

## РАСЧЕТ И МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИФРАКЦИОННЫХ СТРУКТУР ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ ДВУМЕРНЫХ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ КАРТИН ПОВЕРХНОСТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

Е.А. Безус<sup>1,2</sup>, Л.Л. Досколович<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Учреждение Российской академии наук Институт систем обработки изображений РАН, Самара, Россия,

<sup>2</sup>Самарский государственный аэрокосмический университет им. С.П.Королева, Самара, Россия

### Аннотация

Рассмотрено формирование двумерных интерференционных картин поверхностных электромагнитных волн с помощью трехмерной дифракционной структуры, состоящей из дифракционной решетки и металлического слоя. Дифракционная решетка предназначена для преобразования падающей волны в набор поверхностных электромагнитных волн, формирующих двумерную интерференционную картину на нижней границе металлического слоя. В аналитическом виде проведен анализ структуры интерференционных картин. Моделирование в рамках электромагнитной теории показывает возможность формирования контрастных интерференционных картин с периодом, в 2,5–3,5 раза меньшим длины волны. Вид рассчитанных картин совпадает с аналитически полученными оценками. Интенсивность поля в интерференционных максимумах на порядок превышает интенсивность падающей волны. Рассмотрены способы управления конфигурацией и периодом интерференционной картины за счет изменения поляризации и длины волны падающего излучения.

**Ключевые слова:** дифракция, дифракционная решетка, фотолитография, интерференционная картина, поверхностная электромагнитная волна.

### Введение

Одним из перспективных способов формирования микро- и наноструктур является фотолитография в ближнем поле, основанная на регистрации интерференционных картин затухающих или поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ) [1–11]. Использование затухающих волн и ПЭВ позволяет преодолеть дифракционный предел и формировать структуры с размерами деталей в несколько раз меньшими, чем длина волны используемого света.

В работе [1] показана возможность получения одномерной интерференционной картины затухающих волн, соответствующих  $-1$ ,  $+1$  затухающим порядкам субволновой дифракционной решетки (ДР). Интерференционная картина в [1] обладает высоким контрастом. Интенсивность в максимумах интерференционной картины в 3–4 раза больше интенсивности падающей волны, а период — в два раза меньше периода ДР и составляет половину длины волны в [1]. В [2,3] рассмотрен аналогичный подход, основанный на использовании интерференции ПЭВ. Интерференционная картина ПЭВ формируется между щелями на поверхности перфорированной металлической пленки. В [4] предложен метод, основанный на интерференции затухающих волн, получаемых при полном внутреннем отражении. В [5–8] для формирования одномерных интерференционных картин ПЭВ используется ДР, расположенная над металлической пленкой.

В работе [9] рассмотрено формирование двумерных интерференционных картин ПЭВ. Интерференционная картина формируется вдоль поверхности, ограниченной по краям двумя дифракционными решетками. Решетки формируют ПЭВ, которые с границ решеток поступают в общую область, где и формируется соответствующая интерференционная

картина. Основным недостатком данного подхода является малый размер области интерференции, ограниченный длиной распространения ПЭВ.

В [10,11] предложен метод, основанный на интерференции четырех затухающих волн. Период формируемых картин в [10,11] в 2–3 раза меньше длины волны. Затухающие волны формируются четырьмя падающими пучками с помощью полного внутреннего отражения. В [10] показана возможность управления структурой интерференционной картины за счет изменения поляризации и разности фаз между падающими волнами. Основным недостатком метода [10,11] является использование 4-х пучков. Для управления поляризацией и фазой пучков требуется сложная оптическая система.

В настоящей работе для получения интерференционной картины ПЭВ используется трехмерная дифракционная структура, состоящая из диэлектрической ДР и металлического слоя, нанесенного на подложку. В отличие от [9], размер области интерференции не ограничен длиной распространения ПЭВ. Предлагаемая структура более простая и компактная по сравнению с [10,11]. Результаты приведенных расчетов показывают возможность изменения частоты и конфигурации интерференционной картины за счет изменения поляризации и длины волны падающего излучения. Аналогичная структура была предложена в [6], однако в [6] не было исследовано качество формируемой интерференционной картины и влияние поляризации и длины волны на вид формируемых картин.

### Формирование двумерной интерференционной картины ПЭВ

Структура состоит из трехмерной бинарной диэлектрической ДР и металлической пленки, распо-

ложенной под решеткой (рис. 1). ДР предназначена для возбуждения на границе металлической пленки и подложки заданной композиции ПЭВ, которые формируют интерференционную картину.

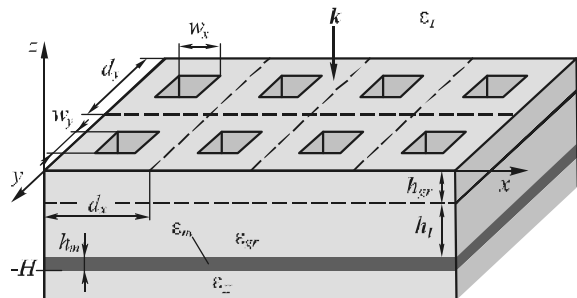


Рис.1. Геометрия структуры

Рассмотрим случай нормального падения монохроматической электромагнитной волны на структуру. При этом проекции волновых векторов дифракционных порядков на плоскость  $Oxy$  имеют вид

$$k_{n,m} = \sqrt{(2\pi n/d_x)^2 + (2\pi m/d_y)^2}, \quad (1)$$

где  $d_x, d_y$  — периоды решетки,  $(n, m)$  — номер порядка. Условия возбуждения ПЭВ дифракционными порядками с номерами  $(\pm n, 0)$ ,  $(0, \pm m)$  на границе раздела металлический слой-подложка имеют вид

$$\begin{aligned} k_{n,0} &= \text{Re}(k_{spp}) = \text{Re}(k_0\alpha); \\ k_{0,m} &= \text{Re}(k_{spp}) = \text{Re}(k_0\alpha), \end{aligned} \quad (2)$$

где  $k_{spp} = k_0\alpha = k_0\sqrt{\epsilon_m\epsilon_{II}/(\epsilon_m + \epsilon_{II})}$  — константа распространения ПЭВ, где  $\epsilon_m$  — диэлектрическая проницаемость металлической пленки,  $\epsilon_{II}$  — диэлектрическая проницаемость материала под металлической пленкой. Согласно (2), периоды решетки определяются по формулам:

$$d_x = 2\pi n / \text{Re}(k_{spp}), \quad d_y = 2\pi m / \text{Re}(k_{spp}). \quad (3)$$

В работе рассмотрен случай  $n = m$ , при этом  $d_x = d_y = d$ .

Вид интерференционной картины ПЭВ зависит от поляризации падающей волны. Определим поляризацию углом  $\psi$  между направлением вектора  $\mathbf{E}$  и осью  $Ox$ .

У ПЭВ вектор  $\mathbf{H}$  лежит в плоскости границы раздела двух сред и перпендикулярен направлению распространения ПЭВ. Вектор  $\mathbf{E}$  имеет ненулевую проекцию на направление распространения ПЭВ и лежит в плоскости, содержащей вектор направления и перпендикуляр к границе раздела сред, вдоль которой распространяется ПЭВ. Для возбуждения ПЭВ требуется, чтобы вектор  $\mathbf{E}$  падающей волны имел ненулевую проекцию на направление распространения ПЭВ.

При нормальном падении волны с  $\psi = 0$ , ( $\mathbf{E} = (E_x, 0, 0)$ ,  $\mathbf{H} = (0, H_y, 0)$ ) ПЭВ будут возбуж-

даться порядками с номерами  $(\pm n, 0)$ . Направления распространения у ПЭВ будут по оси  $Ox$  и вдоль оси  $Ox$  в отрицательном направлении. Аналогично, при  $\psi = 90^\circ$ , ( $\mathbf{E} = (0, E_y, 0)$ ,  $\mathbf{H} = (H_x, 0, 0)$ ) и ПЭВ будут возбуждаться порядками с номерами  $(0, \pm n)$ . Направления распространения у ПЭВ будут по оси  $Oy$  и вдоль оси  $Oy$  в отрицательном направлении. В указанных случаях на нижней границе металлической пленки будут формироваться одномерные интерференционные картины.

Для формирования двумерных интерференционных картин необходимо возбуждение четырех ПЭВ симметричными дифракционными порядками с номерами  $(-n, 0)$ ,  $(+n, 0)$ ,  $(0, -n)$ ,  $(0, +n)$ .

В этом случае падающая волна должна содержать перпендикулярные, направленные по осям  $Ox$ ,  $Oy$  компоненты электрического поля. Этому условию удовлетворяет эллиптически поляризованная волна, соответствующая суперпозиции нормально падающих волн со следующими векторами электрического поля:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{01} &= (E_{0x}, 0, 0)\exp(-ik_0n_I z), \\ \mathbf{E}_{02} &= (0, E_{0y}, 0)\exp(-ik_0n_I z + i\delta), \end{aligned} \quad (4)$$

где  $\delta$  — разность фаз,  $n_I$  — показатель преломления материала в области над решеткой. Случаи  $\delta = 0$ ,  $\delta = \pi/2$  соответствуют линейно-поляризованной волне и волне с круговой поляризацией. В дальнейшем будем считать  $E_{0x} = \cos(\psi)$ ,  $E_{0y} = \sin(\psi)$ . В этом случае вектор электрического поля падающей волны принимает вид

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} \cos \psi \\ \sin \psi e^{i\delta} \\ 0 \end{pmatrix} \exp(-ik_0n_I z). \quad (5)$$

Проведем анализ вида формируемой интерференционной картины при  $\psi = 45^\circ$  и  $\delta = 0$ . В данном случае падающая волна линейно поляризована и  $E_{0x} = E_{0y}$ . В силу симметрии дифракционной структуры комплексные амплитуды дифракционных порядков  $(\pm n, 0)$ ,  $(0, \pm n)$  будем считать одинаковыми. В действительности, фазы дифракционных порядков могут отличаться, но это приводит лишь к сдвигу интерференционной картины, а не к изменению ее вида. В дальнейших выкладках комплексные амплитуды дифракционных порядков  $(\pm n, 0)$ ,  $(0, \pm n)$  опустим.

Для ПЭВ, распространяющихся вдоль оси  $Ox$ ,  $\mathbf{H}_{SPP} = (0, H_{y,SPP}, 0)$ ,  $\mathbf{E}_{SPP} = (E_{x,SPP}, 0, E_{z,SPP})$ . Ненулевые компоненты векторов  $\mathbf{H}_{SPP}$ ,  $\mathbf{E}_{SPP}$  у

ПЭВ, соответствующих порядкам  $(\pm n, 0)$ , могут быть получены из уравнений Максвелла в виде

$$H_{y,SPP}(x, z) = \cos(k_n x) \exp(-ik_{z,n}(z+H)), \quad (6)$$

$$E_{x,SPP}(x, z) = -\frac{k_{z,n}}{k_0 \epsilon_{II}} \cos(k_n x) \exp(-ik_{z,n}(z+H)), \quad (7)$$

$$E_{z,SPP}(x, z) = \frac{k_n}{ik_0 \epsilon_{II}} \sin(k_n x) \exp(-ik_{z,n}(z+H)),$$

где  $k_n = 2\pi n/d$ ,  $k_{z,n} = i\sqrt{k_n^2 - k_0^2 \epsilon_{II}}$ . Отметим, что приведенный вид  $k_{z,n}$  предполагает, что порядки  $(\pm n, 0)$  — затухающие.

Для ПЭВ, распространяющихся вдоль оси  $Oy$ ,  $\mathbf{H}_{SPP} = (H_{x,SPP}, 0, 0)$ ,  $\mathbf{E}_{SPP} = (0, E_{y,SPP}, E_{z,SPP})$ . Аналогично, компоненты электромагнитного поля для ПЭВ, распространяющихся вдоль оси  $Ox$  и соответствующих порядкам  $(0, \pm n)$ , имеют вид:

$$H_{x,SPP}(y, z) = \cos(k_n y) \exp(-ik_{z,n}(z+H)), \quad (8)$$

$$E_{y,SPP}(y, z) = \frac{k_{z,n}}{k_0 \epsilon_{II}} \cos(k_n y) \exp(-ik_{z,n}(z+H)), \quad (9)$$

$$E_{z,SPP}(y, z) = -\frac{k_n}{ik_0 \epsilon_{II}} \sin(k_n y) \exp(-ik_{z,n}(z+H)).$$

Из (7), (9) получим компоненты электрического поля на нижней границе металлической пленки (при  $z = -H$ ) в виде:

$$E_{x,SPP}(x, -H) = -\frac{k_{z,n}}{k_0 \epsilon_{II}} \cos(k_n x),$$

$$E_{y,SPP}(y, -H) = \frac{k_{z,n}}{k_0 \epsilon_{II}} \cos(k_n y), \quad (10)$$

$$E_{z,SPP}(x, y, -H) = \frac{k_n}{ik_0 \epsilon_{II}} [\sin(k_n x) - \sin(k_n y)].$$

В дальнейших расчетах в качестве материала металлической пленки используется серебро, а материала под пленкой — фоторезист с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_{II} = 2,56$ . Диэлектрическая проницаемость решетки также была выбрана равной 2,56. При длине волны  $\lambda = 550$  нм значение диэлектрической проницаемости серебра  $\epsilon_m = -12,922 + 0,44727i$ . Для рассматриваемых материалов и длин волн выполняется неравенство

$$|\operatorname{Re}\{\epsilon_m\} + \epsilon_{II}| \gg |\operatorname{Im}\{\epsilon_m\}|. \quad (11)$$

В этом случае имеют место следующие приближения:

$$\left| \frac{k_n}{k_{z,n}} \right| \approx \left| \frac{\operatorname{Re}\{\epsilon_m\}}{\epsilon_{II}} \right|, \quad (12)$$

$$\frac{\max_{x,y} |E_{z,SPP}(x, y, -H)|^2}{\max_x |E_{x,SPP}(x, -H)|^2} = \frac{\max_{x,y} |E_{z,SPP}(x, y, -H)|^2}{\max_y |E_{y,SPP}(x, -H)|^2} \approx \approx 4 \frac{|\operatorname{Re}\{\epsilon_m\}|}{\epsilon_{II}}. \quad (13)$$

Согласно (13), вид интерференционной картины определяется компонентой  $E_{z,SPP}$ .

Для определения вида формируемой интерференционной картины необходимо найти экстремумы величины  $|E_{z,SPP}(x, y, -H)|^2$ . Можно показать, что функция достигает максимумов в точках

$$\begin{cases} x = \frac{dl_x}{2n} + \frac{d}{4n}, l_x \in \mathbb{Z}, \\ y = \frac{dl_y}{2n} + \frac{d}{4n}, l_y \in \mathbb{Z} \end{cases} \quad (14)$$

при условии, что  $l_x$  и  $l_y$  — разной четности. Максимумы функции  $|E_{z,SPP}(x, y, -H)|^2$  и нули ее первых производных для  $n=3$  представлены на рис. 2. В данном случае период дифракционной решетки определяется из соотношения (3) и равен 923 нм.

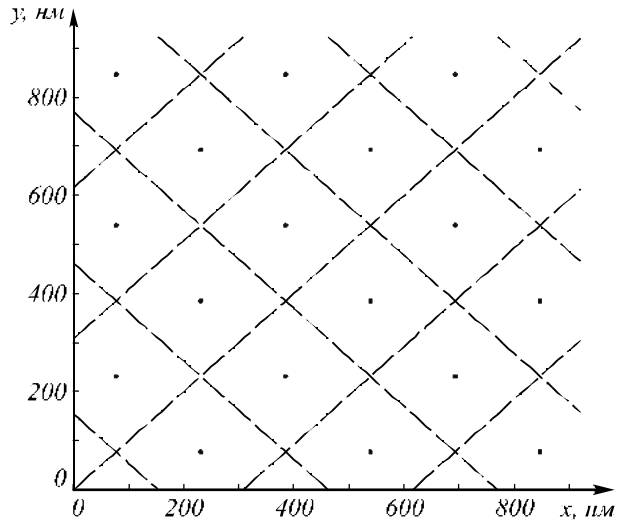


Рис. 2. Максимумы функции  $|E_{z,SPP}(x, y, -H)|^2$  (точки) и нули ее первых производных (пунктирные линии) в случае линейной поляризации падающей волны

Согласно рис. 2 и (14), интерференционная картина повернута относительно координатных осей на угол в  $45^\circ$ , а ее период

$$d_{ip} = \sqrt{2}d / 2n. \quad (15)$$

Рассмотрим теперь случай, когда падающая волна имеет круговую поляризацию. В этом случае с учетом разности фаз  $\delta = \pi/2$  в (5) компоненты электрического поля можно получить в виде

$$\begin{aligned}
 E_{x,SPP}(x, -H) &= -i \frac{k_{z,n}}{k_0 \epsilon_{II}} \cos(k_n x); \\
 E_{y,SPP}(y, -H) &= \frac{k_{z,n}}{k_0 \epsilon_{II}} \cos(k_n y); \\
 E_{z,SPP}(x, y, -H) &= \frac{k_n}{i k_0 \epsilon_{II}} [i \sin(k_n x) - \sin(k_n y)].
 \end{aligned}
 \tag{16}$$

Как и в случае линейной поляризации, вид интерференционной картины определяется компонентой  $E_{z,SPP}$ . Сравнение компонент  $E_{z,SPP}$  в (10) и (16) показывает, что максимальное значение величины  $|E_{z,SPP}(x, y, -H)|^2$  при круговой поляризации в два раза меньше, чем при линейной. Для определения вида интерференционной картины, как и в случае линейной поляризации, необходимо найти экстремумы величины  $|E_{z,SPP}(x, y, -H)|^2$ . Первые производные функции равны нулю в точках

$$\begin{cases} x = \frac{dl_x}{4n}, l_x \in \mathbb{Z}; \\ y = \frac{dl_y}{4n}, l_y \in \mathbb{Z}, \end{cases}
 \tag{17}$$

при этом минимумы достигаются при четных  $l_x$  и  $l_y$ , максимумы — при нечетных  $l_x$  и  $l_y$ . Экстремумы функции  $|E_{z,SPP}(x, y, -H)|^2$  и нули ее первых производных представлены на рис. 3.

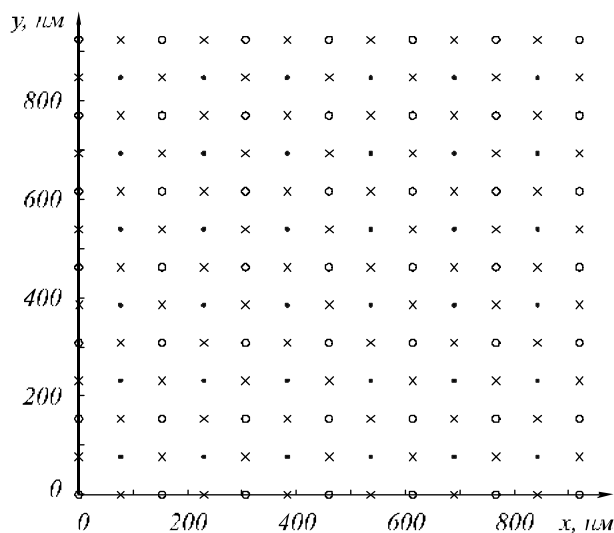


Рис. 3. Экстремумы функции  $|E_{z,SPP}(x, y, -H)|^2$  (точки — максимумы, кружки — минимумы) и нули ее первых производных (крестики) в случае круговой поляризации падающей волны

Согласно рис. 3 и (17), интерференционная картина ориентирована параллельно координатным осям, а ее период равен

$$d_{ip} = d / 2n. \tag{18}$$

### Результаты моделирования

Расчет интерференционных картин ПЭВ проводился при следующих геометрических параметрах структуры: период  $d = 923$  нм,  $w = 0,26d$ ,  $h_{gr} = 260$  нм,  $h_l = 0$ ,  $h_m = 70$  нм (рис.1). Период был рассчитан из выражения (3) при  $n = m = 3$ . Отметим, что при использовании высших порядков дифракции ( $n > 1$ ) периоды интерференционных картин (15), (18) в  $\sqrt{2}n$  и  $2n$  раз меньше периода решетки. Это снижает требования к технологической реализации структуры и позволяет формировать высокочастотные интерференционные картины ПЭВ с помощью низкочастотного дифракционного рельефа. Значения остальных геометрических параметров структуры были определены с помощью оптимизационной процедуры, представляющей собой разновидность градиентного метода. Целевой функцией являлась мера близости рассчитанных интерференционных картин для случаев линейной и круговой поляризации падающей волны к «идеальным» интерференционным картинам, формируемым при интерференции четырех ПЭВ.

Для расчета интерференционных картин использовался метод Фурье-мод (RCWA — rigorous coupled wave analysis) в формулировке работы [12].

На рис. 4 приведена рассчитанная интерференционная картина, формируемая непосредственно под металлической пленкой в случае ТМ-поляризации падающей волны ( $\mathbf{E} = (E_x, 0, 0)$ ,

$\mathbf{H} = (0, H_y, 0)$ ). ПЭВ при этом возбуждаются порядками с номерами  $(\pm 3, 0)$ . Период картины равен 154 нм. Контраст и интенсивность в максимумах интерференционной картины, нормированная на интенсивность падающей волны, равны 0,73 и 10,9 соответственно.

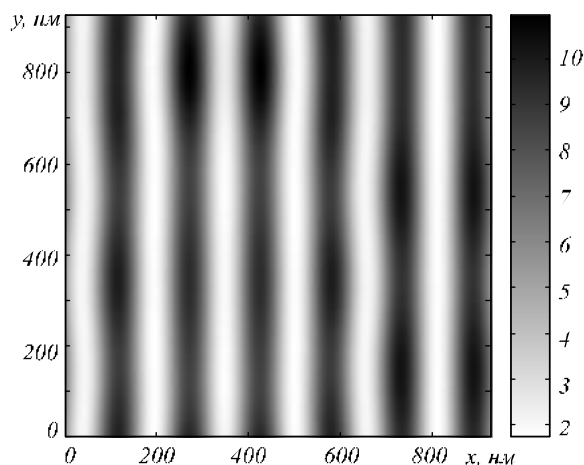


Рис. 4. Распределение интенсивности электрического поля под металлической пленкой в случае ТМ-поляризации падающей волны ( $\psi = 0^\circ$ )

На рис. 5 и 6 приведены рассчитанные интерференционные картины, формируемые непосредственно под металлической пленкой для случаев линейной и круговой поляризации падающей волны. Период интерференционной картины в случае линейной поляризации падающей волны равен 218 нм и 154 нм в случае круговой поляризации. Значения контраста и нормированной интенсивности электрического поля в максимумах интерференционной картины составляют (0,99;20) и (0,73;10,9) соответственно. Структура рассчитанных картин совпадает с теоретически полученными видами на рис. 2 и 3. Отметим, что периоды формируемых интерференционных картин в 2,52 и в 3,57 раз меньше длины волны падающего излучения для случаев линейной и круговой поляризации соответственно.

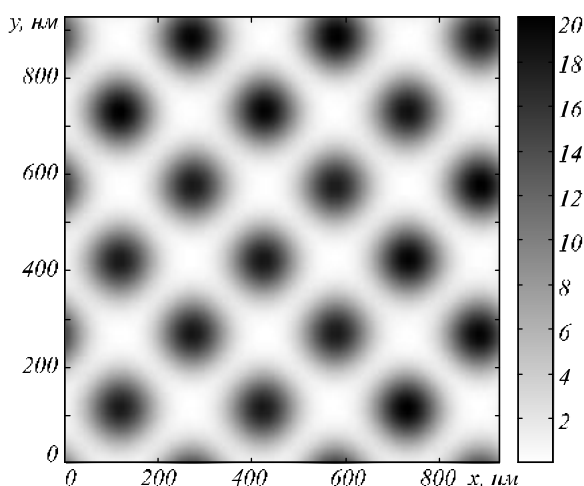


Рис. 5. Распределение интенсивности электрического поля под металлической пленкой в случае смешанной линейной поляризации падающей волны ( $\psi = 45^\circ, \delta = 0$ )

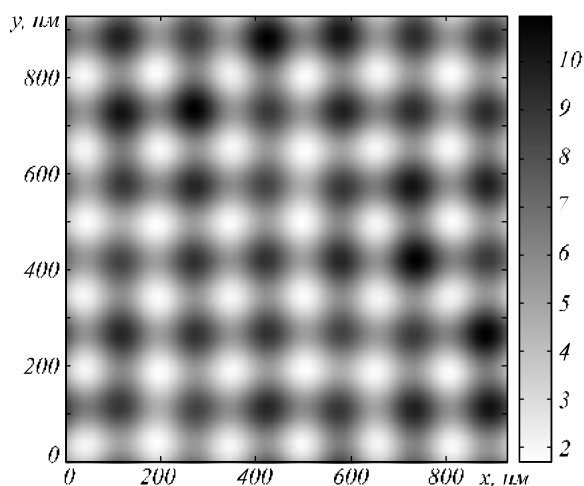


Рис. 6. Распределение интенсивности электрического поля под металлической пленкой в случае круговой поляризации падающей волны ( $\psi = 45^\circ, \delta = 90^\circ$ )

В общем случае угол  $\psi$  может быть отличным от  $45^\circ$ , что соответствует различным амплитудам ТЕ- и ТМ-компонент. Также возможна эллиптиче-

ская поляризация волны, когда разность фаз между ТЕ- и ТМ-компонентами отлична от  $0^\circ$  и  $90^\circ$ .

Рассмотрим два примера. На рис. 7 представлена рассчитанная интерференционная картина для случая, когда падающая волна имеет линейную поляризацию, а угол  $\psi = 20^\circ$ . Контраст формируемой интерференционной картины равен 0,86, а максимальное значение нормированной интенсивности электрического поля в максимумах картины — 16,6. Хорошо видно изменение вида картины по сравнению с рис. 5. Интерференционные максимумы на рис. 7 имеют более вытянутую, эллиптическую форму.

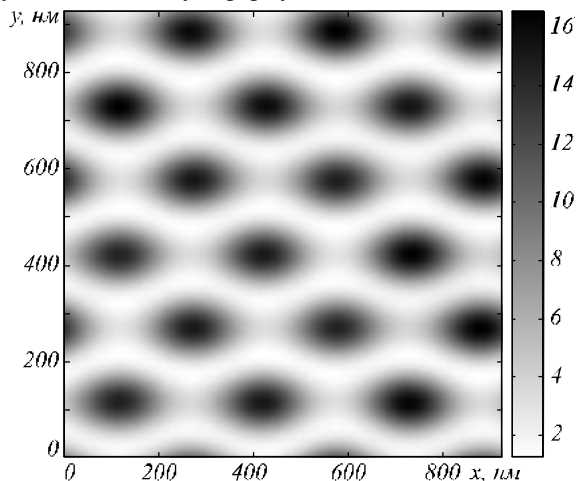


Рис. 7. Распределение интенсивности электрического поля под металлической пленкой в случае линейной поляризации падающей волны ( $\psi = 20^\circ, \delta = 0$ )

На рис. 8 приведена рассчитанная интерференционная картина для эллиптически поляризованной падающей волны. Амплитуды ТЕ- и ТМ-компонент в этом случае равны, а разность фаз между ними составляет  $50^\circ$ . Интерференционные максимумы на рис. 8 имеют близкую к ромбовидной форму. Контраст формируемой интерференционной картины равен 0,83, а нормированная интенсивность электрического поля в максимумах картины — 17.

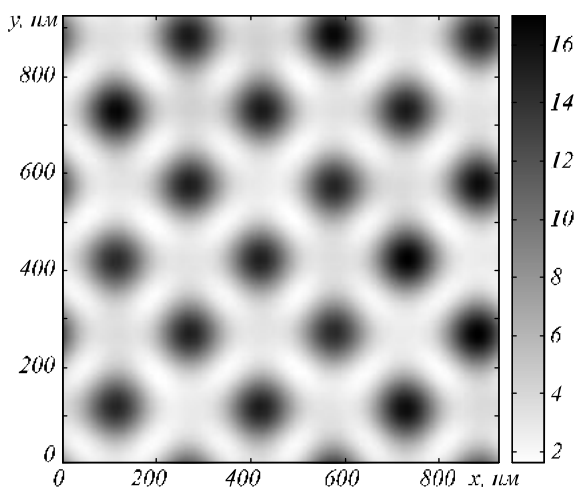


Рис. 8. Распределение интенсивности электрического поля под металлической пленкой в случае эллиптической поляризации падающей волны ( $\psi = 45^\circ, \delta = 50^\circ$ )

Таким образом, предложенная структура позволяет формировать двумерные интерференционные картины ПЭВ, обладающие высоким контрастом. Возможно управление видом формируемых картин за счет изменения поляризации падающей волны. Значение нормированной интенсивности электрического поля в максимумах картин превышает 10.

**Управление пространственной частотой интерференционной картины**

Рассмотрим возможность управления частотой интерференционной картины за счет изменения длины волны падающего излучения. Пусть период решетки  $d$  определен из условия возбуждения ПЭВ порядками с номерами  $(\pm n, 0)$ ,  $(0, \pm n)$  при длине волны  $\lambda$ :

$$d = 2\pi n / \text{Re}(k_{spp}) \tag{19}$$

Константа распространения ПЭВ  $k_{spp} = k_{spp}(\lambda)$  зависит от длины волны. Поэтому возможно возбуждение ПЭВ при другой длине волны  $\lambda' \neq \lambda$  с использованием дифракционных порядков с номерами  $(\pm m, 0)$ ,  $(0, \pm m)$ ,  $m \neq n$ . Длины волн, которые будут возбуждать ПЭВ порядками с номерами  $(\pm m, 0)$ ,  $(0, \pm m)$ , могут быть найдены из уравнения

$$\lambda' = d \text{Re}(\alpha(\lambda')) / m, \tag{20}$$

где  $\alpha = \text{Re} \sqrt{\epsilon_m \epsilon_{II} / (\epsilon_m + \epsilon_{II})}$ . В частности, для рассмотренного случая  $\lambda = 550$  нм,  $n = 3$ , ПЭВ будут возбуждаться  $\pm 2$  порядками при длине волны 774 нм. На рис. 9 и 10 приведены рассчитанные интерференционные картины, формируемые непосредственно под металлической пленкой для случаев линейной и круговой поляризации падающей волны. Значения контраста и нормированной интенсивности электрического поля в максимумах интерференционной картины составляют  $(0,99; 76,6)$  и  $(0,85; 38,7)$  соответственно.

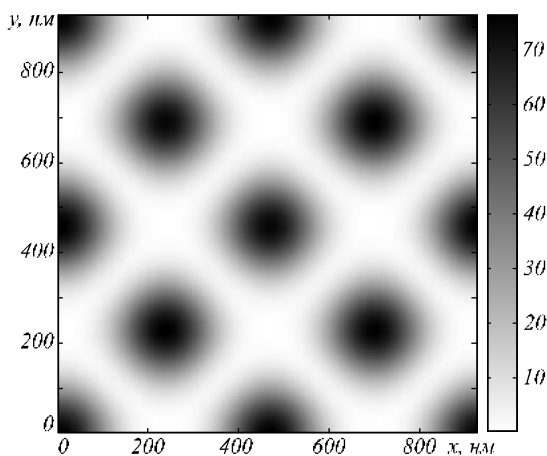


Рис. 9. Распределение интенсивности электрического поля под металлической пленкой в случае смешанной линейной поляризации падающей волны при  $\lambda' = 774$  нм

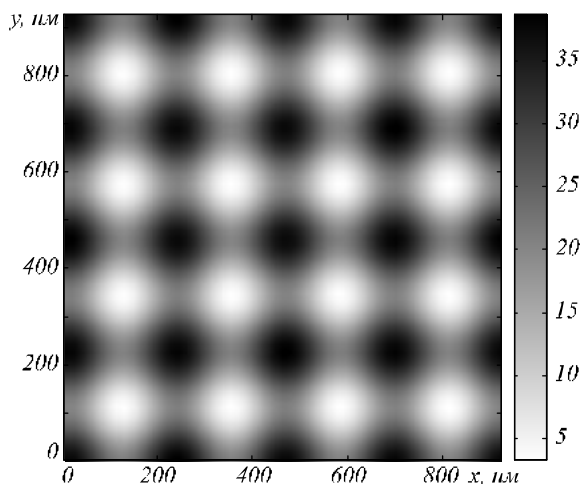


Рис. 10. Распределение интенсивности электрического поля под металлической пленкой в случае круговой поляризации падающей волны при  $\lambda' = 774$  нм

**Заключение**

Предложен способ получения двумерных интерференционных картин ПЭВ с помощью дифракционной структуры, содержащей трехмерную диэлектрическую дифракционную решетку и металлический слой. Результаты моделирования в рамках электромагнитной теории показывают, что рассматриваемая структура позволяет формировать интерференционные картины с высоким контрастом (более 70%) и высокой интенсивностью. Интенсивность интерференционных максимумов на порядок превышает интенсивность падающей волны. Период интерференционных картин в 2,5–3,5 раза меньше длины волны. Вид рассчитанных картин совпадает с аналитически полученными оценками. Результаты расчетов показывают возможность получения интерференционных картин с различной структурой, периодом и формой интерференционных максимумов при изменении параметров поляризации и длины волны падающего света. Рассмотренная структура может использоваться для производства наноструктур на основе регистрации интерференционных картин ПЭВ методом контактной фотолитографии.

**Благодарности**

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 09-07-92421-КЭ\_а, 08-07-99005-р\_офи, 07-01-96602, 07-07-91580-АСП\_а, гранта Президента РФ № НШ-3086.2008.9, «Фонда содействия отечественной науке», российско-американской программы «Фундаментальные исследования и высшее образование» (PG08-014-1).

**Литература**

1. **Blaikie, R.J.** Evanescent interferometric lithography / R.J. Blaikie, S.J. McNab // Applied Optics. — 2001. — Vol. 40(10). — P. 1692–1698.
2. **Luo, X.** Surface plasmon resonant interference nanolithography technique / X. Luo, T. Ishihara // Appl. Phys. Letters. — 2004. — Vol. 84(23). — P. 4780–4782.

3. **Luo, X.** Subwavelength photolithography based on surface-plasmon polariton resonance / X. Luo, T. Ishihara // Opt. Expr. — 2004. — Vol. 12(14). — P. 3055–3065.
4. **Martinez-Anton, J.C.** Surface relief subwavelength gratings by means of total internal reflection evanescent wave interference lithography / J.C. Martinez-Anton // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. — 2006. — Vol. 8. — P.213–218.
5. **Jiao, X.** Numerical simulation of nanolithography with the subwavelength metallic grating waveguide structure / X. Jiao [and other] // Opt. Expr. — 2006. — Vol. 14. — P. 4850–4860.
6. **Doskolovich, L. L.** Nanoscale photolithography by means of surface plasmons interference / L. L. Doskolovich [and other] // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. — 2007. — Vol. 9. — P. 854–857.
7. **Bezus, E.A.** Diffraction gratings for generating varying-period interference patterns of surface plasmons / E.A. Bezus, [and other] // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. — 2008. — Vol. 10. — P. 095204.
8. **Безус, Е.А.** Формирование интерференционных картин поверхностных электромагнитных волн с изменяемым периодом с помощью дифракционных решеток / Е.А. Безус, [и др.] // Компьютерная оптика, — 2008. — Т. 32, № 3. — С. 234–237.
9. **Liu, Z.W.** Surface plasmon interference nanolithography / Z.W. Liu, Q.H. Wei, X. Zhang // Nano Lett. — 2006. — Vol. 5. — P. 957–962.
10. **Chua, J.K.** Four beams evanescent waves interference lithography for patterning of two dimensional features / J.K. Chua, [and other] // Opt. Expr. — 2007. — Vol. 15. — P. 3437–3451.
11. **Murukeshan, V.M.** Nano-scale three dimensional surface relief features using single exposure counterpropagating multiple evanescent waves interference phenomenon / V.M Murukeshan, [and other] // Opt. Expr. — 2008. — Vol. 16. — P. 13857–13870.
12. **Li, L.** New formulation of the Fourier modal method for crossed surface-relief gratings / L. Li // J. Opt. Soc. Am. A. — 1997. — Vol. 14. — P. 2758–2767.

---

*В редакцию поступила 09.03.2009г.*

---

## NUMERICAL SIMULATION OF DIFFRACTION GRATINGS FOR GENERATING TWO-DIMENSIONAL INTERFERENCE PATTERNS OF SURFACE PLASMONS

Bezus E.A.<sup>1,2</sup> (research engineer, e-mail: [evgeni.bezus@gmail.com](mailto:evgeni.bezus@gmail.com)),

Doskolovich L.L.<sup>1,2</sup> (leading researcher, e-mail: [leonid@smr.ru](mailto:leonid@smr.ru))

<sup>1</sup>Image Processing Systems Institute of the RAS, Samara, Russia,

<sup>2</sup>S.P. Korolyov Samara State Aerospace University, Samara, Russia

### Abstract

The generation of two-dimensional surface plasmon interference patterns using a three-dimensional dielectric diffraction grating with a metal film is studied. It is shown that high contrast interference patterns with a period several times smaller than the wavelength of the incident light can be produced. At the interference maxima, the field intensity is several tens of times greater than that of the incident wave. Techniques to control the interference pattern period and configuration by varying the wavelength and the polarization of the incident wave are discussed.

**Key words:** diffraction, diffraction grating, photolithography, interference pattern, surface plasmon.

**Citation:** Bezus EA, Doskolovich LL. Numerical simulation of diffraction gratings for generating two-dimensional interference patterns of surface plasmons. *Computer Optics* 2009; 33(1): 10-6.

**Acknowledgements:** This work was supported by RFBR grants 09-07-92421-KE\_a, 08-07-99005-r\_ofi, 07-01-96602, 07-07-91580-ASTP\_A, Russian Federation Presidential Grant NS-3086.2008.9, Foundation for Russian Science Support, and Russian-American program "Basic Research and Higher Education" (project PG08-014-1)

### References

- [1] Blaikie RJ, McNab SJ. Evanescent interferometric lithography. *Appl Opt* 2001; 40(10): 1692-8.
- [2] Luo X, Ishihara T. Surface plasmon resonant interference nanolithography technique. *Appl Phys Lett* 2004; 84(23): 4780-2.
- [3] Luo X, Ishihara T. Subwavelength photolithography based on surface-plasmon polariton resonance. *Opt. Express* 2004; 12(14): 3055-65.
- [4] Martinez-Anton JC. Surface relief subwavelength gratings by means of total internal reflection evanescent wave interference lithography. *J Opt A Pure Appl Opt* 2006; 8(4): 213-8.
- [5] Jiao X, Wang P, Zhang D, Tang L, Xie J, Ming H. Numerical simulation of nanolithography with the subwavelength metallic grating waveguide structure. *Opt. Express* 2006; 14(11): 4850-60.
- [6] Doskolovich LL, Kadomina EA, Kadomin II. Nanoscale photolithography by means of surface plasmons interference. *J Opt A Pure Appl Opt* 2007; 9(10): 854-7.
- [7] Bezus EA, Bykov DA, Doskolovich LL, Kadomin II. Diffraction gratings for generating varying-period interference patterns of surface plasmons. *J Opt A Pure Appl Opt* 2008; 10(9): 095204.
- [8] Bezus EA, Doskolovich LL, Kadomin II, Kazanskiy NL, Civera P, Pizzi M. Generation of interference patterns of surface electromagnetic waves with tunable period using diffraction gratings [In Russian]. *Computer Optics* 2008; 32(3): 234-7.
- [9] Liu ZW, Wei QH, Zhang X. Surface plasmon interference nanolithography. *Nano Lett* 2006; 5(5): 957-61.
- [10] Chua JK, Murukeshan VM, Tan SK, Lin QY. Four beams evanescent waves interference lithography for patterning of two dimensional features. *Opt. Express* 2007; 15(6): 3437-51.
- [11] Murukeshan VM, Chua JK, Tan SK, Lin QY. Nano-scale three dimensional surface relief features using single exposure counterpropagating multiple evanescent waves interference phenomenon. *Opt Express* 2008; 16(18): 13857-70.
- [12] Li L. New formulation of the Fourier modal method for crossed surface-relief gratings. *J Opt Soc Am A* 1997; 14(10): 2758-67.