

Субволновое фокусирование света отраженного от поверхности серебра с периодической структурой

О. Н. Гадомский¹⁾, Д. О. Мусич

Ульяновский государственный университет, 432017 Ульяновск, Россия

Поступила в редакцию 3 июня 2019 г.

После переработки 3 июня 2019 г.

Принята к публикации 12 июня 2019 г.

Доказано, что при отражении света от поверхности серебра с периодической структурой в виде одномерной решетки возможно субволновое фокусирование света вблизи этой поверхности. При этом дифракционный предел как ограничение на разрешающую способность определяется как $\Delta x = a_0/2$, где a_0 – период решетки, что при малых (около 10 нм) периодах решетки значительно меньше классического дифракционного предела $\Delta z = \lambda/2n$ (n – показатель преломления неограниченной оптической среды, λ – длина волны). Показано, что при увеличении профиля решетки напряженности дифрагированных полей вблизи поверхности серебра значительно больше напряженности зеркально отраженного поля.

DOI: 10.1134/S0370274X19140066

1. Введение. Серебро применяется во многих оптических устройствах, включая устройства, в которых достигается субволновое фокусирование света [1–4]. Так, с помощью одномерной решетки с периодом 500 нм на поверхности серебра достигается оптическое разрешение 170 нм. В данной статье будет показано, что с помощью одномерной решетки на поверхности серебра может быть достигнуто рекордное значение размеров фокусного пятна, определяемое лишь периодом решетки.

Основное внимание в данной статье посвящено проблеме создания линзы с разрешающей способностью, значительно большей классического дифракционного предела.

В обзоре [5] представлены некоторые примеры реализации субволнового фокусирования света на основе тонких слоев серебра. Так, в работе [6] с помощью пленки серебра толщиной 35 нм, в которой присутствует периодическая структура из щелей, достигнуто фокусирование света в области фокусирования, линейные размеры которой равны 270 нм. Приблизительно такой же результат достигнут и в работах [7–10].

В работах [11–13] для субволнового фокусирования света используются более сложные конструкции линз на основе серебра.

В работе [14] представлены экспериментальные результаты субволнового фокусирования света с помощью тонкой пластины Френеля из хрома. В этой работе достигается фокусировка излучения лазера с

длиной волны $\lambda = 532$ нм в эллиптическое пятно с размерами 0.64λ и 0.42λ .

Можно выделить несколько проблем в реализации субволнового фокусирования света. Одна из них связана с достижением как можно меньшей области фокусирования света. Второй ключевой проблемой является достижение фокусировки света вдали от суперлинзы в волновой зоне. Третьей ключевой проблемой является достижение субволновой фокусировки света независимо от длины волны внешнего излучения.

В нашей научной группе разработана технология синтеза метаматериала (PMMA + Ag) с наночастицами серебра и на основе экспериментальных спектров отражения и пропускания света слоями из этого метаматериала установлено, что синтезируемый нами метаматериал обладает случайным близким к нулю показателем преломления. Обнаружены уникальные оптические явления в этом метаматериале. Так, в работе [15] представлены экспериментальные данные, показывающие нарушение принципа обратимости световых потоков в образцах (PMMA + Ag)/glass на стеклянной подложке. В работе [16] обнаружено экспериментально значительное уменьшение тени высокоотражающего шара, покрытого слоем из метаматериала (PMMA + Ag), что указывает на возможность маскировки тел.

В работе [17] экспериментально обнаружен эффект локализации фотонных в слое (PMMA + Ag). Мы предполагаем, что применение этого метаматериала может играть важную роль в решении указанных выше ключевых проблем, однако, в данной

¹⁾e-mail: gadomsky@mail.ru

статье пока описана модель линзы без этого покрытия.

2. Интегро-дифференциальное уравнение распространения электромагнитных волн в проводящих средах. Напряженность локального электрического поля электромагнитной волны представим следующим образом [18, 19]:

$$\mathbf{E}'(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}^{(i)}(\mathbf{r}, t) + \int_V \text{rot rot } N\alpha \frac{\mathbf{E}'(\mathbf{r}', t - R/c)}{R} dV', \quad (1)$$

где $\mathbf{E}^{(i)}(\mathbf{r}, t)$ – напряженность электрического поля внешней электромагнитной волны, \mathbf{r} – точка наблюдения внутри или вне среды, $R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ – расстояние между точкой наблюдения и точкой \mathbf{r}' внутри среды или на ее поверхности, V – объем среды, c – скорость света в вакууме, если внешняя волна падает из вакуума, N – концентрация электронов проводимости, α – поляризуемость электронов проводимости [18]

$$\alpha = -\frac{e^2}{m(\omega^2 + ii\beta\omega)}, \quad (2)$$

e – заряд электрона, m – его масса, ω – частота внешнего излучения, β – постоянная затухания, зависящая от проводимости и диэлектрической проницаемости проводящей среды.

Напряженность локального магнитного поля в проводящей среде определяется с помощью следующего уравнения:

$$\mathbf{H}'(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}^{(i)}(\mathbf{r}, t) + \frac{1}{c} \int \text{rot } N\alpha \frac{\dot{\mathbf{E}}'(\mathbf{r}', t - R/c)}{R} dV'. \quad (3)$$

Дифференцирование в уравнениях (1), (3) производится по координатам точки наблюдения, а интегрирование ведется по всему объему среды за исключением малого объема в окрестности точки наблюдения, когда $R \rightarrow 0$.

Уравнения (1), (3) выведены в [18, 19] для диэлектриков, когда смещения электронов малы и можно пользоваться понятием точечных электрических диполей [18]. Смещение связанных электронов в диэлектриках можно оценить как $r_A = \alpha E$, где α – квантовая поляризуемость атома, E – напряженность электрического поля внешней волны. За время (r_A/c) распределение зарядов не успевает заметно измениться, что позволяет произвести разложение в ряд по степеням (r_A/c) запаздывающие потенциалы поля внутри среды и ограничиться членами порядка $(v/c)^2$, где v – скорость движения зарядов [20]. Смещения электронов проводимости в проводящих средах под действием электромагнитных волн также невелики. Так, смещение электронов проводимости в серебре определяется с помощью $\text{Re } r_e =$

$(e/m)|\mathbf{E}|\omega^2/(\omega^4 + \beta^2\omega^2)$. При $(1/\beta) = 31 \cdot 10^{(-15)} \text{ с}$ [1] имеем $\text{Re } r_e \sim E \cdot 10^{-12} \text{ см}$, т.е. эта величина сравнима со смещением валентных электронов в атомах. Поэтому можно пользоваться понятием точечных диполей и в проводящих средах. Этот результат согласуется с известным свойством проводящих сред, когда плотность электрического заряда $\rho = \rho_0 \exp(-t/\tau)$ стремится к нулю, поскольку время релаксации $\tau = (\varepsilon/4\pi\sigma)$ значительно меньше периода световой волны, где σ – проводимость и $\tau = 1/\beta$.

3. Отражение и преломления света на поверхности серебра с периодической структурой. Применим уравнение (1) для описания отражения и преломления света на гофрированной поверхности серебра, используя понятие эквивалентной плоской поверхности (рис. 1).

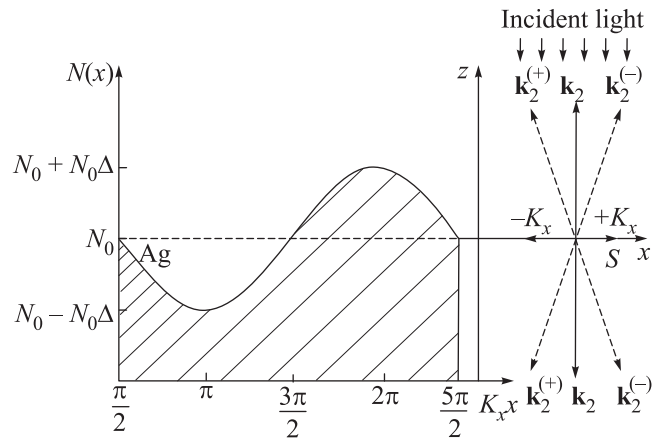


Рис. 1. К определению эквивалентной плоской поверхности. Эквивалентная плоская поверхность Σ соответствует концентрации электронов проводимости, равной N_0 . $\mathbf{k}_R^{(\pm)}$, \mathbf{k}_R – волновые векторы в направлениях отраженных волн, $\mathbf{k}_2^{(\pm)}$, \mathbf{k}_2 – волновые векторы в направлениях преломленных волн

Пусть концентрация электронов проводимости в массивном серебре изменяется как

$$N(x) = N_0(1 + \Delta \cos K_x x), \quad (4)$$

где N_0 – средняя концентрация электронов проводимости, $N_0\Delta$ – глубина профиля (рис. 1), $K_x = 2\pi/a_0$, a_0 – постоянная периодической структуры. Подставим (4) в уравнение (1) для локального электрического поля $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$. Тогда напряженность электрического поля отраженной волны примет следующий вид:

$$\mathbf{E}'(\mathbf{r}, t) = N_0\alpha \exp(-i\omega t) \text{rot rot} \int G(R)\mathbf{E}'(\mathbf{r}') dV' + N_0\alpha \frac{\Delta}{2} \exp(-i\omega t) \text{rot rot} \int G(R)\mathbf{E}'(\mathbf{r}') \exp(i\mathbf{K}\mathbf{r}') dV' +$$

$$+N_0\alpha\frac{\Delta}{2}\exp(-i\omega t)\text{rot rot}\int G(R)\mathbf{E}'(\mathbf{r}')\exp(-i\mathbf{K}\mathbf{r}')dV', \quad (5)$$

где \mathbf{K} – волновой вектор с компонентами $(K_x, 0, 0)$, $G(R)$ – функция Грина $G(R) = (\exp(ik_0R)/R, k_0 = \omega/c$. Таким образом, в среде распространяются три волны \mathbf{E}' , \mathbf{E}'_+ и \mathbf{E}'_- . Представим эти волны без множителя $\exp(-i\omega t)$ как

$$\mathbf{E}'(\mathbf{r}') = \mathbf{E}'_0 \exp[ik_0\hat{n}_2(\mathbf{r}'\mathbf{s}_2)], \quad (6)$$

$$\mathbf{E}'_{\pm}(\mathbf{r}') = \mathbf{E}'_0 \exp[ik_0(n_2 + ik_2)(\mathbf{r}'\mathbf{s}_2^{(\pm)})] \exp(\pm i\mathbf{K}\mathbf{r}'),$$

где $\hat{n}_2 = n_2 + ik_2$ – комплексный показатель преломления серебра, а единичный унитарный по квадрату вектор \mathbf{s}_2 имеет следующие компоненты:

$$s_{2x} = -\sin\theta_2, \quad s_{2y} = 0, \quad s_{2z} = -\cos\theta_2, \quad (7)$$

θ_2 – комплексный угол преломления на плоской поверхности Σ (рис. 1). Единичные векторы $\mathbf{s}_2^{(\pm)}$, в общем случае, отличаются от единичного вектора \mathbf{s}_2 и имеют следующие компоненты:

$$s_{2x}^{(\pm)} = -\sin\theta_2^{(\pm)}, \quad s_{2y}^{(\pm)} = 0, \quad s_{2z}^{(\pm)} = -\cos\theta_2^{(\pm)}, \quad (8)$$

где $\theta_2^{(\pm)}$ – углы преломления \mathbf{E}'_{\pm} , соответственно.

Волна $\mathbf{E}'(\mathbf{r})$ удовлетворяет следующим условиям:

$$\nabla^2\mathbf{E}' + k_0^2\hat{n}_2^2\mathbf{E}' = 0, \quad \text{div}\mathbf{E}' = 0, \quad (9)$$

где $k_0 = \omega/c = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны в среде 1, откуда падает внешняя волна. Будем считать среду 1 вакуумом с показателем преломления $n_1 = 1$.

Волны $\mathbf{E}'_{\pm}(\mathbf{r})$ удовлетворяют уравнениям:

$$\text{div}\mathbf{E}'_{\pm} = +i(\mathbf{E}'_{\pm}\mathbf{K}), \quad \nabla^2\mathbf{E}'_{\pm} + (k_0\hat{n}_2\mathbf{s}_2^{(\pm)} \pm \mathbf{K})^2\mathbf{E}'_{\pm} = 0, \quad (10)$$

т.е. волны \mathbf{E}'_{\pm} не являются поперечными. Легко установить, что функция Грина $G(R) = \exp(ik_0R)/R$ удовлетворяет уравнению

$$\nabla^2G(R) + k_0^2G(R) = 0. \quad (11)$$

Используя уравнения Гельмгольца (9)–(11), преобразуем объемные интегралы в уравнении (5) в поверхностные интегралы с помощью теоремы Грина.

Нелокальное уравнение имеет вид:

$$\mathbf{E}^{(i)} + N_0\alpha\text{rot rot}\left(\mathbf{I}_{1\Sigma} + \frac{\Delta}{2}\mathbf{I}_{2\Sigma} + \frac{\Delta}{2}\mathbf{I}_{3\Sigma}\right) = 0, \quad (12)$$

где входят следующие интегралы по поверхности Σ ,

$$\mathbf{I}_{1\Sigma} = \frac{1}{k_0^2(\hat{n}_2^2 - 1)} \int_{\Sigma} \left\{ \mathbf{E}' \frac{\partial G}{\partial \nu'} - G \frac{\partial \mathbf{E}'}{\partial \nu'} \right\} ds', \quad (13a)$$

$$\mathbf{I}_{2\Sigma} = \frac{1}{a_+} \int_{\Sigma} \left\{ \mathbf{E}'_+ \frac{\partial G}{\partial \nu'} - G \frac{\partial \mathbf{E}'_+}{\partial \nu'} \right\} ds', \quad (13b)$$

$$\mathbf{I}_{3\Sigma} = \frac{1}{a_-} \int_{\Sigma} \left\{ \mathbf{E}'_- \frac{\partial G}{\partial \nu'} - G \frac{\partial \mathbf{E}'_-}{\partial \nu'} \right\} ds', \quad (13c)$$

Символ $\partial/\partial\nu'$ в (20) означает дифференцирование вдоль внешней нормали к поверхности Σ , $a_{\pm} = (k_0\hat{n}_2\mathbf{s}_2^{(\pm)} + \mathbf{K})^2 - k_0^2$.

Метод вычисления поверхностных интегралов типа (13) для точек наблюдения внутри среды, когда $k_0r \gg 1$, изложен в [18]. В [21] представлен метод вычисления поверхностных интегралов типа (13) для любых точек наблюдения внутри среды, включая точки вблизи поверхности, когда $k_0r \ll 1$. Будем следовать этому методу и после необходимых вычислений получим для поверхностного интеграла $\mathbf{I}_{1\Sigma}$ следующее выражение:

$$\mathbf{I}_{1\Sigma} = -2\pi \frac{1}{k_0^2(\hat{n}_2^2 - 1)} \frac{\sin\varphi_2 + \theta_2}{\cos\varphi_2 \sin\theta_2} \mathbf{E}'_0 \exp[ik_0(\mathbf{r}\mathbf{s})], \quad (14)$$

где единичный вектор \mathbf{s} определен как

$$s_x = -\sin\varphi_2, \quad s_y = 0, \quad s_z = -\cos\varphi_2, \quad (15)$$

и φ_2 – комплексный угол, для которого $\hat{n}_2 \sin\theta_2 = \sin\varphi_2$. Аналогичным образом вычислим и остальные поверхностные интегралы в нелокальном уравнении (12).

На однородной поверхности Σ x -компоненты волновых векторов внешней и трех преломленных волн должны быть одинаковыми. Это приводит к следующим правилам отбора для углов преломления:

$$-n_1 \sin\theta_1 = -\hat{n}_2 \sin\theta_2, \quad (16a)$$

$$-n_1 \sin\theta_1 = \hat{n}_2 \left(-\sin\theta_2^{(\pm)} \pm \frac{K_x}{k_0\hat{n}_2} \right). \quad (16b)$$

Применяя правило отбора (16a) для комплексного угла преломления θ_2 , получим вместо (13a) следующее выражение для поверхностного интеграла

$$\mathbf{I}_{1\Sigma} = -2\pi \frac{1}{k_0^2(\hat{n}_2^2 - 1)} \frac{\sin(\theta_1 + \theta_2)}{\cos\theta_1 \sin\theta_2} \mathbf{E}'_0 \exp[ik_0(\mathbf{r}\mathbf{s}_1)], \quad (17)$$

где \mathbf{s}_1 – единичный вектор вдоль направления распространения внешней волны,

$$s_{1x} = -\sin\theta_1, \quad s_{1y} = 0, \quad s_{1z} = -\cos\theta_1, \quad (18)$$

Аналогичным образом преобразуем выражения (13b), (13c) с учетом правил отбора (16b). Для этого введем угол $\varphi_2^{(\pm)}$ с помощью соотношений

$\hat{n}_2 \sin \theta_2^{(\pm)} = \sin \varphi_2^{(\pm)}$ и вектор $\mathbf{s}^{(\pm)}$, имеющий следующие компоненты

$$\mathbf{s}_x^{(\pm)} = -\sin \varphi_2^{(\pm)}, \mathbf{s}_y^{(\pm)} = 0, \mathbf{s}_z^{(\pm)} = -\cos \varphi_2^{(\pm)}, \quad (19)$$

В результате вместо (13b), (13c) получим следующие формулы

$$\mathbf{I}_{2\Sigma} = -\frac{2\pi \sin(\theta_1 + \theta_2^{(+)})}{a_+ \cos \theta_1 \sin \theta_2^{(+)}} \mathbf{E}'_0 \exp[ik_0(\mathbf{r}\mathbf{s}_1)], \quad (20)$$

$$\mathbf{I}_{3\Sigma} = -\frac{2\pi \sin(\theta_1 + \theta_2^{(-)})}{a_- \cos \theta_1 \sin \theta_2^{(-)}} \mathbf{E}'_0 \exp[ik_0(\mathbf{r}\mathbf{s}_1)], \quad (21)$$

Подставляя (17), (20), (21) в нелокальное уравнение (12), определим связь между амплитудой напряженности внешнего поля $\mathbf{E}_0^{(i)}$ и амплитудой напряженности локального поля \mathbf{E}'_0 внутри среды для различных типов поляризации волн. При этом учтем, что

$$\begin{aligned} & \text{rot rot } \mathbf{E}'_0 \exp(ik_0(\mathbf{r}\mathbf{s}_1)) = \\ & = -k_0^2 [\mathbf{s}_1 \times [\mathbf{s}_1 \times \mathbf{E}'_0]] \exp(ik_0(\mathbf{r}\mathbf{s}_1)). \end{aligned} \quad (22)$$

4. Фокусировка отраженного света. Определим классический дифракционный предел как ограничение на разрешающую способность с помощью соотношения неопределенностей для координаты и импульса фотонов. Для z -компоненты волны, распространяющейся в неограниченной среде с показателем преломления n , имеем соотношение $h\Delta k_z \Delta z \geq \frac{h}{2}$, где Δz – неопределенность координаты z , Δk_z – неопределенность z -компоненты волнового вектора, h – постоянная Планка. В одномерной среде максимальное значение Δk_z равно модулю вектора $|k| = 2\pi n/\lambda$, где λ – длина волны в вакууме. Тогда дифракционный предел $\Delta z = 2n$, рассматривая Δz как область допустимых значений случайной координаты z .

Дифракционное распространение электромагнитных волн в неограниченной среде с показателем преломления n с электрическим вектором \mathbf{E} представим с помощью случайной координаты z следующим образом:

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \mathbf{E}_0 \frac{1}{z} \int_0^z \exp(ik_0 n z') dz' = \\ &= \mathbf{E}_0 \left(\frac{\sin(k_0 z n)}{k_0 z n} \right) \exp(ik_0 n z), \end{aligned} \quad (23)$$

где \mathbf{E}_0 – постоянный вектор. В результате амплитуда волны становится нелинейной функцией координаты и основной вклад в эту амплитуду вносят координаты, удовлетворяющие условию $k_0 n z \rightarrow 0$. Это позволяет определить дифракционный предел

как область допустимых значений случайной координаты, что и определяет дифракционный предел $\Delta z = \lambda/2n$ [18].

Граничные условия для отраженных волн на поверхности серебра с периодической структурой в соответствии с граничными условиями (16) имеют вид:

$$-n_1 \sin \theta_1 = -\sin \theta_R, \quad (24a)$$

$$-n_1 \sin \theta_1 = +\sin \theta_R^{(\pm)} \mp K_x/k_0, \quad (24b)$$

где комплексные углы отражения $\theta_R^{(\pm)}$ связаны с комплексными углами преломления $\theta_2^{(\pm)}$ с помощью соотношений $\sin \theta_R^{(\pm)} = (n_2 + i\kappa_2) \sin \theta_2^{(\pm)}$. Граничное условие (24a) соответствует зеркальному отражению с углом отражения $\theta_R = \pi - \theta_1$, а углы отражения $\theta_R^{(\pm)}$ определим с помощью векторов $\mathbf{s}_R^{(\pm)}$ вдоль направлений распространения отраженных волн как

$$s_{Rx}^{(\pm)} = -\sin \theta_R^{(\pm)}, \quad s_{Ry}^{(\pm)} = 0, \quad s_{Rz}^{(\pm)} = -\cos \theta_R^{(\pm)}, \quad (25)$$

Дифракционное распространение отраженных волн $\mathbf{E}_R^{(\pm)}$ определим в относительных единицах как

$$\begin{aligned} \frac{|\mathbf{E}_R^{(\pm)}|}{|\mathbf{E}_{0R}^{(\pm)}|} &= \frac{\sin(k_0 x \sin \theta_R^{(\pm)}) \sin(k_0 z \cos \theta_R^{(\pm)})}{k_0 x \sin \theta_R^{(\pm)} k_0 z \cos \theta_R^{(\pm)}} \times \\ &\times \exp(-ik_0 x \sin \theta_R^{(\pm)}) \exp(ik_0 z \cos \theta_R^{(\pm)}). \end{aligned} \quad (26)$$

$\mathbf{E}_0 R^{(\pm)}$ – постоянные векторы. При $\theta_1 = 0$ (нормальное падение внешнего излучения) получим с помощью граничных условий (24b), что $\sin \theta_R^{(\pm)} = \frac{\lambda}{a_0}$, $\cos \theta_R^{(\pm)} = i \frac{\lambda}{a_0}$, если $(\lambda/a_0) \gg 1$. При $(\lambda/a_0) \approx 1$ имеем $\cos \theta_R^{(\pm)} = \sqrt{1 - (\sin \theta_R^{(\pm)})^2}$. Эти значения $\sin \theta_R^{(\pm)}$ и $\cos \theta_R^{(\pm)}$ возможны для комплексных углов отражения $\theta_R^{(\pm)} = \theta_R^{(\pm)'} - i\theta_R^{(\pm)''}$, где $\theta_R^{(\pm)'}$ определяет направления распространения отраженных волн, $\theta_R^{(\pm)''}$ определяет направление их затухания.

На рисунке 2 представлено изображение фокусного пятна при периоде одномерной решетки на поверхности серебра $a_0 = 50$ нм для точек наблюдения над поверхностью Σ ($z > 0$). При увеличении периода решетки размеры фокусного пятна увеличиваются пропорционально a_0 . Определим дифракционный предел фокусировки Δx как

$$\Delta x = a_0/2, \quad (27)$$

принимая во внимание ширину главного максимума функции $f_1(x)$.

5. Локальные электрические поля вблизи поверхности серебра с периодической структурой. Вычислим поле отраженной волны $\mathbf{E}'_R(\mathbf{r}', t)$

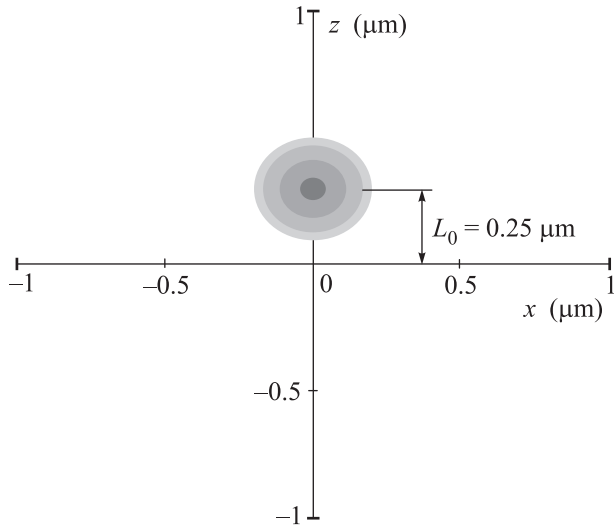


Рис. 2. (Цветной онлайн) Изображение фокусного пятна на отраженного света на длине волны $\lambda = 632$ нм, постоянная одномерной решетки на поверхности серебра $a_0 = 50$ нм, расстояние от центра фокусного пятна до поверхности Σ равно $L_0 = 0.25$ мкм

с помощью уравнения (5) и поверхностных интегралов (17), (20), (21). В соответствии с законами отражения (24) поле отраженной волны \mathbf{E}'_R складывается из трех полей, одно из которых соответствует зеркальному отражению, напряженность электрического поля которого имеет вид:

$$\mathbf{E}_R(x, z) = \mathbf{E}_0 R^{(\pm)} \exp(ik_0(\mathbf{r}\mathbf{s}_R)) = \quad (28)$$

$$= -\frac{2\pi N_0 \alpha \sin(\theta_1 - \theta_2)}{(\hat{n}_2^2 - 1) \cos \theta_1 \sin \theta_2} [\mathbf{s}_R \times [\mathbf{s}_R \times \mathbf{E}'_0]] \exp(k_0(\mathbf{r}\mathbf{s}_R)),$$

где единичный вектор \mathbf{s}_R имеет следующее компоненты:

$$s_{xR} = -\sin \theta_R, \quad s_{yR} = 0, \quad s_{zR} = -\cos \theta_R, \quad (29)$$

угол отражения $\theta_R = \pi - \theta_1$.

Аналогичным образом запишем выражения для напряженностей электрических полей, соответствующих второму и третьему слагаемым в уравнении (5), учитывая при этом усреднение по координатам x и z . После необходимых вычислений получим следующие формулы:

$$\mathbf{E}_R(x, z) = -\frac{2\pi N_0 \alpha (\Delta/2) k_0^2}{a_{\pm}} f_1^{(\pm)} f_2^{(+)} \times$$

$$\times \frac{\sin(\theta_1 - \theta_2^{(\pm)})}{\cos \theta_1 \sin \theta_2^{(\pm)}} [\mathbf{s}_R^{(\pm)} \times [\mathbf{s}_R^{(\pm)} \times \mathbf{E}'_0]]. \quad (30)$$

Выделим основные свойства эффекта субволнового фокусирования отраженного света на поверхности серебра с одномерной решеткой.

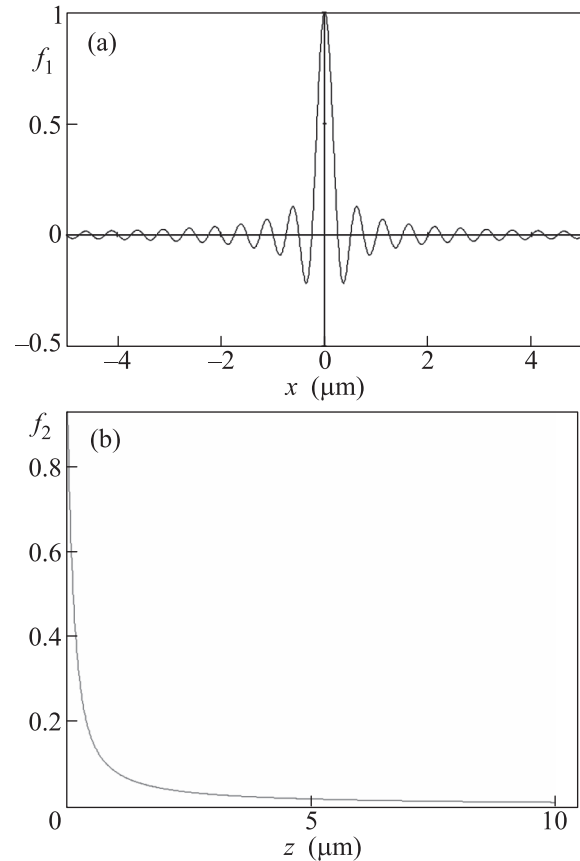


Рис. 3. (Цветной онлайн) Распределение отраженного света по координатам x и z в плоскости фокусного пятна $f_1^{(\pm)} = \frac{\sin(k_0 x \sin^{(\pm)})}{k_0 x \sin^{(\pm)}} \exp(-ik_0 x \sin^{(\pm)})$, $f_2^{(\pm)} = \frac{\sin(k_0 z \cos^{(\pm)})}{k_0 z \cos^{(\pm)}} \exp(ik_0 z \cos^{(\pm)})$. При $\theta_1 = 0$ (нормальное падение света), $\sin^{(+)} = \frac{\lambda}{a_0}$, при $a_0 = 50$ нм $\cos^{(\pm)} \approx i \frac{\lambda}{a_0}$. Вычисление проведены для $\lambda = 632$ нм

Напряженности электрического поля $\mathbf{E}_R^{(+)} = \mathbf{E}_R^{(-)}$ и отличаются от напряженности электрического поля зеркальной волны \mathbf{E}_R .

При выполнении условия $(\lambda/a_0) \gg 1s$ – поляризованные волны $\mathbf{E}^{(\pm)}$ значительно меньше электрического поля \mathbf{E}_R зеркальной волны.

При выполнении условий $(\lambda/a_0) \gg 1$ и $(\Delta/2) = 1p$ – поляризованные волны $\mathbf{E}^{(\pm)}$ сравнимы по величине с полем \mathbf{E}_R , а при увеличении волны глубины профиля решетки доминируют над зеркальным полем \mathbf{E}_R вблизи поверхности серебра.

При значительном удалении от поверхности поля зеркальной волны \mathbf{E}_R является периодической функцией координат x и z , а поля $\mathbf{E}^{(\pm)}$ исчезают при $z \rightarrow \infty$.

Расстояние L_0 от центра фокусного пятна до поверхности серебра уменьшается с уменьшением пе-

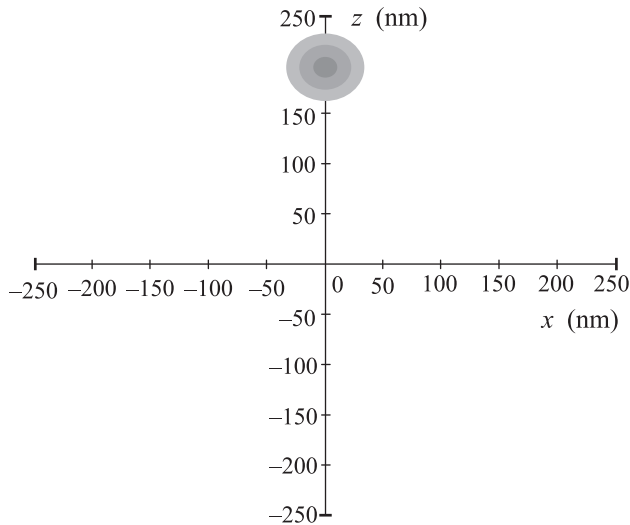


Рис. 4. (Цветной онлайн) Изображение фокусного пятна при периоде решетки $a_0 = 10$ нм, $\lambda = 632$ нм

риода a_0 одномерной решетки. Так, при $a_0 = 600$ нм $L_0 = 5$ мкм, при $a_0 = 50$ нм $L_0 = 0.25$ мкм, при $a_0 = 10$ нм $L_0 = 0.2$ мкм (рис. 2, 3).

Размеры фокусного пятна сильно зависят от периода решетки a_0 в соответствии с дифракционным пределом $\Delta x = a_0/2$, что значительно меньше классического дифракционного предела волны $\Delta z = \lambda/2n$, распространяющегося в неограниченной среде с показателем преломления n . На рисунках 4, 5 представлены изображения фокусного пятна и графики функции $f_1^{(\pm)}$ и $f_2^{(\pm)}$, определяющих пространственное распределение электрического поля в фокальной области при $a_0 = 10$ нм.

Как показано в [22], современные технологии позволяют получать элементы транзисторов размером 8 нм. На этом основании можно достигать малых периодов решеток на поверхности серебра, что позволяет достигать рекордных значений разрешающей способности субволновых линз.

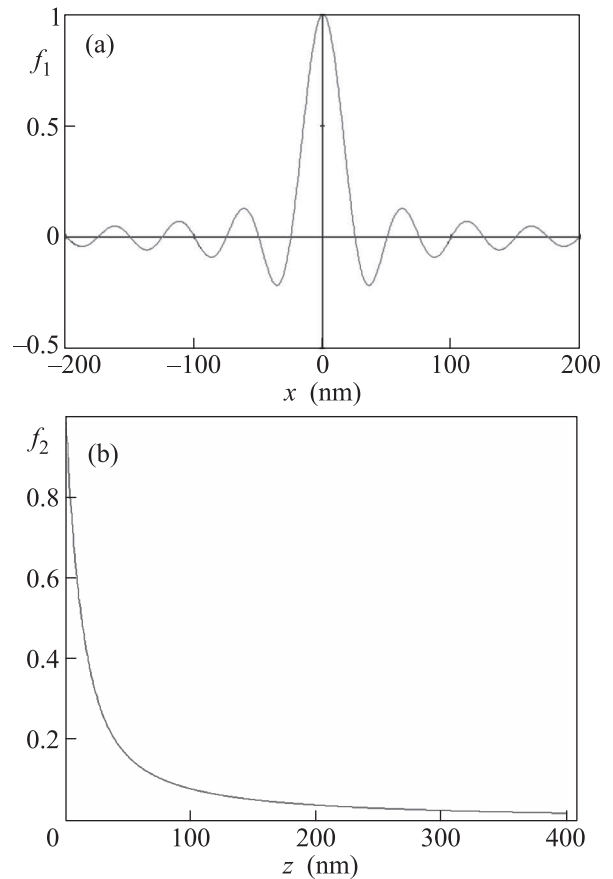


Рис. 5. (Цветной онлайн) Распределение отраженного света по координатам x и z . При $\theta_1 = 0$, $a_0 = 10$ нм, $\lambda = 632$ нм

1. P. B. Jonson and R. W. Cristy, Phys. Rev. B **6**, 4370 (1972).
2. D. Melville and R. Blaikie, Opt. Express **13**(6), 2127 (2005).
3. Y. Fu, J. Nanophotonics **3**(1), 033504 (2009).
4. Y. Fu, R. G. Mote, Q. Wang, and W. Zhou, J. Mod. Opt. **56**(14), 1550 (2009).
5. Y. Fu, J. Wang, and D. Zhang, <http://dx.doi.org/10.5772/50029>.
6. H. F. Shi, C. T. Wang, and C. L. Du, Opt. Express **13**, 6815 (2005).
7. N. Fang, H. Lee, C. Sun, and X. Zhang, Science **308**, 534 (2005).

8. W. Song, Z. Fang, S. Huang, F. Lin, and X. Zhu, Opt. Express **18**(14), 1472 (2010).
9. D. O. S. Melville, R. J. Blaikie, and C. R. Wolf, Appl. Phys. Lett. **84**(22), 4403 (2007).
10. M. H. Wong, C. D. Sarris, and G. V. Eleftheriades, Electron. Lett. **43**, 1402 (2007).
11. H. Wang, Y. Deng, J. He, P. Gao, N. Yao, C. Wang, and X. Luo, J. Nanophotonics **8**(1), 083079 (2014).
12. J. Wang, W. Zhou, and A. K. Asundi, Opt. Express **17**, 8137 (2009).
13. J. M. Steele, Z. Lin, Y. Wang, Opt. Express **14**, 5664 (2006).
14. А. Г. Налимов, С. С. Стафеев, Е. С. Козлова, В. В. Котляр, Л. Фаолейн, М. В. Котляр, Компьютерная оптика **41**(3), 356 (2017).
15. O. N. Gadomsky and N. M. Ushakov, JETP **125**(4), 564 (2017).
16. O. N. Gadomsky, N. M. Ushakov, and V. E. Katnov, JETP **127**(6), 1077 (2018).
17. О. Н. Гадо́мский, Н. М. Ушаков, Радиоэлектроника, наносистемы и информационные технологии (РЭНСИТ) **11**(2), 153 (2019).

18. М. Борн, Э. Вольф, *Основы оптики*, Наука, М. (1973).
19. О. Н. Гадомский, УФН **170**, 1145 (2000).
20. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория поля*, Физматгиз, М. (1968).
21. O. N. Gadosky and K. K. Kzutitsky, JOSA **13**(8), 1679 (1996).
22. T. Song, W. Rim, J. Jung, G. Yang, J. Park, S. Park, and Y. Kim, IEE Journal of Solid-State Circuits **50**(1), 158 (2015).