

Формирование интерференционных картин затухающих электромагнитных волн для наноразмерной литографии с помощью волноводных дифракционных решеток

Е.А.Безус, Л.Л.Досколович, Н.Л.Казанский

Рассмотрено формирование интерференционных картин затухающих электромагнитных волн с существенно субволновым периодом с помощью диэлектрических волноводных дифракционных решеток. На основе моделирования в рамках электромагнитной теории показана возможность получения интерференционных картин высокого качества за счет усиления затухающих порядков дифракции при резонансных условиях. Контраст интерференционных картин в случае ТЕ поляризации падающей волны близок к единице. Интенсивность поля в интерференционных максимумах в ближнем поле в 25–100 раз превышает интенсивность падающей волны. Показана возможность формирования интерференционных картин затухающих волн, соответствующих высшим порядкам дифракции. Использование высших порядков снижает требования к технологии изготовления и позволяет формировать интерференционные картины, имеющие высокую пространственную частоту, с помощью дифракционных решеток с низкой пространственной частотой. Представлены примеры формирования интерференционных картин с периодами, в 6 раз меньшими, чем у используемых дифракционных решеток.

Ключевые слова: нанолитография, нанофотоника, затухающая волна, интерференционная картина, дифракционная решетка.

1. Введение

Быстрое развитие нанотехнологий делает актуальной разработку методов изготовления наноструктур с размером деталей в несколько десятков или даже единиц нанометров. В настоящее время одним из основных методов создания наноструктур является проекционная фотолитография. Минимально достижимый размер деталей в этом случае ограничен дифракционным пределом и составляет около половины длины волны. Один из способов увеличения разрешения в системах фотолитографии состоит в уменьшении используемой длины волны, т. е. в переходе к излучению коротковолнового ультрафиолетового или рентгеновского диапазона [1–3]. Основными недостатками такого подхода являются большая сложность и высокая стоимость используемых систем. В качестве альтернативы уменьшению длины волны были предложены различные варианты фотолитографии в ближнем поле, основанные на интерференционных картинах затухающих электромагнитных волн (ЗЭВ) [4–7] или поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ) [8–15]. Применение ЗЭВ и ПЭВ позволяет преодолеть дифракционный предел и сформировать периодические структуры с размерами деталей, на порядок меньшими длины волны используемого света.

Е.А.Безус, Л.Л.Досколович, Н.Л.Казанский. Институт систем обработки изображений РАН, Россия, 443001 Самара, ул. Молодогвардейская, 151; ГОУ ВПО «Самарский государственный аэрокосмический университет им. акад. С.П.Королева (национальный исследовательский университет)», Россия, 443086 Самара, Московское ш., 34; e-mail: evgeni.bezус@gmail.com, leonid@smr.ru, kazansky@smr.ru

Поступила в редакцию 18 ноября 2010 г., после доработки – 9 февраля 2011 г.

В [4] была впервые показана возможность получения одномерной интерференционной картины ЗЭВ, соответствующих ± 1 -м затухающим порядкам субволновой дифракционной решетки. Согласно результатам моделирования в рамках электромагнитной теории, интенсивность в максимумах интерференционной картины в 3–4 раза больше интенсивности падающей волны, а её период в 2 раза меньше периода дифракционной решетки и близок к половине длины волны. В [5–7] предложены методы формирования одномерных и двумерных интерференционных картин ЗЭВ, формируемых при полном внутреннем отражении двух и четырех падающих волн соответственно. Период формируемых двумерных картин ЗЭВ в [5–7] в 2–4 раза меньше длины падающей волны. Основным недостатком метода, предложенного в [6, 7], является использование четырех пучков со специально подбираемыми фазой и поляризацией. Для формирования таких пучков требуется сложная оптическая система.

В [8–14] рассмотрены методы фотолитографии, основанные на формировании интерференционных картин ПЭВ. В [8, 9] такая картина формируется на поверхности перфорированной металлической пленки. В [10–12] для формирования интерференционных картин ПЭВ использовались дифракционные структуры, состоящие из дифракционной решетки и нанесенного на подложку металлического слоя. Дифракционная решетка предназначена для возбуждения на нижней границе металлической пленки нескольких ПЭВ, формирующих интерференционную картину. В [13, 14] рассмотрены аналогичные структуры, но вместо одного металлического слоя используется система металлodieлектрических слоев. Периоды интерференционных картин в [8–14] в 2–5 раз меньше длины падающей волны и, таким образом, сравнимы с периодами интерференционных картин ЗЭВ в [5–7].

Отличительной особенностью интерференционных картин ПЭВ является значительно больший коэффициент усиления поля. В частности, сравнение интерференционных картин ПЭВ, сформированных в геометрии Кречманна, и интерференционных картин ЗЭВ, формируемых при полном внутреннем отражении, проведенное в [15], показало, что интенсивность интерференционных картин ПЭВ в 6–8 раз выше, а контраст на 20 % – 30 % больше, чем интерференционных картин ЗЭВ. При этом интенсивность электрического поля в максимумах интерференционной картины ПЭВ на нижней границе металлического слоя в 30 раз превышает интенсивность падающей волны [15].

Кроме того, в [11–13] для возбуждения ПЭВ использованы высшие (с номерами $\pm n$, $n > 1$) дифракционные порядки решетки. Использование высших порядков с номерами $\pm n$ позволяет формировать интерференционные картины ПЭВ, имеющие высокую пространственную частоту, с помощью дифракционных решеток, период которых в $2n$ раз больше, чем у интерференционной картины. Это существенно снижает требования к технологии изготовления таких структур.

Использование высших порядков дифракции для формирования интерференционных картин ЗЭВ в диэлектрических дифракционных решетках представлялось маловероятным. Действительно, в [11–14] металлический слой или система металлодиэлектрических слоев, расположенные под решеткой, играют роль фильтра, который «пропускает» дифракционные порядки, возбуждающие ПЭВ, и блокирует остальные порядки. Именно фильтрующие свойства металлического слоя или системы слоев обеспечивают формирование интерференционных картин ПЭВ с высоким контрастом [10–14].

В настоящей работе исследуется возможность формирования высокочастотных интерференционных картин ЗЭВ с помощью диэлектрических дифракционных решеток (см. рис.1), которые в англоязычной литературе называются *guided-mode resonant gratings*. Мы будем называть эти решетки волноводными дифракционными решетками. Волноводные решетки интенсивно исследовались на протяжении последнего десятилетия в качестве узкополосных спектральных фильтров [16–18], при этом до настоящего времени исследованию распределения поля в таких системах [19, 20] уделялось сравнительно немного внимания. В настоящей работе продемонстрирована высокая эффективность данных структур при формировании интерференционных картин ЗЭВ.

2. Геометрия структур и механизм формирования интерференционных картин затухающих электромагнитных волн

Рассматриваемые в работе волноводные дифракционные решетки показаны на рис.1. Решетки периодичны в направлении оси x , над и под ними находятся однородные диэлектрики. Структуры такого типа традиционно используются в качестве узкополосных спектральных фильтров, обладающих высокой отражательной способностью, близкой к 100 % в окрестности определенных длин волн падающего света [17]. Указанный эффект связан с резонансным процессом возбуждения собственных квазиволноводных мод в структуре [18].

Причина использования таких структур для формирования интерференционных картин ЗЭВ заключается в

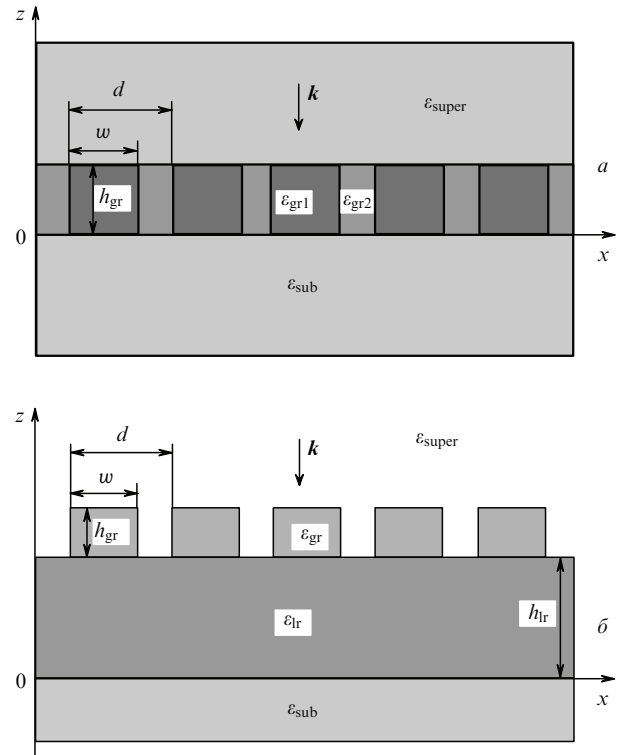


Рис.1. Геометрия структур.

следующем. При определенных условиях, обеспечиваемых выбором геометрических и физических параметров структуры, в ней возбуждаются квазиволноводные моды, близкие по структуре поля к модам плоскопараллельного волновода [18–20]. Структура на рис.1,а (далее – структура А) представляет собой бинарную диэлектрическую дифракционную решетку, и можно предположить, что в ней существуют моды, которые в ближнем поле решетки имеют вид, близкий к суперпозиции двух затухающих порядков дифракции с номерами $\pm n$. Действительно, при малом относительном размере щелей структура А близка к плоскопараллельному волноводу, диэлектрическую проницаемость которого в случае субволнового периода можно оценить методами теории эффективной среды. Можно предположить, что для структуры на рис. 1,б, состоящей из бинарной диэлектрической решетки с волноводным слоем (далее – структура Б), существуют моды, локализованные в волноводном слое и в области подложки близкие к суперпозиции двух затухающих порядков дифракции.

При возбуждении мод электрическое поле внутри структуры может значительно усиливаться. В частности, согласно результатам расчета электромагнитного поля внутри волноводных решеток [19,20], амплитуда электрического поля в максимумах интерференционных картин мод внутри решетки в 20–45 раз больше амплитуды падающей на структуру волны. Таким образом, при возбуждении мод следует ожидать также значительного увеличения амплитуды затухающих волн (порядков дифракции) в ближнем поле.

То, что амплитуды затухающих порядков при возбуждении мод в периодических структурах (дифракционных решетках) могут иметь большую величину, следует из описания их свойств на основе метода матрицы рассеяния [21, 22]. Частоты собственных мод периодической структуры соответствуют полюсам матрицы рас-

сеяния. При этом комплексная амплитуда n -го порядка дифракции в окрестности резонанса имеет следующий вид [23–25]:

$$A_n(\omega) = a_n + \frac{b_n}{\omega - \omega_0}, \quad (1)$$

где ω_0 – комплексная частота собственной моды решетки; a_n и b_n – медленно меняющиеся функции действительной частоты ω падающего на структуру света. Для распространяющихся порядков максимальные значения квадратов модулей амплитуд ограничены законом сохранения энергии. Сумма интенсивностей распространяющихся порядков в решетках из непоглощающего материала равна единице. Большие амплитуды затухающих порядков не противоречат закону сохранения энергии и, согласно (1), при $\text{Im}(\omega_0) \ll 1$ (т. е. при высоком факторе качества моды [24]) в ближнем поле могут быть много больше амплитуды падающей волны.

В общем случае поле в области подложки представлено в виде суперпозиции бесконечного числа прошедших порядков дифракции (распространяющихся и затухающих). Однако вследствие эффекта усиления поля при возбуждении мод [19, 20] в ближнем поле можно ожидать формирования доминирующего распределения, близкого по структуре к суперпозиции двух мод, соответствующих затухающим порядкам дифракции.

Запишем выражения для интенсивности поля (квадрата модуля электрического поля), соответствующего суперпозиции $\pm n$ -х порядков. В случае ТЕ поляризации электрическое и магнитное поля n -го прошедшего порядка дифракции имеют следующий вид:

$$\mathbf{E}_n = (0, E_y, 0) = (0, A_n^{\text{TE}}/2, 0) \exp[i(k_{xn}x - k_{zn}z)],$$

$$\mathbf{H}_n = (H_x, 0, H_z) = (k_{zn}, 0, k_{xn})E_y/k_0,$$

где $k_{xn} = 2\pi n/d$ – константа распространения n -го дифракционного порядка; d – период решетки; $k_{zn} = i(k_{xn}^2 - k_0^2 \epsilon_{\text{sub}})^{1/2}$; ϵ_{sub} – диэлектрическая проницаемость подложки; A_n^{TE} – комплексная амплитуда моды n -го порядка. Отметим, что в выбранной форме записи k_{zn} учитывается затухание порядков $\pm n$ в подложке (при $z \leq 0$). Для симметричных структур, рассматриваемых в работе, комплексные амплитуды мод порядков с номерами $\pm n$ равны по модулю, и их можно представить в виде

$$A_n^{\text{TE}} = A_{\pm n}^{\text{TE}} \exp(i\varphi), \quad A_{-n}^{\text{TE}} = A_{\pm n}^{\text{TE}} \exp(-i\varphi),$$

где $A_{\pm n}^{\text{TE}}$ – некоторая комплексная постоянная; $\varphi \in [0, 2\pi)$. Соответственно интенсивность поля в области подложки в этом случае будет иметь вид

$$I_{\pm n}^{\text{TE}}(x, z) = |A_{\pm n}^{\text{TE}}|^2 \cos^2(k_{xn}x + \varphi) |\exp(-ik_{zn}z)|^2. \quad (2)$$

При ТМ поляризации падающей волны магнитное и электрическое поля n -го прошедшего дифракционного порядка могут быть записаны в виде

$$\mathbf{H}_n = (0, H_y, 0) = (0, A_n^{\text{TM}}/2, 0) \exp[i(k_{xn}x - k_{zn}z)],$$

$$\mathbf{E}_n = -(k_{zn}, 0, k_{xn})H_y/(k_0 \epsilon_{\text{sub}}).$$

В этом случае с учетом выражения для k_{zn} интенсивность поля примет вид

$$I_{\pm n}^{\text{TM}}(x, z) = \frac{|A_{\pm n}^{\text{TM}}|^2}{2k_0^2 \epsilon_{\text{sub}}^2} [2k_{xn}^2 - k_0^2 \epsilon_{\text{sub}} - \cos(2k_{xn}x + 2\varphi) k_0^2 \epsilon_{\text{sub}}] |\exp(-ik_{zn}z)|^2. \quad (3)$$

Согласно (2), (3) период интерференционной картины мод порядков $\pm n$ определяется выражением

$$d_{\text{ip},n} = \pi/k_{xn} = d/2n. \quad (4)$$

Интересно отметить, что при ТЕ поляризации контраст интерференционной картины (2) равен единице. Для случая ТМ поляризации его несложно получить из (3) в виде

$$K_{\text{TM},n} = \frac{\epsilon_{\text{sub}}}{2(k_{xn}/k_0)^2 - \epsilon_{\text{sub}}}. \quad (5)$$

Из формулы (5) следует, что при увеличении k_{xn} (а значит, при уменьшении периода интерференционной картины) контраст формируемой картины уменьшается.

Отметим, что в дифракционных решетках на рис.1 могут существовать моды сложной конфигурации, существенно отличающиеся по распределению поля от мод плоскопараллельного волновода. Для таких мод интерференционная картина ЗЭВ также будет иметь сложный вид. Сложные интерференционные картины представляют меньший интерес для практических применений в области интерференционной литографии, поэтому в работе исследуется формирование интерференционных картин вида (2), (3).

3. Результаты моделирования и их обсуждение

Возможность формирования интерференционных картин ЗЭВ (2), (3) исследовалась в случае нормально падающей плоской волны с $\lambda = 453$ нм (соответствует лазеру на квантоворазмерных InGaN/GaN-гетероструктурах) для структуры А и с $\lambda = 441.6$ нм (соответствует гелий-кадмиевому лазеру) для структуры Б. Отметим, что указанные значения лежат в диапазоне длин волн, используемых в ближнепольной интерференционной литографии [4, 8, 10, 15]. Использовались следующие диэлектрические проницаемости материалов [26]: $\epsilon_{\text{super}} = 2.15$ (SiO₂), $\epsilon_{\text{gr1}} = 4.41$ (ZnO), $\epsilon_{\text{gr2}} = \epsilon_{\text{sub}} = 2.56$ для структуры А и $\epsilon_{\text{super}} = 1$, $\epsilon_{\text{gr}} = \epsilon_{\text{lr}} = 4.41$, $\epsilon_{\text{sub}} = 2.56$ для структуры Б (см. рис.1). Отметим, что $\epsilon_{\text{sub}} = 2.56$ соответствует стандартным фоторезистам.

Для моделирования дифракции света на структурах и расчета интенсивности интерференционных картин уравнения Максвелла численно решались методом фурье-мод (rigorous coupled-wave analysis) [27–29], ориентированным на моделирование дифракции света на периодических структурах. В случае бинарных решеток в этом методе используется единственное приближение – представление функции диэлектрической проницаемости материала решетки отрезком ряда Фурье. В рамках метода электромагнитное поле над и под структурой задается в виде суперпозиции плоских волн (порядков дифракции). Внутри структуры электромагнитное поле представляется в виде разложения по фурье-модам [27, 28], вычисление которых сводится к задаче на собственные значения. Последовательное наложение условий равенств тангенциальных компонент электромаг-

нитного поля на границах структуры (на верхней границе между областью над решеткой и решеткой, на границе между решеткой и слоем (для структуры Б) и на нижней границе между структурой и подложкой) сводит определение амплитуд отраженных и прошедших дифракционных порядков к решению системы линейных уравнений [27, 28].

Геометрические параметры исследуемых структур были определены в результате оптимизации критерия

$$g(\mathbf{p}) = \frac{1}{\max_x \{I_{\pm n}(x; \mathbf{p})\}} \times \int_0^d \left(\frac{I(x; \mathbf{p}) - I_{\pm n}(x; \mathbf{p})}{\max_t \{I_{\pm n}(t; \mathbf{p})\}} \right)^2 dx \rightarrow \min, \quad (6)$$

где \mathbf{p} – вектор геометрических параметров ($\mathbf{p} = (w, h_{gr})$ для структуры А и $\mathbf{p} = (w, h_{gr}, h_{lr})$ для структуры Б); $I(x; \mathbf{p})$ – расчетная интенсивность, формируемая структурой на границе раздела между структурой и подложкой (при $z = 0$); $I_{\pm n}(x; \mathbf{p})$ – интенсивность интерференционной картины $\pm n$ -х порядков дифракции при $z = 0$, определяемая из выражений (2), (3). Первый множитель в (6) отвечает за максимизацию интенсивности поля в максимумах интерференционной картины, второй множитель является мерой близости интенсивности расчетной интерференционной картины к заданной интерференционной картине мод $\pm n$ -х порядков дифракции.

Следует отметить, что особый интерес представляет формирование интерференционных картин ЗЭВ в случае $n > 1$. При этом период интерференционной картины ЗЭВ (4) будет в $2n$ раз меньше периода решетки. Таким образом, использование высших порядков снижает требования к технологической реализации структуры и позволяет формировать интерференционные картины ЗЭВ, имеющие высокую частоту, с помощью дифракционного рельефа с низкой пространственной частотой.

Исследование возможности формирования интерференционных картин ЗЭВ с помощью структуры А проводилось при $n = \pm 3$, периоде решетки $d = 750$ нм и ТМ поляризованной падающей волне. При этом период формируемой интерференционной картины $d_{ip3} = d/6 = 125$ нм, что соответствует размеру деталей около 60 нм (более чем в 7 раз меньше длины волны падающего света). Геометрические параметры структуры, $h_{gr} = 141$ нм и $w = 675$ нм, были найдены в результате оптимизации критерия (6). На рис.2,а представлено распределение электрического поля в рассчитанной структуре, показывающее формирование в ней квазиволноводной моды [19, 20]. Интерференционная картина в области подложки на различных расстояниях от границы раздела между решеткой и подложкой (фоторезистом) показана на рис.2,б. Величины на рис.2 и остальных рисунках нормированы на интенсивность $|E_0|^2$ падающей на структуру волны. Интенсивность интерференционных максимумов на границе раздела более чем в 100 раз превышает интенсивность падающей волны, что сравнимо с результатами работ [11, 12] по плазмонной интерференционной литографии. Основной вклад в ближнее поле вносят затухающие порядки с номерами ± 3 . Согласно расчетам, их амплитуды более чем в 6 раз превышают амплитуду нулевого порядка дифракции и более чем в 20 раз – амплитуды остальных прошедших порядков. Контраст интерференционной картины на границе раздела состав-

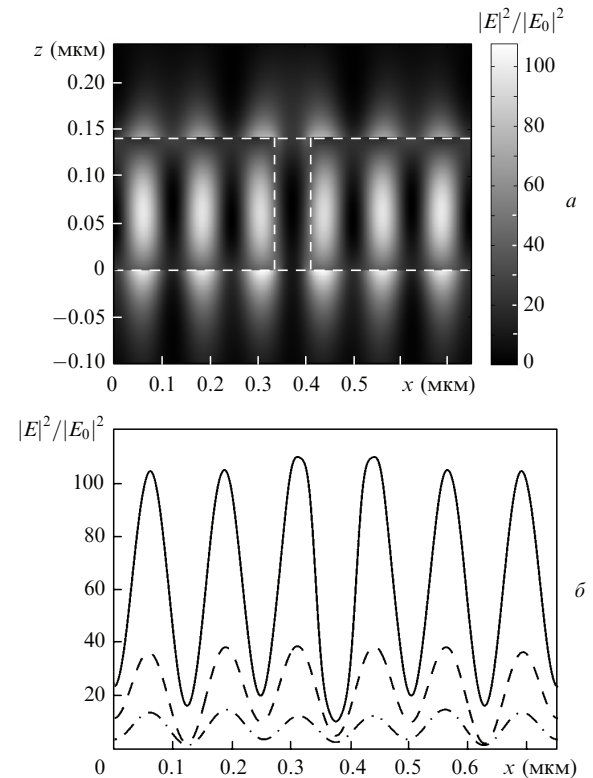


Рис.2. Распределение электрического поля в структуре А при нормальном падении волны с ТМ поляризацией (один период решетки, показанной штриховой кривой) (а) и интерференционная картина на различных расстояниях от границы раздела между решеткой и подложкой (один период решетки) (0 нм – сплошная кривая, 50 нм – штриховая кривая, 100 нм – штрих-пунктирная кривая) (б). Параметры структуры: высота решетки 141 нм, ширина ступеньки 675 нм, мода возбуждается порядками решетки с номерами ± 3 .

ляет 0.68, что близко к теоретической оценке (0.64), полученной по формуле (5). При удалении от границы контраст уменьшается, и на расстоянии 100 нм он составляет примерно 0.54. Уменьшение контраста связано с наличием в прошедшем поле распространяющихся дифракционных порядков, суммарная интенсивность которых составляет 0.76. На расстоянии 160 нм контраст убывает до 0.2. Это значение является минимально необходимым для регистрации интерференционной картины с использованием стандартных фоторезистов [30].

Исследование возможности формирования интерференционных картин ЗЭВ с помощью структуры Б проводилось при $d = 720$ нм, $n = \pm 3$ и ТЕ поляризованной падающей волне. Период формируемой интерференционной картины $d_{ip3} = d/6 = 120$ нм, что соответствует размеру деталей 60 нм. Геометрические параметры структуры ($h_{gr} = 155$ нм, $h_{lr} = 763$ нм, $w = 349$ нм) также были найдены в результате оптимизации критерия (6). На рис.3,а показано распределение электрического поля в структуре. Интенсивность сформированной под структурой интерференционной картины на различных расстояниях от границы раздела между волноводным слоем и фоторезистом представлена на рис.3,б. Интенсивность интерференционных максимумов на нижней границе более чем в 25 раз превышает интенсивность падающей волны, а контраст составляет 0.99, что также согласуется с теоретической оценкой. Как и в предыдущем примере, основной вклад в ближнее поле вносят затухающие порядки с номерами ± 3 , амплитуды которых в 9 раз

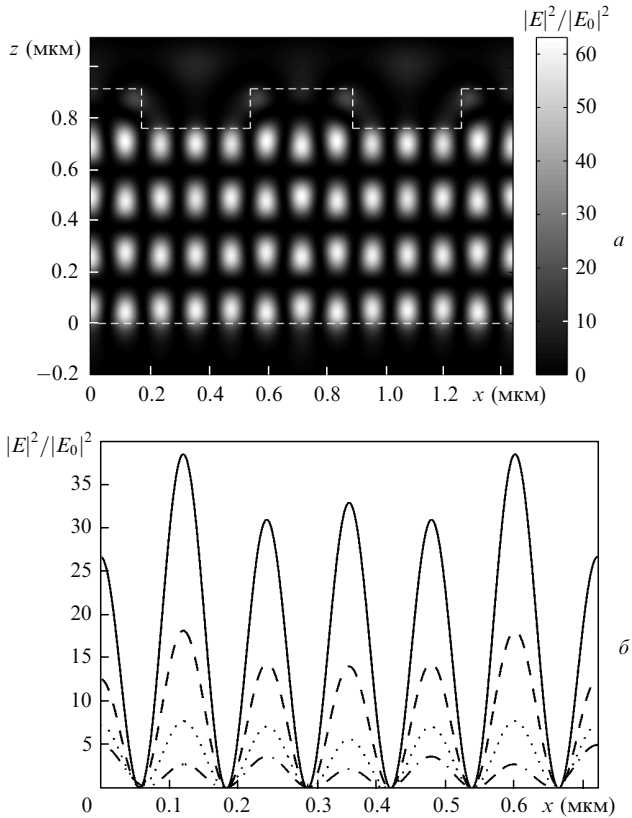


Рис.3. Распределение электрического поля в структуре Б при нормальном падении волны с ТЕ поляризацией (два периода решетки, показанной белой штриховой кривой) (а) и интерференционная картина на различных расстояниях от границы раздела между волноводным слоем и подложкой (один период решетки) (0 нм – сплошная кривая, 30 нм – штриховая кривая, 60 нм – пунктирная кривая, 90 нм – штрих-пунктирная кривая) (б). Параметры структуры: высота решетки 155 нм, толщина слоя 763 нм, ширина ступеньки 349 нм, мода возбуждается порядками решетки с номерами ± 3 .

превышают амплитуду нулевого порядка дифракции и более чем в 19 раз – амплитуды остальных прошедших порядков. Отметим, что такие высокие значения амплитуд мод порядков ± 3 получены в резонансных условиях, т. е. при возбуждении в структуре квазिवолноводной моды (рис.3,а). При удалении от границы контраст уменьшается и на расстоянии 130 нм составляет 0.2.

Волноводные решетки были также рассчитаны для случаев формирования интерференционных картин порядков ± 1 и ± 5 . Расчет проводился на основе минимизации (6) при вышеуказанных параметрах. При $n = \pm 1$ пропускание (интенсивность нулевого прошедшего порядка) удалось уменьшить до 0.01. В этом случае контраст интерференционной картины фактически не зависит от расстояния от границы. Для ТЕ поляризации падающей волны высокое значение контраста (более 0.99) сохраняется на всем расстоянии затухания интерференционной картины. Наоборот, при $n = \pm 5$ суммарная интенсивность распространяющихся прошедших порядков возрастает, что приводит к более быстрому уменьшению контраста по сравнению с рис.2, 3. Величина контраста при $n = 5$ становится менее 0.2 уже на расстоянии 40–50 нм от границы раздела.

Предложенный подход может быть обобщен на случай формирования двумерных интерференционных картин ЗЭВ. В этом случае используется трехмерная дифракционная решетка (рис.4,а), параметры которой рас-

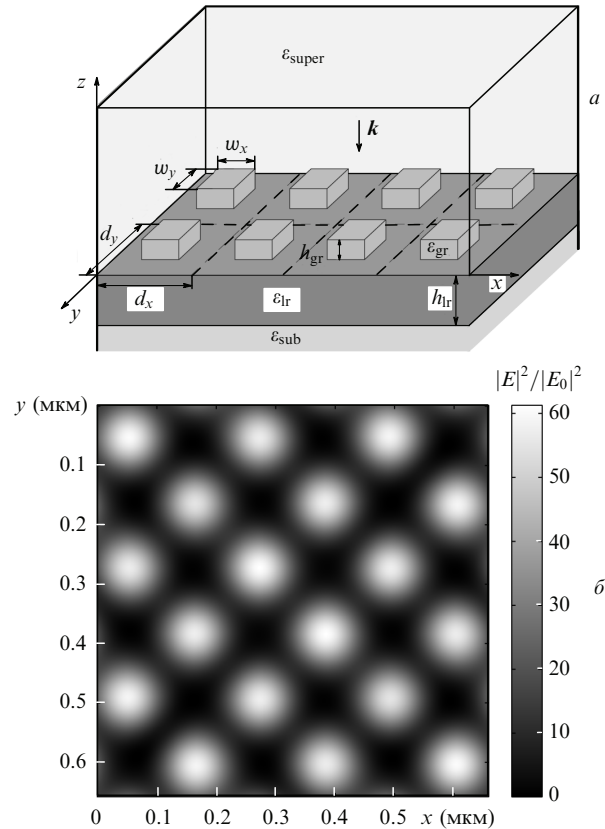


Рис.4. Дифракционная структура для формирования двумерных интерференционных картин ЗЭВ (а) и двумерная интерференционная картина на границе раздела между волноводным слоем и подложкой (один период решетки) (б). Параметры структуры: высота решетки 287 нм, толщина слоя 305 нм, ширина ступеньки 200 нм, мода возбуждается порядками решетки с номерами $(\pm 3, 0), (0, \pm 3)$.

считываются из условия формирования под структурой интерференционной картины порядков дифракции с номерами $(\pm n, 0), (0, \pm n)$ на основе оптимизации критерия, аналогичного критерию (6). Для формирования двумерной интерференционной картины при $n = 3$ качестве примера была рассчитана дифракционная структура с периодом $d_x = d_y = 660$ нм, $\lambda = 441.6$ нм и материальными параметрами $\epsilon_{super} = 1.69, \epsilon_{sub} = 2.56, \epsilon_{gr} = \epsilon_{lr} = 4.41$. Геометрические параметры структуры, рассчитанные в процессе оптимизации, таковы: $h_{gr} = 287$ нм, $h_{lr} = 305$ нм, $w_x = w_y = 200$ нм. Отметим, что конфигурация формируемых интерференционных картин ЗЭВ зависит от поляризации падающей волны. На рис.4,б показана интерференционная картина на границе раздела между волноводным слоем и фоторезистом, формируемая при смешанной линейной поляризации падающей волны. В этом случае интерференционная картина повернута относительно координатных осей на угол 45° , а ее период $d_{ip} = d/(3\sqrt{2}) = 155$ нм. Аналогичную структуру имеют интерференционные картины ПЭВ в [12]. Интенсивность интерференционных пиков на рис.4,б более чем в 50 раз превышает интенсивность падающей волны, а контраст сформированной картины близок к единице.

4. Заключение

На основе численного моделирования в рамках строгой электромагнитной теории показана возможность формирования интерференционных картин ЗЭВ с помо-

щью волноводных дифракционных решеток. Для рассматриваемых в работе длин волн падающего света период интерференционных картин ЗЭВ составляет 120–125 нм, что соответствует размеру деталей около 60 нм ($\sim \lambda/7$). Контраст интерференционных картин, формируемых при ТЕ поляризации падающей волны, близок к единице, а интенсивность интерференционных пиков в ближнем поле более чем в 25 раз выше интенсивности падающей волны. Показана возможность формирования одномерных и двумерных интерференционных картин, соответствующих высшим затухающим порядкам дифракции. Использование высших порядков снижает требования к технологии изготовления решеток и позволяет формировать интерференционные картины, имеющие высокую пространственную частоту, с помощью дифракционного рельефа с низкой пространственной частотой.

Предлагаемый подход может быть применен для создания периодических структур с наноразмерными деталями по методу контактной фотолитографии.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 10-02-01391, 10-07-00553 и 11-07-00153, 11-07-12036), гранта Президента РФ поддержки ведущих научных школ № НШ-7414.2010.9 и российско-американской программы «Фундаментальные исследования и высшее образование» (грант CRDF PG08-014-1).

- Bates A.K., Rothschild M., Bloomstein T.M., Fedynyshyn T.H., Kunz R.R., Liberman V., Switkes M. *IBM J. Res. Dev.*, **45**, 605 (2001).
- Gwyn C.W., Stulen R., Sweeney D., Attwood D. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **16**, 3142 (1998).
- Silverman J.P. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **16**, 3137 (1998).
- Blaikie R.J., McNab S.J. *Appl. Opt.*, **40**, 1692 (2001).
- Martinez-Anton J.C. *J. Opt. A.: Pure Appl. Opt.*, **8**, 213 (2006).
- Chua J.K., Murukeshan V.M., Tan S.K., Lin Q.Y. *Opt. Express*, **15**, 3437 (2007).
- Murukeshan V.M., Chua J.K., Tan S.K., Lin Q.Y. *Opt. Express*, **16**, 13857 (2008).
- Luo X., Ishihara T. *Appl. Phys. Lett.*, **84**, 4780 (2004).
- Srituravanich W., Fang N., Sun C., Luo Q., Zhang X. *Nano Lett.*, **4**, 1085 (2004).
- Jiao X., Wang P., Zhang D., Tang L., Xie J., Ming H. *Opt. Express*, **14**, 4850 (2006).
- Bezus E.A., Bykov D.A., Doskolovich L.L., Kadomin I.I. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **10**, 095204 (2008).
- Bezus E.A., Doskolovich L.L. *Opt. Commun.*, **283**, 2020 (2010).
- Xiong Y., Liu Z., Zhang X. *Appl. Phys. Lett.*, **93**, 111116 (2008).
- Yang X., Zeng B., Wang C., Luo X. *Opt. Express*, **17**, 21560 (2009).
- Guo X., Du J., Guo Y., Yao J. *Opt. Lett.*, **31**, 2613 (2006).
- Brundrett D.L., Glytsis E.N., Gaylord T.K., Bendickson J.M. *J. Opt. Soc. Am. A*, **17**, 1221 (2000).
- Magnusson R., Shin D., Liu Z.S. *Opt. Lett.*, **23**, 612 (1998).
- Tamir T., Zhang S. *J. Opt. Soc. Am. A*, **14**, 1607 (1997).
- Wei C., Liu S., Deng D., Shen J., Shao J., Fan Z. *Opt. Lett.*, **31**, 1223 (2006).
- Sun T., Ma J., Wang J., Jin Y., He H., Shao J., Fan Z. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **10**, 125003 (2008).
- Гиппиус Н.А., Тиходеев С.Г. *УФН*, **179**, 1027 (2009).
- Sarrazin M., Vigneron J.-P., Vigoureux J.-M. *Phys. Rev. B*, **67**, 085415 (2003).
- Gippius N.A., Tikhodeev S.G., Ishihara T. *Phys. Rev. B*, **72**, 045138 (2005).
- Белотелов В.И., Быков Д.А., Досколович Л.Л., Калиш А.Н., Звездин А.К. *ЖЭТФ*, **137**, 932 (2010).
- Быков Д.А., Досколович Л.Л., Сойфер В.А., Казанский Н.Л. *ЖЭТФ*, **138**, 1093 (2010).
- Bass M. *Handbook of Optics* (New York: McGraw-Hill, 1995, Vol. II).
- Moharam M.G., Pommet D.A., Grann E.B., Gaylord T.K. *J. Opt. Soc. Am. A*, **12**, 1077 (1995).
- Moharam M.G., Grann E.B., Pommet D.A., Gaylord T.K. *J. Opt. Soc. Am. A*, **12**, 1068 (1995).
- Li L. *J. Opt. Soc. Am. A*, **13**, 1870 (1996).
- Madou M.J. *Fundamentals of Microfabrication* (Boca Raton: CRC Press, 2002).