



ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ. ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 535.41

МЕТОД ЦИФРОВОЙ ГОЛОГРАФИИ В ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ МИКРОСКОПИИ ОТРАЖАЮЩИХ ОБЪЕКТОВ В ЧАСТИЧНО КОГЕРЕНТНОМ СВЕТЕ

С. А. Савонин¹, П. В. Рябухо¹, Д. В. Лякин², В. П. Рябухо^{1,2}

¹Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского

²Институт проблем точной механики и управления РАН, Саратов
E-mail: savonin.sa@mail.ru

Представлено теоретическое обоснование возможности использования интерференционных микроскопов с протяженным и частотно широкополосным источником света для записи цифровых голограмм микрообъектов, восстановления и визуализации их фазовых изображений. Рассматривается процедура численной обработки пространственно локализованных цифровых голограмм сфокусированного изображения в частично когерентном свете. Приведены результаты экспериментов по цифровой голографической микроскопии биологических объектов в частично когерентном свете с использованием интерференционного микроскопа Линника.

Ключевые слова: цифровая голография, фазовая микроскопия, интерференционная микроскопия, частичная когерентность, интерференционное изображение.

Methods of Digital Holography in Interference Microscopy of Reflective Object in Partially Coherent Light

S. A. Savonin, P. V. Ryabukho, D. V. Lyakin, V. P. Ryabukho

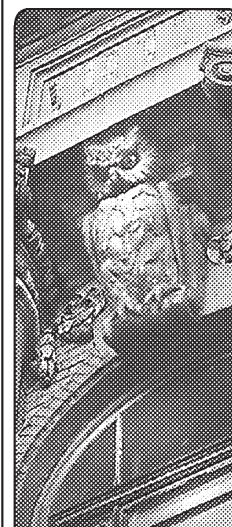
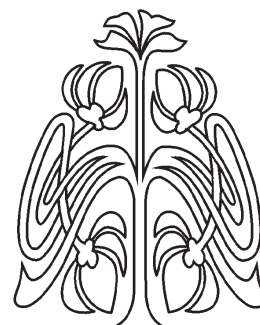
The theoretical foundation of the possibility of using the interference microscopes with extended and frequency broadband light source for recording digital holograms of microscopic objects, reconstruction and visualization of phase images is presented. Numerical procedure for processing of spatially localized digital holograms of the focused image in a partially coherent light are considered. Results of experiments on digital holographic microscopy of biological objects in a partially coherent light with Linnik interference microscope are shown.

Key words: digital holography, phase microscopy, interference microscopy, partial coherence, interference image.

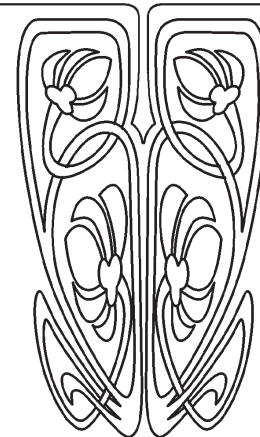
DOI: 10.18500/1817-3020-2016-16-2-67-80

Введение

Оптическая цифровая голографическая микроскопия [1–5] существенно расширяет возможности интерференционной (фазовой) микроскопии [6–11] и тем более обычной световой микроскопии. Это обеспечивается применением эффективных компьютерных средств обработки цифровых голограмм для визуализации и численного представления поверхностной и объемной микроструктуры исследуемых объектов технологического или биологического происхождения. Для записи цифровых голограмм в микроскопии



НАУЧНЫЙ
ОТДЕЛ





используется пространственно когерентное лазерное излучение с достаточно большой длиной временной когерентности, что необходимо в голографии для создания взаимной когерентности оптического поля изображения объекта и опорной волны [12, 13]. Использование лазерного излучения существенно упрощает возможность конструирования интерференционной и голографической системы. Однако использование лазеров приводит к формированию когерентных шумов – паразитной пространственной модуляции в объектном и опорном волновых полях, обусловленной интерференцией волн, рассеянных или дифрагированных на микронеоднородностях поверхностей оптических элементов – на пылинках, микроцарапинах и т.п., появляющихся неизбежным образом в процессе эксплуатации микроскопа. Модуляция носит, как правило, случайный пространственный характер – часто наблюдается спекл-модуляция [14–16], которая переносится на восстанавливаемое с голограммы поле изображения объекта, в том числе и в цифровой голографии. Это приводит к заметным искажениям восстанавливаемых амплитудных и фазовых распределений в объектном поле и, как следствие, к искажению получаемой в микроскопии информации о пространственной микроструктуре исследуемого объекта.

Для подавления когерентных шумов в той или иной оптической системе необходимы процедуры усреднения картин интерференции рассеянных волн. Усреднение может быть реализовано путем существенного уменьшения радиуса пространственной когерентности используемого излучения, что может быть выполнено с использованием лазерного пучка света, рассеянного на движущемся с достаточно большой скоростью рассеивателе. В этом случае подавляются как когерентные шумы, вызванные рассеянием на неоднородностях оптических деталей, так и исходная спекл-модуляция в освещающем излучении, рассеянном на движущемся рассеивателе. В [17–26] такой способ записи цифровых голограмм с подавленными когерентными шумами рассматривается в системе микроскопии с использованием освещения прозрачных объектов на пропускание. В этом случае удаётся получить взаимно когерентными объектное поле и внеосевую (наклонно падающую) опорную волну с динамически изменяющейся спекл-модуляцией в лазерном излучении с достаточно большой длиной продольной когерентности [22, 23].

Для существенного снижения контраста спеклов в дифрагированном на движущемся рассеивателе световом поле необходимо достаточно большое число реализаций спекл-поля N_S за время записи кадров цифровых голограмм. Для снижения контраста спеклов $C \approx 1/\sqrt{N_S}$ [15] до значения 0.05, что можно оценивать как порог зрительного восприятия пятнистой картины, требуется более 500 реализаций. Следовательно, необходима достаточно высокая скорость движения рассеивателя и длительная экспозиция записываемых кадров голограмм, что ограничивает возможности исследования динамически изменяющихся объектов средствами цифровой голографической микроскопии.

Это ограничение преодолевается при использовании нелазерных источников света с протяженным телом светимости (тепловые источники, светодиоды и т.п.). Такие источники формируют волновые поля, в которых реализации спекл-полей сменяются за время когерентности $\tau_c \approx 2\pi/\Delta\omega$ с частотой, равной ширине спектрального контура излучения $\Delta\omega$. Для цветного светодиода $\Delta\omega \approx 2\pi \cdot 10^{12}$ Гц и при частоте записи кадров 25 Гц сменяется более 10^{11} реализаций спекл-модулированного поля, что обеспечивает подавление пятнистости изображения до пренебрежимо малого контраста $C \approx 10^{-5}$.

Однако использование в голографических системах частотно широкополосного света с малой длиной продольной когерентности (для светодиода $l_c \approx 20$ мкм) и малым радиусом поперечной когерентности сопряжено с технической сложной проблемой выравнивания разности хода волн в объектном и опорном каналах и пространственным совмещением фронтов этих волн с точностью до долей радиуса когерентности для взаимной когерентности этих волн.

В настоящей работе рассматриваются системы интерференционной микроскопии в частотно-широкополосном излучении протяженных источников для реализации режима цифровой голографической микроскопии отражающих объектов. Представлено теоретическое обоснование возможности использования интерференционных микроскопов с протяженным и широкополосным источником света для записи цифровых голограмм микрообъектов и восстановления (визуализации) их фазовых изображений. Приведены результаты экспериментов по цифровой голографической микроскопии биологических объектов в частично когерентном свете с использованием интерференционного микроскопа Линника.



Интерференционное изображение в частично когерентном свете

В интерферометрах с делением по амплитуде при использовании протяженных пространственно некогерентных источников света с широким частотным спектром картина интерференции пространственно локализована [27]. Это обусловлено ограниченной областью пространственной когерентности оптического поля с конечной шириной углового спектра. Полосы интерференции на выходе интерферометра формируются только в той области пространства, где интерферирующие поля накладываются с взаимным пространственным сдвигом, не превышающим радиуса когерентности поля в направлении взаимного сдвига полей [28, 29]. Однако, в первую очередь, интерферирующие поля должны быть в достаточной степени идентичными – взаимно когерентными – тогда в области нулевого взаимного сдвига этих полей наблюдаются интерференционные полосы максимального контраста. Оба этих условия определяют необходимость использования идентичных оптических элементов и одинаковую конфигурацию оптических систем в плечах интерферометра. В противном случае разделенные в интерферометре поля перестают быть идентичными и соответственно взаимно когерентными.

Этим требованиям в полной мере удовлетворяют системы интерференционной микроскопии – микроскопы Майкельсона, Линника [7–11, 30–32] и Миро [7, 33, 34]. В данных системах при использовании протяженных источников света локализованная картина интерференции формируется в области действительного изображения исследуемого объекта.

Для реализации метода цифровой внеосевой голографической микроскопии необходимо тем или иным способом создать систему несущих интерференционных полос в плоскости записи голограммы. В интерференционных микроскопах, построенных по схеме Линника и Миро, система опорных интерференционных полос создается или наклоном к оптической оси опорного зеркала или предметной поверхности на некоторый угол α . В интерферометре Линника при использовании в нем микрообъективов, скорректированных на бесконечность, и тубусной линзы опорные полосы могут быть созданы также путем поперечного сдвига микрообъектива опорного плеча. Однако оба этих способа не позволяют получить опорные полосы достаточно высокой пространственной частоты из-за

апертурных ограничений волнового поля, проходящего через микрообъектив, и возникающих из-за этого эффектов декогерентности опорного поля по отношению к объектному.

На рис. 1, а, б представлена оптическая схема интерференционного микроскопа Линника (без осветительной части). Предполагается, что на вход микроскопа-интерферометра направляется пространственно частично когерентное волновое поле с широким угловым спектром и, следовательно, с малым радиусом поперечной пространственной когерентности. В плечах интерферометра на одинаковых расстояниях от делителя пучка света BS установлены идентичные микрообъективы MO_1 и MO_2 , опорное зеркало M_R и поверхность объекта S в передних фокальных плоскостях микрообъективов. Действительные изображения поверхности объекта S и опорного зеркала M_R формируются в задней фокальной плоскости тубусной линзы TL. Таким симметричным расположением оптических элементов в плечах интерферометра обеспечивается идентичность и соответственно взаимная когерентность объектного и опорного волновых полей в плоскости записи изображения.

Для создания системы опорных интерференционных полос в плоскости действительного изображения поверхности объекта в интерферометре Линника возможны два варианта линейной фазовой модуляции опорного поля по отношению к полю изображения объекта. В первом варианте (см. рис. 1, а) используют наклон опорного зеркала M_R на некоторый угол α , так что падающее и отраженное от опорного зеркала волновое поле $U_0(t, x, y, z)$ приобретает дополнительный фазовый сдвиг $\Delta\varphi_R(x) = (2\pi/\lambda_0)2x\sin(\alpha)$, переменный в пространстве вдоль направления x , перпендикулярного оси наклона y , где λ_0 – средняя длина волны поля (при использовании микрообъективов с достаточно большой числовой апертурой NA вместо λ_0 необходимо использовать эффективную длину волны $\lambda_{eff} \approx \lambda_0 2(1 + \cos(\arcsin(NA)))^{-1}$ [35]; в [36–42] получены иные выражения для λ_{eff}).

Во втором варианте создания опорных полос используют нарушение соосности оптической системы в опорном плече микроскопа путем поперечного сдвига микрообъектива MO_2 на некоторую величину Δx (см. рис. 1, б). В этом случае освещающее оптическое поле $U_0(t, x, y, z)$ падает на опорное зеркало M_R и отражается от зеркала под углом $\alpha = \arctg(\Delta x/f_{MO})$.

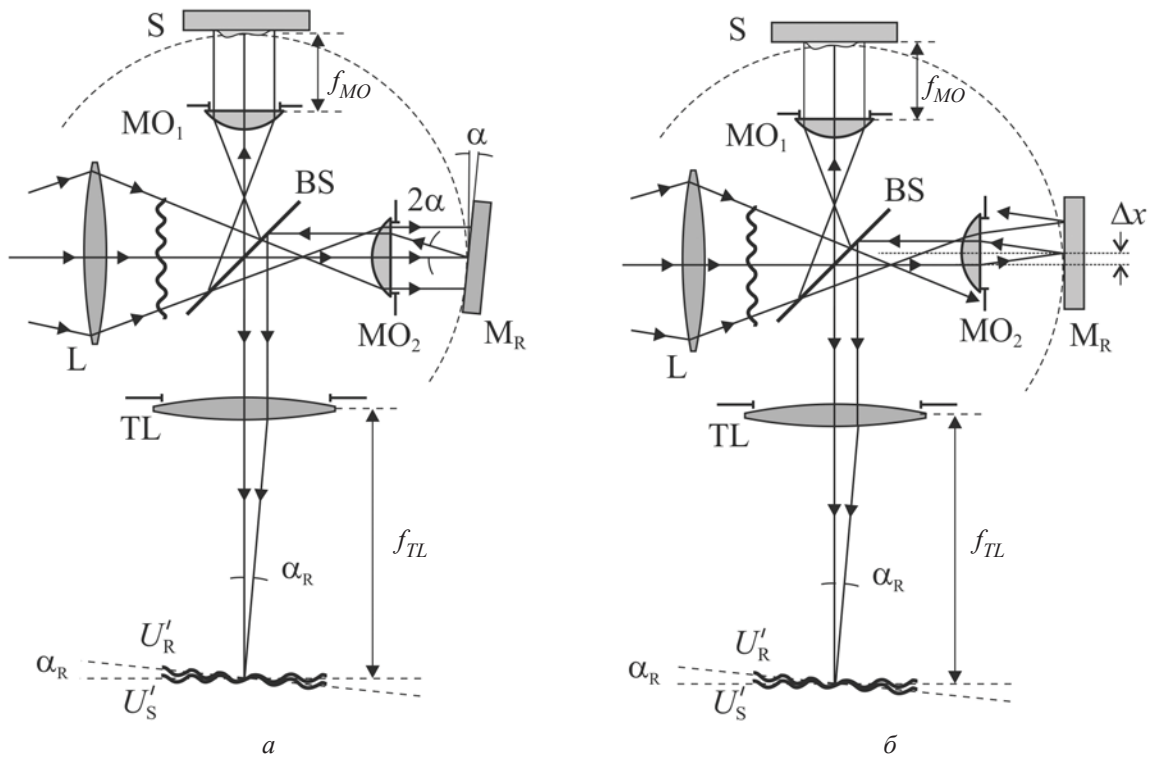


Рис. 1. Схема интерференционного микроскопа Линника (без осветительной части) с использованием наклона опорного зеркала M_R (а) и поперечным смещением Δx микрообъектива MO_2 в опорном плече (б) для создания опорных интерференционных полос: L – линза осветительной части; BS – делитель пучка света; MO_1 и MO_2 – микрообъективы; S – объект; M_R – опорное зеркало; TL – тубусная линза

В результате опорное волновое поле приобретает переменный пространственный фазовый сдвиг $\Delta\varphi_R(x) = (2\pi/\lambda_0)2x \sin(\alpha)$, определяемый величиной смещения Δx микрообъектива MO_2 .

Возможна комбинация этих способов создания опорных полос в интерференционном изображении микрообъекта. Например, в случае нарушения соосности в опорном плече поверхность объекта может располагаться не перпендикулярно оптической оси, так что фазовая модуляция, определяющая образование опорных полос, возникает одновременно в обоих плечах интерференционного микроскопа. Как правило, это имеет место на практике из-за неточности установки объекта в предметной плоскости микроскопа.

В общем случае опорное зеркало может иметь некоторое продольное (осевое) смещение Δz_R , регулируемое в эксперименте, вызывающее некоторую дефокусировку $2\Delta z_R$, дополнительную разность хода $2\Delta z_R$ и фазовый сдвиг $2\Delta z_R \cdot 2\pi/\lambda_0$ опорного поля.

Таким образом, для комплексной амплитуды опорного поля можно записать выражение:

$$U_R(t, x, y, z) = U_0(t, x, y, z - 2x \sin \alpha - 2\Delta z_R) \times r_R(x, y) \cdot \exp(ik_0(2x \sin \alpha + 2\Delta z_R)), \quad (1)$$

где для освещающего поля $U_0(t, x, y, z)$ учтена разность хода $\Delta_R(x)$ и равный ей продольный сдвиг – дефокусировка поля вдоль оптической оси $\Delta z(x) = 2x \sin \alpha + 2\Delta z_R$, $r_R(x, y)$ – амплитудный коэффициент отражения опорного зеркала, который в общем случае, например, «плохого» зеркала, может быть переменным в плоскости зеркала (x, y) .

Аналогичным образом можно записать выражение для комплексной амплитуды объектного поля:

$$U_S(t, x, y, z) = U_0(t, x, y, z - 2h(x, y)) \cdot r_S(x, y) \cdot \exp(ik_0 2h(x, y)), \quad (2)$$

где также учтены и дефокусировка освещающего поля $U_0(t, x, y, z)$ и его фазовый сдвиг $\varphi_S(x, y) = k_0 2h(x, y)$, обусловленные микрорельефом $h(x, y)$ поверхности объекта, $r_S(x, y)$ – амплитудный коэффициент отражения объекта и поверхности объектного зеркала (см. рис. 1).



Опорное и объектное волновые поля $U_R(t, x, y, z)$ и $U_S(t, x, y, z)$ переотображаются микрообъективами MO_1, MO_2 и тубусной линзой ТЛ в её заднюю фокальную плоскость, где располагается матричный фотодетектор для записи интерференционного изображения. Опорная волна после прохождения тубусной линзы ТЛ падает на заднюю фокальную плоскость линзы под некоторым углом α_R (см. рис. 1), определяемым или углом наклона опорного зеркала α или поперечным сдвигом Δx микрообъектива в опорном плече. Объектная волна в целом также может падать под некоторым углом $\pm \alpha_S$ на заднюю фокальную плоскость тубусной линзы из-за возможного наклонного положения предметного стола по отношению к оптической оси микрообъектива. В результате этих различных направлений распространения опорной и объектной волн и их интерференции формируется картина опорных (несущих) интерференционных полос с периодом $\Lambda \approx \lambda_0 / (\alpha_R \pm \alpha_S)$, где учтена малость углов падения в силу относительно большого фокусного расстояния f_{TL} тубусной линзы.

Отображение опорного и объектного оптических полей осуществляется с некоторым

поперечным увеличением M , определяемым отношением фокусных расстояний тубусной линзы и микрообъективов $M = f_{TL} / f_{MO}$. На фотодетектор падают масштабно измененные опорное и объектное волновые поля с комплексными амплитудами, определяемыми выражениями (1) и (2). При этом в определенном приближении можно пренебречь некоторыми декорреляционными изменениями этих полей, вызванными их поперечными сдвигами во входных зрчках микрообъективов и вносимыми вследствие этого апертурными ограничениями («обрезаниями») полей. Особенно это относится к опорному плечу микроскопа (рис. 2), в котором при наклоне опорного зеркала M_R или при поперечном сдвиге микрообъектива MO_2 (рис. 2, б) выводится из оптической системы часть падающего на апертуру микрообъектива освещающего поля $U_0(t, x, y, z)$ в прямом и обратном ходе этого поля через микрообъектив, что вызывает определенную декорреляцию опорного волнового поля. Эта декорреляция приводит к взаимной декогерентности опорного и объектного полей даже при равенстве оптических путей волн в плечах интерферометра в области интерференционной полосы нулевого порядка.

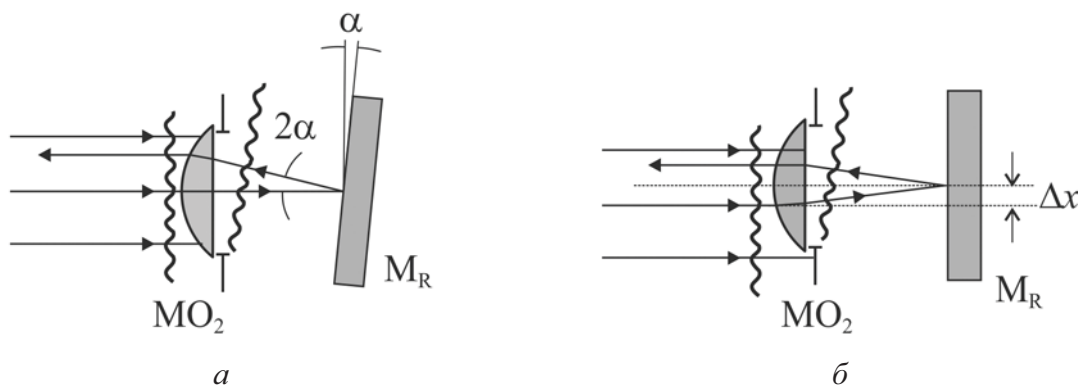


Рис. 2. Возникновение декорреляции вследствие апертурных «обрезаний» оптического поля, проходящего через микрообъектив MO_2 при наклоне опорного зеркала M_R на угол α (а) и при поперечном смещении Δx микрообъектива (б)

Реально интерференция опорной и объектной волн имеет место на выходе интерференционного микроскопа – в задней фокальной плоскости тубусной линзы. Однако можно воспользоваться представлением об интерференции опорной и объектной волн в пространстве предметов, рассма-

тривая взаимное наложение пространства опорного зеркала и пространства объекта и соответственно наложение объектного и опорного волновых полей. Исходя из этих представлений, для распределения интенсивности света в интерференционном изображении можно записать следующее уравнение:

$$I(x, y, z) = \langle |U_S(t, x, y, z) + U_R(t, x, y, z)|^2 \rangle = \langle |U_S(t, x, y, z)|^2 \rangle + \langle |U_R(t, x, y, z)|^2 \rangle + \langle U_S(t, x, y, z)U_R^*(t, x, y, z) \rangle + \langle U_S^*(t, x, y, z)U_R(t, x, y, z) \rangle = I_S(x, y) + I_R(x, y) + \Gamma_{SR}(x, y, z) + \Gamma_{SR}^*(x, y, z), \quad (3)$$



где угловые скобки $\langle \dots \rangle$ определяют временное усреднение, эквивалентное статистическому усреднению по ансамблю реализаций освещающего случайного поля $U_0(t, x, y, z)$; $U_S(t, x, y, z)$ и $U_R(t, x, y, z)$ – комплексные амплитуды объектного и опорного оптических волновых полей, определяемые выражениями (1) и (2), $I_S(x, y)$ и

$$I_S(x, y) = \langle |U_S(t, x, y, z)|^2 \rangle = \langle |U_0(t, x, y, z - 2h(x, y))|^2 \rangle r_S^2(x, y) = I_0(x, y, z - 2h(x, y)) r_S^2(x, y) \approx I_0(x, y, z) r_S^2(x, y), \quad (4)$$

$$I_R(x, y) = \langle |U_R(t, x, y, z)|^2 \rangle = \langle |U_0(t, x, y, z - 2x \sin \alpha - 2\Delta z_R)|^2 \rangle r_R^2(x, y) = I_0(x, y, z - 2x \sin \alpha - 2\Delta z_R) r_R^2(x, y) \approx I_0(x, y, z) r_R^2(x, y), \quad (5)$$

где $I_0(x, y, z)$ – интенсивность идентичных полей, освещающих объект и опорное зеркало.

В (4) и (5) мы пренебрегли возможным изменением интенсивности поля $I_0(x, y, z)$ вдоль оптической оси в небольшом интервале Δz , определяемом дефокусировкой опорного поля из-за осевого сдвига опорного зеркала, или

$$\begin{aligned} \Gamma(x, y, z) &= \langle U_S(t, x, y, z) U_R^*(t, x, y, z) \rangle = \langle U_0(t, x, y, z - 2h(x, y)) \cdot U_0^*(t, x, y, z - 2x \sin \alpha - 2\Delta z_R) \rangle \times \\ &\quad \times r_S(x, y) r_R(x, y) \exp(ik_0 2(h(x, y) - x \sin \alpha - \Delta z_R)) = \\ &= \Gamma_0(x, y, z, \Delta z) \cdot r_S(x, y) r_R(x, y) \exp(ik_0 2(h(x, y) - x \sin \alpha - \Delta z_R)) = \\ &= I_0(x, y, z) \gamma_0(x, y, \Delta z) r_S(x, y) r_R(x, y) \times \exp(ik_0 2(h(x, y) - x \sin \alpha - \Delta z_R)), \end{aligned} \quad (6)$$

где $\Delta z = 2(h(x, y) - x \sin \alpha - \Delta z_R)$ – разность значений продольной (осевой) координаты z в освещающем поле $U_0(t, x, y, z)$ для различных по-

$$\Gamma_0(x, y, z, \Delta z) = \langle U_0(t, x, y, z - 2h(x, y)) \cdot U_0^*(t, x, y, z - 2x \sin \alpha - 2\Delta z_R) \rangle, \quad (7)$$

$$\gamma_0(x, y, z, \Delta z) = \frac{\Gamma_0(x, y, z, \Delta z)}{\sqrt{I_0(x, y, z - 2h(x, y)) I_0(x, y, z - 2x \sin \alpha)}} \approx \frac{\Gamma_0(x, y, z, \Delta z)}{I_0(x, y, z)} \quad (8)$$

– нормированная функция продольной когерентности освещающего поля.

Выражение (6) показывает, что степень взаимной когерентности опорной и объектной волн, определяемая модулем нормированной функции взаимной когерентности $|\gamma_{SR}(x, y, z)| = |\Gamma_{SR}(x, y, z) / \sqrt{I_S(x, y, z) I_R(x, y, z)}|$, зависит от степени продольной когерентности поля, освещающего опорное зеркало и объект, $|\gamma_{SR}(x, y, z)| = |\gamma_0(x, y, z, \Delta z)|$. В свою очередь, степень продольной когерентности освещающего

$I_R(x, y)$ – интенсивности объектного и опорного полей, $\Gamma_{SR}(x, y, z) = \langle U_S(t, x, y, z) U_R^*(t, x, y, z) \rangle$ – функция взаимной когерентности объектного и опорного полей.

Интенсивности объектного $I_S(x, y)$ и опорного $I_R(x, y)$ полей в (3) можно представить в следующем виде:

объектного поля из-за осевого сдвига и микро-рельефа поверхности объекта.

Функцию взаимной когерентности объектного и опорного полей $\Gamma_{SR}(x, y, z) = \langle U_S(t, x, y, z) U_R^*(t, x, y, z) \rangle$ в (3) можно записать в развернутом виде с использованием (1) и (2):

перечных координат (x, y) ; $\Gamma_0(x, y, z, \Delta z)$ – функция продольной когерентности освещающего поля:

поля $|\gamma_0(x, y, z, \Delta z)|$ в общем случае зависит от ширины частотного спектра $\Delta \omega$ и ширины углового спектра θ поля. При этом длина l_c продольной когерентности оптического поля в общем случае определяется выражением [43, 44]:

$$\frac{1}{l_c} \approx \frac{1}{l_c} + \frac{1}{\rho_{//}}. \quad (9)$$

Здесь l_c – длина временной когерентности, определяемая шириной частотного спектра, $l_c \approx \lambda_0^2 / \Delta \lambda$, где $\Delta \lambda$ – ширина частотного спектра в шкале длин волн; $\rho_{//}$ – длина продольной когерентности, определяемая шириной θ углового



спектра поля, $\rho_{\parallel} \approx \lambda_0 / n2 \sin^2(\theta/2)$, где n – показатель преломления иммерсии.

Ширина θ углового спектра волнового поля $U_0(t, x, y, z)$, освещающего объект и опорное зеркало, определяется диаметром D_a входной апертуры поля A' и фокусным расстоянием микрообъектива МО $2tg\theta = D_a / f_{MO}$ (рис. 3). В пределе, когда D_a превышает диаметр апертуры микрообъектива, ширина углового спектра поля $\theta = \theta_0$ определяется числовой апертурой NA микрообъектива $\sin \theta_0 = NA/n$.

С учетом (2)–(7) для пространственного распределения интенсивности в интерференционном изображении получаем выражение

$$I(x, y, z) = I_0(x, y, z) \cdot \{r_s^2(x, y) + r_r^2(x, y) + \gamma_0(x, y, \Delta z) r_r(x, y) \times \\ \times r_s(x, y) \exp(ik_0 n 2h(x, y)) \exp(-ik_0 2(x \sin \alpha + \Delta z_R)) + \gamma_0^*(x, y, \Delta z) \times \\ \times r_r(x, y) r_s(x, y) \exp(-ik_0 n 2h(x, y)) \exp(ik_0 2(x \sin \alpha + \Delta z_R))\}. \quad (10)$$

Это выражение можно также записать в виде классического интерференционного уравнения [27], объединив два последних комплексно сопряженных слагаемых,

$$I(x, y, z) = I_0(x, y, z) \{r_s^2(x, y) + r_r^2(x, y) + 2|\gamma_0(x, y, \Delta z)| \times \\ \times r_r(x, y) r_s(x, y) \cos(k_0 2(h(x, y) - x \sin \alpha - \Delta z_R) + \phi)\}, \quad (11)$$

где $\phi = \arg\{\gamma_0(x, y, \Delta z)\}$.

Линейное изменение разности фаз волн $\Delta\phi(x) = 2k_0 x \sin \alpha$ определяет формирование параллельных опорных интерференционных полос – несущих полос голограммной структуры [12, 13]. Поэтому выражение (10) можно рассматривать в качестве голограммной структуры при записи голограммы сфокусированного изображения [12, 13].

Если в области расположения исследуемого объекта достаточно велика степень взаимной когерентности интерферирующих полей, $|\gamma_0(x, y, z, \Delta z)| \approx 1$, то третье и четвертое слагаемые в (10) содержат в себе информацию о комплексном коэффициенте отражения объекта: $\rho_s(x, y) = r_s(x, y) \exp(i 4\pi h(x, y) / \lambda_0)$. В этом случае на изображении объекта наблюдаются несущие интерференционные полосы, форма которых определяется микрорельефом $h(x, y)$ поверхности объекта.

Интерференционные полосы в частично когерентном свете имеют локализованный характер. Полосы формируются в той области изображения, где разность хода опорной и объектных волн не

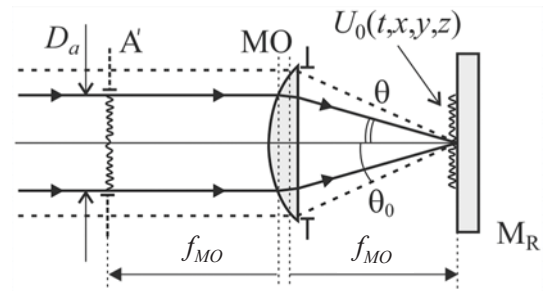


Рис. 3. Угловая апертура θ поля, освещающего опорное зеркало и объект: A' – изображение апертурной диафрагмы в фокальной плоскости микрообъектива МО; D_a – диаметр изображения апертурной диафрагмы; M_R – опорное зеркало

превышает длину продольной когерентности оптического поля L_C : $2(h(x, y) + x \sin \alpha + \Delta z_R) \leq L_C$. При этом центр области локализации полос, где контраст полос максимален, определяется как $x_{\max} = (h(x, y) + \Delta z_R) / \sin \alpha$. Изменением величины Δz_R – положения опорного зеркала, можно смещать положение области локализации полос и совмещать ее с объектом исследования. Вне изображения объекта, где $h(x, y) = \text{const}$ – зеркальная поверхность подложки, протяженность $2x_L$ области локализации полос в перпендикулярном полосам направлении (рис. 4) определяется выражением $2x_L \approx L_C / \sin \alpha$.

На рис. 4 представлено пространственное распределение интенсивности в изображении поверхности тестового объекта, рассчитанное в соответствии с (11). В качестве объекта рассматривался сферический выступ, поверхность которого $h(x, y)$ задавалась уравнением $h(x, y) \approx h_0 (1 - (x^2 + y^2) / R^2)$ при $(x^2 + y^2) \leq R^2$, где $h_0 = 0.5$ мкм и $R = 350$ мкм – высота и радиус границы выступа на плоскости объектного зеркала. Формирование опорных полос осуществлялось путем наклона зеркала в опорном плече на угол $\alpha = 10^\circ$. Рассматривались источник белого света (рис. 4, а) с центральной длиной волны $\lambda_H = 0.535$ мкм и длиной временной когерентности $l_C = 1.5$ мкм, и красный светодиод (рис. 4, б) с $\lambda_D = 0.63$ мкм и $l_C = 15$ мкм. При этом модуль нормированной функции продольной когерентности освещающего поля задавался в виде $|\gamma_0(\Delta z)| = \exp(-\Delta z^2 / l_C^2)$.

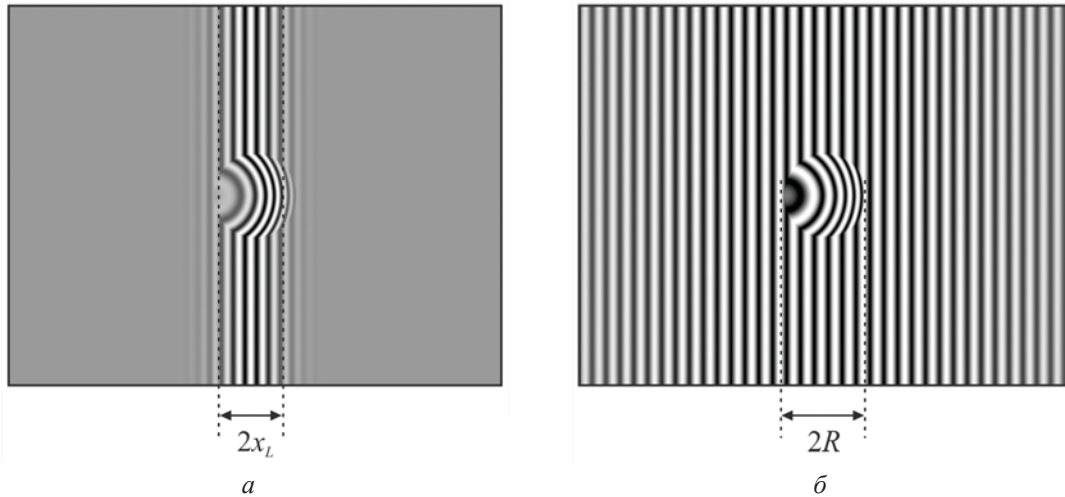


Рис. 4. Рассчитанные интерференционные изображения: *a* – для белого света с $l_C = 1.5$ мкм; *б* – для квазимонохроматического света с $l_C = 15$ мкм

На участке зеркала, содержащем выступ, образуется изгиб опорных полос из-за переменной разности хода волн $\Delta_S(x, y) = 2nh(x, y)$, вносимой в отраженное волновое поле вариациями рельефа поверхности объекта.

Таким образом, цифровая голограмма сфокусированного изображения в частично когерентном свете имеет локализованный характер – голографическая запись осуществляется в локальной области изображения.

Голографическая обработка интерферограмм в частично когерентном свете

Для восстановления по цифровой голограмме комплексной амплитуды объектного поля $U_S(t, x, y, z)$ и построения микрорельефа поверхности объекта $h(x, y)$ необходимо отфильтровать в (10) третье или четвертое слагаемое, что возможно при использовании спектральной фильтрации. В цифровой голографии пространственно-частотная фильтрация выполняется с помощью специализированной численной процедуры, включающей: фурье-преобразование исходной голограммы, полосовую фильтрацию компонент спектра голограммы, соответствующих объектному полю, обратное фурье-преобразование для восстановления в численном виде комплексной амплитуды объектного поля. Полная (чистая) фильтрация третьего или четвертого компонента в (10) возможна при условии, если частота опорных полос f_R голограммной структуры более чем в два раза превышает максимальную частоту спектра интенсивности изображения объекта $f_{S_{\text{int}}}$, $f_R \geq 2f_{S_{\text{int}}}$ [1].

Если в микроинтерферометре используется освещение по Кёлеру [27], то интенсивность освещающего волнового поля $I_0(x, y, z)$ и его степень продольной когерентности $|\gamma_0(x, y, z, \Delta z)|$ практически постоянны в плоскости объекта и опорного зеркала. Коэффициент отражения опорного зеркала $r_R(x, y) \approx r_R$ – постоянная величина, если используется «хорошее» опорное зеркало – без царапин и пылинок на поверхности, что, однако, не всегда бывает. Таким образом, ширина составляющих пространственного спектра голограммы в лучшем случае определяется в основном пространственными вариациями комплексного коэффициента отражения объекта $\rho(x, y) = r_S(x, y) \cdot \exp(ik_0 n 2h(x, y))$ – вариациями амплитудного коэффициента отражения поверхности объекта $r_S(x, y)$ и, в значительной степени, фазовыми вариациями объектного поля $\varphi_S(x, y) = k_0 n 2h(x, y)$, обусловленными вариациями микрорельефа поверхности $h(x, y)$. Максимальная пространственная частота объектного поля ограничивается числовой апертурой микрообъектива и длиной волны света $f_{S_{\text{max}}} = NA/\lambda_0$. Отсюда следует, что для максимального разрешения голографического микроскопа период опорных полос должен быть в 2 и более раза меньше элемента оптического разрешения микроскопа.

Однако в интерференционных микроскопах (в том числе в микроинтерферометре Линника) имеются технические ограничения по созданию опорных полос требуемой высокой пространственной частоты f_R . Это приводит к тому, что спектральные компоненты объектного поля могут частично перекрываться с компонентами



спектра интенсивности объектного поля, что ограничивает возможности по частотной фильтрации голограммы (рис. 5, а). Для уменьшения влияния пересечения спектральных компонент на эффективность спектральной фильтрации можно использовать особую последовательность записи цифровых изображений. На первом этапе – запись изображения картины интерференции опорного и объектного полей, затем – запись только изображения объекта $I_S(x, y)$ и запись только изображения опорного зеркала $I_R(x, y)$. Численное вычитание изображений $I_S(x, y)$ и $I_R(x, y)$ из интерференционной картины позволяет устранить в (10) первое и второе слагаемые, и для переменной составляющей интенсивности в интерференционном изображении можно записать выражение

$$\tilde{I}(x, y, z) = I_0(x, y, z) 2 \operatorname{Re} \{ \gamma_0(x, y, z, \Delta z) r_r(x, y) r_s(x, y) \times \exp[ik_0 2h(x, y)] \exp[-ik_0 2(x \sin \alpha_x + y \sin \alpha_y + \Delta z_R)] \}, \quad (12)$$

где предполагается одновременный наклон опорного зеркала вокруг взаимно-перпендикулярных осей на углы α_x и α_y .

На рис. 5, б приведен спектр цифровой голограммы в частично когерентном свете до и после применения вышеописанной процедуры. Наблюдается устранение большей части компонент дифракционного гало, что позволяет эффективно выделять спектральные компоненты объектного поля в спектре голограммы.

Необходимо отметить, что численное устранение в спектре голограммы компонент дифракционного гало применимо для объектов, которые не претерпевают изменений во времени, так как запись изображений осуществляется в разные временные моменты.

Применение полосовой фильтрации спектра голограммы и последующее обратное фурье-преобразование отфильтрованной области дают возможность в численном виде восстановить комплексную амплитуду $U_S(x, y)$ объектного поля в следующем виде:

$$U_S(x, y) \sim F^{-1} \{ B(\xi, \eta) \cdot F \{ r_s(x, y) \exp[ik_0 2h(x, y)] \times \exp[-ik_0 2(x \sin \alpha_x + y \sin \alpha_y + \Delta z_R)] \} \} = F^{-1} \{ B(\xi, \eta) \} \otimes (r_s(x, y) \exp[ik_0 2h(x, y)] \times \exp[-ik_0 2(x \sin \alpha_x + y \sin \alpha_y + \Delta z_R)]), \quad (13)$$

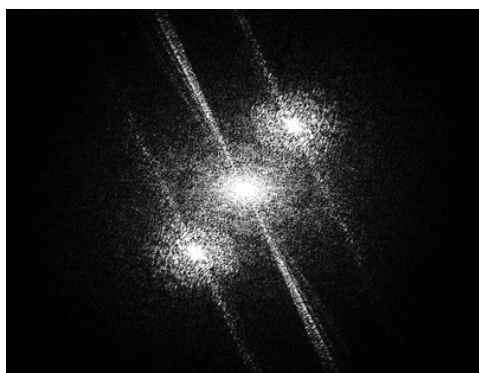
где $B(\xi, \eta)$ – апертурная функция окна фильтрации, фурье-образ которой $F^{-1} \{ B(\xi, \eta) \}$ определяет импульсный отклик системы и соответственно разрешение восстановленного изображения.

В (13) сомножитель $\exp[-2ik_0(x \sin \alpha_x + y \sin \alpha_y)]$, связанный с использованием при записи голограммы наклонно падающей под углами α_x и α_y опорной волны, модулирует по фазе по линейному закону восстановленное объектное поле $U_S(x, y)$. Для устранения этой модуляции цифровую голограмму необходимо поэлементно перемножить с дискретной комплексной функцией $U'_R(x, y) = \exp(i\varphi'(x, y))$, аргумент которой равен по величине, но противоположен по знаку аргументу сомножителя в (13): $U'_R(x, y) = \exp[ik_0 2x \sin \alpha_x] \exp[ik_0 2y \sin \alpha_y]$.

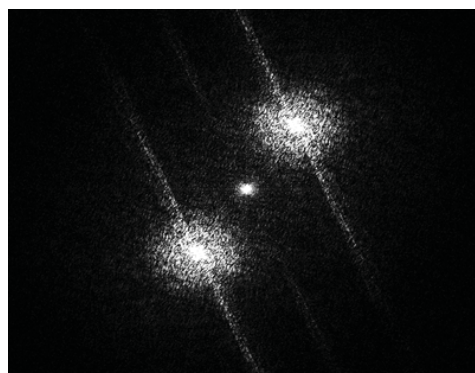
В результате такой процедуры происходит смещение спектральных компонент объектного поля в центр спектрального окна – в область нулевых частот (рис. 6). Полосовая фильтрация смещенных объектных компонент спектра позволяет устранить линейную фазовую модуляцию в восстановленной комплексной амплитуде объектного поля:

$$U_S(x, y) \sim F^{-1} \{ B(\xi, \eta) \} \otimes (r_s(x, y) \exp[ik_0 2h(x, y)]), \quad (14)$$

где \otimes – знак операции свертки.



а



б

Рис. 5. Спектры цифровой голограммы сфокусированного изображения в частично когерентном свете: а – спектр исходной голограммы; б – спектр после частичного устранения дифракционного гало

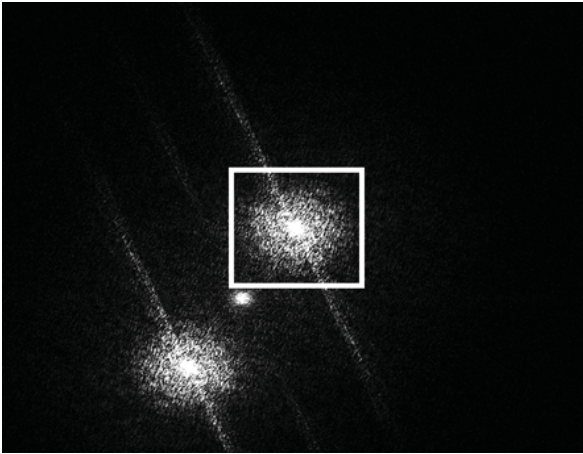


Рис. 6. Полосовая фильтрация объектных компонент в спектре цифровой голограммы, полученном в результате численной компенсации влияния наклонного падения опорной волны при записи голограммы

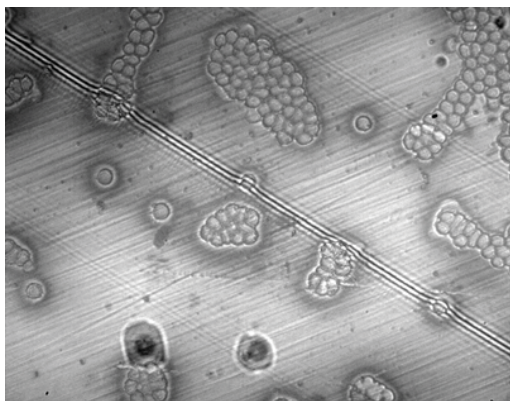
Вышеприведенный алгоритм голографической обработки интерферограмм в частично когерентном свете дает возможность численного восстановления и визуализации пространственного распределения комплексных амплитуд объектного поля и микрорельефа поверхности объекта.

Экспериментальные исследования микрообъектов в частично когерентном свете

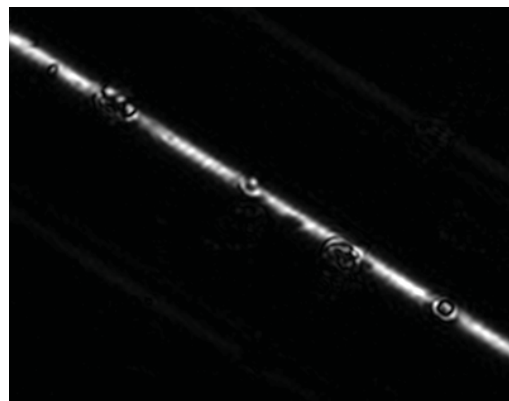
Голографическая обработка интерферограмм в частично когерентном свете использовалась для выявления особенностей морфологии

форменного элемента крови (эритроцита). Объектом исследования служил препарат образца крови человека в виде мазка на предметном стекле. Применялись три источника освещения: галогеновая лампа белого света с центральной длиной волны $\lambda_H \approx 0.54$ мкм и длиной временной когерентности (с учетом полосы чувствительности фотодетектора) $l_{CH} \approx 1.5$ мкм; светодиод ($\lambda_D \approx 0.65$ мкм, $l_{CD} \approx 10$ мкм); гелий-неоновый лазер ($\lambda_L \approx 0.63$ мкм, $l_{CL} \approx 0.3$ м). Опорные полосы на интерферограммах формировались путем наклона зеркала в опорном плече микроинтерферометра на угол $\alpha \approx 6^\circ$.

На рис. 7, а представлен фрагмент интерферограммы группы эритроцитов в белом свете. Малая длина временной когерентности обуславливает небольшое число несущих полос на изображении объекта и ограничивает область локализации полос в перпендикулярном направлениям. Таким образом, запись голографического изображения осуществляется только на некоторой небольшой по площади части интерферограммы, что приводит к восстановлению с голограммы пространственного распределения комплексной амплитуды объектного поля в такой же по размеру области (рис. 7, б). На приведенном рисунке видно, что размеры одиночного эритроцита фактически превышают ширину области восстановления изображения с голограммы, что ограничивает анализ морфологических особенностей клеток препарата.



а



б

Рис. 7. Голографическая обработка интерференционного изображения группы эритроцитов, наблюдаемых в белом свете в микроинтерферометре Линника: а – исходная интерферограмма; б – изображение, восстановленное путем голографической обработки интерферограммы

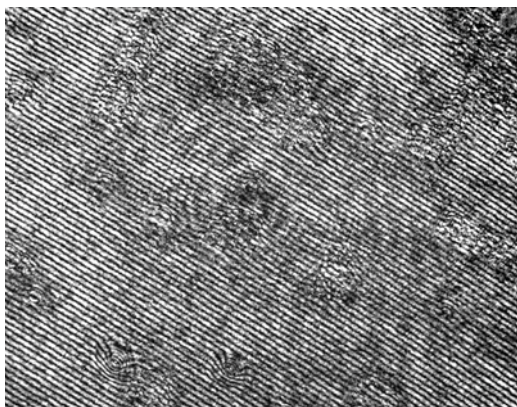
Применение лазерного излучения с большой длиной временной когерентности позволяет сформировать интерферограмму с системой

несущих полос по всему полю изображения (рис. 8, а). Однако в этом случае формируются интенсивные когерентные шумы, включая

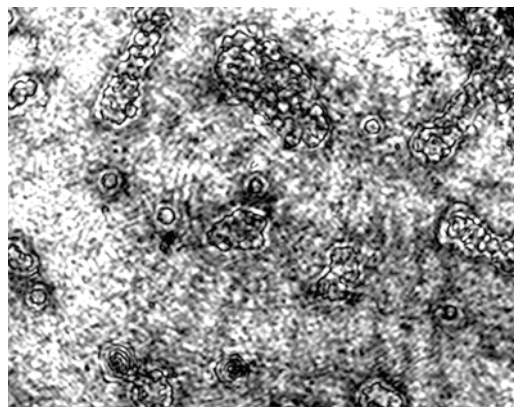


спекл-модуляцию, обусловленные интерференцией волн, рассеянных на пылинках, царапинах и иных неоднородностях в оптических каналах микроинтерферометра. Эта случайная

пространственная модуляция переносится на восстановленное изображение, что значительно снижает разрешение деталей в изображении (рис. 8, б).



а

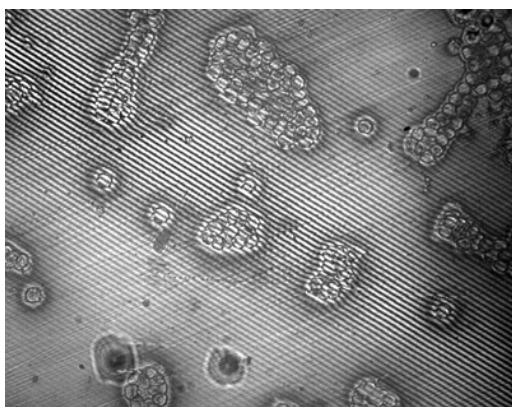


б

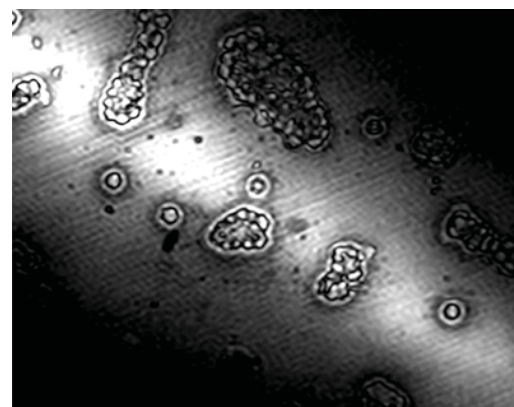
Рис. 8. Интерференционное изображение группы эритроцитов в лазерном свете (а) и восстановленное изображение (б)

Устранение паразитной модуляции происходит при использовании цветного светодиода с длиной временной когерентности большей, чем у белого света, и существенно меньшей, чем у лазера (рис. 9, а). По сравнению с белым светом значительно увеличивается протяженность области локализации интерференционных полос (см.

рис. 9, а) – голографическая структура формируется на значительной части изображения. Область, где восстанавливается комплексная амплитуда объектного поля, становится пропорционально больше – на восстановленном изображении присутствуют группы эритроцитов не только в центре изображения, но и на его периферии (рис. 9, б).



а



б

Рис. 9. Голографическая обработка интерференционного изображения группы эритроцитов в излучении цветного светодиода: а – исходная интерферограмма; б – восстановленное изображение

Контраст изображения снижается при движении от центра к границе области локализации интерференционных полос в соответствии с профилем модуля нормированной функции продольной когерентности $|\gamma_0(\Delta)|$ освещающего поля (рис. 10).

Голографическая обработка интерферограмм предопределяет возможность прямого расчета и последующей визуализации микрорельефа $h(x, y)$ поверхности исследуемого объекта:

$$h(x, y) = \frac{\lambda}{4\pi} \varphi_s(x, y) \sim \frac{\lambda}{4\pi} \arg\{U_s(x, y)\}, \quad (14)$$

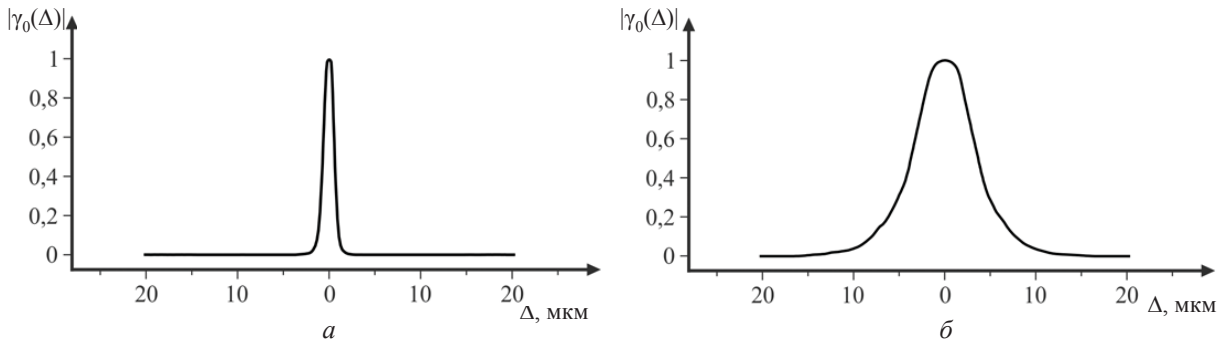


Рис. 10. Модуль степени когерентности $|\gamma_0(\Delta)|$ освещающего поля в шкале разности хода Δ , определенный по восстановленным изображениям: *a* – в белом свете (см. рис. 7, б); *б* – в свете светодиода (см. рис. 9, б)

где $\varphi_s(x, y)$ – фазовое распределение в объектном поле. Численная процедура состоит из нескольких этапов: I – выбор области поверхности объекта, где требуется восстановление микрорельефа – из полного набора восстановленных комплексных амплитуд $U_s(x, y)$ объектного поля выделяются относящиеся к выбранной области; II – вычисление распределения фазы $\varphi_s(x, y)$ в объектном поле через вычисление аргумента для каждого элемента в массиве комплексных амплитуд $\arg\{U_s(x, y)\}$; III – на основе пространственного распределения фазы $\varphi_s(x, y)$ построение карты высот по поверхности объекта – визуализация микрорельефа $h(x, y)$.

На рис. 11 представлен результат численной визуализации микрорельефа поверхности нескольких эритроцитов, осуществленной по восстановленному с интерферограммы (см. рис. 9, а)

пространственному распределению комплексной амплитуды объектного поля. На рис. 11, а показана область в изображении восстановленного объектного поля, по которой осуществлялся расчет микрорельефа поверхности одиночной клетки и визуализация её трехмерного изображения (рис. 11, б). Хорошо различимы размер и форма эритроцита на подложке препарата. Оценка диаметра эритроцита по реконструированному профилю дает значение 7 – 8 мкм, что хорошо согласуется с результатами экспериментов с использованием полнопольной интерференционной микроскопии [45] и с литературными источниками [46, 47]. На рис. 11, в представлено трехмерное изображение пары близко расположенных эритроцитов, рассчитанное в соответствии с выделенной областью на изображении объектного поля препарата (рис. 11, в).

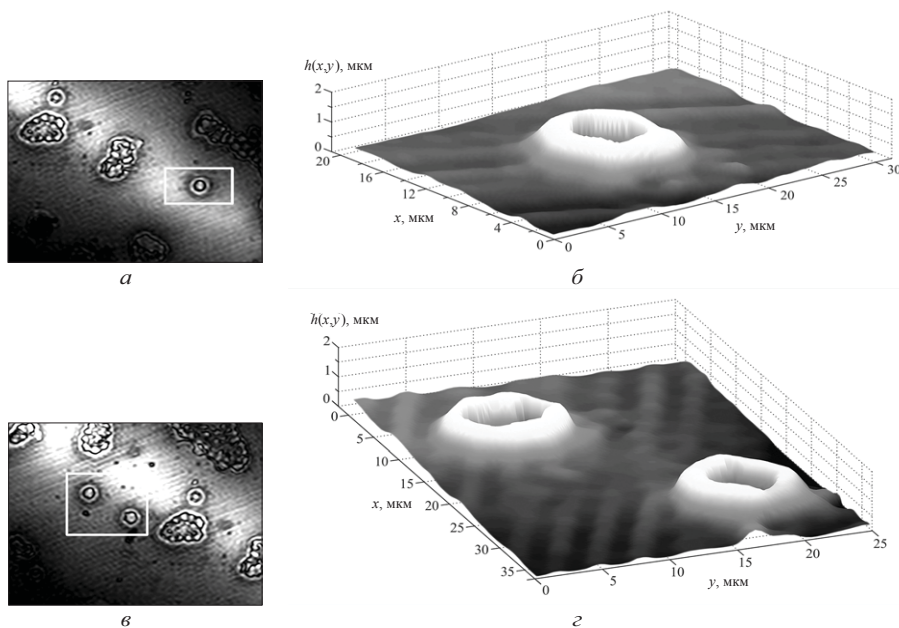


Рис. 11. Восстановление микрорельефа поверхности эритроцитов с интерферограммы, записанной в излучении светодиода: *a, в* – области восстановленных изображений эритроцитов, *б, г* – профили микрорельефа поверхности одиночного (*б*) и пары (*г*) эритроцитов



Заключение

Таким образом, применение метода голографической обработки интерференционных изображений в частично когерентном свете позволяет представить пространственное распределение фазы объектного поля в численном виде, что исключает трудоемкий процесс интерпретации интерферограмм в полосах конечной ширины и позволяет осуществить трехмерную визуализацию микрорельефа поверхности исследуемого объекта. При этом имеется возможность при записи интерферограммы эффективно применять стандартные интерференционные системы формирования интерференционных изображений, например, микроинтерферометр Линника, широко используемый на практике, в промышленности, в технологических разработках.

Геометрия оптических схем интерференционных микроскопов и их апертурные параметры ограничивают возможности формирования опорных полос высокой пространственной частоты, что требуется для эффективного разделения компонент в спектре голограммы и увеличения разрешения восстанавливаемых и визуализируемых фазовых изображений при исследовании отражающих микрообъектов с высокими пространственными частотами микрорельефа поверхности. Для преодоления таких затруднений требуется разработка новых схемных решений записи голограмм отражающих объектов в пространственно частично когерентном свете с более высокой пространственной частотой несущих интерференционных полос, чем это технически возможно в существующих системах интерференционной микроскопии.

Авторы благодарны А. А. Гребенюку и С. Г. Каленкову за конструктивные замечания по теме настоящей работы.

Исследования выполнены при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 16-19-10528).

Список литературы

1. Schnars U., Jueptner W. Digital holographic microscopy // Digital holography : digital hologram recording, numerical reconstruction, and related techniques. Berlin ; Heidelberg : Springer, 2005. P. 95–99.
2. Rappaz B., Marquet P., Cuhe E., Emery Y., Depeursinge C., Magistretti P. J. Measurement of the integral refractive index and dynamic cell morphometry of living cells with digital holographic microscopy // Opt. Express. 2005. Vol. 13, iss. 23. P. 9361–9373.
3. Kemper B., Langehanenberg P., von Bally G. Digital holographic microscopy // Optik & Photonik. 2007. Vol. 2, № 2. P. 41–44.
4. Kemper B., von Bally G. Digital holographic microscopy for live cell applications and technical inspection // Appl. Opt. 2008. Vol. 47, iss. 4. P. A52–A61.
5. Kim M. K. Digital Holographic Microscopy : Principles, Techniques, and Applications. Springer Series in Optical Sciences. Vol. 162. New York ; Dordrecht ; Heidelberg ; London : Springer, 2011. 236 p.
6. Pluta M. Microinterferometr // Advanced Light Microscopy : Measuring techniques. Amsterdam : Elsevier, 1993. Vol. 3. P. 317–506.
7. de Groot P. Principles of interference microscopy for the measurement of surface topography // Advances in Optics and Photonics. 2015. Vol. 7, iss. 1. P. 1–65.
8. Abdulhalim I. Spatial and temporal coherence effects in interference microscopy and full-field optical coherence tomography // Annalen der Physik. 2012. Vol. 524, № 12. P. 787–804.
9. Тычинский В. П. Когерентная фазовая микроскопия внутриклеточных процессов // УФН. 2001. Т. 171, № 6. С. 649–662.
10. Вишняков Г. Н., Левин Г. Г., Минаев В. Л., Цельмина И. Ю. Интерференционная микроскопия субнанометрового разрешения по глубине. Экспериментальные исследования // Оптика и спектроскопия. 2014. Т. 116, № 1. С. 170–175.
11. Резчиков А. Ф., Рябухо В. П. Высокоразрешающие интерференционные методы контроля рельефа поверхности и слоистой структуры изделий точного машиностроения и приборостроения // Проблемы машиностроения и надежности машин. 2010. Вып. 1. С. 68–79.
12. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография / пер. с англ. М. : Мир, 1973. 421 с.
13. Клименко И. С. Голография сфокусированных изображений и спекл-интерферометрия. М. : Наука, 1985. 224 с.
14. Франсон М. Оптика спеклов / пер. с англ. М. : Мир, 1980. 171 с.
15. Goodman J. W. Speckle Phenomena in Optics : Theory and Applications. Englewood : Roberts & Company Publishers, 2006. 387 p.
16. Джоунс Р., Уайкс К. Голографическая и спекл-интерферометрия / пер. с англ. М. : Мир, 1986. 328 с.
17. Dubois F., Joannes L., Legros J.-C. Improved three-dimensional imaging with a digital holography microscope with a source of partial spatial coherence // Appl. Opt. 1999. Vol. 38, iss. 34. P. 7085–7094.
18. Dubois F., Callens N., Yourassowsky C., Hoyos M., Kurovski P., Monnom O. Digital holographic microscopy with reduced spatial coherence for three-dimensional particle flow analysis // Appl. Opt. 2006. Vol. 45, iss. 5. P. 864–871.
19. Minetti C., Callens N., Coupler G., Podgorski T., Dubois F. Fast measurements of concentration profiles inside deformable objects in microflows with reduced spatial coherence digital holography // Appl. Opt. 2008. Vol. 47, iss. 29. P. 5305–5314.



20. Dubois F., Yourassowsky C., Callens N., Minetti C., Queeckers P. Applications of digital holographic microscopes with partially spatial coherence sources // J. Physics : Conf. Series. 2008. Vol. 139, № 1. P. 012027-1–012027-6.
21. Slabý T., Kolman P., Dostál Z., Antoš M., Lošťák M., Chmelík R. Off-axis setup taking full advantage of incoherent illumination in coherence-controlled holographic microscope // Opt. Express. 2013. Vol. 21, iss. 12. P. 14747–14762.
22. Grebenyuk A. A., Ryabukho V. P. Numerical focusing in digital holographic microscopy with partially spatially coherent illumination in transmission // Proc. SPIE 9031. 2014. P. 903119-1–903119-2.
23. Grebenyuk A. A., Tarakanchikova Y. V., Ryabukho V. P. An off-axis digital holographic microscope with quasispectral partially spatially coherent illumination in transmission // J. Optics. 2014. Vol. 16, № 10. P. 105301-1–105301-6.
24. Каленков С. Г., Каленков Г. С., Штанько А. Е. Пространственно-спектральная цифровая голография микрообъектов в низкокогерентном свете // Радиотехника и электроника. 2013. Т. 58, № 12. С. 1243–1248.
25. Kalenkov S. G., Kalenkov G. S., Shtanko A. E. Spectrally-spatial fourier-holography // Opt. Express. 2013. Vol. 21, iss. 21. P. 24985–24990.
26. Каленков Г. С., Каленков С. Г., Штанько А. Е. Гиперспектральная голографическая фурье-микроскопия // Квантовая электроника. 2015. Т. 45, № 4. С. 333–338.
27. Борн М., Вольф Э. Основы оптики / пер. с англ. М. : Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1973. 720 с.
28. Рябухо В. П., Перепелицына О. А. О локализации интерференционных полос в частично-когерентном излучении // Физ. образов. в вузах. 2001. Т. 7, вып. 2. С. 15–27.
29. Рябухо В. П., Лякин Д. В., Лычагов В. В. Какой тип когерентности оптического поля наблюдается в интерферометре Майкельсона // Оптика и спектроскопия. 2007. Т. 102, вып. 6. С. 996–1005.
30. Linnik V. P. Ein apparat fur mikroskopisch-interferometrische untersuchung reflektierender objekte (Mikrointerferometer) // Akad. Nauk S.S.S.R. Doklady. 1933. Vol. 21, № 1. P. 18–23.
31. Dubois A., Vabre L., Voccaro A.-C., Beaurepaire E. High-resolution full-field optical coherence tomography with a Linnik microscope // Appl. Opt. 2002. Vol. 41, iss. 4. P. 805–812.
32. Лычагов В. В., Рябухо В. П., Кальянов А. Л., Смирнов И. В. Низкокогерентная интерферометрия слоистых структур в полихроматическом свете с цифровой записью и обработкой интерферограмм // Комп. оптика. 2010. Т. 34, вып. 4. С. 23–36.
33. Kino G. S., Chim S. S. C. Mirau correlation microscope // Appl. Opt. 1990. Vol. 29, iss. 26. P. 3775–3783.
34. Wyant J. C., Creath K. Advances in interferometric optical profiling // Intern. J. Machine Tools and Manufacture. 1992. Vol. 32, № 1. P. 5–10.
35. Dubois A., Selb J., Vabre L., Voccaro A.-C. Phase measurements with wide-aperture interferometers // Appl. Opt. 2000. Vol. 39, iss. 14. P. 2326–2331.
36. Захарьевский А. Н. Ширина полос и эффективная длина волны в микроинтерферометрах // Измер. техника. 1957. № 2. С. 20–22.
37. Ingelstam E., Johansson L. P. Corrections due to aperture in transmission interference microscopes // J. Sci. Instrum. 1958. Vol. 35, № 1. P. 15–17.
38. Gates J. W. Fringe spacing in interference microscopes // J. Sci. Instrum. 1956. Vol. 33, № 12. P. 507.
39. Bruce C. F., Thornton B. S. Obliquity effects in interference microscopes // J. Sci. Instrum. 1957. Vol. 34, № 5. P. 203–204.
40. Sheppard C. J. R., Larkin K. G. Effect of numerical aperture on interference fringe spacing // Appl. Opt. 1995. Vol. 34, iss. 22. P. 4731–4734.
41. Creath K. Calibration of numerical aperture effects in interferometric microscope objectives // Appl. Opt. 1989. Vol. 28, iss. 15. P. 3333–3338.
42. Abdulhalim I. Theory for double beam interference microscopes with coherence effects and verification using the Linnik microscope // J. Modern Optics. 2001. Vol. 48, № 2. P. 279–302.
43. Рябухо В. П., Лякин Д. В., Лычагов В. В. Длина продольной когерентности оптического поля // Оптика и спектроскопия. 2009. Т. 107, № 2. С. 300–305.
44. Ryabukho V. P., Lyakin D. V., Grebenyuk A. A., Klyukov S. S. Wiener-Khintchin theorem for spatial coherence of optical wave field // J. Optics. 2013. Vol. 15, № 2. P. 025405-1–025405-11.
45. Кальянов А. Л., Малинова Л. И., Боголюбова Е. В., Смирнов И. В., Лычагов В. В., Рябухо В. П. Исследование комплекса «эритроцит – плазма» нативного мазка крови человека методом полнопольной микроинтерферометрии в белом свете // Изв. Саратов. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2011. Т. 11, вып. 2. С. 19–24.
46. Физиология человека / под ред. В. М. Покровского, Г. Ф. Коротько. М. : Медицина, 2011. 664 с.
47. Turgeon M. L. Clinical Hematology : Theory and Procedures. Philadelphia ; Baltimore ; N.Y. ; L. : Lippincott Williams & Wilkins, 2011. 588 p.