

УДК 534.4:621.317

## НОВЫЕ МЕТОДЫ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ВЫСОКОАПЕРТУРНЫХ КОМПЬЮТЕРНО-СИНТЕЗИРОВАННЫХ ГОЛОГРАММ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ ЭТАЛОННЫХ ВОЛНОВЫХ ФРОНТОВ В ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

© В. П. Корольков, Р. К. Насыров, А. Г. Седухин,  
Д. А. Белоусов, Р. И. Куц

*Институт автоматизации и электрометрии СО РАН,  
630090, г. Новосибирск, ул. Коптюга, 1  
E-mail: korolkov@iae.nsk.su*

Применительно к задаче интерферометрического контроля сферических и асферических поверхностей с высокими угловыми апертурами проведён анализ факторов, вызывающих паразитные искажения интерферограмм в системах контроля на базе эталонных однокомпонентных высокоапертурных компьютерно-синтезированных голограмм (КСГ), которые выполнены на плоских подложках и имеют бинарно-фазовую структуру. Для совершенствования качества таких КСГ использованы методы, средства и регистрирующие материалы (плёнки титана и хрома), пригодные для технологии прямой лазерной записи их дифракционной структуры, которая обеспечивает формирование интерферограмм с минимальными паразитными искажениями. В частности, для уменьшения вариаций контраста формируемой интерферограммы предложено осуществлять модуляцию локального коэффициента пропускания структуры КСГ путём модуляции скважности дифракционных зон. Обсуждены возможности применения термохимической лазерной технологии записи на плёнках титана и хрома для изготовления высокоапертурных голограмм с относительным отверстием  $f/1$  и более.

*Ключевые слова:* компьютерно-синтезированные голограммы, эталонный волновой фронт, интерферометрия, оптический контроль, лазерная термохимическая технология, прямая лазерная запись.

DOI: 10.15372/AUT20200204

**Введение.** Задача формирования эталонных волновых фронтов с большими угловыми апертурами является важной частью систем интерферометрического контроля светосильных асферических и сферических оптических компонентов. Однако используемые для этой цели рефракционные объективы, как правило, имеют ограниченное оптическое качество не лучше чем  $\lambda/2 - \lambda/4$  при диаметре более 100 мм. Такие aberrации удаётся частично компенсировать в интерферометрических схемах с общим ходом лучей, но при этом относительно низкое качество объективов требует тщательной калибровки оптической установки, что не всегда возможно.

Применение фазовых и особенно амплитудных компьютерно-синтезированных голограмм (КСГ) вместо рефракционных объективов позволяет снизить погрешности формирования эталонного волнового фронта при существенно меньшей стоимости КСГ относительно рефракционных объективов. Для широко распространённых на практике случаев контроля сферических или слабоасферических поверхностей структура эталонных КСГ совпадает либо близка к структуре хорошо известных фокусирующих зонных пластинок [1]. Как и вышеуказанные рефракционные объективы, зонные пластинки с высокими угловыми апертурами способны осуществлять высококачественную субволновую фокусировку светового излучения [2, 3]. В отличие от рефракционных объективов голограммы с зонной компьютерно-синтезированной структурой способны более просто (программным

кодированием структуры) и более точно генерировать заранее заданные эталонные фронты. Именно это их качество в настоящее время широко используется для прецизионного интерферометрического контроля сферических и асферических поверхностей [4].

К наиболее удобным и менее дорогим с технологической точки зрения следует отнести КСГ с бинарно-фазовой структурой. Вместе с тем недостатками такой структуры являются большое число паразитных дифракционных порядков и относительно низкая дифракционная эффективность в первом порядке дифракции — 40,5 % для скалярного параксиального приближения. Несмотря на то что в большинстве интерферометрических систем удаётся устранить влияние паразитных порядков с помощью дополнительной пространственной фильтрации, неустранённым (без принятия специальных мер) негативным фактором, который может влиять на точность измерений с использованием КСГ с относительным отверстием более чем  $f/2$ , остаётся поляризационно-зависимая вариация их дифракционной эффективности в рабочем порядке, особенно на периферии КСГ, где период штрихов дифракционной структуры становится сравнимым с рабочей длиной волны. В данной работе в целях интерферометрического контроля рассмотрена возможность создания особо высокоапертурной КСГ на примере эталонных дифракционных однокомпонентных объективов с относительным отверстием до  $f/1$  и более.

**Анализ и компенсация искажений, вносимых высокоапертурными КСГ в интерферограммы.** Для снижения погрешностей контроля поверхности высокоапертурных оптических элементов с использованием лазерных интерферометров Тваймана — Грина или Физо, а также эталонных КСГ целесообразно отказаться от применения вспомогательных рефракционных объективов, которые могут помочь осуществить основное высокоапертурное сведение либо разведение световых лучей на участке между КСГ и тестируемыми элементами. Это связано с тем, что сложность изготовления этих объективов, сложность их конструкции, стоимость, а также вносимые ими погрешности существенно возрастают при больших углах разведения либо сведения лучей (порядка десятков градусов на периферийных участках объективов). Помимо увеличения различного рода аберраций этих объективов, дополнительным фактором искажений проходящих через них лазерных пучков является существенная пространственная модуляция интенсивности пучков за счёт поляризационно-зависимых френелевских потерь при двойном пропускании света через объективы. Ещё одним искажающим фактором, который необходимо учитывать, является так называемая функция аподизации, которая для стандартных изображающих апланатических объективов (спроектированных для удовлетворения закона синусов Аббе) при двойном проходе пучков оказывается пропорциональной косинусу угла отклонения проходящих через объектив пучков [5]. Игнорирование указанных факторов или невозможность их полной компенсации неизбежно приводит к существенным паразитным искажениям волновых фронтов и пространственных распределений интенсивности лазерных пучков на выходе рассматриваемых объективов. Как результат, на регистрируемых интерферограммах тестируемых элементов будут наблюдаться значительные фазовые и амплитудные искажения, в частности снижение контраста полос и возрастание шумовых компонентов на периферии интерферограмм.

В связи с вышеизложенным рассматривается конструктивно простая оптическая схема для контроля высокоапертурных оптических элементов, построенная на основе стандартного интерферометра Физо и нового варианта планарной эталонной КСГ, обеспечивающей как высокоапертурное разведение либо сведение пучков, так и полную коррекцию неравномерности распределения интенсивности светового пучка обратного хода на его выходе. Отметим, что, как и вышеуказанные вспомогательные высокоапертурные объективы, высокоапертурные КСГ с традиционной бинарно-фазовой структурой будут, очевидно, также вносить в измерения свои собственные погрешности вариаций френелевских потерь и

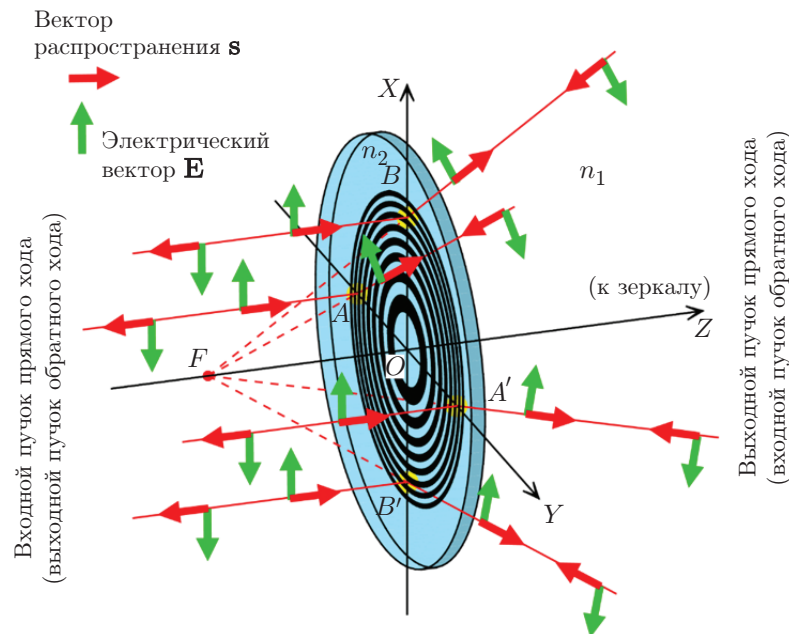


Рис. 1. Иллюстрация изменения ориентации мгновенных выборок вектора напряжённости электрического поля  $\mathbf{E}$  и вектора распространения пучка  $\mathbf{s}$  при прямом и обратном прохождении световых лучей через четыре периферийных участка осесимметричной КСГ

изменения дифракционной эффективности по площади КСГ в зависимости от угла отклонения светового пучка и изменения ориентации плоскости его поляризации по отношению к направлению чередования штрихов КСГ (по отношению к вектору локального участка решётки  $\mathbf{K}$ ). Для точной оценки вариаций коэффициента пропускания рассматриваемой КСГ (её дифракционной эффективности) здесь необходимо учесть геометрию хода световых лучей в оптической схеме, а также все локальные изменения структуры КСГ (периода и направления чередования её штрихов), состояния поляризации и направления распространения лазерного пучка на входе и выходе КСГ и далее воспользоваться одной из строгих векторных форм теории дифракции. Для иллюстрации геометрии хода световых лучей, а также их поляризации по отношению к штрихам КСГ на рис. 1 отображено трёхмерное изменение мгновенных выборок вектора напряжённости электрического поля  $\mathbf{E}$  лазерного пучка в различных точках пространства до и после рассматриваемой эталонной КСГ, а также случаев прямого и обратного хода светового пучка. Участки выделены жёлтым цветом и обозначены буквами  $A$ ,  $A'$ ,  $B$  и  $B'$ . На рисунке лучи прямого хода соответствуют нормально падающему на КСГ (вдоль оси  $Z$ ) коллимированному входному пучку и расходящемуся после КСГ выходному пучку (с мнимым фокусом  $F$ ), освещающему тестируемое вогнутое металлизированное зеркало (на схеме не показано).

Модель строится в предположении, что структура КСГ работает в первом порядке дифракции, её структура выполнена на прозрачной стеклянной подложке с показателем преломления  $n_2$ , обращена к тестируемому вогнутому зеркалу и имеет кодировку пространственной частоты штрихов (иначе, генерируемого волнового фронта), точно согласованную с формой тестируемого элемента. Показатель преломления среды между КСГ и зеркалом  $n_1$  принимается равным 1 (воздух). Для лучшей визуализации и определённости структура КСГ показана условно как амплитудно-фазовая и соответствующая распределению штрихов в зонной пластинке Френеля с мнимым фокусом в точке  $F$  (это также соответствует случаю сопряжения КСГ с формой чисто сферического зеркала). Компьютерно-

синтезированная голограмма освещается коллимированным лазерным пучком, линейно поляризованным в плоскости  $XOZ$  и распространяющимся вдоль оптической оси  $Z$ . Показанный на рисунке резкий излом вектора распространения лучей  $\mathbf{s}$  в четырех точках на некоторой периферийной окружности КСГ, а также изменение соответствующих мгновенных выборок вектора напряжённости электрического поля пучка  $\mathbf{E}$  соответствует случаю измерения с помощью КСГ формы поверхности вогнутого металлизированного сферического либо асферического зеркала с большим относительным отверстием  $F/\#$ . Предполагается, что структура КСГ является бинарно-фазовой (более простой в изготовлении) и в первом приближении сохраняет эту форму на всей площади голограммы. Кроме того, предполагается, что КСГ работает на стандартной в интерферометрии длине волны линейно поляризованного He—Ne-лазера ( $\lambda = 632,8$  нм) и имеет минимальный размер зон, приближающийся на периферии к рабочей длине волны либо сравнимый с ней.

Положение вектора  $\mathbf{E}$  при прямом ходе луча (от лазера к КСГ и далее к зеркалу) привязано к точкам непосредственной близости к структуре КСГ (до и после неё). Положение же вектора  $\mathbf{E}$  при обратном ходе привязано сначала к ближайшим точкам перед поверхностью удалённого зеркала (на схеме отсутствует) при показанном на рисунке положении вектора  $\mathbf{E}$  прямого хода пучка, переносимого (условно с точностью до фазы) к поверхности зеркала, а также к точкам непосредственной близости к структуре КСГ. Изменение направления вектора пучка  $\mathbf{E}$  при его обратном ходе соответствует случаю отражения от металлизированного зеркала (при инверсии вектора  $\mathbf{E}$ , отражённого от зеркала пучка по отношению к нормально падающему на зеркало пучку прямого хода).

Как видно на рис. 1, на малых по размеру периферийных локальных участках КСГ, выделенных жёлтым цветом и расположенных в окрестности вертикальной оси  $X$  с центрами, помеченными точками  $A, A'$ , положение штрихов КСГ перпендикулярно направлению вектора  $\mathbf{E}$  (случай ТМ-поляризации пучка), а на периферийных локальных участках КСГ, расположенных в окрестности горизонтальной оси  $Y$  с центрами, помеченными точками  $B, B'$ , положение штрихов КСГ параллельно направлению вектора  $\mathbf{E}$  (случай ТЕ-поляризации пучка). В промежуточных окружных точках, например между точками  $A'$  и  $B$ , положение плоскости поляризации пучка непрерывно изменяется от случая с ТЕ- к случаю с ТМ-поляризацией, причём такое изменение наблюдается при симметрии с точностью до одного квадранта структуры КСГ. В соответствии с этим лазерный пучок прямого хода на выходе из КСГ будет непрерывно изменять свою интенсивность в пределах рассматриваемой окружности. Для точной оценки этого изменения с использованием векторной теории дифракции, введённой в [6], в данной работе было проведено предварительное численное моделирование распределений интенсивности пучка первого порядка дифракции для указанных точек двух крайних случаев изменения поляризации вектора  $\mathbf{E}$ : в зависимости от периода штрихов указанных локальных участков КСГ, лежащего в диапазоне от 0,8 до 2,5 мкм, и от относительного коэффициента заполнения штрихов  $b/d$ , принимающего дискретные значения 0,3, 0,5 и 0,7 для каждого из рассматриваемых случаев поляризации пучка по отношению к структуре КСГ. Модель и параметры, применяемые в ней, иллюстрируются рис. 2. Для первого рабочего порядка дифракции КСГ  $I_1$  глубина его рельефа принималась постоянной на всей площади и равной  $h = \lambda/[2(n_2/n_1 - 1)] = 693$  нм. При расчётах использовалась теория связанных волн [7], а также программные продукты MATLAB [8] и Grating Diffraction Calculator (GD-Calc) [9]. Установлено, что для идеальной непоглощающей КСГ с бинарно-фазовым профилем штрихов пространственное распределение интенсивности пучка прямого хода и первого порядка дифракции на выходе из КСГ по отношению к распределению интенсивности нормально падающего на КСГ пучка в точности соответствует распределению интенсивности пучка обратного хода, распространяющегося после КСГ вдоль оптической оси и являющегося пучком первого порядка по отношению к наклонно падающему на КСГ пучку обратного хода (отражённого от зер-

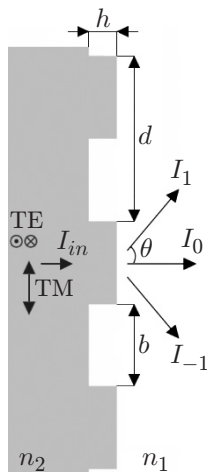


Рис. 2. Модель бинарно-фазовой структуры КСГ для расчёта дифракционной эффективности в порядках дифракции (прямой ход пучка)

кала). Наблюдаются только изменение числа и перераспределение интенсивности порядков однородных волн до и после прохождения КСГ.

Указанное обстоятельство позволяет ввести в рассмотрение некоторый суммарный квадратичный коэффициент двойного пропускания КСГ:  $T[x, y, d(x, y), b/d, P(x, y)] = \eta^2[x, y, d(x, y), b/d, P(x, y)]$ , где  $\eta[x, y, d(x, y), b/d, P(x, y)]$  — пространственное распределение изменения локальной дифракционной эффективности КСГ в рабочем порядке при одиночном прямом либо обратном прохождении КСГ для точек  $(x, y)$  при фиксированных значениях периода штрихов  $d$ , коэффициента их заполнения  $b/d$  и состояния поляризации пучка  $P$ . На рис. 3 показаны рассчитанные по теории связанных волн графики вариаций указанного суммарного коэффициента пропускания  $T$  для двух случаев поляризации пучка  $P$ , построенные в зависимости от периода штрихов  $d$  при фиксированных значениях коэффициента  $b/d$  (рис. 3, а (ТЕ-поляризация) и рис. 3, б (ТМ-поляризация)) и в зависимости от коэффициента  $b/d$  для двух фиксированных значений периода штрихов  $d$  (рис. 3, в (ТЕ-поляризация) и рис. 3, г (ТМ-поляризация)). Как видно на графиках и как можно ожидать, при значении  $b/d = 0,5$  и периоде  $d$ , существенно превышающем рабочую длину волны  $\lambda = 632,8$  нм (в крайних правых точках графиков), значения коэффициента  $T$  асимптотически приближаются к значению  $0,405^2 \cdot 100 = 16,4$  %, характерному для скалярной параосиальной дифракции света, причём отклонение от случая  $b/d = 0,5$  приводит к падению коэффициента  $T$ . В области малых значений периодов высокоапертурной КСГ, характерных для точек на её периферии, наблюдаются существенные вариации коэффициента  $T$ . Как следствие, это должно привести к существенной модуляции контраста интерференционных полос и к зашумлению восстанавливаемых волновых фронтов, которые выдаются интерферометром Физо совместно с рассматриваемой высокоапертурной КСГ. Экспериментальные данные, которые будут приведены далее, подтверждают это.

Для того чтобы осуществить компенсацию модуляции коэффициента  $T$  и получить однородную по площади высокоапертурной КСГ интенсивность результирующего выходного пучка обратного хода (на выходе КСГ), в данной работе предлагается ввести такое регулируемое в пределах площади КСГ изменение пространственного распределения коэффициента заполнения штрихов  $b/d(x, y)$ , которое с учётом изменения локальных распределений  $d(x, y)$  и  $P(x, y)$  сможет обеспечить постоянство коэффициента двойного пропускания КСГ:  $T[x, y, d(x, y), b/d, P(x, y)]$ . Для осуществления этого предлагается провести специальное кодирование структуры КСГ.

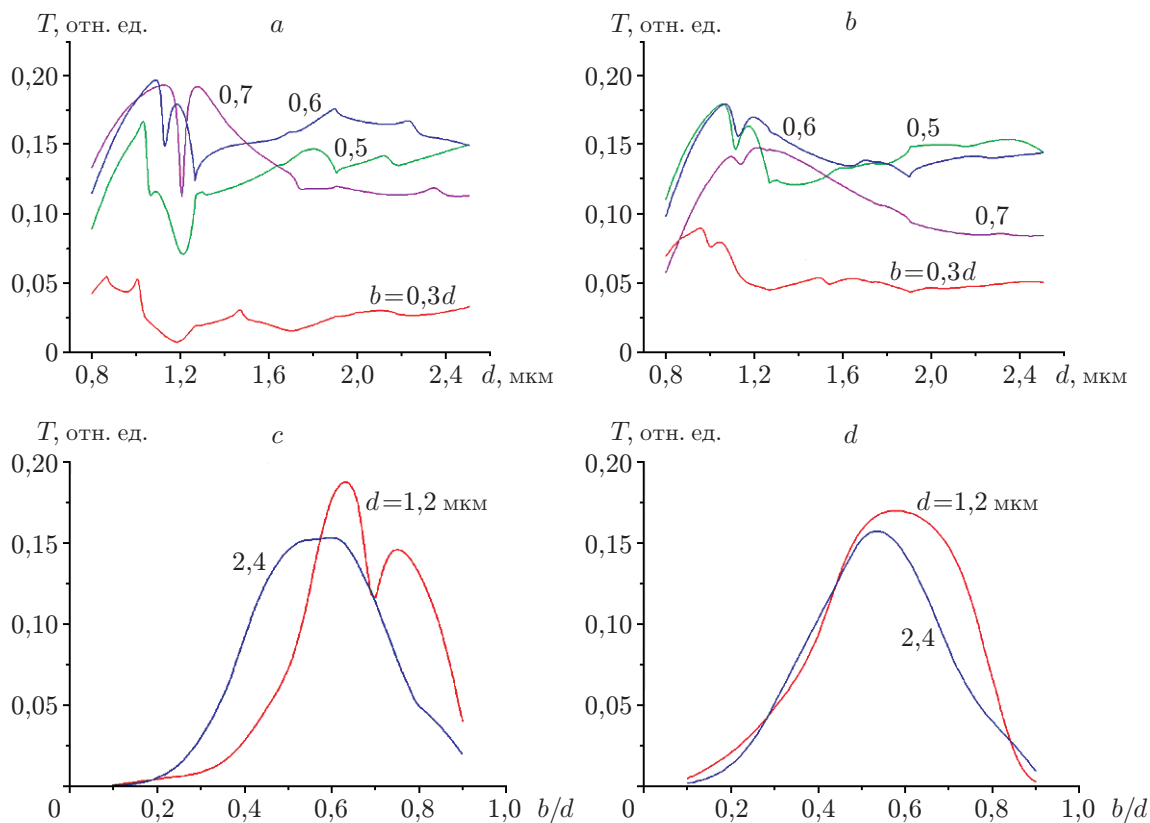


Рис. 3. Изменение коэффициента двойного пропускания  $T$  в зависимости от периода штрихов бинарно-фазовой КСГ ( $d$ ) и коэффициента заполнения его штрихов ( $b/d$ ) при рабочей длине волны  $\lambda = 632,8$  нм: ТЕ-поляризация ( $a$  и  $c$ ); ТМ-поляризация ( $b$  и  $d$ )

Суть этого метода кодирования следующая. Вся площадь КСГ разбивается на отдельные малые участки, например, с равномерным разделением в полярных координатах, с различными радиусами  $r_n$  и различными азимутальными положениями  $\varphi_m$  их центров, где  $n = 0, 1, 2, 3, \dots, N$  и  $m = 0, 1, 2, 3, \dots, M$  — индексы радиального и азимутального положений участков, а  $N$  и  $M$  — максимальные значения этих индексов соответственно.

Возможно также аналогичное разбиение структуры КСГ на участки с узлами в виде регулярной прямоугольной сетки либо в виде сетки с узлами в виде гексагональных сот. Далее, пользуясь указанной векторной теорией расчёта, на каждом участке КСГ с центрами в точках  $(r_n, \varphi_m)$  программно вычисляются все значения нелинейной функции  $T[r_n, \varphi_m, d(r_n, \varphi_m), b/d = 0,5, P(r_n, \varphi_m)]$  при указанном в аргументах  $T$  стандартном и постоянном значении коэффициента заполнения, соответствующем максимуму  $T$  в параксиальном случае (вблизи оси КСГ). После этого на сетке значений функции  $T$  программно отыскивается её минимум и затем итеративно отыскивается новое параксиальное значение коэффициента заполнения штрихов  $b_0/d$  такое, что значение функции  $T$  на оси КСГ можно записать в виде

$$T[r_n = 0, \varphi_m = 0, d(r_n = 0, \varphi_m = 0), b_0/d, P(r_n = 0, \varphi_m = 0)] \leq \leq \min \{T[r_n, \varphi_m, d(r_n, \varphi_m), b/d = 0,5, P(r_n, \varphi_m)]\}_{n=0,1,2,3,\dots,N, m=0,1,2,3,\dots,M}.$$

Учитывая вид графиков, представленный на рис. 3, и полученную монотонность изменения коэффициента  $b/d$  по площади КСГ, целесообразно выбирать новое параксиальное

значение  $b_0/d$  на участке  $0 < b_0/d < 0,5$ . На следующем шаге для каждой из указанных ячеек КСГ программно проводится итеративный подбор новых значений коэффициента  $b_{nm}/d(r_n, \varphi_m)$  для удовлетворения условию

$$T[r_n, \varphi_m, d(r_n, \varphi_m), b_{nm}/d, P(r_n, \varphi_m)]|_{n=0,1,2,3,\dots,N, m=0,1,2,3,\dots,M} = \text{const}$$

на всей площади КСГ. Для повышения суммарной дифракционной эффективности всех ячеек КСГ данная процедура может быть циклически повторена для других начальных значений  $b_0/d$ , которые также способны обеспечить сходимость процесса нахождения монотонных значений  $b_{nm}/d(r_n, \varphi_m)$ . Далее эти значения сначала присваиваются всем точкам рассматриваемой ячейки. Важно, что это проводится с сохранением центральных положений штрихов ячеек, соответствующих начальному случаю с отсутствием модуляции коэффициента  $b/d$ , что необходимо для исключения паразитной фазовой модуляции генерируемой КСГ волнового фронта. Наконец, на последнем шаге проводится программная сшивка штрихов смежных ячеек с возможной интерполяцией значений  $b_{nm}/d$  в других точках каждой ячейки и с получением монотонно изменяющихся (внутри ячейки и от ячейки к ячейке) значений функции коэффициента заполнения.

**Установка для записи структуры КСГ.** Оптимальным инструментом для записи структуры осесимметричных КСГ являются круговые лазерные записывающие системы (КЛЗС) в силу присущих им следующих достоинств [10–14]: круговая форма траектории движения пучка подобна форме дифракционных зон осесимметричных КСГ, типичная величина колебаний оси вращения производимых промышленно аэростатических шпинделей не превышает  $\pm 50$  нм, а наилучших образцов 10–25 нм. В то же время отклонение от прямолинейности для лучших аэростатических линейных столов лежит в пределах от  $\pm 400$  до  $\pm 500$  нм при диапазоне перемещения свыше 100 мм. Таким образом, без учёта мер по исправлению траектории записывающего пучка круговые системы изначально обладают точностью более высокой, чем системы, работающие с применением двух ортогональных линейных направляющих (за счёт более высокой точности движения пучка по одной координате).

Круговые лазерные записывающие системы, созданные в Институте автоматизации и электрометрии СО РАН [13, 14], целенаправленно проектировались для изготовления КСГ. Целевое проектирование выражалось не только в выборе наиболее подходящего способа сканирования, но и в разработке специализированных узлов и программного обеспечения, вплоть до создания специального формата данных для описания дифракционных структур в полярных координатах. В результате были созданы системы, которые позволили достичь более высокой точности изготовления по сравнению с системами, разработанными для задач микроэлектроники, используемыми зачастую для создания КСГ.

Существенным отличием КЛЗС от *xy*-систем является широкий диапазон изменения скорости сканирования сфокусированного пучка, превышающий 1 : 100000. Эта особенность предъявляет специфические требования к технологии записи и регистрирующему материалу.

**Термохимическая технология изготовления амплитудных КСГ.** Термохимическая технология прямой лазерной записи прецизионных амплитудных КСГ на тонких плёнках хрома обладает существенными преимуществами перед стандартной фоторезистивной технологией с учётом необходимости использования нестандартных тяжёлых и толстых подложек. Процесс регистрации микроизображения основывается на том, что при лазерном облучении плёнки хрома, нанесённой на поверхность стеклянной пластины, образуется тонкий слой окисла, который играет роль защитной маски при последующем жидкостном проявлении. Обработка плёнки в селективном травителе позволяет удалить неокислённый хром [15]. Появление достаточно устойчивого к действию травителя слоя

окисла происходит при мощности пучка 10–50 мВт (в зависимости от скорости сканирования) при диаметре записывающего пятна 0,7 мкм (full width at half maximum (FWHM)). Так как процесс записи тепловой, длина волны лазера существенной роли не играет. В настоящее время типичным является применение твердотельного лазера с диодной накачкой (DPSS) с длиной волны 532 нм в силу высокого качества пучка и низкого уровня шумов таких лазеров.

Эффект образования «скрытого» изображения имеет место при любом способе и технологии напыления плёнок хрома. Однако наилучшие результаты в смысле разрешения и наибольшей ширины области термохимических изменений были получены при магнетронном распылении. Высокая плотность и аморфность таких плёнок хрома обеспечивают однородность границ фрагментов рисунка без образования кристаллитов.

Ширина дорожки, формируемой при однократном проходе лазерного пучка, может быть существенно меньше диаметра сфокусированного пучка, и при точном выборе мощности удаётся получить дорожки до 0,5 мкм. Однако для записи прецизионных КСГ, предназначенных для оптического контроля асферических поверхностей, применяется алгоритм, при котором для узких зон (с шириной, равной ширине формируемой дорожки) используется не менее трёх проходов пучка. Шаг в радиальном направлении между соседними кольцевыми траекториями пучка меняется от 0 до величины, которая устанавливается обычно в пределах 0,25–0,5 мкм. Подробно этот алгоритм описан в [14]. Из-за перекрытия распределений интенсивности от двух соседних проходов лазерного пучка возникают области повышенного окисления, выраженные выступом на поверхности равномерной оксидной области. Однако этот выступ не вносит погрешности, поскольку хромовые дорожки используются как маска при последующей операции реактивного ионного травления подложки.

Применение описанного алгоритма приводит к возрастанию минимально возможной ширины записываемых зон до 0,6–0,7 мкм даже при высоких скоростях сканирования. Это ограничивает оптическую силу изготавливаемых КСГ помимо эффектов, связанных дифракцией на фазовой микроструктуре с размерами, близкими к длине волны.

**Запись высокоапертурного дифракционного объектива на плёнках хрома.** Фазовый дифракционный объектив был создан в два этапа. Сначала на плёнке хрома была изготовлена амплитудная маска с помощью КЛЗС-300. Затем через хромовую маску было проведено реактивное ионное травление поверхности подложки из плавленного кварца. Оптический элемент преобразовывал падающий на него плоский волновой фронт в сферический. Диаметр дифракционной структуры составлял 40 мм, а относительное отверстие —  $f/1$ . Минимальный период дифракционной структуры был равен 1,35 мкм. Дифракционная структура формирует опорный волновой фронт в режиме отражения. Таким образом, подложка оказывается в области общего хода опорного и измерительного пучков и не вносит ошибок в измерения. Поэтому такой элемент является аналогом эталонного объектива Физо.

Качество волнового фронта было измерено с помощью сферы из плавленного кварца диаметром 16 мм и с качеством поверхности  $\lambda/10$  (PV). Ошибка волнового фронта составила  $0,156\lambda$  (PV) и  $\text{rms} = 0,0194\lambda$ . В данные ошибки вносят вклад сфера и дифракционный объектив, ошибки последнего можно оценить как  $\lambda/10$  (рис. 4).

**Запись высокоапертурной КСГ на плёнке титана.** Альтернативой плёнкам хрома могут стать плёнки титана, которые обладают рядом свойств, важных для термохимической записи: высокой предрасположенностью к окислению как пирофорного металла, высокой температурой плавления металла и оксида, достаточно высокой твёрдостью, химической устойчивостью. Воздействие лазерного излучения на тонкие плёнки титана изучалось и продолжает изучаться [16–20]. Интерес к ним был вызван в основном возмож-



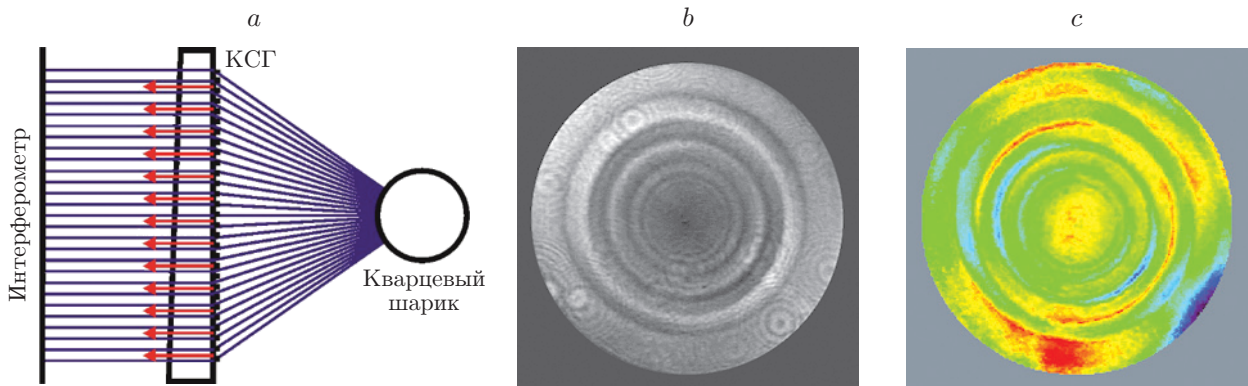


Рис. 4. Проверка дифракционного объектива: *a* — схема, *b* — распределение интенсивности после отражения от дифракционной структуры, *c* — распределение ошибок волнового фронта ( $PV = 0,156\lambda$ ,  $rms = 0,0194\lambda$ )

ностью получить режим сквозного окисления, недоступный для термохимической лазерной записи на плёнках хрома.

В [16] была исследована лазерная запись на сверхтонких плёнках титана (6–16 нм), нанесённых на стеклянные подложки. Непрерывным лазерным пучком с диаметром сфокусированного пятна 500 нм (аргоновый ионный лазер с длинами волн 488 и 514 нм) удалось сформировать линии шириной до 165–190 нм, что существенно меньше диаметра сфокусированного лазерного пятна. По мнению авторов, такое пространственное разрешение можно получить, если толщина плёнок примерно равна толщине скин-слоя. Однако практическая ценность сформированных таким образом структур представляется невысокой. В [19] с помощью прямой лазерной записи в импульсном режиме с последующим селективным сухим травлением была получена решётка из линий шириной от 400 нм на титановой плёнке (50 нм). При этом диаметр лазерного пятна в фокусе составлял около 700 нм (длина волны лазера равна 532 нм).

Приведённые результаты доказывают перспективность возможности лазерной записи реальных КСГ на плёнках титана. Однако предварительные наши исследования показали ярко выраженную склонность к образованию трещин при лазерно-индуцированном окислении. Отжиг напылённых плёнок в вакууме при температуре 300°C в течение 2 ч позволил практически устранить образование трещин. Пропускание плёнок после отжига почти не изменилось и составило 4 %.

На рис. 5 показаны примеры зависимостей пропускания и отражения облучённых участков плёнки Ti при различных скоростях сканирования и одинаковом шаге записи в радиальном направлении 0,25 мкм. Графики пропускания получены путём обработки изображений тестовых решёток. Отражение от полос тестовых решёток измерялось на длине волны 532 нм непосредственно на КЛЗС с помощью фотоприёмника контроля записи. Немонотонный характер кривых пропускания и отражения, а также отсутствие особенностей, повторяющихся при изменении скорости записи в широком диапазоне, существенно затрудняют определение зависимости мощности записывающего пучка от радиуса, необходимой для изготовления КСГ на КЛЗС.

При мощностях, обеспечивающих пропускание свыше 30 %, пространственное разрешение существенно ниже. На рис. 6 показан пример тестовой амплитудной маски, демонстрирующей падение разрешения с увеличением мощности пучка (слева направо). Максимальное разрешение на пропускание при наблюдении в оптический микроскоп достигалось для мощностей, обеспечивающих увеличение пропускания не выше 20 %.

На рис. 7 показан первый тестовый образец КСГ, записанный на плёнке титана, на

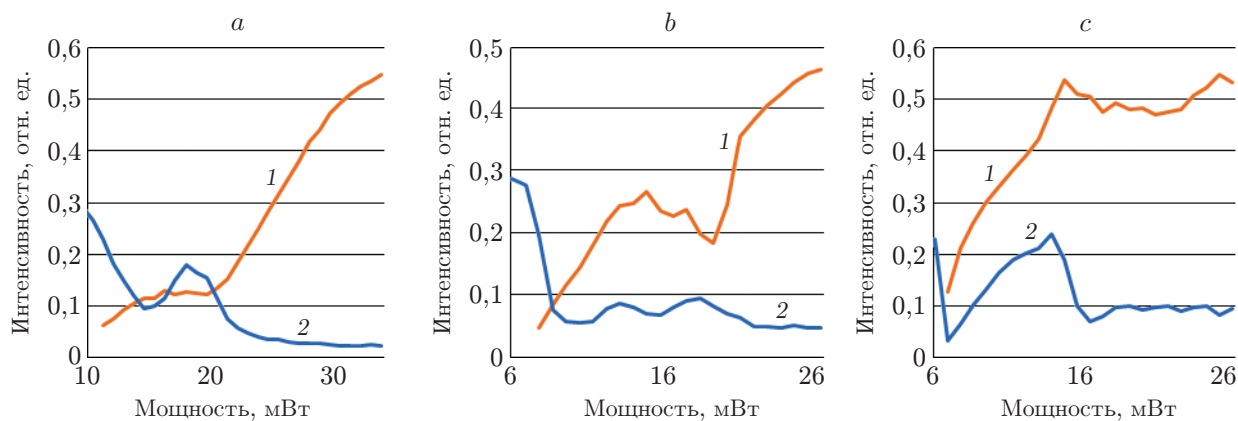


Рис. 5. Графики пропускания (кривая 1) и отражения (кривая 2) на образце Ti с вакуумным отжигом при разных скоростях сканирования: *a* — 251 мм/с; *b* — 75 мм/с; *c* — 20 мм/с

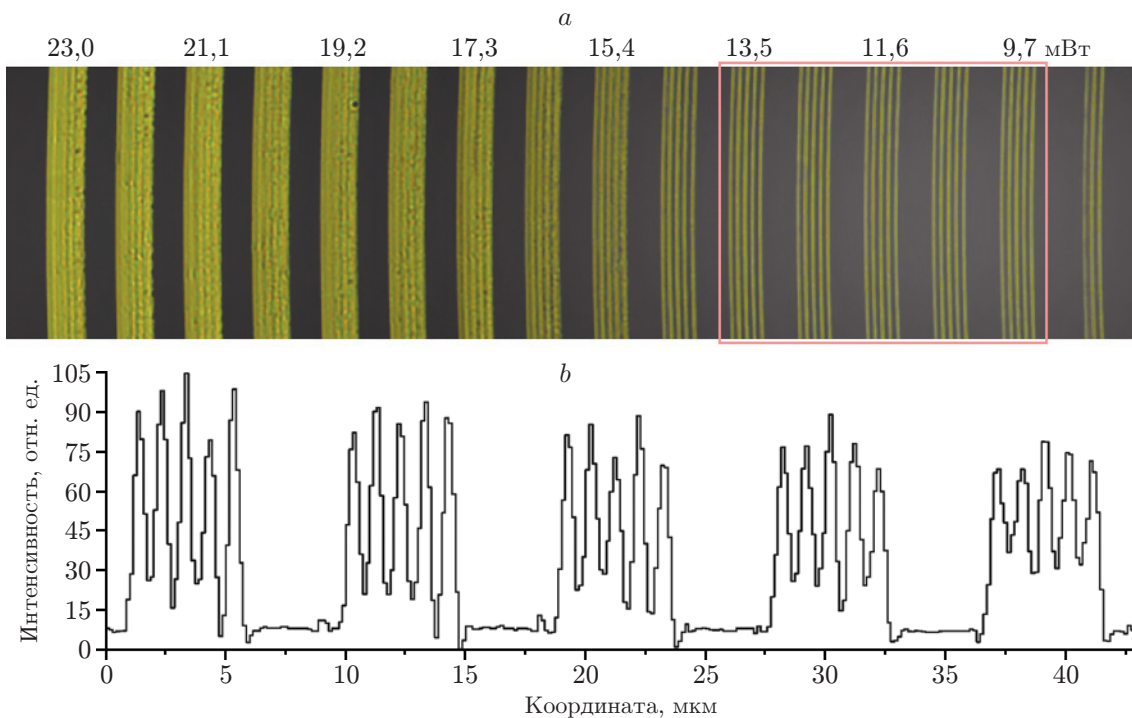


Рис. 6. Тестовая амплитудная маска (линии маски в каждой группе записаны с периодом 1 мкм): *a* — оптическое микроизображение; *b* — распределение интенсивности вдоль центральной линии в выделенной области

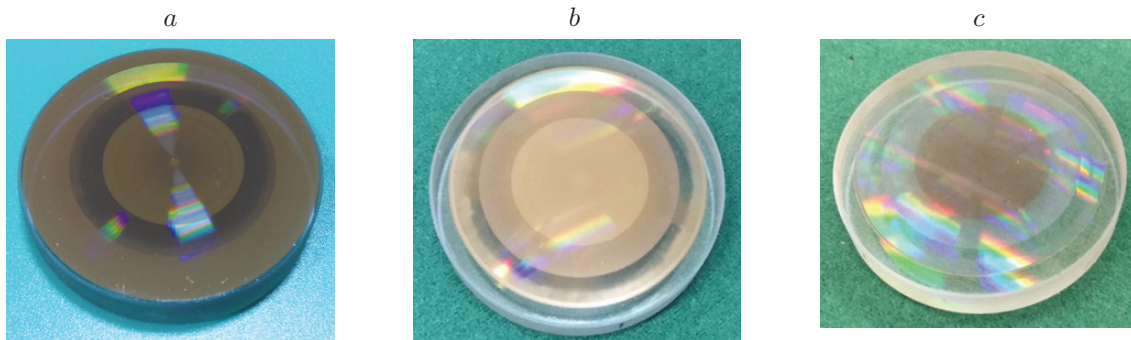


Рис. 7. Первый образец тестовой дифракционной линзы, записанной на плёнке титана: *a* — после лазерной записи, *b* — после реактивного ионного травления, *c* — после отжига в печи

разных стадиях полностью «сухого» процесса. Кольцевые секторы отличаются режимами экспонирования структуры (шагом записи по радиусу и количеством проходов). Вместо жидкостного проявления рисунка после лазерной записи использовалось реактивное ионное травление в смеси  $\text{CF}_4$  и  $\text{O}_2$ . Затем был произведён отжиг в печи при температуре 300 градусов в течение 2 ч в воздушной атмосфере. На рисунке видно, что центральная часть окислилась не полностью. Более глубокое окисление можно достичь за счёт нагрева до 550–600°C [21], что станет предметом дальнейших исследований. Максимальная достигнутая дифракционная эффективность на проход при периоде структуры 1,35 мкм составила 17 % при общем пропускании структуры 74 %.

**Заключение.** Таким образом, в представленной работе был рассмотрен комплекс мер, способствующих повышению качества изготовления высокоапертурных КСГ, используемых в системах интерферометрического контроля сферических и асферических волновых фронтов. А именно были проанализированы факторы, вызывающие паразитные искажения интерферограмм, получаемых с помощью таких КСГ, при генерации и обратном приёме сферических и асферических волновых фронтов. Установлено, что указанные искажения приводят к существенной модуляции и снижению контраста интерферограмм, что, в свою очередь, приводит к их зашумлению и потере точности измерений при математической обработке.

В целях обеспечения компенсации указанных искажений предложены метод и алгоритм кодирования структуры КСГ, которые основаны на изменении локального коэффициента пропускания их структуры и проводятся путём модуляции ширины штрихов в зависимости от их локального периода и локальной поляризации лазерного пучка. Показано, что для изготовления рассмотренных КСГ преимущественно с круговой симметрией и с малыми периодами зон на их периферии оптимально подходит круговая лазерная сканирующая система с реализацией технологии прямой лазерной записи на тонких плёнках хрома и титана, а также с последующим переносом топологии металлической маски на поверхность кварцевой подложки. Экспериментально изготовленный на плёнке хрома и переведённый в бинарно-фазовую форму эталонный высокоапертурный дифракционный объектив с апертурным диаметром 40 мм и относительным отверстием  $f/1$  для рабочей длины волны 632,8 нм продемонстрировал высокое качество при погрешности изготовления, не превышающей  $\lambda/10$ .

Также экспериментально было установлено, что преимуществом плёнок титана при прямой лазерной записи высокоапертурных КСГ является возможность реализации полностью «сухой» технологии без жидкостного травления, снижающего выход годных элементов.

**Благодарности.** В работе использовалось технологическое оборудование Центра коллективного пользования «Спектроскопия и оптика» Института автоматики и электрометрии СО РАН и измерительное оборудование Центра коллективного пользования «Высокие технологии и аналитика наносистем» Новосибирского государственного университета.

**Финансирование.** Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (государственная регистрация № АААА-А17-117062110026-3).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Мосякин Ю. С., Скромцкий Г. В.** Голограмма как оптический элемент (обзор) // Квантовая электроника. 1972. № 9. С. 3–12.
2. **Kotlyar V. V., Stafeev S. S., Liu Y. et al.** Analysis of the shape of a subwavelength focal spot for the linearly polarized light // Appl. Opt. 2013. **52**, Iss. 3. P. 330–339.
3. **Kotlyar V. V., Stafeev S. S., Nalimov A. G. et al.** Tight focusing of laser light using a chromium Fresnel zone plate // Opt. Express. 2017. **25**, Iss. 17. P. 19662–19671.
4. **Kim T., Burge J. H., Lee Y., Kim S.** Null test for a highly paraboloidal mirror // Appl. Opt. 2004. **43**, Iss. 18. P. 3614–3618.
5. **Poleshchuk A. G., Nasyrov R. K., Asfour J.-M.** Combined computer-generated hologram for testing steep aspheric surfaces // Opt. Express. 2009. **17**, Iss. 7. P. 5420–5425. DOI: 10.1364/OE.17.005420.
6. **Richards B., Wolf E.** Electromagnetic diffraction in optical systems. II. Structure of the image field in an aplanatic system // Proc. Roy. Soc. Lond. A. 1959. **253**, Iss. 1274. P. 358–379.
7. **Moharam M. G., Gaylord T. K.** Rigorous coupled-wave analysis of planar-grating diffraction // JOSA. 1981. **71**, Iss. 7. P. 811–818.
8. **MathWorks.** URL: <http://www.mathworks.com/products/matlab.html> (дата обращения: 06.03.2020).
9. **KJ Innovation.** URL: <https://kjinnovation.com/> (дата обращения: 06.03.2020).
10. **Koronkevich V. P., Kiryanov V. P., Korolkov V. P. et al.** Fabrication of diffractive optical elements by direct laser-writing with circular scanning // Proc. SPIE. 1995. **2363**. P. 290–297. DOI: 10.1117/12.199647.
11. **Bowen J. P., Michaels R. L., Blough C. G.** Generation of large-diameter diffractive elements with laser pattern generation // Appl. Opt. 1997. **36**, Iss. 34. P. 8970–8975.
12. **Rhee H.-G., Song J.-B., Kim D.-I. et al.** Diffractive optics fabrication system for large aspheric surface testing // Journ. Korean Phys. Soc. 2007. **50**, Iss. 4. P. 1032–1036.
13. **Коронкевич В. П., Корольков В. П., Полещук А. Г. и др.** Точность изготовления дифракционных оптических элементов лазерными записывающими системами с круговым сканированием // Компьютерная оптика. 1997. № 17. С. 63–74.
14. **Poleshchuk A., Korolkov V., Cherkashin V. et al.** Polar coordinate laser writing systems: Error analysis of fabricated DOEs // Proc. SPIE. 2001. **4440**. P. 161–172. DOI: 10.1117/12.448037.
15. **Коронкевич В. П., Полещук А. Г., Чуринов Е. Г., Юрлов Ю. И.** Лазерная термохимическая технология синтеза дифракционных оптических элементов на пленках хрома // Квантовая электроника. 1985. **12**, № 4. С. 755–761.
16. **Gorbunov A. A., Eichler H., Pompe W., Huey B.** Lateral self-limitation in the laser-induced oxidation of ultrathin metal films // Appl. Phys. Lett. 1996. **69**, Iss. 19. P. 2816–2818.
17. **Шахно Е. А., Синев Д. А., Кулажкин А. М.** Особенности лазерного окисления тонких пленок титана // Оптический журнал. 2014. **81**, № 5. С. 93–98.

18. **Xia F., Jiao L., Wu D. et al.** Mechanism of pulsed-laser-induced oxidation of titanium films // Opt. Mater. Express. 2019. **9**, Iss. 9. P. 4097–4103.
19. **Достовалов А. В., Корольков В. П., Терентьев В. С. и др.** Исследование формирования термохимических лазерно-индуцированных периодических поверхностных структур на пленках Cr, Ti, Ni и NiCr фемтосекундным излучением // Квантовая электроника. 2017. **47**, № 7. С. 631–637.
20. **Wang Y., Miao J., Tian Y. et al.** TiO<sub>2</sub> micro-devices fabricated by laser direct writing // Opt. Express. 2011. **19**, Iss. 18. P. 17390–17395.
21. **Sartale S. D., Ansari A. A., Rezvani S.-J.** Influence of Ti film thickness and oxidation temperature on TiO<sub>2</sub> thin film formation via thermal oxidation of sputtered Ti film // Mater. Sci. Semicond. Process. 2013. **16**, Iss. 6. P. 2005–2012.

*Поступила в редакцию 06.11.2019*

*После доработки 02.03.2020*

*Принята к публикации 05.03.2020*

---