

ДАТЧИК ГАРТМАНА НА ОСНОВЕ МНОГОЭЛЕМЕНТНЫХ АМПЛИТУДНЫХ МАСОК С АПОДИЗИРОВАННЫМИ АПЕРТУРАМИ

Полецук А.Г.¹, Седухин А.Г.¹, Трунов В.И.², Максимов В.Г.³

¹ Институт автоматики и электрометрии СО РАН, г. Новосибирск,

² Институт лазерной физики СО РАН, г. Новосибирск,

³ Институт мониторинга климатических и экологических систем СО РАН, г. Томск

Аннотация

Представлено теоретическое и экспериментальное исследование датчика Гартмана, служащего для контроля волнового фронта световых пучков и выполненного на основе многоэлементных амплитудных масок с аподизированными апертурами. Проведён сравнительный анализ оптических характеристик амплитудных масок с резко ограниченными круглыми апертурами и полутонковых масок (ПМ) с аподизированными апертурами, формирующими световые пятна на фотосенсоре в виде плавных быстрозатухающих функций. Разработан и исследован метод изготовления хромовых ПМ на основе лазерного термохимического метода записи. Метод включает в себя два основных этапа: экспонирование плёнки хрома сфокусированным лазерным пучком с мощностью, изменяющейся плавно и нелинейно в зависимости от требуемой плотности структуры ПМ, а также проявку плёнки в селективном травителе. Экспериментально изготовлены образцы ПМ, состоящие из 64×64 Гауссовых апертур. Изготовленные ПМ применены в модифицированном датчике Гартмана для контроля формы волнового фронта мощных лазерных систем.

Ключевые слова: датчик волнового фронта, датчик Гартмана, аподизация, полутонковая лазерная запись.

Введение

Контроль формы оптических волновых фронтов методом Гартмана [1] и его разновидностью – методом Шэка–Гартмана [2] – является в настоящее время одним из наиболее простых и вместе с тем точных и эффективных средств. Аппаратное различие между этими методами состоит, как известно, в использовании лишь различных масок, устанавливаемых перед фотодетектором, выполненным в виде многоэлементной фоточувствительной матрицы: в классических датчиках Гартмана маски представляют собой матрицы (или растры) отверстий малого размера в непрозрачном экране, а в датчиках Шэка–Гартмана маски выполняются в виде матриц микролинз с квадратной или круглой апертурами. К достоинствам датчиков Шэка–Гартмана по отношению к датчикам Гартмана следует отнести, прежде всего, их предельно высокую световую эффективность, а также возможность реализации более плотной дифракционно-ограниченной упаковки микролинзовых элементов и достижения более высокого пространственного разрешения при однократной выборке оптического сигнала. Между тем для ряда приложений (включая мощные лазеры [3]) высокая световая эффективность масок датчиков Шэка–Гартмана не представляет интереса. С другой стороны, важными преимуществами датчиков Гартмана перед датчиками Шэка–Гартмана являются их более высокая точность вследствие повышенной точности контроля центроидов сфокусированных световых точек [4], более высокая степень локализации выборок элементов волнового фронта [5] и отсутствие ошибок, вызванных дефектами и неодинаковостью характеристик микролинзовых элементов [6]. Несмотря на то, что большая часть погрешности от несовершенства микролинзовых элементов может

быть устранена при калибровке датчика, полного избавления от такой погрешности осуществить не удаётся. Это объясняется тем, что карта поправок для компенсации различия аберраций микролинзовых элементов, получаемая при калибровке датчика для эталонного волнового фронта (плоского либо сферического), в общем случае отличается от карт поправок, необходимых для компенсации указанных аберраций при измерении неизвестного волнового фронта [7]. Такая особенность датчиков Гартмана позволяет существенно снизить их остаточную инструментальную погрешность и достичь сверхвысокой точности и чувствительности при измерении волновых фронтов [8]. Кроме того, вышеотмеченная повышенная степень локализации выборок элементов волнового фронта [5] делает возможным достижение повышенного разрешения при детектировании волнового фронта путём дополнительных поперечно-смещённых микровыборок волнового фронта при его сканировании в пределах однотипных субэлементов боксов по площади рабочей апертуры (то есть в пределах участков вокруг сфокусированных световых пятен на фотосенсоре). Другой вариант «вырожденного» датчика Гартмана с одиночным приёмным элементом (одним отверстием) и сканированием в пределах всего поля рабочей апертуры описан в работе [9].

Отметим, что одним из общих ограничений в методах Гартмана и Шэка–Гартмана с их классическими реализациями является ограничение на минимальные размеры апертуры элементов масок и, соответственно, ограничение на предельно реализуемую разрешающую способность и остаточные погрешности от перекрёстных помех между оптическими каналами. Данные ограничения обусловлены, в первую очередь, дифракционными факторами и зависят от размеров и формы

функции рассеяния точки отдельных апертур масок. При резко ограниченной форме апертур масок Гартмана либо микролинзовых элементов масок Шэка-Гартмана возникают эффекты оконтуривания световых пятен на фотосенсоре в виде паразитных дифракционных колец. Для частичного подавления уровня интенсивности данных колец, как известно, может быть использован метод сглаживания резких переходов в распределениях пропускания по полю апертур маски, называемый методом аподизации.

Настоящая работа посвящена развитию метода Гартмана в части оптимизации и физической реализации новых типов масок на основе многоэлементных амплитудных масок с аподизированными апертурами с целью улучшения качества восстановления волнового фронта. Применительно к методу Гартмана мы проведём сравнение оптических характеристик амплитудных масок с резко ограниченными границами отверстий и полутонковых амплитудных масок, формирующих световые пятна на фотосенсоре в виде плавных быстрозатухающих функций. В рамках настоящей работы мы будем называть указанные распределения функциями рассеяния. В настоящей работе рассматриваются вопросы оптимизации параметров бинарных и аподизированных масок Гартмана, сравнение их характеристик, а также вопросы физической реализации аподизированных масок в виде тонких хромовых плёнок с плавным изменением пропускания. На данный момент авторам настоящей работы не известны аналогичные публикации на эту тему.

1. Анализ оптимальных размеров отверстий масок Гартмана

Первый вопрос, который необходимо разрешить, – выбор оптимального размера отверстий масок Гартмана и формы функции пропускания этих отверстий. Исходя из теории дифракции света, существует оптимальная величина радиального размера хорошо изолированных отверстий, которая обеспечивает получение минимального размера функции рассеяния при фиксированных значениях длины волны излучения λ и расстояния z от маски до плоскости фотоматрицы. Для относительно малых круглых отверстий (с сильным дифракционным взаимодействием краевых волн и, при грубом приближении, с радиусом отверстий $r_{\text{вх}}^{(\text{Circ})}$, много меньшим первой зоны Френеля $\sqrt{\lambda z}$) радиус функций рассеяния при падении интенсивности до нуля, $r_{\text{вых1}}^{(\text{Circ})}$, приближённо можно определить как

$$r_{\text{вых1}}^{(\text{Circ})} \approx 0,610\lambda z / r_{\text{вх}}^{(\text{Circ})}. \quad (1)$$

Дополнительными ограничениями здесь являются принимаемые нами условия $r_{\text{вх}}^{(\text{Circ})} \gg \lambda$ и $z \gg \lambda$. При больших отверстиях (со слабым дифракционным взаимодействием краевых волн и, при грубом приближении, с радиусом $r_{\text{вх}}^{(\text{Circ})}$, много большим первой зоны Френеля $\sqrt{\lambda z}$) радиус функций рассеяния при

падении интенсивности до уровня 10 %, $r_{\text{вых2}}^{(\text{Circ})}$, приближённо можно представить в виде суммы радиуса этих отверстий $r_{\text{вх}}$ и поправки на дифракционное уширение порядка $0,861\sqrt{\lambda z}$, то есть

$$r_{\text{вых2}}^{(\text{Circ})} \approx r_{\text{вх}}^{(\text{Circ})} + 0,861\sqrt{\lambda z}. \quad (2)$$

Для общего случая резко ограниченных круглых отверстий произвольного радиуса $r_{\text{вх}}^{(\text{Circ})}$, как было установлено, хорошо применима эмпирическая формула

$$r_{\text{вых}}^{(\text{Circ})} \approx \sqrt{[r_{\text{вх1}}^{(\text{Circ})}]^2 + [r_{\text{вх2}}^{(\text{Circ})}]^2} = \sqrt{[r_{\text{вх}}^{(\text{Circ})}]^2 + \frac{0,3721\lambda^2 z^2}{[r_{\text{вх}}^{(\text{Circ})}]^2} + 1,722\sqrt{\lambda z}r_{\text{вх}}^{(\text{Circ})} + 0,7413\lambda z}. \quad (3)$$

На рис. 1 показаны графики функций, построенные по уравнениям (1)–(3) при фиксированных значениях рабочего расстояния между маской Гартмана и фотосенсором, $z = 2$ мм, а также длины волны используемого излучения, $\lambda = 532$ нм.

Радиусы $r_{\text{вых1}}^{(\text{Circ})}$, $r_{\text{вых2}}^{(\text{Circ})}$ и $r_{\text{вых}}^{(\text{Circ})}$, мкм

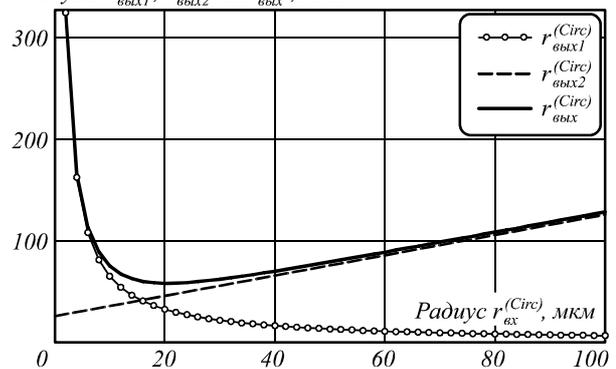


Рис. 1. Графики функций, связывающих радиусы резко ограниченных, хорошо изолированных, круглых входных отверстий в маске Гартмана и радиусы выходных пучков на фотосенсоре

Из них видно, что результирующая функция $r_{\text{вых}}^{(\text{Circ})} [r_{\text{вх}}^{(\text{Circ})}]$ имеет некоторый минимум, который можно вычислить из (3) методом итераций либо решая соответствующее уравнение четвёртой степени. Выбирая серию выборок с различными радиусами отверстий маски $r_{\text{вх}}^{(\text{Circ})}$, обеспечивающих получение функций рассеяния с радиусами, близкими к указанному минимуму, и вычисляя серию распределений интенсивности функций рассеяния $I_{\text{вых}}^{(\text{Circ})}$, методом итераций можно найти уточнённую оптимальную функцию рассеяния $I_{\text{вых}}^{(\text{Circ})}$, которая будет иметь минимальный радиус $r_{\text{вых}}^{(\text{Circ})}$ по заданному уровню интенсивности. Величину радиуса отверстия маски $r_0^{(\text{Circ})}$ для найденной оптимальной функцию рассеяния можно принять в качестве оптимальной для бинарной маски Гартмана, поскольку она обеспечивает возможность уменьшения поперечных размеров боксов на маске Гартмана, а также даёт возможность повысить оптическое разрешение и снизить перекрест-

ные помехи между оптическими каналами. С помощью указанной процедуры было найдено, что оптимальный радиус отверстия $r_0^{(Circ)}$ с минимальной функцией рассеяния при $z=2$ мм и $\lambda=532$ нм составляет 25,4 мкм.

Для иллюстрации вариаций масштаба и формы профилей интенсивности функций рассеяния $I_{вых}^{(Circ)}$ на рис. 2 сплошными линиями показаны графики этих

функций для трёх размеров отверстий, равных соответственно половине от оптимального (а) – $r_{вх}^{(Circ)} = 0,5 r_0^{(Circ)} = 12,7$ мкм, оптимальному (б) – $r_{вх}^{(Circ)} = r_0^{(Circ)} = 25,4$ мкм и удвоенному оптимальному (в) – $r_{вх}^{(Circ)} = 2 r_0^{(Circ)} = 50,8$ мкм.

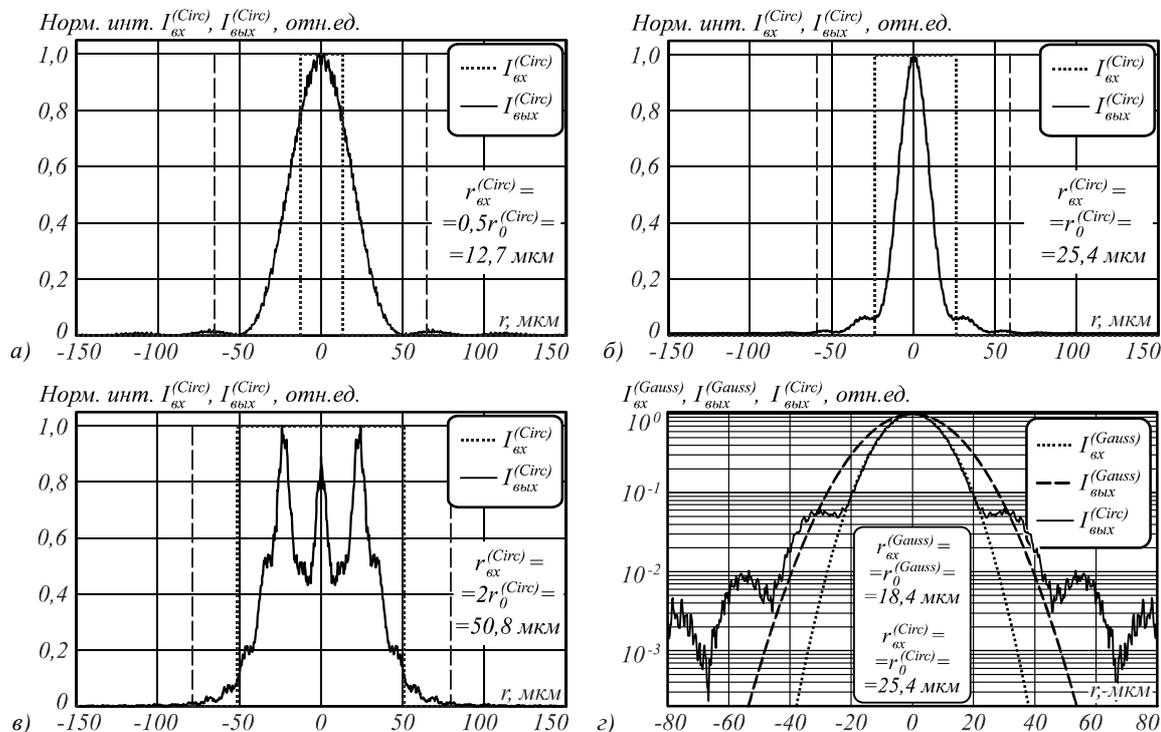


Рис. 2. Зависимости распределения входных и выходных световых интенсивностей для бинарной (а–в) и полутоновой (г) масок Гартмана (с одиночным отверстием)

Линиями в виде точек показаны соответствующие распределения интенсивности $I_{вх}^{(Circ)}$ непосредственно за маской. Нами был использован стандартный скалярный метод расчёта светового поля через угловой спектр плоских волн [10]. Для удобства сопоставления на рис. 2а–в представлены также соответствующие функции пропускания отверстий, показанные линиями в виде точек. Как можно видеть, затухание функций рассеяния является относительно медленным (особенно при рассмотрении опускаемых здесь графиков, построенных в полулогарифмическом масштабе). Кроме того, для большей информативности на рис. 2а–в пунктирными линиями обозначены границы пучков, определённые по приближённой аналитической формуле (3). Сравнение графиков распределения интенсивностей непосредственно за маской и на выбранном расстоянии z для отверстия оптимального размера (рис. 2б) показывает, что поперечный размер функции рассеяния по уровню 0,5 (FWHM) составляет $21,25/50,95 = 0,42$ от размера отверстия маски. Это указывает на то, что при выбранном соотношении величин λ , z и $r_0^{(Circ)}$ наблюдается линзовый (фокусирующий) эффект.

В качестве второго исследованного в данной работе типа масок была выбрана полутоновая маска с аподизированным Гауссовым профилем пропускания круглых отверстий $T(r) = \exp\{-2r^2 / [r_{вх}^{(Gauss)}]^2\}$, где $r_{вх}^{(Gauss)}$ – радиус пропускания отверстий по уровню $\exp(-2)$. Если осветить такую маску (с одиночным отверстием) плоской волной, то на её выходе будет имитироваться фундаментальный Гауссов пучок с комплексной амплитудой $A(r) = \exp(-kr^2 / 2(Z + iz)) / (1 + iz / Z)$, где $k = 2\pi/\lambda$, а $Z = k[r_{вх}^{(Gauss)}]^2 / 2$ – расстояние Рэлея. При этом интенсивность пучка в произвольной плоскости z будет изменяться по закону

$$I(r) \equiv |A(r)|^2 = \frac{\exp[-kZr^2 / (Z^2 + z^2)]}{(1 + z^2 / Z^2)}, \tag{4}$$

а радиус $r_{вых}^{(Gauss)}$ будет изменяться как

$$r_{вых}^{(Gauss)} = \sqrt{[r_{вх}^{(Gauss)}]^2 + 4z^2 / \{k^2 [r_{вх}^{(Gauss)}]^2\}} = \sqrt{[r_{вх}^{(Gauss)}]^2 + 0,1013\lambda^2 z^2 / [r_{вх}^{(Gauss)}]^2}. \tag{5}$$

Как можно видеть, формы уравнений (3) и (5) близки друг к другу. Приравнивание нулю частной

производной $\partial r_{\text{ВЫХ}}^{(\text{Gauss})} / \partial r_{\text{ВХ}}^{(\text{Gauss})}$ позволяет определить нам оптимальный радиус пучка в перетяжке, который для заданной длины волны λ и на заданном расстоянии z обеспечивает минимальную величину радиуса $r_{\text{ВЫХ}}^{(\text{Gauss})}$ пучка:

$$r_0^{(\text{Gauss})} = \sqrt{\lambda z / \pi} . \tag{6}$$

При данном размере расстояние z оказывается равным расстоянию Рэлея Z для пучка, интенсивность которого описывается уравнением (4) и который образуется на выходе маски. При этом размер пучка на расстоянии $z=Z$ увеличивается в $\sqrt{2}$ раз. В соответствии с формулой (6) при $z=2$ мм и $\lambda=532$ нм оптимальный радиус отверстия составляет $r_0^{(\text{Gauss})} = 18,4$ мкм. Для иллюстрации на рис. 2г в полулогарифмическом масштабе показаны графики изменения интенсивности пучка непосредственно за маской $[I_{\text{ВХ}}^{(\text{Gauss})}(r)]$ и на расстоянии $z=2$ мм $[I_{\text{ВЫХ}}^{(\text{Gauss})}(r)]$, рассчитанные по уравнению (4) и нормированные до единичного уровня. Для удобства сопоставления на этом же рисунке в новом масштабе приведён график распределения интенсивности функции рассеяния $I_{\text{ВЫХ}}^{(\text{Circ})}(r)$ для оптимального неаподизированного круглого отверстия с радиусом $r_0^{(\text{Circ})}$.

Сравнение графиков функции рассеяния $I_{\text{ВЫХ}}^{(\text{Circ})}(r)$ от оптимального круглого отверстия с радиусом $r_0^{(\text{Circ})} = 25,4$ мкм и распределения интенсивности $I_{\text{ВХ}}^{(\text{Gauss})}(r)$ за маской с Гауссовым пропусканием при оптимальном радиусе отверстия $r_0^{(\text{Gauss})} = 18,4$ мкм наглядно демонстрирует интересный факт: в пределах широкого центрального участка (при $0 \leq r < 22$ мкм) указанные распределения практически совпадают, и график $I_{\text{ВЫХ}}^{(\text{Circ})}(r)$ в данных пределах можно описать Гауссовой функцией. Таким образом, здесь мы демонстрируем, что в данном режиме круглое отверстие с бинарным пропусканием можно рассматривать не только как микролинзу, но и как простейший преобразователь дискового распределения интенсивности в Гауссово. Эта демонстрация делается, насколько нам известно, впервые и может быть полезной для различных приложений. Для приводимого примера числовая апертура сфокусированного псевдогауссового пучка с радиусом перетяжки $r_0^{(\text{Gauss})}$ от отверстия с бинарным пропусканием равна $NA = \lambda / [\pi r_0^{(\text{Gauss})}] = 0,01$ при достаточно малом числе Френеля $N_F = [r_0^{(\text{Circ})}]^2 / (\lambda z) = 0,61$. При этом плоскость рабочего расстояния $z=2$ мм находится за плоскостью последнего максимума интенсивности на оси, $z_{\text{макс}} = [r_0^{(\text{Circ})}]^2 / \lambda = 1,21$ мм, при падении интенсивности пучка на оси до уровня 66,4% относительно уровня последнего максимума. Указанное преобразование дискового распределения в Гауссово даёт возможность провести аппроксимацию псевдогауссового

распределения Гауссовым. При этом оптимальный размер радиуса резко ограниченного круглого отверстия, обеспечивающего минимальный размер светового отклика на расстоянии z , приближённо можно определить аналитической формулой

$$r_0^{(\text{Circ})} \approx \sqrt{2\lambda z / \pi} . \tag{7}$$

Между тем сравнение графиков $I_{\text{ВЫХ}}^{(\text{Gauss})}(r)$ и $I_{\text{ВЫХ}}^{(\text{Circ})}(r)$ на рис. 2г показывает, что в периферийной области $r > 31,5$ мкм график $I_{\text{ВЫХ}}^{(\text{Circ})}(r)$ демонстрирует большую интенсивность, чем $I_{\text{ВЫХ}}^{(\text{Gauss})}(r)$, начиная с уровня интенсивности 5,4%.

По уровню падения интенсивности до 0,1% (приближённо по уровню одного бита интенсивности света, регистрируемого фотосенсором с 10-разрядным АЦП) полный размер функции рассеяния (FWHM) для маски с Гауссовым пропусканием составляет 48,4 мкм. Соответствующий размер для маски с бинарным дисковым пропусканием равен 65,6 мкм, то есть в 1,36 раза больше.

Если мы примем за единицу уровень относительной световой энергии $\epsilon_0^{(\text{Circ})}$, собираемой в пределах «жёсткого» отверстия с оптимальным радиусом $r_0^{(\text{Circ})}$, то уровень световой энергии на выходе «мягкого» Гауссового отверстия с оптимальным радиусом $r_0^{(\text{Gauss})}$, отнесённый к энергии на выходе отверстия с указанным радиусом $r_0^{(\text{Circ})}$, будет выражаться как

$$\epsilon_0^{(\text{Gauss})} = \frac{2\pi \int_0^{\infty} I_{\text{ВХ}}^{(\text{Gauss})}(r) r dr \Big|_{r_{\text{ВХ}}^{(\text{Gauss})} = r_0^{(\text{Gauss})}}}{2\pi \int_0^{\infty} I_{\text{ВХ}}^{(\text{Circ})}(r) r dr \Big|_{r_{\text{ВХ}}^{(\text{Circ})} = r_0^{(\text{Circ})}}} = \frac{1}{4} . \tag{8}$$

То есть интегральное пропускание света «мягкой» маской с отверстием радиуса $r_0^{(\text{Gauss})}$ будет вчетверо меньше пропускания «жёсткой» маски с отверстием радиуса $r_0^{(\text{Circ})}$. Это обстоятельство указывает на то, что «мягкие» маски способны осуществлять более локализованную энергетическую выборку светового поля и обеспечивать таким образом более высокую разрешающую способность при сканирующем методе контроля волнового фронта [5]. Имея выигрыш по существенно более высокой концентрации света в центральной (приосевой) области, «жёсткие» маски проигрывают «мягким» маскам по степени рассеяния света в периферийной области.

Таким образом, мы продемонстрировали превосходство аподизированных масок для использования в тестах Гартмана, и последующая часть работы посвящена разработке технологии синтеза именно таких масок с шагом между отдельными отверстиями, $P=176$ мкм, существенно большим, чем вышеуказанный полный размер функции рассеяния ($176 \gg 48,4$), и согласованным с параметрами фотосенсорной матрицы. При указанном шаге P расстояние Тальбота, на ко-

тором происходит первое самовоспроизведение структуры маски, составляет $Z_T = 2P^2/\lambda = 116,5$ мм, что в 58 раз превышает рабочее расстояние $z = 2$ мм (эквивалентное в данном случае расстоянию Рэлея Z для Гауссовой структуры отверстий маски). Это способствует малому уровню перекрёстных помех между оптическими каналами [11].

2. Изготовление полутоновой хромовой маски

Полутоновая маска (ПМ) представляет собой оптическую подложку с тонким слоем поглощающего вещества, коэффициент пропускания которого плавно меняется по заданному закону. Реализация ПМ в плёнках металла с контролируемым прецизионным изменением пропускательной способности представляет к настоящему времени большие сложности. Вместе с тем разработка технологий изготовления таких масок может оказаться полезной для целого ряда приложений.

В настоящей работе использован новый метод изготовления ПМ в плёнках хрома, основанный на плавном, нелинейном, компьютерно-контролируемом изменении мощности лазерного излучения в зависимости от требуемой плотности структуры ПМ, а также на последующем селективном химическом травлении. При данном методе используется эффект модификации структуры плёнок хрома под действием лазерного излучения, а также эффект изменения скорости растворения модифицированных плёнок хрома в селективном травителе в зависимости от дозы лазерного облучения.

Согласно классической модели [12], термическое воздействие лазерного излучения на тонкие плёнки хрома приводит к наращиванию тонкого слоя окисла, изменяющего физико-химические свойства облучённой поверхности. Также было установлено [13], что, кроме образования на поверхности плёнки окиси хрома, протекает ещё ряд процессов: в частности, отжиг, рекристаллизация и частичное окисление плёнки на всю толщину [14].

Установлено, что в зависимости от величины экспозиции время полного стравливания плёнок отличается в несколько раз, а наклон кривой изменения пропускания становится существенно более пологим. На рис. 3 приведены основные этапы предложенного метода изготовления ПМ.

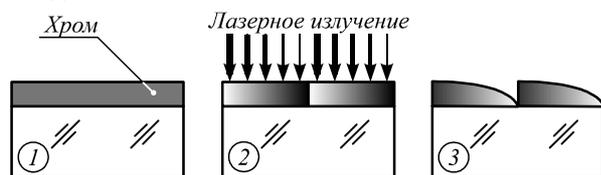


Рис. 3. Лазерный термохимический метод изготовления ПМ. Этап 1: нанесение плёнки хрома; этап 2: экспонирование движущимся лазерным пучком; этап 3: проявление в селективном травителе

В наших экспериментах использовались стандартные хромовые фотоматрицы (127×127 мм) производства ЗАО «Элма-Фотма» (г. Зеленоград). Экспониро-

вание осуществлялось на установке CLWS-300IAE сфокусированным лазерным пучком (0,6 мкм FWHM, $\lambda = 532$ нм) при непрерывном вращении фотоматрицы (12 об./с) и радиальном перемещении пучка с шагом 0,5 мкм. Мощность экспонирующего излучения управлялась по заданной программе от компьютера.

Размер области записи ПМ – 12×12 мм. ПМ представляла собой прямоугольный растр из 64×64 одинаковых апертур с Гауссовым пропусканием и шагом 176×176 мкм. Указанное число апертур и их шаг согласовывались с размером и числом пикселей фотосенсорной матрицы: в боксе 176×176 мкм умещалось 32×32 пиксела фотоматрицы (размером 5,5×5,5 мкм). Диаметр каждой полутоновой апертуры – 38 мкм на уровне пропускания e^{-2} .

Изготовление ПМ проводилась в два этапа. На первом этапе на пластине с хромом записывались тестовые структуры (рис. 4а) в виде полутонового клина (50×800 мкм), состоящего из 16 градаций серого. Затем пластина проявлялась в селективном травителе, и проводились измерения пропускания, как показано на рис. 4б. Далее, измеряя отклонения от заданной линейной кривой (штриховая линия), эти данные использовались для коррекции мощности при записи следующей маски.

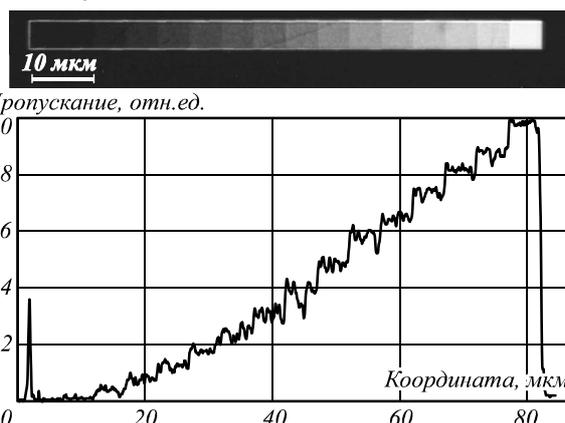


Рис. 4. Фотография расчётной полутоновой тестовой структуры (а) и график пропускания экспериментальной структуры (б)

На рис. 5 представлены результаты проверки качества изготовленной ПМ. Видно, что форма кривой пропускания полутоновой апертуры близка к расчётной. На фотографии апертуры (рис. 5б) видна паразитная спекл-структура, проявляющаяся в виде эффекта Муара и обусловленная влиянием как ошибок дискретизации при записи, так и частичной кристаллизацией плёнки хрома.

3. Датчик Гартмана с аподизированными апертурами

Модифицированный датчик Гартмана состоял из описанной выше маски с Гауссовым распределением оптического пропускания по отдельным отверстиям и фотоматрицы с полем 11,264×11,264 мм и разрешением 2048×2048 пикселей (1-дюймовая CMOS GigE видеочкара Basler). Расстояние между маской и фо-

томатрицей составляло 2 мм. Длина волны анализируемого волнового поля $\lambda = 532$ нм.

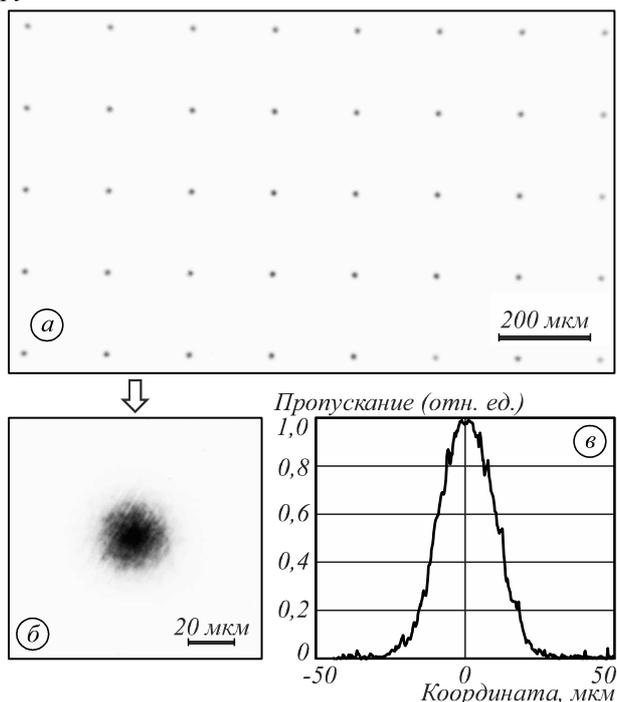


Рис. 5. Фотография фрагмента ПМ (а) (негативное изображение), увеличенное изображение одной из полутоновых апертур (б) (негативное изображение) и график пропускания в поперечном сечении (в)

На рис. 6 показан пример восстановления формы волнового фронта, полученный с использованием этого датчика. Для оценки формы волнового фронта была использована программа, в основу которой положена аппроксимация поверхности волнового фронта с разложением в ряд по полиномам Цернике с неизвестными коэффициентами [15].

Заключение

Представлено теоретическое и экспериментальное исследование гартмановского датчика волнового фронта на основе многоэлементных амплитудных масок с аподизированными апертурами. Проведён сравнительный анализ оптических характеристик амплитудных масок с резко ограниченными круглыми отверстиями и полутоновых масок (ПМ), формирующих световые пятна на фотосенсоре в виде плавных быстрозатухающих функций. Разработан и исследован метод изготовления хромовых ПМ на основе лазерного термохимического метода записи. Метод включает в себя два основных этапа: экспонирование плёнки хрома сфокусированным лазерным пучком с плавным нелинейным изменением мощности в зависимости от требуемой плотности структуры ПМ, а также проявку в селективном травителе. Экспериментально изготовлены образцы ПМ, состоящей из 64×64 Гауссовых апертур. Изготовленная маска применена в модифицированном датчике Гартмана для контроля формы волнового фронта мощных лазерных систем.

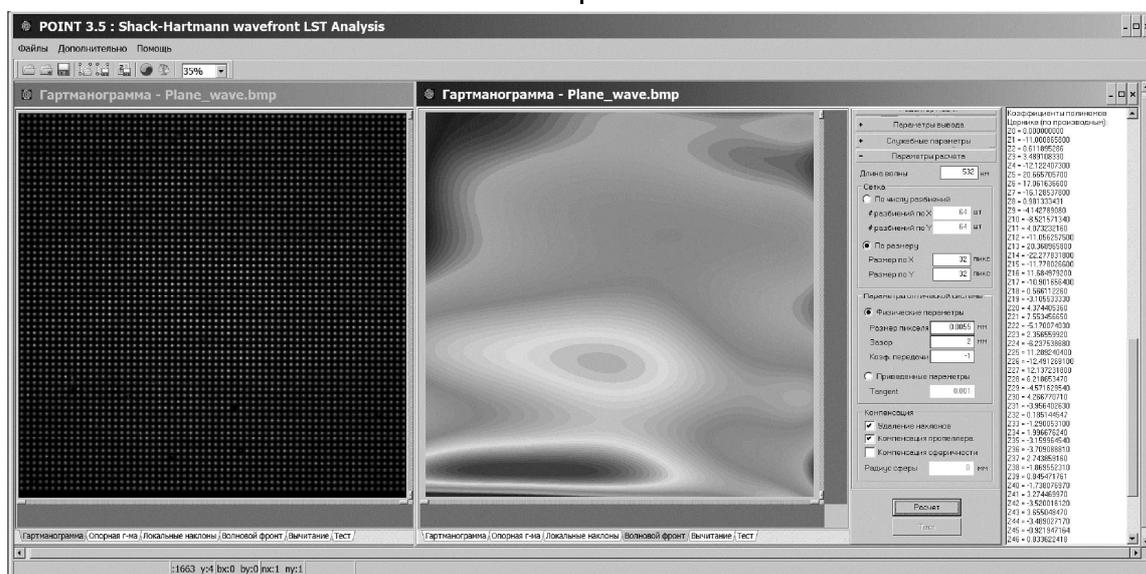


Рис. 6. Оценка по гартманограмме деформации плоского волнового фронта

Благодарности

Данная работа была выполнена при поддержке междисциплинарного интеграционного проекта № 112 Сибирского отделения РАН, программы фундаментальных исследований Президиума РАН, проекта 24-8 и проекта РФФИ 12-02-01118. Исследование по термохимической технологии записи полутоновых масок было выполнено в рамках проекта № 2012-218-03-004 Министерства образования и науки РФ и проекта РФФИ № 12-02-00974-а.

Авторы благодарят коллектив лаборатории дифракционной оптики Института автоматизации и электротехники СО РАН за помощь в проведении экспериментальных работ.

Литература

1. Оптический производственный контроль / под ред. Д. Малакары. – М.: Машиностроение, 1989. – 398 с.
2. **Platt, B.** History and principles of Shack-Hartmann wavefront sensing / B. Platt and R. Shack // Journal of Refractive Surgery. – 2001. – Vol. 17.

3. **Фролов, С.А.** Влияние пространственных неоднородностей пучков на параметры лазерной петаваттной системы на основе каскадного параметрического усиления / С.А. Фролов, В.И. Трунов, Е.В. Пестряков, В.Е. Лещенко // Квантовая электроника. – 2013. – Т. 43. – С. 481-488.
4. **Laude, V.** Hartmann wave-front scanner / V. Laude, S. Olivier, C. Dirson and J.-P. Huignard // Optics Letters. – 1999. – Vol. 24. – P. 1796-1798.
5. **Полещук, А.Г.** Локализованный сеточный контроль волновых фронтов мощных лазерных систем / А.Г. Полещук, А.Г. Седухин, В.Н. Хомутов, Р.В. Шиманский, В.И. Трунов, С.А. Фролов // Сборник трудов VII Международной конференции «Фундаментальные проблемы оптики – 2012». – СПб., 2012. – С. 430-431.
6. **Pfund, A.J.** Dynamic range expansion of a Shack-Hartmann sensor by use of a modified unwrapping algorithm / A.J. Pfund, N. Lindlein and J. Schwider // Optics Letters. – 1998. – Vol. 23. – P. 995-997.
7. **Chernyshov, A.** Calibration of a Shack-Hartmann sensor for absolute measurements of wavefronts / A. Chernyshov, U. Sterr, F. Riehle, J. Helmcke and J. Pfund // Applied Optics. – 2005. – Vol. 44. – P. 6419-6425.
8. **Brooks, A.F.** Ultra-sensitive wavefront measurement using a Hartmann sensor / A.F. Brooks, T.-L. Kelly, P.J. Veitch and J. Munch // Optics Express. – 2007. – Vol. 15. – P. 10370-10375.
9. **Poteomkin, A.** Use of scanning Hartmann sensor for measurement of thermal lensing in TGG crystal / A. Poteomkin, N. Andreev, I. Ivanov, E. Khazanov, A. Shaykin, V. Zelenogorsky // Proceedings of SPIE. – 2003. – Vol. 4970. – P. 10-20.
10. **Goodman, J.W.** Introduction to Fourier Optics / J.W. Goodman. – NY: The McGraw-Hill Companies, Inc., 1996. – 441 p.
11. **Седухин, А.Г.** Численная оценка интерференционных эффектов в датчиках волнового фронта Шака-Гартмана / А.Г. Седухин // Сборник трудов X Международной конференции «Прикладная оптика – 2012». – СПб, 2012. – С. 57-61.
12. **Metev, S.** Thermochemical action of laser radiation on thin metal films / S. Metev, S. Savtchenko, K. Stamenov, V. Veiko, G. Kotov, G. Shandibina // IEEE J. Quant. Electr. – 1981. – V. 17. – P. 2004-2007.
13. **Коронкевич, В.П.** Лазерная термохимическая технология синтеза дифракционных оптических элементов в плёнках хрома / В.П. Коронкевич, А.Г. Полещук, Е.Г. Чурин, Ю.И. Юрлов // Квантовая электроника. – 1985. – Т. 12. – С. 755-761.
14. **Вейко, В.П.** Исследование особенностей многопучковой лазерной термохимической записи дифракционных микроструктур / В.П. Вейко, Д.А. Синев, Е.А. Шахно, А.Г. Полещук, А.Р. Саметов, А.Г. Седухин // Компьютерная оптика. – 2012. – Т. 34, № 4. – С. 562-569.
15. **Полещук, А.Г.** Датчик Шака-Гартмана как элемент системы контроля высокомоментных лазерных пучков / А.Г. Полещук, А.Г. Седухин, В.Г. Максимов, В.А. Тартаковский, В.И. Трунов // Сборник трудов Научного конгресса «Интерэкспо ГЕО-Сибирь 2013», Конференция «Сибоптика 2013». – Новосибирск, 2013. – С. 93-97.
2. **Platt, B.** History and principles of Shack-Hartmann wave-front sensing / B. Platt and R. Shack // Journal of Refractive Surgery. – 2001. – Vol. 17.
3. **Frolov, S.A.** Influence of spatial beam inhomogeneities on the parameters of a petawatt laser system based on multi-stage parametric amplification / S.A. Frolov, V.I. Trunov, E.V. Pestryakov, V.E. Leshchenko // Quantum Electronics. – 2013. – Vol. 43. – P. 481-488. – (In Russian).
4. **Laude, V.** Hartmann wave-front scanner / V. Laude, S. Olivier, C. Dirson and J.-P. Huignard // Optics Letters. – 1999. – Vol. 24. – P. 1796-1798.
5. **Poleschchuk, A.G.** Localized grid testing of the wavefronts of high power laser systems / A.G. Poleschchuk, A.G. Sedukhin, V.N. Khomutov, R.V. Shimanskiy, V.I. Trunov, S.A. Frolov // Proceedings of VII International conference “Fundamental problems of optics – 2012”. – Saint-Petersburg, 2012. – P. 430-431. – (In Russian).
6. **Pfund, A.J.** Dynamic range expansion of a Shack-Hartmann sensor by use of a modified unwrapping algorithm / A.J. Pfund, N. Lindlein and J. Schwider // Optics Letters. – 1998. – Vol. 23. – P. 995-997.
7. **Chernyshov, A.** Calibration of a Shack-Hartmann sensor for absolute measurements of wavefronts / A. Chernyshov, U. Sterr, F. Riehle, J. Helmcke and J. Pfund // Applied Optics. – 2005. – Vol. 44. – P. 6419-6425.
8. **Brooks, A.F.** Ultra-sensitive wavefront measurement using a Hartmann sensor / A.F. Brooks, T.-L. Kelly, P.J. Veitch and J. Munch // Optics Express. – 2007. – Vol. 15. – P. 10370-10375.
9. **Poteomkin, A.** Use of scanning Hartmann sensor for measurement of thermal lensing in TGG crystal / A. Poteomkin, N. Andreev, I. Ivanov, E. Khazanov, A. Shaykin, V. Zelenogorsky // Proceedings of SPIE. – 2003. – Vol. 4970. – P. 10-20.
10. **Goodman, J.W.** Introduction to Fourier Optics / J.W. Goodman. – NY: The McGraw-Hill Companies, Inc., 1996. – 441 p.
11. **Sedukhin, A.G.** Numerical evaluation of interferometric effects in Shack-Hartmann wavefront sensors / A.G. Sedukhin // Proceedings of X International conference “Applied Optics – 2012”. – Saint-Petersburg, 2012. – P. 57-61. – (In Russian).
12. **Metev, S.** Thermochemical action of laser radiation on thin metal films / S. Metev, S. Savtchenko, K. Stamenov, V. Veiko, G. Kotov, G. Shandibina // IEEE J. Quant. Electr. – 1981. – V. 17. – P. 2004-2007.
13. **Koronkevich, V.P.** Laser thermochemical technology for synthesizing optical diffraction elements utilizing chromium films / V.P. Koronkevich, A.G. Poleschchuk, E.G. Churin, Yu.I. Yurlov // Soviet Journal of Quantum Electronics. – 1985. – Vol. 15. – P. 494-497.
14. Examination of features of multibeam laser thermochemical recording of diffraction microstructures / V.P. Veiko, D.A. Sinev, E.A. Shakhno, A.G. Poleschchuk, A.R. Sametov, A.G. Sedukhin // Computer Optics. – 2012. – Vol. 34(4). – P. 562-569. – (In Russian).
15. **Poleschchuk, A.G.** Shack-Hartmann sensor as part of a system for testing high power laser beams / A.G. Poleschchuk, A.G. Sedukhin, V.G. Maksimov, V.A. Tartakovskiy, V.I. Trunov // Proceedings of Scientific Congress “Interexpo Geo-Siberia 2013”, Conference “Siboptika 2013”. – Novosibirsk, 2013. – P. 93-97. – (In Russian).

References

1. Optical shop testing. / ed. by D. Malacara. – Moscow: “Mashinostroenie” Publisher, 1989. – 398 p. – (In Russian).

HARTMANN WAVEFRONT SENSOR BASED ON MULTIELEMENT AMPLITUDE MASKS WITH APODIZED APERTURES

A.G. Poleshchuk¹, A.G. Sedukhin¹, V.I. Trunov², V.G. Maksimov³

¹Institute of Automation and Electrometry, SB RAS, Novosibirsk,

²Institute of Laser Physics SB RAS, Novosibirsk,

³Institute of Monitoring of Climatic and Ecological Systems, SB RAS, Tomsk

Abstract

A theoretical and experimental study of a Hartmann sensor intended for measurements of light beam wavefronts and implemented on the basis of multielement amplitude masks with apodized apertures is presented. We perform a comparative analysis of the optical performance of the amplitude masks with hard-edge circular apertures and half-tone masks (HTMs) with apodized apertures forming smooth fast decaying optical responses on a photosensor. A technique for fabricating chromium HTMs is developed, which is based on laser thermochemical method of recording. This technique includes two main stages: first – the exposure of a chromium film by a focused laser beam, whose power is varied in a smooth and nonlinear manner versus the required density of HTM's structure, and second – the developing of the film in a selective etcher. Specimens of HTMs consisting of 64×64 Gaussian apertures were fabricated and applied in a modified Hartmann sensor to measure the wavefront of powerful laser systems.

Key words: wavefront sensor, Hartmann sensor, apodization, continuous-tone laser recording.

Сведения об авторах



Полещук Александр Григорьевич, доктор технических наук, работает в ИАиЭ СО РАН с 1973 г. В 1997 был избран на должность заведующего лабораторией лазерных технологий, затем – лабораторией дифракционной оптики. А.Г. Полещук является автором более 250 научных работ, опубликованных в отечественных и зарубежных журналах и сборниках, в том числе 1 монографии и более 30 авторских свидетельств и патентов на изобретения. Область научных интересов: компьютерная и дифракционная оптика, лазерная интерферометрия, оптические измерения, лазерные технологии.

E-mail: poleshchuk@iae.nsk.su.

Alexander Grigorievich Poleshchuk, Dr. of Technical Sciences 1973 currently he works in the Institute of Automation & Electrometry Siberian Branch of Russian Academy of Sciences (IAE SB RAS). He has been selected on a post of the head of Diffractive Optics laboratory at IAE SB RAS in 1997. He is co-author of more than 250 scientific papers, 1 monographs, more than 30 inventions and patents. His research interests are computer and diffractive optics, laser interferometry, optical metrology, laser technology.



Седухин Андрей Георгиевич. Кандидат технических наук, старший научный сотрудник Института автоматики и электромерии Сибирского отделения РАН. Научные интересы: волновая оптика, синтез структуры и численное моделирование волновых полей на базе систем с компьютерно-генерированными дифракционными оптическими элементами.

E-mail: sedukhin@iae.nsk.su.

Andrey Georgievich Sedukhin. PhD, senior research scientist of the Institute of Automation and Electrometry of the Siberian Branch of Russian Academy of Sciences. Research interests: wave optics, synthesizing the structure and numerical modeling of the wave fields on the basis of systems with computer-generated diffractive optical elements.



Трунов Владимир Иванович, кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник Института лазерной физики Сибирского отделения РАН. Научные интересы включают широкополосные твердотельные активные среды, нелинейную оптику, сверхбыстрые явления, фемтосекундную филаментацию. В настоящее время основная исследовательская деятельность связана с развитием методов генерации сверхсильных оптических полей при параметрическом усилении малопериодных фемтосекундных импульсов в нелинейных кристаллах до мультипетаваттного и эксаваттного уровня мощности со стабилизацией их фазово-частотных характеристик и когерентного сложения полей. В.И. Трунов имеет более 80 научных публикаций.

E-mail: trunov@laser.nsc.ru.

Vladimir Ivanovich Trunov. PhD, leader senior researcher at the Institute of Laser Physics of Siberian Branch of Russian Academy of Sciences. Research interests include broadband solid-state active media, nonlinear optics, ultrafast phenomena, femtosecond filamentation. Currently, the main research activities associated with the development of

methods for the generation of superstrong optical fields under parametric amplification of few-cycle femtosecond pulses in nonlinear crystals to multipetawatt and exawatt power level with the stabilization of their phase-frequency characteristics and the coherent combining of fields. V.I. Trunov has more than 80 scientific publications and chapters in monographs.



Максимов Виталий Григорьевич. Младший научный сотрудник Института мониторинга климатических и экологических систем Сибирского отделения РАН. Научные интересы: разработка и исследование алгоритмов анализа пространственно-временных полей.

E-mail vitaly00@inbox.ru.

Vitaly Grigorievich Maximov. Junior researcher of the Institute of Monitoring of Climatic and Ecological Systems of the Siberian Branch of Russian Academy of Sciences. Research interests: development and research of algorithms for analysis of spatio-temporal fields.

Поступила в редакцию 12 октября 2014 г.