

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАЗМЕРОВ НЕПРОЗРАЧНЫХ МИКРООБЪЕКТОВ ГОЛОГРАФИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

*Аркади КИРИЦА, Михаил КАРАМАН, Олег КОРШАК, Ион АНДРИЕШ,
Владимир ПРИЛЕПОВ, Надежда НАСЕДКИНА, Юрий ЖИДКОВ*

Молдавский государственный университет

DETERMINAREA DIMENSIUNILOR OBIECTELOR MICROSCOPICE NONTRANSPARENTE PRIN METODA HOLOGRAFICĂ

Pe baza semiconductorilor calcogenici sticloși au fost obținuți purtători fototermoplastici cu o sensibilitate holografică de până la $7 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{J}$. Au fost studiate procesele de înregistrare a rețelelor holografice pe purtători în timp real. Se demonstrează posibilitatea de a le utiliza pentru măsurarea dimensiunilor microobiectelor netransparente prin metoda de rasterizare de interferență. Este dat un calcul detaliat al parametrilor instalației optice.

Cuvinte-cheie: semiconductori halcogenici sticloși, holografie, holografie microscopică.

DETERMINATION OF THE SIZES OF OPAQUE MICRO-OBJECTS THROUGH HOLOGRAPHIC METHOD

Based on chalcogenide glassy semiconductors the photothermoplastic carriers there were obtained with a holographic sensitivity of up to $7 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{J}$. The processes of recording on them the holographic gratings in real time were studied. There has been demonstrated the possibility of using them to measure the size of opaque micro objects via interference rasterization. A detailed calculation of the parameters of the optical installation is given.

Keywords: chalcogenide glassy semiconductors, holography, holographic microscopy.

Введение

Высокие значения голографической чувствительности, разрешающей способности и малое время записи позволяют успешно применять фототермопластические носители (ФТПН) в голографии реального времени [1-4,7]. В [2,4] показана возможность успешного применения ФТПН в голографической микроскопии и интерферометрии в реальном времени. В [2] предложена методика регистрации голограмм прозрачных микрообъектов на ФТПН и оценки их размеров при помощи интерференционного растривания.

Целью данной работы являлось измерение размеров непрозрачных микрообъектов голографическими методами с использованием фототермопластического процесса записи. Детально исследованы различные ограничения методов, связанные с особенностями оптической схемы для измерений непрозрачных объектов.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ

1.1. Фототермопластические носители для регистрации голограмм в реальном времени

Были получены и исследованы ФТПН для регистрации голограмм и интерферограмм в реальном масштабе времени. На гибкую лавсановую ленту (1, рис.1) нанесли прозрачный электрод хрома (2) толщиной $0,05 \text{ }\mu\text{m}$. Поверх металлического электрода наносили фотополупроводниковый слой халькогенидного стеклообразного полупроводника $\text{As}_4\text{Se}_3\text{S}_3\text{-As}_2\text{S}_3$ (3) с максимумом спектральной чувствительности вблизи $\lambda = 532 \text{ nm}$. На поверхность полупроводникового слоя наносили термопластический слой (4) на основе poly-N-ерохурпроуylcabazole в интервале толщин $0,2\text{-}0,7 \text{ }\mu\text{m}$. Оптическая схема для регистрации интерференционных решеток была сконструирована на основе DPSS Nd:YAG лазера с длиной волны излучения $\lambda = 532 \text{ nm}$ и возможностью измерения кинетики роста дифракционной эффективности в процессе записи. Дифракционную эффективность (DE) зарегистрированных решеток определяли как отношение интенсивности света в первом дифракционном максимуме к интенсивности света, прошедшего через неэкспонированный участок исследуемого образца. Такой метод определения DE позволяет исключить влияние поглощения света в структуре металлический электрод – полупроводник. При регистрации голограмм ФТПН предварительно разогревали до пластического состояния термопластического слоя ($T = 79 - 81^\circ\text{C}$). Одновременно с началом экспозиции включали

высоковольтное зарядное устройство (7,2-7,9 kV), и поверхность термопластика в течение ~ 3 с заряжалась положительными зарядами ионизированного воздуха. В освещенных участках ХСП индуцировался заряд противоположного знака и под действием электростатического взаимодействия формировалось рельефно-фазовое изображение на поверхности термопластического слоя.

Были определены оптимальные параметры ФТП процесса для регистрации дифракционных решеток: температура разогрева $T = 79,5^{\circ}\text{C}$, время записи 2,8 s, напряжение ионизирующего устройства 7,8 kV и освещенность $E = 2 \cdot 10^{-5} \text{ W/cm}^2$. При таких условиях записи были получены дифракционные решетки с дифракционной эффективностью не менее 32% на резонансной частоте записи вблизи 1000 nm^{-1} . Голографическая чувствительность полученных носителей при $DE = 1\%$ достигала значения $S = 7 \cdot 10^6 \text{ cm}^2 \cdot \text{J}^{-1}$ для лазерного излучения $\lambda = 532 \text{ nm}$.

1.2. Оптическая установка для регистрации голограмм непрозрачных микрообъектов

Были проведены исследования по регистрации голограмм микрообъектов и определение их размеров с использованием ФТП процесса. На рис.1 представлена оптическая схема установки для регистрации голограмм непрозрачных микрообъектов.

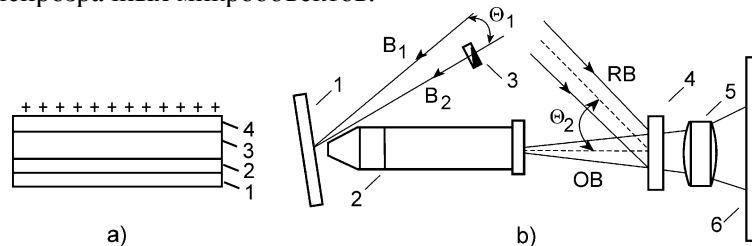


Рис.1. а) ФТП носитель: 1) лавсановая основа, 2) металлический электрод, 3) полупроводник, 4) термопластик; б) оптическая схема: 1) кремниевая микросхема, 2) микроскоп, 3) светофильтр, 4) ФТПН, 5) объектив, 6) экран.

Сходящиеся под углом Θ_1 лазерные пучки B_1 и B_2 проецируются на поверхность исследуемого объекта (1). В результате интерференции пучков B_1 и B_2 поверхность объекта освещается интерференционным растром с периодом d , зависящим от углов падения и длины волны света.

Увеличенное микроскопом (2) изображение объекта (предметный пучок OB) проецируется на поверхность ФТП носителя (4) и при наложении опорного пучка (RB) происходит регистрация голограммы. При освещении зарегистрированной голограммы опорным пучком RB на экране (6) наблюдается восстановленное изображение исходного объекта с наложением интерференционной картины. Размеры объекта определяются исходя из известного периода d . При равной интенсивности пучков B_1 и B_2 (как предложено в [2]) видность (visibility) интерференционных полос $V = 1$ ($I_{\min} = 0$), и при регистрации голограммы происходит потеря информации об объекте в темных участках интерференционного раstra. В предложенной схеме интенсивность пучков B_1 и B_2 подбирается таким образом, чтобы объект освещался интерференционной картиной с видностью интерференционных полос $V = 0,5$. В таком случае объект освещается как в максимумах, так и в минимумах интерференционной картины, и на восстановленной голограмме будет видна вся поверхность объекта.

1.3. Расчет параметров оптической установки

Регистрация микрообъектов по предложенной схеме накладывает ограничения на период интерференционного раstra d ввиду ограничения угла схождения пучков B_1 и B_2 (рис.1). На рис.2 представлена схема формирования интерференционного раstra, из которой видно, что интерференционная картина формируется только при пересечении отраженных от объекта пучков B_1 и B_2 .

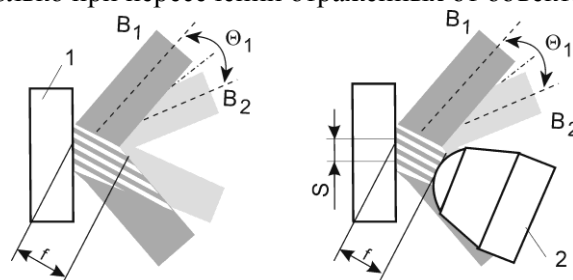


Рис.2. Схема формирования интерференционного раstra.

Чтобы вывести эти и другие ограничения метода рассмотрим детальное определение всех основных параметров установки.

1.3а. Определение периода интерференционного раstra d

Ширина интерференционных полос полностью определяется углами падения плоских волн на экран и длиной волны. На рисунке 3а и 3б изображены случаи, когда падающие лучи расположены, соответственно, по разные стороны от нормали к экрану и по одну сторону от этой нормали.

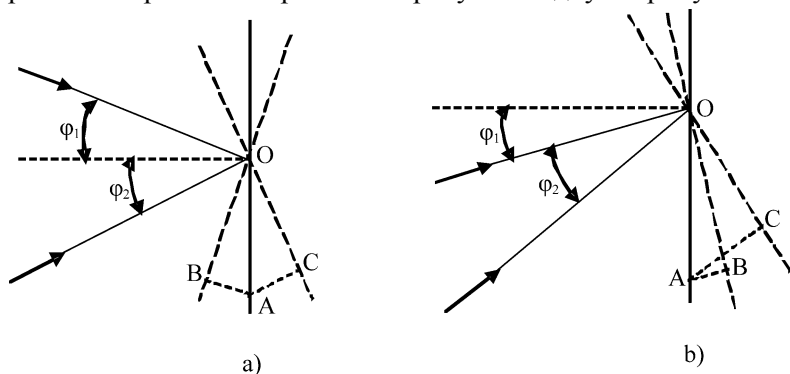


Рис.3. Схема интерференции лучей, падающих по разные стороны от нормали к экрану (а) и по одну сторону (б).

Обозначим через ϕ_1 и ϕ_2 углы падения лучей 1 и 2, и пусть точки O и A – суть середины двух соседних светлых полос на экране. Тогда поверхности OB и OC являются поверхностями равных фаз для этих лучей. При этом, поверхность OB имеет ту же фазу, что и поверхность OC, поскольку в точке O фазы двух волн одинаковы. Поэтому оптическая разность хода лучей в произвольной точке A экрана выражается через ее расстояния AB и AC до соответствующих поверхностей равной фазы OB и OC. Для простоты полагаем, что диэлектрическая проницаемость среды, в которой распространяются лучи, $n = 1$, так что оптическая разность совпадает по форме с геометрической.

В случае расположения падающих лучей по *разные стороны* от нормали (рис. 3а) оптическая разность хода Δ равна сумме расстояний AB и AC точки A до поверхностей равной фазы:

$$\Delta = AB + AC = OA \cdot \sin\phi_1 + OA \cdot \sin\phi_2 = OA \cdot (\sin\phi_1 + \sin\phi_2) \quad (1)$$

Если точки O и A являются серединами двух соседних светлых полос, то отрезок OA равен ширине полос интерференционной картины или периоду d раstra, а оптическая разность Δ равна длине волны λ . Таким образом,

$$d = OA = \frac{\Delta}{\sin\phi_1 + \sin\phi_2} = \frac{\lambda}{\sin\phi_1 + \sin\phi_2} \quad (2)$$

В случае малых углов падения ($\sin\phi \approx \phi$) выражение для ширины полос упрощается:

$$d = \lambda/\mathcal{G}, \quad \mathcal{G} = \phi_1 + \phi_2. \quad (3)$$

Аналогично рассуждая для случая, когда падающие лучи расположены по *одну сторону* от нормали (рис. 3б), получим, что оптическая разность хода Δ в точке A равна разности расстояний AC и AB от этой точки до поверхностей равной фазы:

$$\Delta = AC - AB = OA \cdot (\sin\phi_2 - \sin\phi_1) \quad (4)$$

Соответственно, период раstra будет равен

$$d = OA = \frac{\lambda}{\sin\phi_2 - \sin\phi_1} \quad (5)$$

Объединяя оба случая в один, получим общее выражение для периода раstra d:

$$d = \frac{\lambda}{n \cdot |\sin\phi_2 \pm \sin\phi_1|}, \quad (6)$$

где знак “+” соответствует углам падения ϕ_1 и ϕ_2 , отсчитанным в разные стороны от нормали к экрану, а знак “-” – углам, отсчитанным по одну сторону от этой нормали. В (6) для общности введен

в явном виде коэффициент преломления среды над экраном. В приближении малых углов падения ($\sin\phi \approx \phi$) формула (6) упрощается:

$$d = \frac{\lambda}{n \cdot \mathcal{G}}, \quad \mathcal{G} = |\phi_2 \pm \phi_1|. \quad (7)$$

Таким образом, период d обратно пропорционален модулю угла между интерферирующими лучами.

1.3b. Ограничения на период раstra, вызванные геометрическими и оптическими параметрами объектива

В случае измерений в отраженном свете падающие лучи и микрообъектив должны находиться с одной стороны от плоскости объекта (рис. 4). Это ограничивает возможные значения для углов падения и, следовательно, периода раstra. Ограничения будут особенно сильными для короткофокусных объективов с большой числовой апертурой.

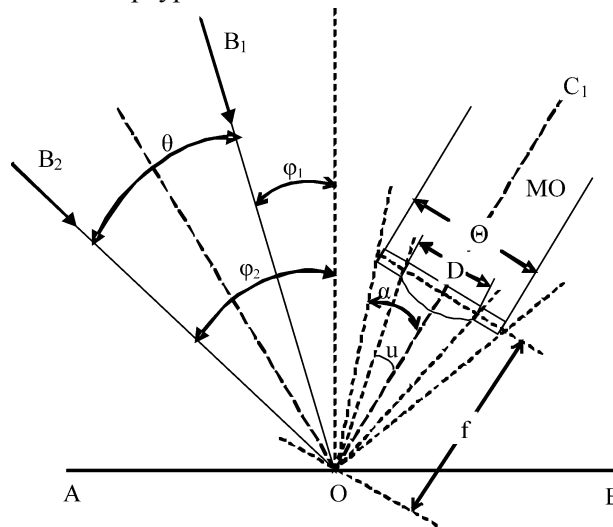


Рис.4. Учет ограничений, вызванных геометрией микрообъектива (МО).

Оценим эти ограничения. Пусть B_1 и B_2 (рис.4) – падающие лучи, скрещенные под углом $\mathcal{G} = |\phi_2 \pm \phi_1|$ в зависимости от их расположения относительно нормали к предметной плоскости (см. формулы (6), (7)). Пусть также OC – осевая линия объектива, $\angle C_1OC_2 = 2 \cdot \alpha$ – занимаемый им сектор углов, f и Θ – фокусное расстояние и диаметр оправы объектива. Тогда можно записать

$$\sin \alpha \approx \frac{\Theta}{2 \cdot f}, \quad \alpha = \arcsin\left(\frac{\Theta}{2 \cdot f}\right). \quad (8)$$

Выражение (8) записано по аналогии с общеупотребительной формулой для угловой апертуры входного зрачка

$$\sin u = NA \approx \frac{D}{2 \cdot f}, \quad (9)$$

где D – диаметр первой линзы объектива, NA – его числовая апертура. Числовая апертура является важнейшим параметром объектива, который не только определяет его разрешающую способность, но и характеризует его светосилу, т.е. интенсивность света на изображении.

Фокусное расстояние объектива можно определить по его тубусному расстоянию L_{tub} (в данном случае $L_{\text{tub}}=160$ мм) и кратности увеличения M :

$$f = 160/M, \quad \text{mm}. \quad (10)$$

Разрешающая способность и оптическое увеличение микрообъектива рассчитывается согласно дифракционной теории Аббе – линейное разрешение микроскопа определяется линейным разрешением его объектива [8]:

$$\sigma = \frac{0,61\lambda}{n \cdot \sin u} \approx \frac{\lambda}{2 \cdot n \cdot \sin u} = \frac{\lambda}{2 \cdot NA}, \quad (11)$$

где $2 \cdot u$ – апертурный угол объектива (угол, под которым виден диаметр передней линзы из центра объекта).

Из условия, что разрешающая способность микрообъектива (11) должна превосходить разрешающую способность регистрируемых решеток (6) $\sigma < d$, следует ограничение на угол схождения интерферирующих лучей

$$\mathcal{G} < \arcsin(NA/0,61). \quad (12)$$

Кратность оптического увеличения микрообъектива определяет возможность визуального наблюдения растриванного микрообъекта, а также позволяет рассчитать размеры полей зрения на объекте и изображении и изменение интенсивностей прошедших через объектив пучков света. Кратность увеличения проецируемого микрообъективом 2 на ФТП носитель 4 (рис. 1b) изображения можно рассчитать по формуле

$$\Gamma = \Gamma_{ob} \cdot \Gamma_{ok} \frac{L}{250} \cdot \gamma, \quad (13)$$

где Γ_{ob} , Γ_{ok} , γ – соответственно, кратности увеличения объектива, окуляра и других дополнительных оптических элементов, которые имеют увеличение и расположены до или вместо окуляра (монокулярные или биноклярные насадки, оптический адаптер цифровой камеры и др.). Множитель $L/250$ – поправка к кратности окуляра Γ_{ok} , связанная с тем, что увеличенное изображение не рассматривается глазом через окуляр на расстоянии наилучшего видения 250 mm, а проецируется на экран (носитель), удаленный на расстояние L mm от выходной линзы окуляра.

В соответствии с соотношением (13), линейный размер l' в плоскости изображения 4 (рис. 1b) выражается через линейный размер l в предметной плоскости 1 (рис. 1b) следующим образом:

$$l' = l \cdot \Gamma = l \cdot \Gamma_{ob} \cdot \Gamma_{ok} \frac{L}{250} \cdot \gamma. \quad (14)$$

Итак, мы имеем все необходимые соотношения для оценки ограничений на значения углов падения, вызванные оптическими и геометрическими параметрами объектива. Рассмотрим некоторые примеры. Чтобы получить оценочные значения для ограничений, используем соотношения (8), (9) в приближении малых углов:

$$\alpha \approx \Theta/2f, \quad u \approx D/2f. \quad (15)$$

Пример 1. Объектив с диаметром оправы $\Theta = 17$ мм и маркировкой 10/0.25, 160/ ∞ имеет следующие значения параметров: $M = 10^\times$, $NA = 0.25$, $L_{уб} = 160$ mm, $f = 16$ mm. При этих значениях из (15) имеем:

$$\alpha \approx \frac{17}{2 \cdot 16} \approx 0.53, \quad u \approx 0,25.$$

или в градусах $\alpha \approx 31^\circ$, $u \approx 14^\circ$.

Для максимально полного перехвата объективом изображения, отраженного от предметной плоскости, его оптическая ось ОС должна быть совмещена с продолженной по закону зеркального отражения биссектрисой угла $\mathcal{G} = |\phi_2 \pm \phi_1|$ (рис. 5). В этом случае при наведении на центр интерференционной картины (точка О) объектив займет сектор углов $2\alpha \approx 62^\circ$, из которого оправка закрывает по $(\alpha - u) \approx 17^\circ$ с обеих сторон от осевой линии. Поскольку углы α и u отсчитываются от осевой линии ОС, сама эта линия может быть ориентирована относительно нормали в интервале углов $31^\circ - 59^\circ$. Именно в этом интервале может находиться и биссектриса $\mathcal{G} = \overbrace{\phi_1 - \phi_2}$ между углами падения ϕ_1 и ϕ_2 (по сформулированным условиям эти углы могут находиться только по одну сторону нормали (рис. 5)). Следовательно, значения ϕ_1 и ϕ_2 должны удовлетворять следующим ограничениям

$$\left. \begin{aligned} 31^\circ \leq \frac{\phi_1 + \phi_2}{2} \leq 59^\circ; \\ 0 \leq \phi_1, \phi_2 < 90^\circ. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

К примеру, для допустимых значений $\phi_1 = 10^\circ$ и $\phi_2 = 80^\circ$ рассчитанный по формуле (6) период будет иметь значение $d \approx 0.65 \text{ мк}$, т.е. разрешение растра превышает 1500 мм^{-1} . Вместе с тем, разрешение данного объектива, оцененное по формуле $\sigma = \lambda/2NA$, дает лишь значение $\sigma \approx 1.1 \text{ мк}$, так что этот растр разрешен не будет. Для получения разрешаемого растра необходимо уменьшить угол схождения лучей, взяв, например, значения $\phi_1 = 25^\circ$, $\phi_2 = 65^\circ$, при которых $d \approx 1.1 \text{ мк}$ ($\sim 900 \text{ мм}^{-1}$).

Пример 2. Объектив с диаметром оправы $\Theta = 17 \text{ мм}$ и маркировкой 20/0.4, 160/∞ имеет следующие значения параметров: $M = 20^\times$, $NA = 0.4$, $L_{\text{tub}} = 160 \text{ мм}$, $f = 8 \text{ мм}$. При этих значениях из (15) имеем

$$\alpha \approx \frac{17}{2 \cdot 16} \approx 1.1, \quad u = 0.4.$$

или в градусах $\alpha \approx 63^\circ$, $u \approx 23^\circ$.

Таким образом, объектив занимает угловой сектор $2\alpha \approx 126^\circ$, что значительно затрудняет его использование. Можно все же принять угол наклона оси ОС в 63° и для такого же угла наклона биссектрисы угла \mathcal{A} подобрать значения ϕ_1 и ϕ_2 , обеспечивающие максимальный угол \mathcal{A} . Можно, к примеру выбрать значения $\phi_1 = 40^\circ$ и $\phi_2 = 80^\circ$ (допустимые, по крайней мере, теоретически). Для этих значений формула (6) дает для d значение $d \approx 1.56 \text{ мк}$ или разрешение растра $\approx 640 \text{ мм}^{-1}$. Это практически предельное разрешения растра, которое может быть использовано с этим объективом. При этом разрешение самого объектива $\sigma \approx 0.66 \text{ мк}$ и предельный растр будет разрешен.

1.3с. Ограничения, вызванные областью перекрытия отраженных волн

Другое решающее ограничение на значения углов ϕ_1 и ϕ_2 вытекает из того, что длина медианы ОС в области перекрытия отраженных волн (треугольник ABC, рис. 5) должна быть существенно больше фокусного расстояния объектива f . Из геометрических построений видно, что в треугольнике ABC углы имеют следующие значения: $\angle CAB = \pi/2 - \phi_2$, $\angle ABC = \pi/2 + \phi_1$, $\angle ACB = \phi_2 - \phi_1$. Путем тригонометрических преобразований [9] можно получить следующее выражение для длины медианы m_{oc} , выраженной через эти углы:

$$m_{oc} = \frac{AB}{2 \cdot \sin(\phi_2 - \phi_1)} \sqrt{2\cos^2 \phi_1 + 2\cos^2 \phi_2 - \sin^2(\phi_2 - \phi_1)} \quad (17)$$

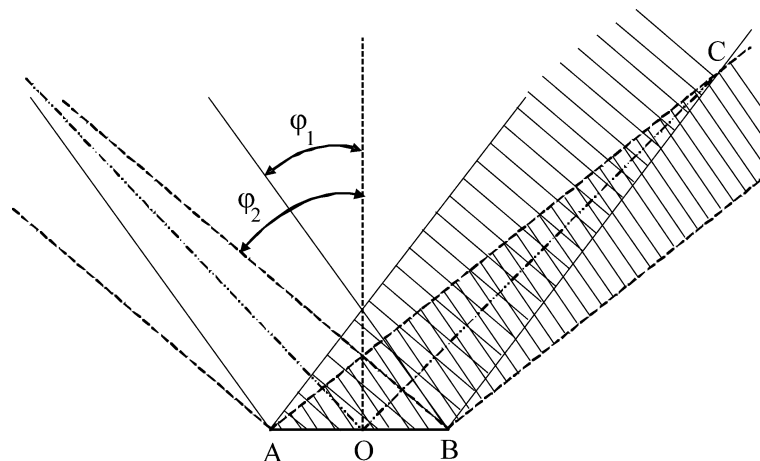


Рис. 5. Область интерференции двух плоских волн после отражения от предметной плоскости.

Здесь AB – линейный размер светового пятна на объекте. Оценим длину m_{oc} для значений углов из первого и второго примеров. При $\phi_1 = 25^\circ$, $\phi_2 = 65^\circ$ получим $m_{oc} \approx 1.0 \cdot AB$. Соответственно, при $\phi_1 = 40^\circ$ и $\phi_2 = 80^\circ$ получим $m_{oc} \approx 0.7 \cdot AB$. Таким образом, длина области интерференции отраженных лучей сравнима с размером светового пятна на объекте. Учитывая ее вытянутый характер, следует сделать вывод о том, что при некоторых значениях углов падения эту область будет сложно поймать в фокус.

2. Экспериментальные результаты и их интерпретация

При регистрации голограммы в качестве объекта использовалась пластина монокристалла кремния с нанесенными методом фотолитографии элементами микросхемы. Регистрация голограмм проводилась при освещении объекта интерференционным растром с периодом $d = 7,6 \mu\text{m}$ при видности интерференционных полос $V = 1$ и $V = 0,5$. Контрастность раstra определяется видностью интерференционной картины следующим образом:

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2}, \quad (8)$$

где I_{\max} и I_{\min} – интенсивности в максимумах и минимумах интерференционной картины, I_1, I_2 – интенсивности интерферирующих волн. Максимальный контраст $V = 1$ выполняется при стандартном условии $I_1 = I_2$.

Восстановленные на экране (6, рис.1) и сфотографированные на цифровую камеру изображения исходного объекта представлены на рис.6.

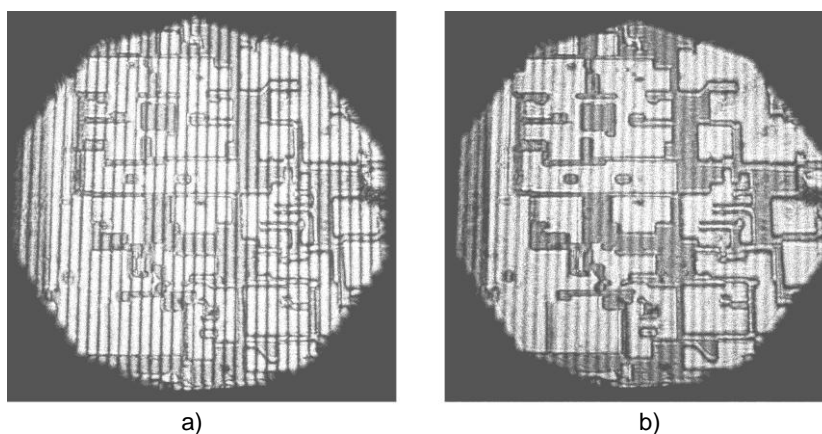


Рис.6. Восстановленные изображения объекта с видностью полос а) $V=1$, б) $V=0,5$.

Как видно из рис.6, при освещении объекта интерференционным растром с видностью полос $V = 0,5$ (рис.6b) регистрируется более полная информация об объекте, чем при $V = 1$ (рис.6a). Обработка полученного изображения в графическом редакторе (рис.7) позволяет определить попиксельно распределение градации серого цвета вдоль кадра. По центру изображения выделена линия толщиной в 1 px и проведено сканирование перпендикулярно интерференционной картине на всю протяженность изображения в 240 px.

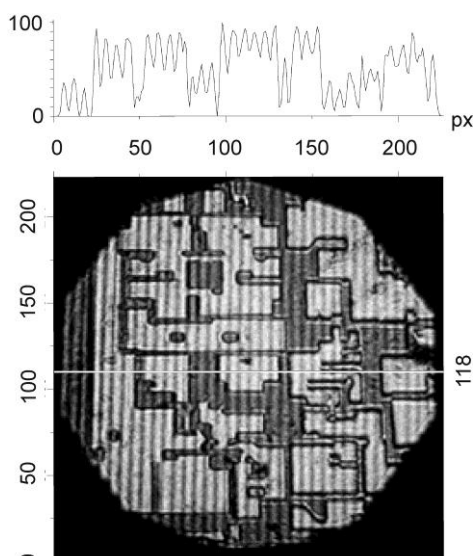


Рис.7. Распределение интенсивности градаций серого цвета вдоль голограммы.

На графике видно распределение яркости пикселей (в условных единицах от 0 до 100), где чередования максимумов и минимумов соответствуют заранее известному периоду интерференционного раstra $d = 7,6 \mu\text{m}$. Амплитуды максимумов и минимумов отличаются на разных участках кадра, что объясняется различной отражательной способностью поверхности микросхемы при записи голограммы. Однако период интерференционного раstra остается неизменным по всему участку сканирования. Поделив величину известного периода $d = 7,6 \mu\text{m}$ на количество пикселей между максимумами (или минимумами), получим, что каждому пикселю соответствует $\sim 1,25 \mu\text{m}$ реального размера объекта. Это позволяет определить размеры элементов микросхемы при попиксельном сканировании объектов в графическом редакторе.

Выводы

Получены фототермопластические носители на основе халькогенидных стеклообразных полупроводников системы As-Se-S для регистрации рельефно-фазовых голограмм в реальном времени с голографической чувствительностью до $7 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{J}$. Предложена методика определения размеров непрозрачных микрообъектов при помощи интерференционного растрирования в процессе записи голограммы. Дан детальный расчет параметров соответствующей оптической схемы. Получены детальные оценки для различных ограничений методики, связанные с особенностями оптической схемы для измерений непрозрачных объектов.

Библиография:

1. CREDELLE, T., SPONG, F. *Thermoplastic media for holographic recording, Selected Papers on Holographic Recording Materials*. Editor: H.Bjelkhagen, Proc SPIE, vol. MS130, 1996, p.619-633.
2. CHIRITA, A. Real-time scaling of micro-objects by multiplexed holographic recording on photo-thermo-plastic structure. In: *Journal of Modern Optics*, 2010, vol.57, p.854-858.
3. NASTAS, A.M., ANDRIESH, A.M., BIVOL, V.V., SLEPNEV, I.N. and PRISAKAR, A.M. Recording Double-Exposure Interferograms on a Photothermoplastic Carrier in Photoinduced and Photothermoplastic Regimes. In: *Technical Physics Letters*, 2009, 35, no.4, p.375-376.
4. PANASYUK, L.M., NASTAS, A.M. Image recording on photothermoplastic media with different thicknesses of the thermoplastic layer. In: *Optics and Spectroscopy Journal*, 2003, 94, no.6, p.959-9614.
5. COLLIER, R.J. *Optical Holography*. Academic Press, 1971.
6. CAULFIELD, H.J. *Handbook of Optical Holography*. Academic Press, 1979.
7. ALEKSANDROVA, E.L. High-sensitivity polyimide structures for photothermoplastic data recording. In: *Journal of Optical Technology*, 2003, no.70, p.109-113.
8. БОРН, М., ВОЛЬФ, Э. *Основы оптики*. Москва: Наука, 1970.
9. КОРН, Г., КОРН, Т. *Справочник по математике*. Москва: ФМ, 1984.

Prezentat la 07.05.2013