vol. 70, N 8. — P. 4045–4049.
6. Pohl D.W., Novotny L., Hecht B., Heinzelmann H. Radiation Coupling and Image Formation in Scanning Near-Field Optical Microscopy // Thin Solid Films. — 1996. — Vol. 273. — P. 161–167.
7. Lapchuk A.S., Kryuchin A.A. Near-Field Optical Microscope Working on TEM Wave // Ultramicroscopy. — 2004. — Vol. 99, N 2–3. — P. 143–157.
8. Lapchuk A.S., Kryuchin A.A. The Theoretical Investigation for Improvement of Scanning Near-Field Optical Microscope // Proc. SPIE. — 2002. — Vol. 4779. — P. 180–189.
9. Lapchuk A.S. Estimation of Optical Efficiency of a Near-Field Optical Microscope on the Basis of a Simplified Mathematical Model // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. — 2001. — Vol. 3. — P. 455–459.
10. Lapchuk A.S., Jeong H.S., Shin D.-H., Kyong C.S., Shin D.J. Mode Propagation in Optical Nanowaveguides Having a Dielectric Core and Surrounding Metal Layers // Appl. Optics. — 2005. — Vol. 44, N 35. — P. 7522–7531.
11. Novotny L., Pohl D.W., Regli P. Light Propagation through Nanometer-Size Structure: the Two-Dimensional-Aperture Scanning Near-Field Optical Microscope // J. Opt. Soc. Am. (A). — 1994. — Vol. 11. — P. 1768–1779.
12. Palik E.D. (editor). Handbook of Optical Constants of Solids. — Academic Press, Inc., 1985.
13. Windt D.L. Software for Modelling the Optical Properties of Multilayer Films // Computers in Physics. — 1998. — Vol. 12. — P. 360–370.
14. Novotny L., Hafner C. Light Propagation in a Cylindrical Waveguide with a Complex, Metallic, Dielectric Function // Phys. Rev. (E). — 1994. — Vol. 50, N 3. — P. 4094–3106.
15. Khosravi H., Tilley D.R., Loudon R. Surface Polaritons in Cylindrical Optical Fibres // J. Opt. Soc. Am. (A). — 1991. — Vol. 8, N 1. — P. 112–122.
16. Aerst G.C., Boardman A.D., Paranjapet B.V. Non Radiative Surface Plasmon–Polariton Modes of Inhomogeneous Metal Circular Cylinders // J. Phys. (F): Metal Phys. — 1980. — Vol. 10. — P. 53–65.
17. Berini P. Plasmon–Polariton Waves Guided by thin Glossy Metal Films of Finite width: Bound Modes of Symmetric Structures // Phys. Rev. (B). — 2000. — Vol. 61, N 15. — P. 10484–10503.

Поступила в редакцию 16.01.2008