

УДК 004.085

**Е. Е. Голдаевич**

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

## **Анализ влияния плазмонов на пропускную способность ближнеполевых элементов систем сверхплотной оптической записи информации**

*Рассмотрена теория возникновения поверхностных плазмонов на границах раздела воздух–металл–диэлектрик под воздействием падающего светового излучения видимого спектра. Теоретически показана возможность усиления ближнего электромагнитного поля посредством плазмонного резонанса. Приведены примеры ближнеполевых оптических записывающих элементов, разрешающая способность которых увеличена за счет влияния поверхностных плазмонов.*

**Ключевые слова:** *поверхностные плазмоны, дисперсионное соотношение, пропускная способность, ближнеполевая оптическая запись.*

### **Введение**

Технологии, которые обеспечивают пропускание света за дифракционный предел, могут позволить повысить плотность данных в системах оптического хранения информации. Например, фундаментальный дифракционный предел можно преодолеть в ближнеполевой системе хранения информации путем использования наноапертуры в плоской металлической пленке [4] или коническом (пирамидальном) зонде [3, 4]. В теории, очень маленькие световые пятна чтения/записи могут быть получены, если металлическая апертура находится достаточно близко к среде хранения данных. На практике жизнеспособность таких систем проблематична, т.к. пропускная способность наноапертур уменьшается как  $d^{-4}$ , где  $d$  — размер наноапертуры [5]. Однако недавно было предложено и продемонстрировано, что пропускная способность может быть значительно увеличена при помощи поверхностных плазмон-поляритонов и локализованных поверхностных плазмонов [1]. Высокая пропускная способность, по-видимому, открывает новые возможности для пропускания света через дифракционный предел и, следовательно, для новых применений, таких как магнитная запись при тепловом воздействии и ближнеполевая оптическая запись.

© Е. Е. Голдаевич

В данной статье рассматривается понятие поверхностных плазмонов и возможность их применения в ближнеполевых системах записи информации для увеличения пропускной способности фокусирующих элементов таких систем.

## Поверхностные плазмоны

Важное расширение физики плазмонов было достигнуто при введении понятия «поверхностного плазмона». Поверхностные плазмоны представляют собой электромагнитные волны, приводимые в движение переменной полярности поверхностных зарядов, которые распространяются вдоль границы раздела металл–диэлектрик. Хорошими носителями для поверхностных плазмонов являются металлы, такие как алюминий, золото и серебро, у которых  $\text{Re}\{\varepsilon_m\} < 0$  (где  $\varepsilon_m$  — диэлектрическая постоянная металла). По мере уменьшения толщины металлической пленки поверхностные плазмоны, существующие отдельно (в случае толстой металлической пленки) на каждой границе металл–диэлектрик, связываются, приводя к двум различным электромагнитным возмущениям (названным модами Фано), которые распространяются параллельно тонкой металлической пленке. Эти моды называются симметричной (*s*-мода) и антисимметричной (*a*-мода) и различаются тем фактом, что электрическое поле *a*-моды обладает инверсной фазой внутри металлической пленки (рис. 1а) [1].

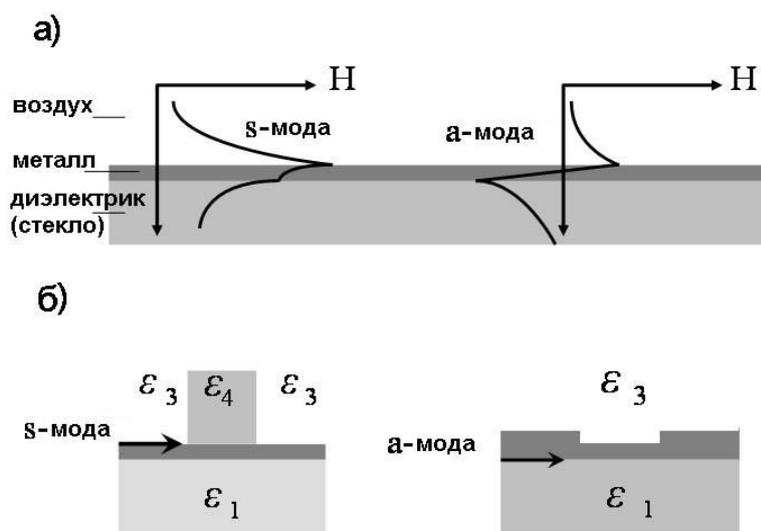


Рис. 1. Моды поверхностной плазмонной волны: а) распространение электромагнитного поля в структуре воздух-металл-диэлектрик для *s*- и *a*-мод; б) возникновение *s*-моды или *a*-моды при изменении диэлектрической проницаемости диэлектрика или толщины металлической пленки

Теория Максвелла показывает, что электромагнитные поверхностные волны могут распространяться вдоль металлической поверхности или на металлических пленках с широким спектром собственных частот от  $\omega = 0$  до  $\omega = \omega_p \sqrt{2}$ , где  $\omega_p$  — частота колебания плазмы, зависящая от волнового вектора  $k$ . Их дисперсион-

ное соотношение  $\omega(k)$  лежит справа от световой линии (рис. 2), означая то, что поверхностные плазмоны имеют более длинный волновой вектор, чем световые волны той же энергии  $\hbar\omega$ , распространяющиеся вдоль поверхности. Поэтому они называются «неизлучающими» поверхностными плазмонными волнами, которые описывают флуктуации поверхностной плотности электронов. Их электромагнитные поля угасают экспоненциально в направлении, перпендикулярном к поверхности, и имеют максимум на самой поверхности, что является характеристикой поверхностных волн. Они могут быть вызваны не только электронами, но и фотонами. Применение фотонов для возбуждения поверхностных плазмонных волн сталкивается с той трудностью, что соотношение для дисперсии находится в правой части светового спектра ( $k_{sp} > \omega/c$ ). При заданной энергии фотона  $\hbar\omega$  волновой вектор  $\hbar\omega/c$  должен быть увеличен на  $\Delta k_x$  для того, чтобы «преобразовать» фотоны в поверхностные плазмонные волны (рис. 2).

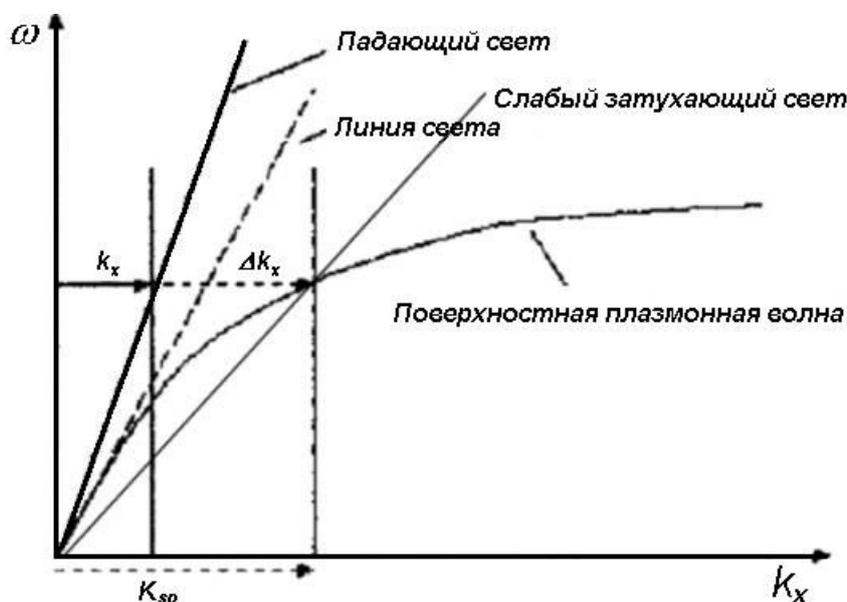


Рис. 2. Дисперсионное соотношение зависимости падающей волны от поверхностной плазмонной волны

Относительная диэлектрическая постоянная металла ( $\varepsilon_2$  на рис. 3) всегда является комплексным числом. Если положить, что  $\varepsilon_2 = \varepsilon_2' + i\varepsilon_2''$  и  $k_x = k_x' + ik_x''$ , тогда:

$$k_x' = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{2}} \sqrt{\frac{\varepsilon_2'^2 + \varepsilon_2''^2 + \varepsilon_2'\varepsilon_1 + \sqrt{(\varepsilon_2'^2 + \varepsilon_2''^2 + \varepsilon_2'\varepsilon_1)^2 + \varepsilon_2''^2\varepsilon_1^2}}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2')^2 + \varepsilon_2''^2}}, \quad (1)$$

$$k_x'' = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_1^3}{2}} \frac{\varepsilon_2''}{\sqrt{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2')^2 + \varepsilon_2''^2} \sqrt{\varepsilon_2'^2 + \varepsilon_2''^2 + \varepsilon_2' \varepsilon_1} + \sqrt{(\varepsilon_2'^2 + \varepsilon_2''^2 + \varepsilon_2' \varepsilon_1)^2 + \varepsilon_2''^2 \varepsilon_1^2}}. \quad (2)$$

Отсюда дисперсионное соотношение для поверхностной плазмонной волны:

$$k_{sp} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{2}} \sqrt{\frac{\varepsilon_2'^2 + \varepsilon_2''^2 + \varepsilon_2' \varepsilon_1 + \sqrt{(\varepsilon_2'^2 + \varepsilon_2''^2 + \varepsilon_2' \varepsilon_1)^2 + \varepsilon_2''^2 \varepsilon_1^2}}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2')^2 + \varepsilon_2''^2}}. \quad (3)$$

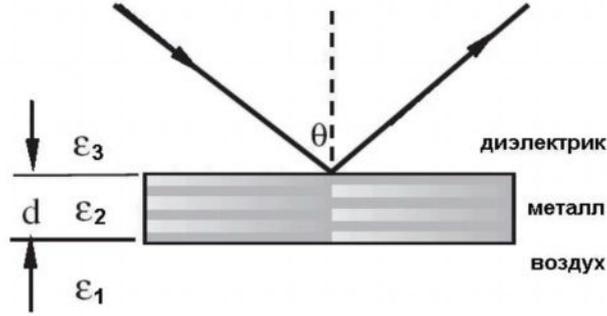


Рис. 3. Моделирование резонанса поверхностной плазмонной волны, где  $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$  — диэлектрические проницаемости воздуха, металла, диэлектрика (стекло) соответственно;  $d$  — толщина металлической пленки;  $\theta$  — угол падения световой волны

Интенсивность поверхностной плазмонной волны, распространяющейся вдоль гладкой поверхности, уменьшается в соответствии с зависимостью  $e^{-2k_x''x}$ , где  $k_x''$  берется из уравнения (2) [6]. Тогда расстояние  $L_i$ , после которого интенсивность уменьшится на  $1/e$ , будет вычисляться по формуле:

$$L_i = (2k_x'')^{-1}. \quad (4)$$

Как было сказано выше, амплитуда поля поверхностной плазмонной волны по нормали от поверхности уменьшается экспоненциально по закону  $\exp(-|k_{zi}||z|)$  и имеет максимум на поверхности. Таким образом, глубина, при которой поле ослабевает до  $1/e$ , равна  $\hat{z} = 1/|k_{zi}|$  или в среде с  $\varepsilon_1$ :

$$\hat{z}_1 = \frac{1}{\alpha} = \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{-\frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2'}{\varepsilon_1^2}}, \quad (5)$$

в металле с  $\varepsilon_2$ :

$$\hat{z}_2 = \frac{1}{\beta} = \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{-\frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2'}{\varepsilon_2'^2}}. \quad (6)$$

При увеличении  $k_x$  и  $\hat{z}_i$  аппроксимируется  $1/k_x$ , что приводит к сильной концентрации поля вблизи поверхностей обеих сред. Поверхностные плазмонные резонансы могут быть созданы  $p$ -поляризованным светом при соблюдении условий сохранения количества движения. Когда поверхностные векторы падающей и поверхностной плазмонной волны совпадают, т.е.  $k \sin \theta = k_{sp}$ , то возникает резонанс поверхностных плазмонов [6], означающий, что совпали колебательные моды падающей и поверхностной плазмонной волны. При возникновении поверхностного плазмонного резонанса большинство падающей световой энергии поглощается. Отраженная интенсивность падающего  $p$ -поляризованного света достигает минимума при

$$\sqrt{\varepsilon_1} \sin \theta_{SPR} = \sqrt{\frac{\varepsilon_2' \varepsilon_3}{\varepsilon_2' + \varepsilon_3}}. \quad (7)$$

Если отражательная способность  $R$  [6] имеет самое низкое значение, то интенсивность электромагнитного поля на поверхности достигает своего максимума, что называется эффектом усиления поля. Значение усиления задается отношением интенсивности поля на поверхности металла со стороны воздуха ( $\varepsilon_3 = 1$ )  $|H_y(3/2)|^2$  ( $H_y$  — магнитное поле поверхностной плазмонной волны) к входящей интенсивности поля  $|H_{y1}(1/2)|^2$  среды с  $\varepsilon_1$  для  $p$ -поляризованного света:

$$\frac{|H_y(3/2)|^2}{|H_{y1}(1/2)|^2} = |t_{123}^p|^2 = \left| \frac{t_{12}^p t_{23}^p \exp(ik_{z2}d_2)}{1 + r_{12}^p r_{23}^p \exp(2ik_{z2}d_2)} \right|^2, \quad (8)$$

где  $|t_{123}^p|^2$  — коэффициент передачи Френеля для двухграничной системы, а  $t_{ik}^p$  — соответствующие коэффициенты для системы с одной границей. Имеет место выражение для корреляции:

$$t_{ik}^p = 1 + r_{ik}^p, \quad (9)$$

где  $r_{ik}^p$  — соответствующие коэффициенты отражения Френеля для системы с одной границей:

$$r_{ik}^p = \left( \frac{k_{zi}}{\varepsilon_{zi}} - \frac{k_{zk}}{\varepsilon_{zk}} \right) / \left( \frac{k_{zi}}{\varepsilon_{zi}} + \frac{k_{zk}}{\varepsilon_{zk}} \right). \quad (10)$$

Резонансные характеристики поверхностных плазмонов могут быть получены из соотношения (8).  $|t_{123}^p|^2$  как функция от угла падения  $\theta_0$  при значении параметра  $d = d_{\min}$  имеет максимум, который записывается как:

$$|t_{123}^p|_{\max}^2 = \frac{1}{\varepsilon_1} \frac{2|\varepsilon_2'|^2}{\varepsilon_2''} \frac{a}{1+|\varepsilon_2'|}, \quad (11)$$

где

$$a^2 = |\varepsilon_2'|(\varepsilon_1 - 1) - \varepsilon_1. \quad (12)$$

В общем случае интересует значение максимального увеличения интенсивности электрического поля  $T_{\max}^{el}$ , которое получается из выражения

$$\left( \frac{|H_y(3/2)|^2}{|H_{y1}(1/2)|^2} \right)_{\max} = \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_1} \left( \frac{|E(3/2)|^2}{|E_1(1/2)|^2} \right)_{\max} = \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_1} T_{\max}^{el} \quad (13)$$

и равно:

$$T_{\max}^{el} = \frac{1}{\varepsilon_3} \frac{2|\varepsilon_2'|^2}{\varepsilon_2''} \frac{a}{1+|\varepsilon_2'|}. \quad (14)$$

Также следует отметить, что увеличение значения  $\varepsilon_3$  приводит к увеличению значения волнового вектора  $k'_x$ . Это больше влияет на  $s$ -моду, чем на  $a$ -моду. К аналогичному заключению можно прийти при увеличении или уменьшении толщины металлической пленки  $d$  (рис. 3). В данном случае больше изменяется  $a$ -мода, чем  $s$ -мода (волновой вектор увеличивается при уменьшении толщины пленки). Это означает, что локальные изменения толщины  $d$  или проницаемостей может в полной аналогии с обычной трехмерной оптикой дать возможность изменить направление распространения поверхностных плазмонных волн.

### Поверхностные плазмоны в записывающих элементах ближнеполевых оптических систем

Электромагнитная энергия, связанная с главной модой волновода, может привести к возникновению поверхностных плазмонов по аналогии с описанной выше плоской структурой. После возбуждения поверхностные плазмоны распространяются вдоль металлического покрытия в сторону вершины острия оптоволоконного волновода. По мере изменения радиуса волновода распространение поверхностных плазмонных волн сопровождается потерями на излучение, которые можно минимизировать применением адиабатически заостренного волокна [3]. Для создания сильного увеличения поля в области самого острия, распростра-

няющиеся поверхностные плазмонные волны должны интерферировать конструктивно. Условие конструктивной интерференции встречается только для определенных симметрий и видов поляризации главной моды.

Если линейно поляризованная мода входит в оптоволокно, электрические поля, связанные с распространением поверхностных плазмонных волн, исчезают на конце острия и, следовательно, не обеспечивают какого-либо усиления поля (рис. 4а). Если мода внутри волокна является радиально поляризованной, то вращательная симметрия моды такова, что электрические поля поверхностных плазмонов накладываются друг на друга по фазе на конце острия, порождая, таким образом, высокую поверхностную плотность заряда, а, следовательно, и сильное увеличение поля.

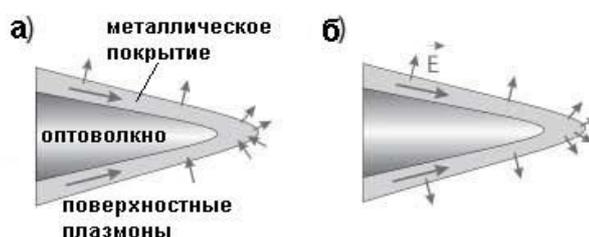


Рис. 4. Схематическое изображение плазмонов, возбужденных а) линейно-поляризованной и б) радиально-поляризованной распространяющейся световой волной

На рис. 5 изображены результаты моделирования плотности распределения электромагнитного поля внутри заостренной части оптоволоконного волновода для линейной (рис. 5а, 5б) и радиальной (рис. 5в, 5г) поляризации светового излучения внутри оптоволоконка [3]. Кроме разницы между распределениями интенсивностей внутри оптоволоконка основным отличием между двумя конфигурациями является ситуация вблизи самого окончания острия. Если в первом случае (линейная поляризация) симметрия поверхностных плазмонов приводила к прекращению электрического поля вблизи окончания острия, то во втором случае (радиальная поляризация) ситуация характеризуется чрезвычайным усилением поля вблизи окончания острия. Усиление вызвано тем фактом, что фазовая связь между плазмонами представляет собой конструктивное сложение продольных компонент поля (поле поляризовано вдоль оси острия). Соответственно, после формирования отверстия апертуры на конце острия интенсивность светового излучения, выходящего из апертуры, будет увеличена.

В другом конструктивном решении был предложен иной подход для усиления оптического ближнего поля [2]. Как показано на рис. 6 в центре отверстия апертуры (диаметром 400 нм) вертикального поверхностно излучающего лазера (ВПИЛ) при помощи фокусированного ионно-лучевого фрезерования была изготовлена наночастица золота (диаметром 100 нм).

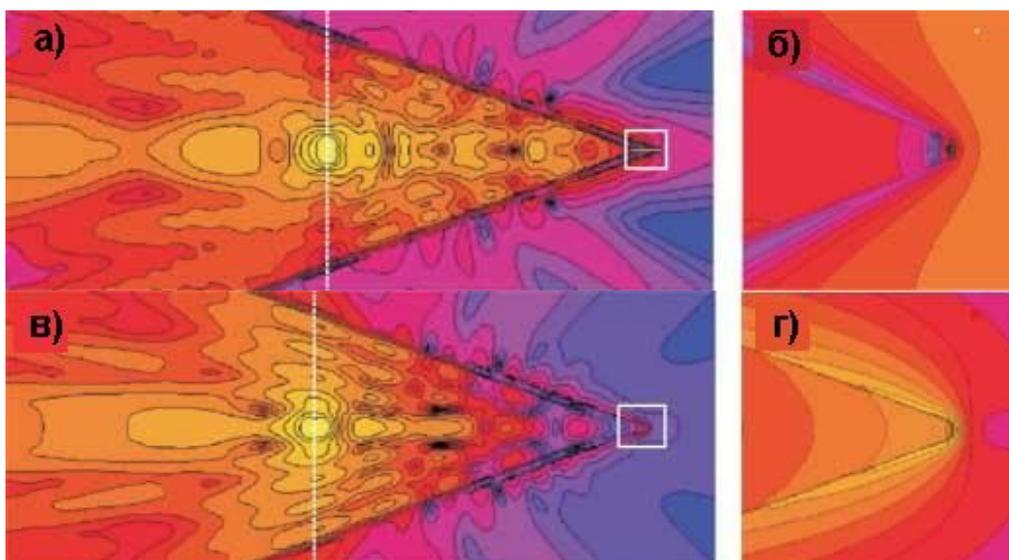


Рис. 5. Распределения интенсивности электромагнитного поля внутри оптоволоконного острия для линейно поляризованного (а, б) и радиально поляризованного (в, г) светового излучения. На б) и г) показаны увеличенные изображения окончания острия (120×120 нм)

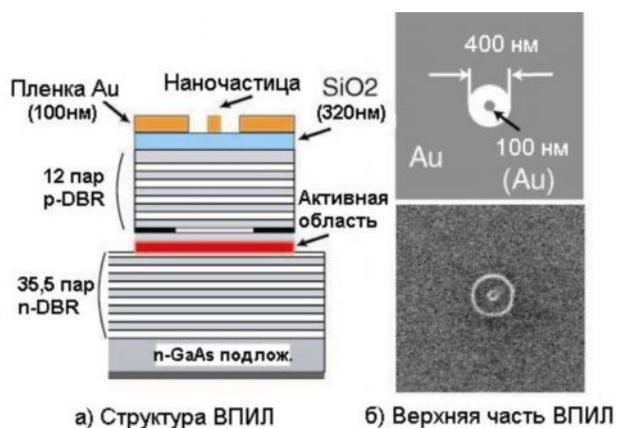


Рис. 6. Вертикальный поверхностно излучающий лазер с наночастицей золота в центре апертуры: а) схематическая структура лазера; б) наноапертура с золотой частицей (вид сверху)

Согласно описанной выше модели (см. рис. 3) под наноапертурой расположен слой диэлектрика SiO<sub>2</sub> для увеличения плазмонного эффекта. В результате исследования [2] было получено увеличение выходной мощности поля в 1,8 раз по сравнению с мощностью поля, получаемой с использованием обычной наноапертуры (без наночастицы в центре). При длине волны 850 нм, диаметре апертуры 400 нм, диаметре наночастицы 100 нм на расстоянии 20 нм от наноапертуры размер ближнеполевого пятна составил 240 нм, а плотность мощности 7,7 мВт/мкм<sup>2</sup>. С целью получения большего пространственного разрешения оптического зонда, а, значит, и уменьшения ближнеполевого пятна, был уменьшен размер наноапертуры до 200 нм (размер наночастицы остался прежним — 100 нм). В результате

размер пятна уменьшился до 130 нм, а плотность мощности составила 1 мВт/мкм<sup>2</sup>.

## **Выводы**

В данной статье были приведены теоретические основы возникновения поверхностных плазмонных волн, базирующиеся на теории Максвелла. Теоретически показана возможность усиления слабого, затухающего ближнего поля, представляющего собой световое излучение, прошедшее через наноапертуру в металлической пленке, размеры которой меньше  $\lambda/2$  (дифракционный предел). При рассмотрении практических реализаций записывающих элементов ближнеполевых оптических систем было отмечено увеличение пропускной способности наноапертур, что согласуется с теорией. Например, при размещении частицы металла в центре наноапертуры было получено увеличение выходной мощности поля в 1,8 раз по сравнению с мощностью поля, получаемой с использованием обычной наноапертуры без наночастицы в центре. Также в случае цилиндрической формы оптоволоконного элемента ближнеполевой оптической записи рекомендуется применять радиально поляризованное излучение для возбуждения плазмонов на металлизированном покрытии острия в области наноапертуры. Приведены данные, показывающие, что при уменьшении размеров апертуры уменьшаются размеры светового ближнеполевого пятна. Данный факт может позволить увеличить объемы хранения данных, т.к. размеры битов данных уменьшатся.

В дальнейшем будет исследована возможность еще большего увеличения интенсивности ближнеполевого излучения и уменьшения размеров светового пятна путем изменения геометрической формы наноапертуры и добавления периодических решетчатых металлических структур в ее области.

1. Drezet A., Hohenau A., Krenn J.R., Brun M., Huan S. Surface Plasmon Mediated Near-Field Imaging and Optical Addressing in Nanoscience // *Micron*. — 2006.
2. Hashizume J., Koyama F. Plasmon Enhanced Optical Near-Field Probing of Metal Nanoaperture Surface Emitting Laser // *Opt. Express*. — 2004. — Vol. 12. — P. 6391–6396.
3. Bouhelier A., Renger J., Beversluis M.R., Novotny L. Plasmon-Coupled Tip-Enhanced Near-Field Optical Microscopy // *J. Microscopy*. — 2003, June. — Vol. 210. — Pt 3. — P. 220–224.
4. Goto K., Masuda Y., Kirigaya T., Kurihara K., Mitsugi S. New Optical Disk System of Ultrahigh Density and High Data Rate Using 2-D VCSEL Array // *The Bulletin of School of High-Technology for Human Welfare Tokai Univ.* — 2004. — Vol. 14. — P. 23–33.
5. Olkkonen J.T. Study of High Throughput Aperture for Near-Field Optical Data Storage // *Optical Data Storage, OSA Technical Digest Series (Optical Society of America)*, 2003. — P. TuD3.
6. Sun L., Wang J., Zhang E., Tian Q. Study on the Mechanism of Super-Resolution Near-Field Structure High-Density Optical Data Storage // *Jpn. J. Appl. Phys.* — 2003. — Vol. 42(1), N 8. — P. 5113–5116.

Поступила в редакцию 20.11.2006