

ЦИФРОВАЯ ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ МИКРОСМЕЩЕНИЙ ОБЪЕКТОВ С РАССЕИВАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

Диков О.В.¹, Савонин С.А.¹, Качула В.И.¹, Рябухо В.П.^{1,2}

¹ Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,

² Институт проблем точной механики и управления РАН

Аннотация

Рассматриваются теоретические основы и схемные решения цифровой голографической интерферометрии, процедуры частотной пространственной фильтрации цифровой голограммы и восстановления комплексной амплитуды поля изображений рассеивающего объекта. Обсуждаются принципы многоэкспозиционного голографического интерференционного контроля полей микросмещений и микродеформаций объектов с диффузно рассеивающей поверхностью. Приведены результаты экспериментального определения микродеформаций изгиба под действием сосредоточенной и распределённой сил. Получены оценки пространственного и временного разрешений, достигаемых методом цифровой голографической интерферометрии в задачах определения статических и динамически изменяющихся полей микроперемещений рассеивающих поверхностей отражающих объектов.

Ключевые слова: цифровая голография, голографическая интерферометрия, численная обработка интерферограмм, Фурье-голограммы, пространственная фильтрация, измерение микросмещений и микродеформаций.

Введение

В оптических интерференционных методах измерения реализуется возможность сравнения измеряемой линейной величины с долями длины световой волны, используемой в качестве меры длины. Голографические интерференционные измерения предоставляют новые возможности, в частности, позволяют определять поле микросмещений объектов – деталей и конструкций с рассеивающей оптически негладкой поверхностью [1-7]. Применение при записи голограмм высокоразрешающих цифровых матричных фотоприёмников, в свою очередь, предопределяет новые возможности для интерферометрии микросмещений рассеивающих объектов с использованием апостериорной компьютерной обработки цифровых голограмм [8-10]. Эта обработка позволяет не только реконструировать в численном виде процессы формирования интерференционных изображений, имеющих место в обычной аналоговой голографической интерферометрии, но и предоставляет новые, практически важные возможности для определения полей перемещений реальных объектов, изделий и конструкций с субмикронной точностью.

В настоящей работе представлены результаты разработки новых подходов, схемных решений и алгоритмов численной обработки данных в цифровой голографической интерферометрии для измерения полей микроперемещений рассеивающих поверхностей объёмных объектов, претерпевающих изгибные деформации поверхности под действием сосредоточенных и распределённых нагрузок.

1. Аналоговые методы голографической интерферометрии

В аналоговой оптической голографии реализуется запись с последующим восстановлением объектного волнового поля световой волны, отражённой тем или иным объектом, в том числе трёхмерными объектами, объектами с оптически негладкими (рас-

сеивающими) поверхностями. Для записи волнового поля чаще всего используются фотохимические регистраторы, в частности фотопластинки, на которые вместе с объектной волной направляется вспомогательная (опорная) световая волна, когерентная объектной волне.

Одна из возможных схем записи аналоговой голограммы представлена на рис. 1а. На фотопластинке регистрируется распределение интенсивности $I(\vec{\rho})$ суммарного поля, возникающего в результате интерференции объектной и опорной световых волн (рис. 2б), представляющей собой систему пространственно высокочастотных несущих интерференционных полос, промодулированных хаотически расположенными в пространстве световыми пятнами – спеклами объектного поля (рис. 2а) [7, 11 - 13].

Период полос Λ на фотопластинке определяется длиной волны λ_0 лазерного излучения, используемого для записи голограммы, и углом падения на фотопластинку опорной волны θ при нормально падающей объектной волне, $\Lambda = \lambda_0 / \sin \theta$. Поперечный размер спеклов определяется $\varepsilon_{\perp} \approx \lambda / \beta$, где β – угловой размер объекта. Период полос Λ оказывается сравнимым с длиной волны λ_0 , поэтому фотопластинка-голограмма фактически представляет собой сложную дифракционную решётку.

Распределение интенсивности $I(\vec{\rho})$ суммарного волнового поля, которое записывается на голограмме, можно представить в следующем виде [14, 3, 7]:

$$\begin{aligned} I(\vec{\rho}) &= |U_S(\vec{\rho}) + U_R(\vec{\rho})|^2 = \\ &= I_S(\vec{\rho}) + I_R(\vec{\rho}) + U_S U_R^* + U_S^* U_R = \\ &= I_S + I_R + 2\sqrt{I_S I_R} \cos(\varphi_S - \varphi_R), \end{aligned} \quad (1)$$

где $U_S(\vec{\rho}) = A_S(\vec{\rho}) \exp(i\varphi_S(\vec{\rho}))$ – комплексная амплитуда объектного поля в плоскости записи $\vec{\rho}$; $A_S(\vec{\rho})$,

$\varphi_S(\vec{\rho})$ – распределения амплитуды и фазы объектного поля; $U_R(\vec{\rho}) = A_R(\vec{\rho}) \exp(i\varphi_R(\vec{\rho}))$ – комплексная амплитуда опорной волны с амплитудой $A_R(\vec{\rho})$ и фазовым распределением $\varphi_R(\vec{\rho})$; $I_S = |U_S|^2$, $I_R = |U_R|^2$ – распределения интенсивности в объектной и опорной волнах.

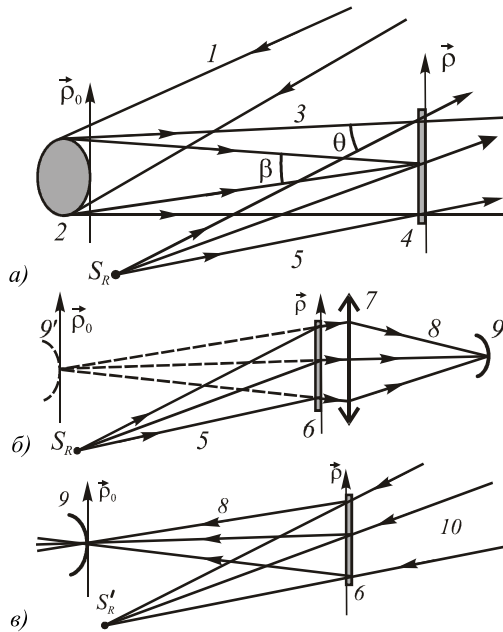


Рис. 1. Оптические схемы записи аналоговой голограммы (а) и восстановления объектного волнового поля и изображений объекта (б, в): 1 – освещающий пучок света, 2 – объект, 3 – объектное поле, 4 – фотопластинка, 5 – опорная волна, 6 – голограмма, 7 – изображающая линза, 8 – восстановленное с голограммы объектное волновое поле, 9 – действительное голографическое изображение, 9' – мнимое изображение, 10 – сопряжённый опорный пучок

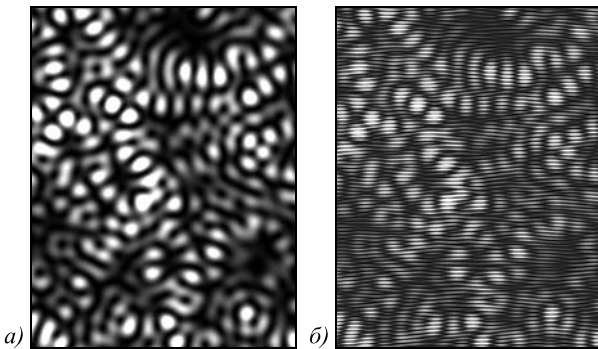


Рис. 2. Увеличенное в ~100 раз изображение спекл-структуры объектного дифракционного поля (а) и соответствующая голограммная структура с интерференционными полосами внутри спеклов (б)

Уравнение (1) показывает, что в распределении интенсивности $I(\vec{\rho})$ содержится информация о комплексной амплитуде объектного поля $U_S(\vec{\rho})$ и что объектное поле при интерференции пространственно модулирует по амплитуде и фазе опорную волну.

Выражение (1) для распределения интенсивности $I(\vec{\rho})$ можно называть математической голограммой. Физический носитель с записью $I(\vec{\rho})$, например, фотопластинка, представляет собой голографический дифракционный элемент, который следует называть аналоговой голограммой. Записанное в цифровом виде с помощью матричного фотоэлектрического приёмника распределение $I(\vec{\rho})$ называется цифровой или численной голограммой [15 - 19].

При освещении голограммы световым пучком, идентичным опорному (рис. 1б), происходит дифракция этого пучка на голограммной структуре и в дифракционном поле формируется волна, идентичная объектной, распространяющаяся в том же направлении от объекта, что и объектная волна при записи. Преобразование этой волны линзовой системой, в частности, глазом, приводит к формированию действительного изображения, с которым оптически сопряжено мнимое изображение, расположенное на месте объекта.

Если голограмма освещается пучком, оптически сопряжённым опорному (рис. 1в), который распространяется в обратном направлении по отношению к пучку, использованному на этапе записи, то в дифракционном поле формируется копия объектной волны, распространяющаяся также в обратном направлении – от голограммы к объекту (рис. 1в). В восстановленной оптически сопряжённой объектной волне, в результате её дифракционного распространения в свободном пространстве, формируется действительное голографическое изображение исследуемого объекта в том месте, где он находился при записи голограммы (9 на рис. 1в).

Процесс восстановления объектного поля – дифракция опорной волны на голограмме, дифракционное распространение объектной волны от голограммы в окружающее пространство и формирование изображения – поддаётся математическому описанию в определённых приближениях [3, 20, 21]. Дифракция опорной волны на тонкой голограмме выражается произведением комплексной амплитуды сопряжённой опорной волны $U_R^*(\vec{\rho})$ на функцию пропускания голограммы $\tau(\vec{\rho}) = \tau_0 \mp \gamma I(\vec{\rho})$ (τ_0 и γ – постоянные):

$$U(\vec{\rho}) = U_R^*(\vec{\rho})\tau(\vec{\rho}). \tag{2}$$

Процесс пространственного дифракционного распространения от голограммы до некоторой плоскости $\vec{\xi}$ можно определить интегральным преобразованием Френеля комплексной амплитуды дифракционного поля за голограммой $U(\vec{\rho})$:

$$U(\vec{\xi}, z) \sim \iint H(\vec{\rho})U(\vec{\rho}) \exp \left[i\pi(\lambda z)^{-1}(\vec{\rho} - \vec{\xi})^2 \right] d\vec{\rho}, \tag{3}$$

где $H(\vec{\rho})$ – апертурная функция голограммы.

Действие линзы, установленной за голограммой (рис. 1б), определяется произведением комплексной функции пропускания линзы

$$\tau_L(\vec{\rho}) = P(\vec{\rho}) \exp \left[i\pi(\lambda f)^{-1} \vec{\rho}^2 \right]$$

на комплексную амплитуду $U(\vec{\rho})$ падающей на линзу волны $U(\vec{\rho})\tau_L$, где $P(\vec{\rho})$ – апертурная функция линзы [20].

Эти математические преобразования можно реализовать в численном виде, если записать голограмму также в численном (цифровом) виде. Такая процедура реализации голографического процесса позволяет получить в численной форме пространственное распределение комплексной амплитуды восстановленного объектного поля $U_S(\vec{\rho})$, в том числе и в области изображения исследуемого объекта $U_S(\vec{\rho}_0)$. Эта возможность, в свою очередь, позволяет реализовать процедуру вычисления пространственных фазовых распределений в объектном поле и их изменений в результате тех или иных изменений формы поверхности объекта или/и его микроперемещений в пространстве. Таким образом, может быть реализован в численном виде метод голографической интерферометрии микродеформаций и микроперемещений различных объектов.

В методе аналоговой голографической интерферометрии на одну и ту же голограмму записываются объектные поля $U_{S1}(\vec{\rho})$ и $U_{S2}(\vec{\rho})$, соответствующие двум различным состояниям исследуемого объекта, например, до приложения деформирующей нагрузки и под нагрузкой, или для двух величин этой нагрузки. В результате деформационного изменения формы поверхности объекта поле объектной волны приобретает дополнительный фазовый сдвиг $\Delta\varphi_S(\vec{\rho}_0)$ в различных точках поверхности, обусловленный пространственным смещением $\vec{g}(\vec{\rho}_0)$ этих точек в результате деформации объекта, $U_{S2}(\vec{\rho}_0) = U_{S1}(\vec{\rho}_0) \exp[i\Delta\varphi_S(\vec{\rho}_0)]$. С такой двухэкспозиционной голограммы при освещении её опорной волной восстанавливаются два объектных поля $U_{S1}(\vec{\rho})$ и $U_{S2}(\vec{\rho})$, которые интерферируют, и в области восстановленного изображения объекта формируется интерференционная картина с распределением интенсивности:

$$\begin{aligned} I_S(\vec{\rho}_0) &= |U_{S1}(\vec{\rho}_0) + U_{S2}(\vec{\rho}_0)|^2 = \\ &= I_{S1}(\vec{\rho}_0) + I_{S2}(\vec{\rho}_0) + \\ &+ 2[I_{S1}I_{S2}]^{1/2} \cos[\Delta\varphi_S(\vec{\rho}_0)] = \\ &= 2I_{S1}(\vec{\rho}_0) \{1 + \cos[\Delta\varphi_S(\vec{\rho}_0)]\}, \end{aligned} \tag{4}$$

где сделано предположение о неизменности интенсивности поля в изображении объекта $I_{S1}(\vec{\rho}_0) \approx I_{S2}(\vec{\rho}_0)$ в результате деформации его поверхности.

Выражение (4) показывает, что восстановленное голографическое изображение объекта промодулировано косинусоидальной функцией с изменяющимся в пространстве аргументом – пространственным фазовым сдвигом $\Delta\varphi_S(\vec{\rho}_0)$.

На рис. 3а представлено голографическое изображение-интерферограмма, восстановленное с двухэкспозиционной аналоговой голограммы, на которой записаны объектные волновые поля, соответствующие недеформированному и деформированному состоянию объекта. Объект исследования – упругая пластина-мембрана, жёстко закреплённая по контуру, подвергаемая упругой деформации под действием сосредоточенной силы \vec{F} , приложенной по нормали в центре с обратной стороны пластины (рис. 3б). Система интерференционных полос на изображении пластины качественно и количественно отражает поле микроперемещений $\vec{g}(\vec{\rho}_0)$ точек поверхности пластины – каждая интерференционная полоса определяет геометрическое место точек с одинаковым смещением $\vec{g}(\vec{\rho}_0)$.

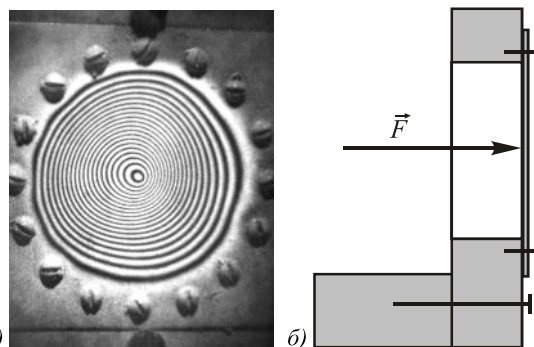


Рис. 3. Голографическое изображение-интерферограмма (а) упругой пластины, жёстко закреплённой по контуру, претерпевшей деформационный изгиб под действием центральной сосредоточенной силы (б)

Пространственное фазовое распределение $\Delta\varphi_S(\vec{\rho}_0)$ определяется отношением поля перемещений точек поверхности объекта $\vec{g}(\vec{\rho}_0)$ к длине волны λ_0 и направлениями освещения \vec{N}_0 и регистрации голограммы \vec{N}_S в соответствии с уравнением [1, 2, 4 - 6]:

$$\Delta\varphi_S(\vec{\rho}_0) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \vec{g}(\vec{\rho}_0) \cdot (\vec{N}_0 - \vec{N}_S), \tag{5}$$

где λ_0 – длина волны лазерного излучения, используемого для записи голограммы и восстановления объектного волнового поля, \vec{N}_0 – единичный вектор направления освещения поверхности объекта и \vec{N}_S – единичный вектор рассеяния света поверхностью объекта в данную точку голограммы на этапе записи голограммы.

Уравнение (5) лежит в основе решения обратной задачи голографической интерферометрии – определения по картине интерференционных полос поля величин и направлений перемещений $\vec{g}(\vec{\rho}_0)$ точек поверхности объекта при известных λ_0 , \vec{N}_0 и \vec{N}_S

[1-4, 6]. Решение этой обратной задачи в общем случае для произвольных перемещений $\vec{g}(\vec{\rho}_0)$ без априорных сведений о направлениях \vec{g} связано с решением системы уравнений (5) для различных \vec{N}_0 и \vec{N}_S . В частных случаях – с известным характером перемещений \vec{g} – удаётся ограничиться одним уравнением (5) и, соответственно, одной интерферограммой – картиной интерференционных полос на восстановленном голографическом изображении.

2. Принципы цифровой голографической интерферометрии

В цифровой голографии и, соответственно, в методе цифровой голографической интерферометрии записываются цифровые голограммы объектного поля. Пространственное распределение интенсивности $I(\vec{\rho})$ в картине интерференции объектной и опорной волн записывается с помощью матричного цифрового фотоэлектрического детектора – ПЗС-матрицы или КМОП-матрицы [22, 23]. Полученная таким образом цифровая (численная) голограмма $I(\vec{\rho}_{jk}) = I(x_j, y_k)$ представляет собой матрицу чисел размером $M \times N$, совпадающим с размером цифровой фотоэлектрической матрицы. Численное интегральное дифракционное преобразование цифровой голограммы, в частности, преобразование Френеля, позволяет получать численное дискретное представление комплексной амплитуды объектного поля в прямом $U_S(\vec{\rho}_{0jk}) = U_S(x_{0j}, y_{0k})$ или комплексно сопряжённом $U_S^*(x_{0j}, y_{0k})$ виде, реконструировать в численной форме изображение объекта $I_S(x_{0j}, y_{0k}) = |U_S|^2 = |U_S^*|^2$ и с использованием графических компьютерных средств, визуализировать это цифровое изображение.

Возможность восстановления комплексной амплитуды объектного поля $U_S(\vec{\rho}_0)$ или $U_S^*(\vec{\rho}_0)$, в свою очередь, предопределяет возможность реализации в численном виде метода голографической интерферометрии [5]. Для этого необходимо выполнить процедуру сложения или вычитания комплексных амплитуд объектных полей U_{S1} и U_{S2} , восстановленных с цифровых голограмм, записанных при различных деформированных состояниях исследуемого объекта, и визуализировать распределение суммарного или разностного изображения:

$$\begin{aligned} I^+(\vec{\rho}_{0jk}) &= |U_{S1} + U_{S2}|^2 = \\ &= I_{S1}(\vec{\rho}_{0jk}) 4 \cos^2 \left[\frac{\Delta\varphi_S(\vec{\rho}_{0jk})}{2} \right], \\ I^-(\vec{\rho}_{0jk}) &= |U_{S1} - U_{S2}|^2 = \\ &= I_{S1}(\vec{\rho}_{0jk}) 4 \sin^2 \left[\frac{\Delta\varphi_S(\vec{\rho}_{0jk})}{2} \right]. \end{aligned} \quad (6)$$

Косинусоидальный или синусоидальный множители в (6) модулируют восстановленное цифровое изображение $I_{S1}(\vec{\rho}_0)$ в соответствии с законом изменения $\Delta\varphi_S(\vec{\rho}_0)$ по поверхности объекта. На изображении появляются интерференционные полосы, параметры которых позволяют определить функцию $\Delta\varphi_S(\vec{\rho}_0)$, а с помощью уравнения (5) – и поле микросмещений поверхности объекта.

3. Схемные решения для цифровой голографической интерферометрии

Схемы записи цифровых голограмм принципиально не отличаются от схем записи аналоговых голограмм. Отличия имеют количественный характер и определяются сравнительно низкой разрешающей способностью матричных фотоэлектрических приёмников по сравнению с фотопластинками для записи голограмм. Наименьшее расстояние между центрами пикселей Δx современных матричных фотоприёмников составляет ≈ 3 мкм [22, 23], что соответствует разрешающей способности $R = 1/\Delta x = 330$ лин/мм. Фотопластинка для аналоговой голографии имеет разрешающую способность $R = 5000$ лин/мм и выше [24].

В голографии необходимо записать пространственно высокочастотное распределение интенсивности $I(\vec{\rho})$, определяемое (1), в виде системы интерференционных полос, модулированных спеклами объектного поля (рис. 2б). В соответствии с теоремой Котельникова [25] (условием Найквиста [26]) пространственная частота этих полос f_S должна быть ниже пространственной частоты расположения пикселей матрицы $f_d = 1/\Delta x$: $f_S \leq f_d/2$ или $\Lambda \geq 2\Delta x$, где Λ – период полос голограммы. Поскольку Λ определяется длиной волны λ_0 и углом схождения опорной и объектной волн θ на матрицу, то при заданной λ_0 имеем ограничения на угол падения опорного пучка $\sin \theta \leq \lambda_0/2\Delta x$. Для $\Delta x \approx 3$ мкм и $\lambda_0 \approx 0,63$ мкм имеем $\theta \leq 6^\circ$.

Другая особенность цифровой голографии связана с определёнными ограничениями, накладываемыми на дискретное численное преобразование цифровой голограммы. В принципе, возможна реализация алгоритма любого дискретного дифракционного интегрального преобразования: Френеля – Кирхгофа, Френеля или Фурье. Однако наиболее быстрым и легко реализуемым является алгоритм быстрого преобразования Фурье [27, 28], который проще использовать в практике цифровой голографии. Поэтому схемы записи цифровых голограмм должны быть построены таким образом, чтобы для восстановления комплексной амплитуды изображения объекта использовалось Фурье-преобразование. В первую очередь, к таким схемам относится схема записи голограмм Фраунгофера и Фурье (рис. 4) [3, 7]. В первом случае (рис. 4а) матрица записи го-

лограммы должна находиться на сравнительно большом расстоянии z от объекта – в дальнем поле дифракции, при использовании практически произвольного расположения точечного опорного источника, но при условии достаточно малого угла падения θ опорной волны на матрицу.

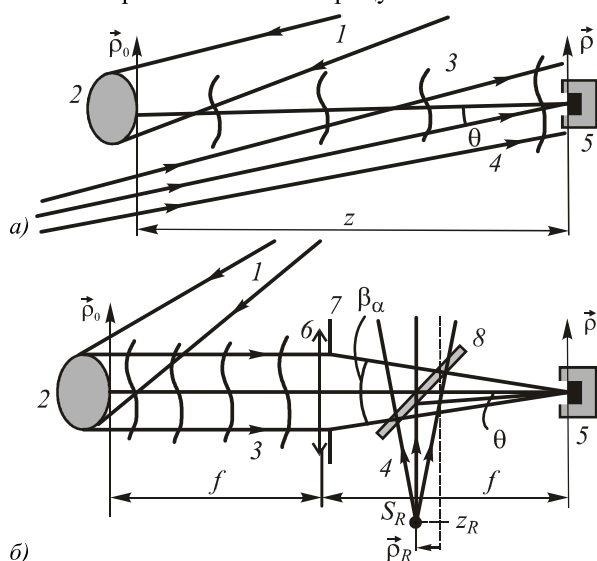


Рис. 4. Схема записи цифровых голограмм Фраунгофера (а) и Фурье с использованием преобразующей линзы (б): 1 – освещающий пучок; 2 – объект; 3 – объектная волна; 4 – опорная волна; 5 – матричный фотоприёмник; 6 – линза-объектив; 7 – апертурная диафрагма; 8 – полупрозрачное зеркало; S_R – опорный источник; \vec{p}_R, z_R – координаты положения опорного источника

При условии достаточной малости поперечных размеров объекта D , так что $D < 2\sqrt{\lambda_0 z}$, объектное поле $U_S(\vec{p}, z)$ в плоскости матрицы определяется Фурье-преобразованием комплексной амплитуды поля в плоскости поверхности объекта $U_S(\vec{p}_0)$:

$$U_S(\vec{p}, z) \sim \exp(i\pi(\lambda_0 z)^{-1} \vec{p}^2) \times \iint U_S(\vec{p}_0) \exp(i2\pi(\lambda_0 z)^{-1} \vec{p} \vec{p}_0) d\vec{p}_0. \quad (7)$$

Если расстояние z достаточно большое, а размеры матрицы α достаточно малые, так что $\alpha < \sqrt{\lambda_0 z}$, то влияние фазового множителя перед интегралом не существенно. Поэтому поле изображения объекта может быть восстановлено в результате численного Фурье-преобразования цифровой голограммы $I(\vec{p})$, умноженной на комплексную амплитуду сопряжённой опорной волны:

$$U_S^*(\vec{p}_0) \sim \iint U_R^*(\vec{p}) H(\vec{p}) I(\vec{p}) \times \exp(-i2\pi(\lambda_0 z)^{-1} \vec{p} \vec{p}_0) d\vec{p}, \quad (8)$$

где $H(\vec{p})$ – как и ранее, апертурная функция матрицы.

Для записи цифровой Фурье-голограммы необходимо использовать линзу-объектив (рис. 4б). Поверхность объекта располагается в передней фо-

кальной плоскости линзы, а матрица – в задней фокальной плоскости. В этом случае отсутствует фазовый множитель перед интегралом в (7) и для комплексной амплитуды объектного поля в плоскости регистрации $U_S(\vec{p}, f)$ выполняется точное Фурье-преобразование. Однако для рассеивающего объекта необходимо использовать апертурное ограничение в Фурье-преобразующей линзе (диафрагма 7 на рис. 4б) такое, чтобы размер спеклов на матрице, определяемый выражением $\varepsilon_{\perp} \approx \lambda_0 / \beta_{\alpha}$, где β_{α} – выходная угловая апертура, превышал разрешаемый матрицей период полос $\Lambda \approx \lambda_0 / \theta$ (рис. 4б).

Для направления опорного пучка на матрицу в схеме записи цифровой Фурье-голограммы часто приходится использовать полупрозрачное зеркало (8, рис. 4б), поскольку, как правило, габаритные размеры линзы-объектива не позволяют иным способом направить опорный пучок на матрицу под необходимо малым углом θ .

Если на этапе записи голограммы используется сферическая опорная волна от точечного источника S_R с координатами (\vec{p}_R, z_R) , то на этапе численного восстановления комплексной амплитуды объектного поля необходимо использовать произведение численной голограммы $I(\vec{p})$ на соответствующий фазовый множитель

$$U_R(\vec{p}) = \exp(\pm i\pi(\lambda z_R)^{-1} (\vec{p} - \vec{p}_R)^2). \quad (9)$$

Тогда для восстановления $U_S(\vec{p}_0)$ можно использовать (7) с заменой z на f .

Основной недостаток схемы записи голограммы Фраунгофера (рис. 4а) заключается в необходимости использования сравнительно большого расстояния z между объектом и матрицей при ограничениях сверху на поперечные размеры объекта. Недостаток линзовой схемы Фурье-голограммы заключается в существенном ограничении возможных поперечных размеров объекта размерами D_{α} апертурной диафрагмы линзы, поскольку $\beta_{\alpha} \approx D_{\alpha} / f$.

В определённой мере указанные недостатки преодолеваются в схеме записи безлинзовой Фурье-голограммы (рис. 5), в которой источник S_R сферической волны располагается в той же плоскости \vec{p}_0 , что и поверхность объекта.

Замечательное свойство такой схемы записи заключается в возможности использования для восстановления поля изображения объекта $U_S(\vec{p}_0)$ Фурье-преобразования численной голограммы без умножения на комплексную амплитуду опорной волны, полагая $U_R = 1$, и практически при любых расстояниях z между объектом и матрицей на этапе записи голограммы:

$$U_S(\vec{\rho}_0) = F\{I(\vec{\rho})H(\vec{\rho})\} = F\{I(\vec{\rho})\} \otimes F\{H(\vec{\rho})\}, \tag{10}$$

где $F\{\dots\}$ – символ Фурье-преобразования, \otimes – знак операции свёртки.

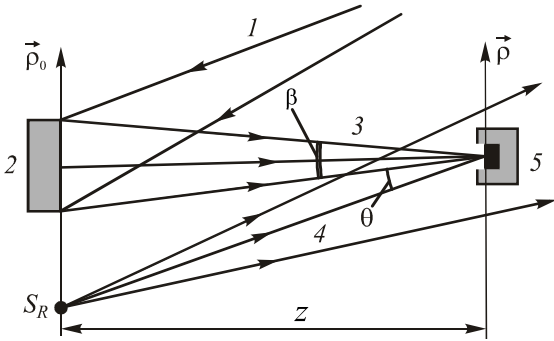


Рис. 5. Схема записи безлинзовой цифровой Фурье-голограммы: 1 – освещающий лазерный пучок; 2 – объект; 3 – объектное поле; 4 – опорная волна; 5 – матричный фотоприёмник

В схеме записи безлинзовой Фурье-голограммы также имеются ограничения на поперечные размеры объекта, обусловленные необходимостью разрешения матрицей фотоприёмников спекл-структуры дифракционного поля и превышения размеров спеклов ε_{\perp} периода Λ интерференционных полос, $\varepsilon_{\perp} > 2\Lambda > \Delta x$.

Ограничение на поперечные размеры объекта в определённой степени может быть снято в цифровой голографии сфокусированного изображения объекта (рис. 6), когда в плоскость матрицы с помощью линзового объектива фокусируется изображение объекта с уменьшением или увеличением, в зависимости от размеров объекта, и направляется опорный пучок света. Подбором соответствующего коэффициента увеличения (уменьшения) можно сфокусировать на матрицу изображение всего объекта или его фрагмента в зависимости от решаемой прикладной задачи.

$$I(\vec{\rho}'_0) = I_S(\vec{\rho}'_0) + I_R + U_S(\vec{\rho}'_0)U_R^* + U_S^*(\vec{\rho}'_0)U_R = I_S(\vec{\rho}'_0) + I_R + 2A_S(\vec{\rho}'_0) \times A_R \cos[\varphi_R(\vec{\rho}'_0) - \varphi_S(\vec{\rho}'_0)]. \tag{11}$$

В отличие от вышерассмотренных схем записи голограмм в дифракционном объектном поле при записи голограммы сфокусированного изображения на матрице фотоприёмника формируется изображение объекта. Поэтому цифровая голограмма объекта $I(\vec{\rho}'_0)$ уже содержит информацию об изображении объекта $U_S(\vec{\rho}'_0)$ и $I_S(\vec{\rho}'_0)$:

Пространственное усреднение в (11) по несущим интерференционным полосам приводит к устранению третьего косинусоидального слагаемого в (11):

$$\langle I(\vec{\rho}'_0) \rangle \approx I_S(\vec{\rho}'_0) + I_R, \tag{12}$$

и среднее распределение интенсивности в цифровой голограмме оказывается приблизительно равным интенсивности изображения объекта с точностью до постоянного слагаемого – интенсивности опорной волны I_R .

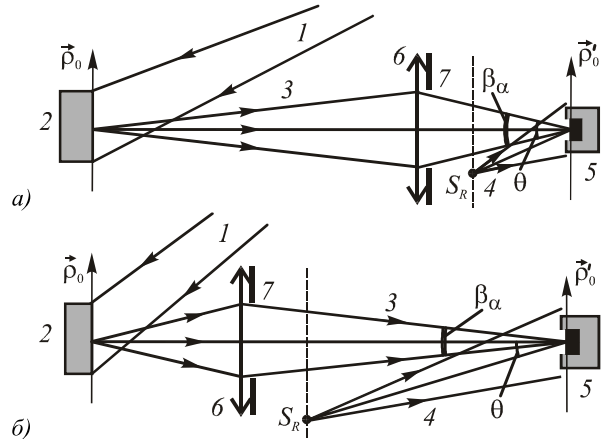


Рис. 6. Схемы записи цифровых голограмм сфокусированного изображения с уменьшением (а) и с увеличением (б) размеров изображения по отношению к размеру объекта: 1 – освещающий пучок; 2 – объект; 3 – объектный пучок света; 4 – опорный пучок; 5 – матричный фотоприёмник; 6 – линзовый объектив; 7 – апертурная диафрагма

В (11) содержится информация об амплитуде $A_S(\vec{\rho}'_0)$ и фазе $\varphi_S(\vec{\rho}'_0)$ объектной волны. Для восстановления комплексной амплитуды объектного поля $U_S(\vec{\rho}'_0) = A_S(\vec{\rho}'_0) \exp[i\varphi_S(\vec{\rho}'_0)]$ необходимо выполнить численное дифракционное преобразование Фурье-голограммы $I(\vec{\rho}'_0)$, полосовую фильтрацию в пространственном спектре голограммы, а затем обратное (или ещё раз прямое) Фурье-преобразование отфильтрованного пространственного спектра. Пренебрегая конечными размерами матрицы – апертурной функции $H(\vec{\rho}'_0)$, в соответствии с уравнением (11) имеем

$$F\{I\} = F\{I_S\} + F\{I_R\} + F\{U_S\} \otimes F\{U_R^*\} + F\{U_S^*\} \otimes F\{U_R\}, \tag{13}$$

где первое слагаемое $F\{I_S\}$ определяет спектр интенсивности изображения объекта; второе слагаемое $F\{I_R\}$ – спектр интенсивности опорной волны, который в силу постоянства I_R сосредоточен в области нулевых частот; третье и четвёртое слагаемые определяют спектры сопряжённых комплексных амплитуд изображения объекта, смещённых в область высоких положительных и отрицательных частот, определяемых пространственной частотой опорной волны $f_R = \pm \lambda_0^{-1} \sin \theta$ в силу наклонного падения опорной волны под углом θ на матрицу. Протяжённость спектра интенсивности объектного поля определяется [29 - 31], в основном, спекл-модуляцией изображения, максимальная частота которой

$f_{S_{\max}} = \pm 1/\varepsilon_{\perp} \approx \pm \lambda_0^{-1} \beta_{\alpha}$ зависит от угловой апертуры β_{α} линзового объектива (рис. 6).

На рис. 7 представлено изображение пространственного спектра $F\{I_S\}$ цифровой голограммы сфокусированного изображения $I(\rho)$, полученного путём численного преобразования голограммы. При записи этой цифровой голограммы $I(\vec{\rho}_0)$ квазиточечный опорный источник S_R (рис. 6) располагался в плоскости выходного зрачка объектива. Следовательно, выполнялось условие записи безлинзовой голограммы Фурье для выходного зрачка (рис. 5). Поэтому в спектре на рис. 7 боковые изображения $|F\{U_S^*U_R\}|^2$ и $|F\{U_S U_R^*\}|^2$ представляют собой распределения интенсивности спектра объектного поля (и поля, комплексно ему сопряжённого) выходного зрачка объектива.

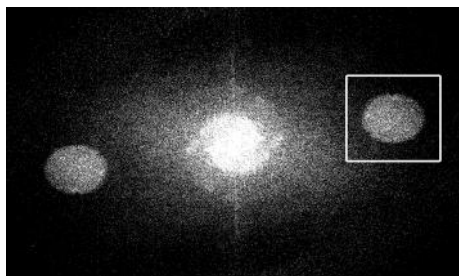


Рис. 7. Фильтрация объектных компонент пространственного спектра цифровой голограммы сфокусированного изображения

Фильтрация пространственного спектра комплексной амплитуды изображения $F\{U_S U_R^*\}$ или $F\{U_S^* U_R\}$, как это показано на рис. 7, и обратное Фурье-преобразование отфильтрованного участка спектра позволяет восстанавливать комплексную амплитуду поля изображения объекта:

$$F^{-1}\{BF\{U_S^* U_R\}\} = F^{-1}\{B\} \otimes (U_S^* U_R), \quad (14)$$

где B – апертурная функция окна фильтрации.

Произведение $U_S^* U_R$ в (14) означает, что восстановленное поле изображения объекта промодулировано по фазе опорным полем (полагается несущественной амплитудная модуляция, $A_R \approx \text{const}$).

Фурье-образ окна фильтрации $F^{-1}\{B\} = b(\vec{\rho}_0)$ определяет дифракционное пятно, которое следует рассматривать в качестве наименьшей ячейки (пикселя) изображения. Свёртка с этим пятном означает уширение каждой точки изображения до размеров этого пятна. Реальное поле изображения U_S также имеет пиксельную структуру, которая для рассеивающего объекта проявляется в виде спекл-структуры с размерами элементов (спеклов), определяемых угловой апертурой оптической системы $\beta_{\alpha}, \varepsilon_{\perp} \cong \lambda_0 \beta_{\alpha}^{-1}$. Поэтому если окно фильтрации B примерно равно или больше по ширине спектра объектного поля (факти-

чески равно изображению выходного зрачка системы), то восстановленное поле имеет по размерам приблизительно ту же пиксельную структуру, что и записанное на голограмме поле.

Поскольку алгоритм численного быстрого преобразования Фурье определяет равенство по количеству элементов числовых матриц пары изображений этого преобразования, то физический пиксел изображения – спекл – оказывается равным по ширине размеру пикселя дискретного цифрового изображения, что означает приблизительное совпадение по размерам элементов спекл-структуры и пиксельной структуры изображений. С точки зрения качества изображения это совпадение ведёт к весьма заметному снижению его разрешения за счёт фактически полной дискретизации физической пиксельной структуры изображения.

Такое снижение разрешения изображения можно исключить, применяя искусственный приём пространственной фильтрации, который заключается в обнулении элементов матрицы спектра голограммы за пределами окна фильтрации. Это, фактически, означает, что окно фильтрации расширяется до полных размеров матрицы, но в пределах этого окна остаётся только спектр поля изображения $F\{U_S U_R^*\}$ или $F\{U_S^* U_R\}$. В этом случае возрастает количество пикселей дискретного изображения, приходящихся на один дискретный элемент (спекл) изображения – в отношении $(M \times N)/(m \times n)$, где $M \times N$ – количество пикселей полной матрицы, $m \times n$ – количество пикселей в спектре поля изображения.

На рис. 8 представлены два одинаковых фрагмента восстановленного изображения, полученных путём фильтрации ограниченным окном B , практически совпадающим по ширине со спектром поля изображения (рис. 8а), и путём окружения окна фильтрации B нулевыми значениями до полного размера матрицы (рис. 8б). В первом случае видно, что каждый спекл изображения – пиксел физического изображения – оказывается равным пикселю технического (цифрового) изображения и эта пиксельная структура превалирует над физической спекл-структурой. Во втором случае физическая спекл-структура изображения превалирует над пиксельной структурой. В итоге, заметным образом повышается разрешение и качество изображения, и это повышение существенным образом проявляется в голографической интерферометрии в повышении разрешения восстанавливаемых интерференционных полос.

Вышеописанный алгоритм пространственной фильтрации позволяет наблюдать интерференционные полосы с более высокой пространственной частотой. Пример повышения разрешающей способности полос с помощью такого алгоритма в цифровой голографической интерферометрии приведён на рис. 9. На рис. 10 приведены соответствующие интерферограммы графики изменения интенсивности по полосам.

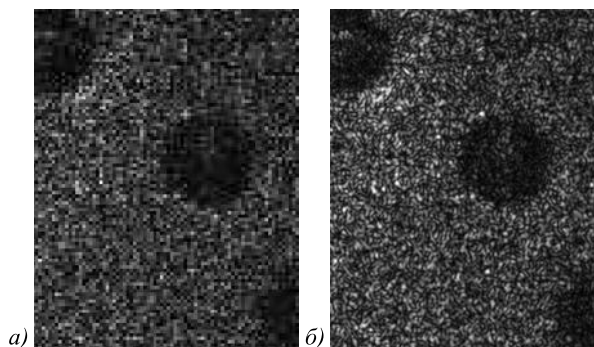


Рис. 8. Одинаковые фрагменты восстановленного с голограммы изображения, полученные: а) при фильтрации ограниченным окном, совпадающим по ширине со спектром поля изображения;

б) при окружении окна фильтрации нулевыми значениями

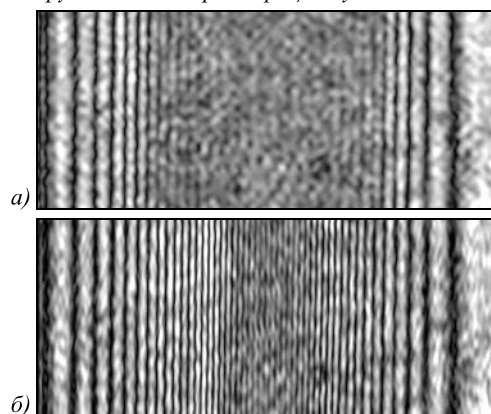


Рис. 9. Голографические интерферограммы, полученные двумя способами фильтрации пространственного спектра голограммы: ограниченным окном, приблизительно совпадающим по ширине со спектром оптического поля изображения объекта (а);

при окружении окна фильтрации нулевыми значениями (б)

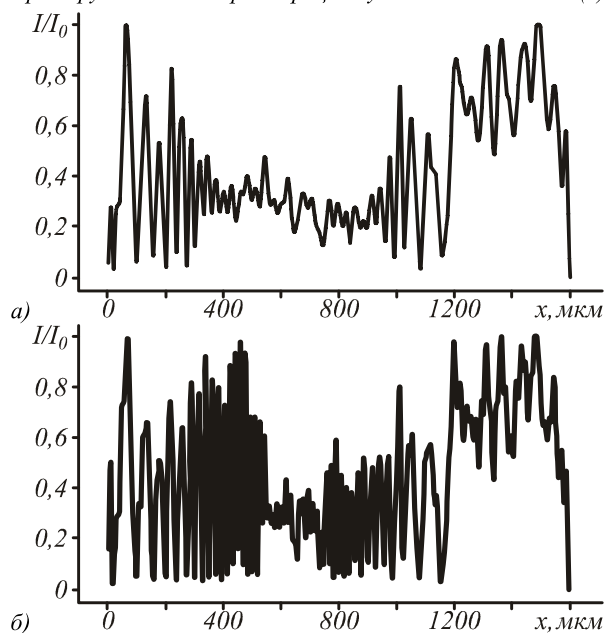


Рис. 10. График изменения интенсивности по полосам (интерферограммы на рис. 9): фильтрация ограниченным окном (а); при окружении окна фильтрации нулевыми значениями (б)

Таким образом, пространственно-частотная фильтрация цифровой голограммы сфокусированного изображения объекта позволяет восстанавливать с определённой точностью комплексную амплитуду поля изображения объекта и, соответственно, реализовать в численном виде метод голографической интерферометрии микроперемещений поверхности рассеивающих объектов путём или формирования картин интерференционных полос на изображении объекта, или непосредственного вычисления полей фазовых сдвигов $\Delta\varphi_S(\vec{r}_0)$.

4. Цифровая голографическая интерферометрия изгибных деформаций объектов

Практически чисто фазовые возмущения поля в области изображения поверхности объекта возникают при нормальных смещениях поверхности в направлении оптической оси объектива, формирующего изображение (рис. 6). Такие смещения поверхности возникают при изгибных деформациях объекта в отсутствие поперечных смещений поверхности, приводящих к эффектам взаимной декорреляции комплексных амплитуд полей, соответствующих различным деформационным состояниям объекта.

На рис. 11 представлены голографические изображения – интерферограммы, полученные методом цифровой голографической интерферометрии.

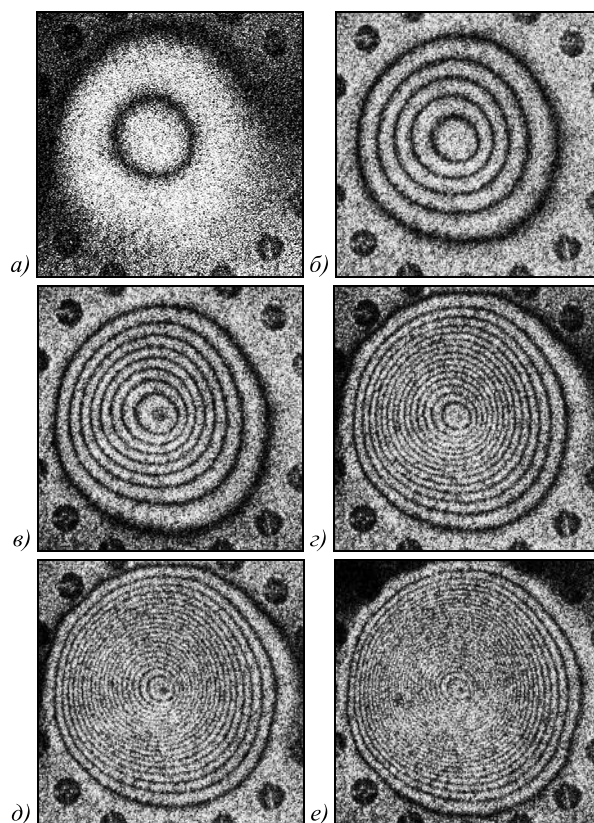


Рис. 11. Цифровые интерферограммы деформации мембраны под действием сосредоточенной силы различной величины: 0,031 Н (а); 0,154 Н (б); 0,308 Н (в); 0,462 Н (г); 0,615 Н (д); 0,769 Н (е)

Объектом контроля служила упругая пластина-мембрана, жёстко закреплённая по контуру, подвергаемая деформации под действием сосредоточенной силы, приложенной по нормали в центре с обратной стороны пластины (рис. 3б). В результате действия приложенной силы точки поверхности объекта претерпевают микросмещения, поле которых и является предметом исследования.

В эксперименте записываются цифровые голограммы изображений объекта, соответствующие его различным деформационным состояниям. Метод цифровой голографии предоставляет возможность записи достаточно большого числа голограмм, соответствующих различным последовательным состояниям объекта. Такая многоэкспозиционная запись голограмм позволяет существенно расширить сверху диапазон измеряемых смещений и деформаций контролируемого объекта.

Восстановленные комплексные амплитуды объектных полей, соответствующие различным состояниям объекта, имеют различные фазовые распределения, вызванные изменением пространственного положения точек поверхности исследуемого объекта. Если амплитуды полей не изменяются, а меняются только фазы полей, то распределение интенсивности в суммарном изображении имеет вид:

$$I(\vec{\rho}_0) = 2I(\vec{\rho}_0) \left[1 + \cos(\Delta\phi_{ik}(\vec{\rho}_0)) \right], \quad (15)$$

где индексы i и k определяют различные состояния объекта, а пространственное фазовое распределение $\Delta\phi_{ik}(\vec{\rho}_0)$ определяется выражением (5).

Получаемое действительное цифровое изображение $I(\vec{\rho}_0)$ согласно (15) оказывается промодулированным косинусоидальной функцией, зависящей от разности фаз. В методе цифровой голографической интерферометрии эта модуляция проявляется в виде системы интерференционных полос, образующихся на восстановленном голографическом изображении.

Система интерференционных полос на изображении пластины качественно и количественно отражает поле микроперемещений $\vec{g}(\vec{\rho}_0)$ точек поверхности пластины.

На рис. 12 представлены графики распределения смещений, рассчитанные с использованием (5), для различных величин сосредоточенной нагрузки в зависимости от координат в плоскости объекта.

Анализ полученных интерферограмм проводился следующим образом: для каждой интерференционной картины (рис. 11) в направлении оси x , проходящей через центр мембраны, определялась пространственная фазовая модуляция $\Delta\phi_S(x)$, обусловленная смещением точек поверхности исследуемого отражающего объекта между экспозициями голограммы. Определялись дискретные значения $\Delta\phi_{Sm}(x_i) = m\pi$ по точкам пересечения оси x_0 с центрами светлых и тёмных полос. Далее, используя выражение (5), рассчитывались значения вектора смещения.

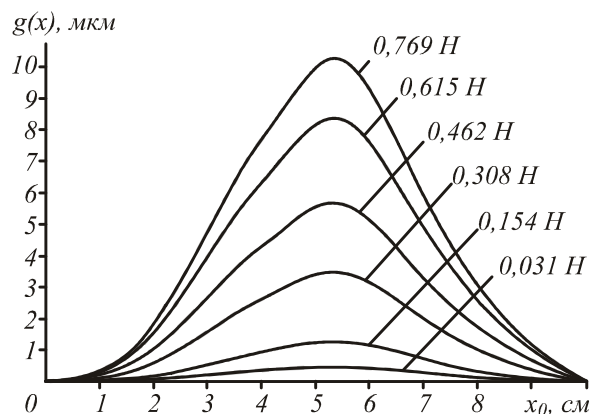


Рис. 12. Рассчитанные профили прогиба мембраны под действием сосредоточенной силы различной величины

Методом цифровой голографической интерферометрии были исследованы деформационные смещения ряда узлов и конструкций различного технического назначения и различной формы: резервуары с плоскими (рис. 13, 14) и цилиндрическими поверхностями, претерпевающие деформации под действием распределённых сил статического и динамически изменяющегося давления; упругие детали под действием точечной деформирующей нагрузки, а также промышленные сварные конструкции и узлы запорных соединений и элементов газораспределительных пунктов.

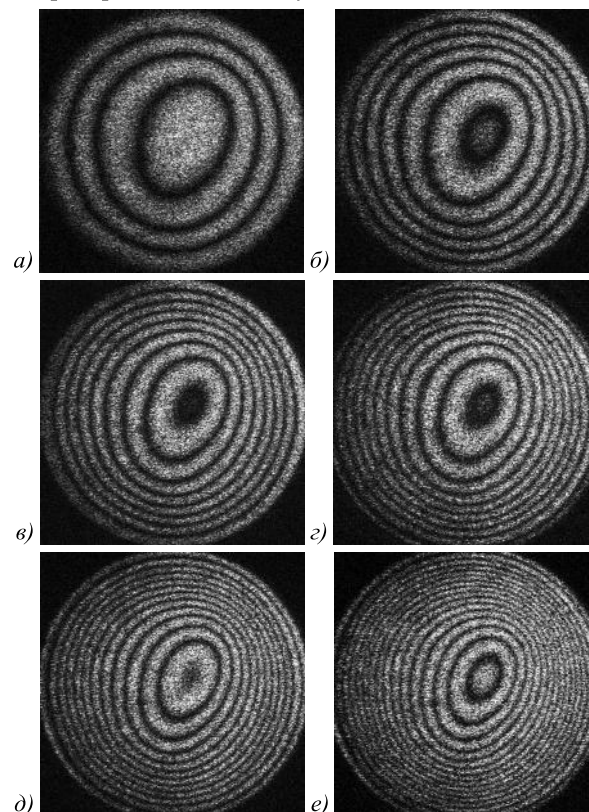


Рис. 13. Цифровые интерферограммы деформации мембраны под действием распределённой силы для различных величин избыточного давления: 0,78 МПа (а); 1,40 МПа (б); 1,86 МПа (в); 2,08 МПа (г); 2,35 МПа (д); 2,68 МПа (е)

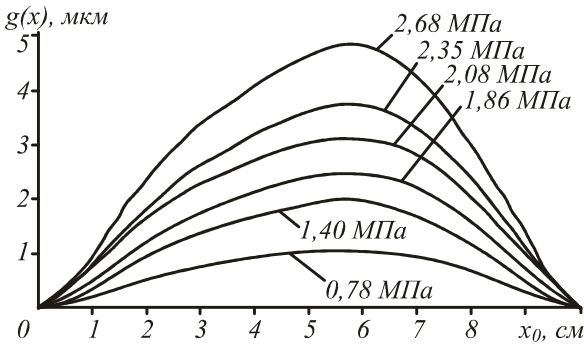


Рис. 14. Рассчитанный профиль деформации мембраны под действием распределённой силы для различных величин избыточного давления

5. Пространственно-временные возможности цифровой голографической интерферометрии

Высокое быстродействие современных цифровых матричных фотоприёмников обеспечивает возможность записи цифровых голограмм с относительно малым временем экспозиции τ_{exp} и, соответственно, высокой частотой кадров f . Достаточно высокая пространственная частота f_d расположения пиксельных элементов матрицы обеспечивает возможность контроля деформаций поверхности со сравнительно высоким градиентом изменения величины микроперемещения $\partial g(\vec{r}_0, t) / \partial x_0$. Это, в свою очередь, обеспечивает возможность контроля динамически изменяющихся деформационных процессов.

Ниже приведены оценки параметров динамического поля микроперемещений $g(\vec{r}_0, t)$, которое можно контролировать методом цифровой голографической интерферометрии.

При исследовании микродеформаций объектов, динамически изменяющихся с течением времени, в первую очередь возникает проблема цифровой записи голограммы в силу нестабильности её интерференционной структуры. Если за время экспозиции τ_{exp} интерференционные полосы голограммной структуры сместятся на половину их периода или более, то записанное изображение будет представлять собой результат усреднения интерференционных полос, и голограмма окажется незарегистрированной. Смещение полос определяется изменяющимся во времени фазовым сдвигом объектной волны $\Delta\phi_S$, который имеет наибольшее значение при смещении поверхности объекта в направлении регистрирующей матрицы – чаще всего это нормальное к поверхности направление. Голограммная структура считается квазистабильной при смещении полос меньше 0,1 их периода, а это означает, что допустим фазовый сдвиг объектного поля $\Delta\phi_S$ меньше $0,2\pi$ радиан. Отсюда получаем ограничение на скорость нормального перемещения v_z объекта при падении под углом γ на поверхность объекта освещающего лазерного пучка.

$$v_z = \partial g_z(\vec{r}_0, t) / \partial t \leq 0,1\lambda_0 \left((1 + \cos \gamma) \tau_{exp} \right)^{-1}. \quad (16)$$

При превышении этой скорости микроперемещений оказывается практически невозможной запись цифровой голограммы. Если различные участки поверхности перемещаются с разной скоростью, то при записи цифровой голограммы сфокусированного изображения участки поверхности с меньшей скоростью перемещений окажутся записанными при отсутствии записи участков с большей скоростью.

При интерференционных исследованиях объекта, динамически изменяющегося с течением времени, возникает также проблема выбора частоты записи цифровых голограмм, т.е. выбора оптимального времени между двумя последовательными экспозициями. За время Δt между двумя последовательными экспозициями голограмм поверхность объекта не должна претерпеть существенных деформационных смещений, так что на голографической интерферограмме, формируемой на основе этих двух голограмм, интерференционные полосы должны быть разрешимы цифровой матрицей.

Пространственная частота полос ζ , возникающих на голографической интерферограмме, определяется величиной градиента фазового возмущения $\Delta\phi_S$ объектного поля $\zeta = (2\pi)^{-1} |\text{grad}(\Delta\phi_S(\vec{r}_0))|$. Полосы будут разрешимы, если пространственная частота полос по крайней мере в 2 раза меньше пространственной частоты расположения пикселей в цифровой матрице, $\zeta \leq 0,5 f_d \beta$, где β – коэффициент увеличения (уменьшения) изображения объекта на матрице. Отсюда, используя связь между фазовым возмущением $\Delta\phi_S$ и нормальным смещением поверхности объекта $g_z(\vec{r}_0)$, получаем

$$\left| \frac{\partial g_z(x_0)}{\partial x} \right|_{\max} \leq 0,5 f_d \frac{\lambda_0}{1 + \cos \gamma} \beta, \quad (17)$$

где x_0 – направление максимального изменения смещения g_z .

Минимальное измеряемое смещение $g_{z \min}$, как и в аналоговой голографической интерферометрии, определяется долями длины волны λ_0 используемого лазерного излучения, $g_{z \min} \approx 0,1\lambda_0$.

Величина $|\partial g_z(x_0) / \partial x_0|_{\max}$, определяемая соотношением (17), устанавливает возможность наблюдения интерференционных полос с максимальной пространственной частотой на голографической интерферограмме. При нарушении этого условия интерференционные полосы в области их максимальной пространственной частоты окажутся не разрешимыми на восстановленном изображении. Условие (17) остаётся справедливым и при непосредственном восстановлении численных значений фазовых возмущений объектного поля $\Delta\phi_S(x_0)$, минуя про-

цесс формирования изображения объекта, модулированного интерференционными полосами.

Соотношение (17) позволяет установить требования к максимальной возможной величине изменения во времени величины градиента микроперемещений с учётом максимальной частоты записи кадров цифровых изображений f_{\max} , реализуемой цифровой камерой:

$$\left| \frac{\partial^2 g_z(x_0, t)}{\partial x_0 \partial t} \right|_{\max} = 0,5 \frac{\lambda_0 \beta}{1 + \cos \gamma} f_d f_{\max}. \quad (18)$$

Используя соотношения (16), (17) и (18), можно определить параметры динамического поля микроперемещений поверхности при заданных параметрах цифровой матрицы фотоприёмников. И, наоборот, при заданных параметрах поля смещений установить необходимые параметры цифровой камеры, применяемой для реализации метода голографической интерферометрии.

В настоящее время разработаны и применяются матричные фотоприёмники (например, камера ProgRes SpeedXT3), которые имеют следующие параметры: время экспозиции $\tau_{\text{exp}} = 30$ мкс, пространственная частота пикселей $f_d \approx 0,3$ мкм⁻¹, максимальная частота записи кадров $f_{\max} = 30$ Гц. Исходя из этих параметров цифровой матрицы, имеем следующие вышерассмотренные предельные параметры контролируемого динамического процесса микроперемещений: максимальная скорость перемещения – $v_{\max} \leq 1$ мм/с, максимальный градиент перемещения – максимальная деформация – $|\partial g_z / \partial x_0|_{\max} \leq 47\beta$ мкм/мм, максимальная скорость изменения деформации $|\partial^2 g / \partial x_0 \partial t| \leq 1410\beta$ мкм/мм·с.

Эти параметры могут быть использованы при оценке метрологических возможностей цифровой голографической интерферометрии.

Заключение

В цифровой голографической интерферометрии наиболее удобной и универсальной с функциональной точки зрения схемой регистрации голограмм является схема сфокусированного изображения исследуемого объекта. С использованием этой схемы возможно голографическое исследование объектов с размерами и пространственным разрешением в достаточно широком диапазоне значений этих величин путём подбора необходимых параметров изображающего объектива – коэффициента увеличения (уменьшения) и апертурных ограничений, определяющих необходимое согласование спекл-структуры оптического изображения с пиксельной структурой цифровой матрицы. Полосовая пространственная частотная фильтрация численной голограммы сфокусированного изображения, как и в аналоговой голографии, позволяет восстанавливать поле комплексных амплитуд изображения объекта и, соот-

ветственно, его фазовых возмущений, вызванных смещением точек поверхности объекта. Это, в свою очередь, позволяет реализовывать процедуру интерференционного сравнения комплексных амплитуд полей, соответствующих различным пространственным состояниям поверхности объекта.

Цифровая голография позволяет восстанавливать непосредственно в численном виде фазовые распределения в объектном поле и их изменения, минуя процесс интерференционного сравнения полей, визуализирующий эти фазовые изменения. Однако на практике формирование картины интерференционных полос и их интерпретация оказываются зачастую более удобной процедурой, в которой могут быть использованы эффективные методы, разработанные в аналоговой голографической интерферометрии.

Цифровые голографические интерференционные измерения позволяют определять поля микросмещений и, соответственно, микродеформаций объектов – реальных деталей и конструкций с рассеивающей оптически негладкой поверхностью. Применение апостериорной компьютерной обработки серии цифровых голограмм предоставляет новые практические возможности для определения поля микродеформаций с субмикронной точностью в широком диапазоне перемещений – от долей до сотен микрометров.

Относительно высокие частотные параметры современных цифровых матричных фотоэлектрических приборов предопределяют возможность исследования динамически изменяющихся деформационных процессов. Эти измерительные возможности метода многоэкспозиционной цифровой голографической интерферометрии могут найти эффективное применение в прикладных задачах механики деформируемого тела, в задачах исследования напряжённо-деформируемых состояний конструкций при их прочностных испытаниях, включая вибрационные и ударные испытания.

Совершенствование метода цифровой голографической интерферометрии – повышение разрешающей способности и функциональных возможностей – во многом связано с прогрессом цифровых устройств фотоэлектрической записи оптических изображений и развитием программных средств обработки этих изображений.

Литература

1. **Вест, Ч.** Голографическая интерферометрия / Ч. Вест; пер. с англ. – М.: Мир, 1982. – 504 с.
2. **Островский, Ю.И.** Голографическая интерферометрия / Ю.И. Островский, М.М. Бутусов, Г.В. Островская. – М.: Наука, 1977. – 336 с.
3. **Кольер, Р.** Оптическая голография / Р. Кольер, К. Беркхарт, Л. Лин. – М.: Мир, 1973. – 688 с.
4. **Островский, Ю.И.** Голографические интерференционные методы измерения деформаций / Ю.И. Островский, В.П. Щепинов, В.В. Яковлев. – М.: Наука, 1988. – 248 с.
5. **Kreis, T.** Handbook of Holographic Interferometry. Optical and Digital Methods / T. Kreis. – Wiley-VCH, 2005. – 547 p.

6. **Джоунс, Р.** Голографическая и спекл-интерферометрия / Р. Джоунс, К. Уайкс; пер. с англ. – М.: Мир, 1986. – 328 с.
7. Оптическая голография / под ред. Г. Колфилда; пер. с англ. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 1232 с.
8. **Kohler, C.** Measurement of three-dimensional deformations using digital holography with radial sensitivity / C. Kohler, M.R. Viotti, G.A. Albertazzi // *Appl. Opt.* – 2010. – V. 49, Issue 20. – P. 4004-4009.
9. **Aguayo, D.** Insect wing deformation measurements using high speed digital holographic interferometry / D. Aguayo, F. Santoyo, M.H. De la Torre, M.D. Salas-Araiza, C. Caloca-Mendez, D. Gutierrez Hernandez // *Optics Express.* – 2010. – V. 18, Issue 6. – P. 5661-5667.
10. **Chen, W.** Measurement of curvature and twist of a deformed object using digital holography / W. Chen, C. Quan, C.J. Tay // *Appl. Opt.* – 2008. – V. 47, Issue 15. – P. 2874-2881.
11. **Goodman, J.W.** Speckle Phenomena in Optics: Theory and Applications / J.W. Goodman. – Roberts & Company, Englewood, CO Publishers, 2006. – 387 p.
12. **Франсон, М.** Оптика спеклов / М. Франсон; пер. с англ. – М.: Мир, 1980. – 171 с.
13. *Laser Speckle and Related Phenomena.* 2nd enlarged ed. / Ed. by J.C. Dainty. – Springer-Verlag, 1984. – 342 p.
14. **Борн, М.** Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф; пер. с англ., под ред. Г.П. Мотулевич. – 2-е изд. – М.: Наука, 1973. – 720 с.
15. **Ярославский, Л.П.** Цифровая голография / Л.П. Ярославский, Н.С. Мерзляков. – М.: Наука, 1982. – 219 с.
16. **Schnars, U.** Direct recording of holograms by a CCD target and numerical reconstruction / U. Schnars, W. Juptner // *Appl. Opt.* – 1994. – V. 33. – P. 179-181.
17. **Schnars, U.** Digital holography / U. Schnars, W. Juptner. – Springer-Verlag, 2004. – 164 p.
18. **Гуров, И.П.** Компьютерная фотоника: принципы, проблемы и перспективы / И.П. Гуров // Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО. – 2005. – В. 21. – С. 5-20.
19. **Балтийский, С.А.** Современные методы цифровой голографии / С.А. Балтийский, И.П. Гуров, С. Де Никола, Д. Коппола, П. Ферраро // Проблемы когерентной и нелинейной оптики; под ред. И.П. Гурова и С.А. Козлова. – СПб: СПбГУ ИТМО, 2004. – С. 91-117.
20. **Гудмен, Дж.** Введение в фурье-оптику / Дж. Гудмен; пер. с англ. – М.: Мир, 1970. – 364 с.
21. **Локшин, Г.Р.** Основы радиооптики / Г.Р. Локшин. – М.: Интеллект, 2009. – 344 с.
22. **Litwiller, D.** CCD vs. CMOS: Maturing Technologies, Maturing Markets / D. Litwiller // *Photonics Spectra.* – 2005. – V. 39, N 8. – P. 54-59.
23. **Holst, G.** CMOS/CCD Sensors and Camera Systems / G.C. Holst, T.S. Lomheim. – SPIE Press Monograph, 2007. – 355 p.
24. **Кириллов, Н.И.** Регистрирующие среды для голографии / Н.И. Кириллов, В.А. Барачевский. – Л.: Наука, 1975. – 165 с.
25. **Котельников, В.А.** О пропускной способности «эфира» и проволоки в электросвязи / В.А. Котельников // Успехи физических наук. – 2006. – № 7. – С. 762-770.
26. **Nyquist, H.** Certain topics in telegraph transmission theory / H. Nyquist // *Trans. AIEE.* – 1928. – V. 47. – P. 617-644.
27. **Rao, K.** Fast Fourier Transform: Algorithms and Applications / K. Rao, D.N. Kim, J.J. Hwang. – Springer, 2008. – 350 p.
28. **Краснопевцев, Е.А.** Преобразование Фурье – Френеля в голографической интерферометрии / Е.А. Краснопевцев // *Оптический журнал.* – 2006. – Т. 73, № 2. – С. 31-36.
29. **Горбатенко, Б.Б.** Реконструкция изображения по пространственному распределению интенсивности дифракционного спекл-модулированного поля / Б.Б. Горбатенко, Л.А. Максимова, В.П. Рябухо, Ю.В. Норов // *Компьютерная оптика.* – 2007. – В. 31, № 2. – С. 26-33.
30. **Горбатенко, Б.Б.** Пространственный спектр (дифракционное гало) фурье-спеклограммы рассеивающего объекта / Б.Б. Горбатенко, А.А. Гребенюк, Л.А. Максимова, В.П. Рябухо // *Компьютерная оптика.* – 2009. – Т. 33, № 1. – С. 43-51.
31. **Горбатенко, Б.Б.** Спекл-фотография и голографическая интерферометрия с цифровой записью дифракционного поля в фурье-плоскости / Б.Б. Горбатенко, А.А. Гребенюк, Л.А. Максимова, О.А. Перепелицына, В.П. Рябухо // *Компьютерная оптика.* – 2010. – Т. 34, № 1. – С. 69-81.

References

1. **Vest, C.** Holographic interferometry / C. Vest. – Wiley, 1979. – 504 p.
2. **Ostrovskiy, Yu.I.** Interferometry by Holography / Yu.I. Ostrovskiy, M.M. Butusov, G.V. Ostrovskaya. – Springer-Verlag, 1980. – 330 p.
3. **Collier, R.** Optical Holography / R. Collier, C. Burckhardt, L. Lin. – Academic Press, 1971. – 688 p.
4. **Ostrovskiy, Yu.I.** Holographic interferometry in experimental mechanics / Yu.I. Ostrovskiy, V.P. Shchepinov, V.V. Yakovlev. – Springer Series in Optical Sciences / ed. by T. Tamir. – Vol. 60. – Springer-Verlag, 1991. – 248 p.
5. **Kreis, T.** Handbook of Holographic Interferometry. Optical and Digital Methods / T. Kreis. – Wiley-VCH, 2005. – 547 p.
6. **Jones, R.** Holographic and speckle interferometry / R. Jones, C. Wykes. – Cambridge University Press, 1983. – 330 p.
7. *Handbook of Optical Holography* / Ed. by H.J. Caulfield. – Academic Press, 1980. – 638 p.
8. **Kohler, C.** Measurement of three-dimensional deformations using digital holography with radial sensitivity / C. Kohler, M.R. Viotti, G.A. Albertazzi // *Appl. Opt.* – 2010. – V. 49, Issue 20. – P. 4004-4009.
9. **Aguayo, D.** Insect wing deformation measurements using high speed digital holographic interferometry / D. Aguayo, F. Santoyo, M.H. De la Torre, M.D. Salas-Araiza, C. Caloca-Mendez, D. Gutierrez Hernandez // *Optics Express.* – 2010. – V. 18, Issue 6. – P. 5661-5667.
10. **Chen, W.** Measurement of curvature and twist of a deformed object using digital holography / W. Chen, C. Quan, C.J. Tay // *Appl. Opt.* – 2008. – V. 47, Issue 15. – P. 2874-2881.
11. **Goodman, J.W.** Speckle Phenomena in Optics: Theory and Applications / J.W. Goodman. – Roberts & Company, Englewood, CO Publishers, 2006. – 387 p.
12. **Franon, M.** La granularite laser (spekle) et ses applications en optique / M. Françon. – Masson, 1978. – 171 p.
13. *Laser Speckle and Related Phenomena.* 2nd enlarged ed. / Ed. by J.C. Dainty. – Springer-Verlag, 1984. – 342 p.
14. **Born, M.** Principles of Optics / M. Born, E. Wolf. – Cambridge, 2002. – 994 c.
15. **Yaroslavsky, L.** Digital Holography and Digital Image Processing: Principles, Methods, Algorithms / L. Yaroslavsky. – Springer, 2004. – 583 p.

16. **Schnars, U.** Direct recording of holograms by a CCD target and numerical reconstruction / U. Schnars, W. Juptner // *Appl. Opt.* – 1994. – V. 33. – P. 179-181.
17. **Schnars, U.** Digital holography / U. Schnars, W. Juptner. – Springer-Verlag, 2004. – 164 p.
18. **Gurov, I.P.** Computer photonics: principles, problems and prospects / I.P. Gurov // *Scientific and Technical Bulletin IPMO.* – 2005. – V. 21. – P. 5-20. – (In Russian).
19. **Baltiysky, S.A.** Modern methods of digital holography / S. Baltiysky, I. Gurov, S. De Nicola, G. Coppola, P. Ferraro // *Problems of coherent and nonlinear optics*; Ed. by I.P. Gurov and S.A. Kozlov. – Saint-Peterburg: "SPb GU ITMO" Publisher, 2004. – P. 91-117. – (In Russian).
20. **Goodman, J.W.** Introduction to Fourier Optics / J.W. Goodman. – McGraw-Hill, 1996. – 457 p.
21. **Lokshin, G.R.** Bases of radio optics / G.R. Lokshin. – Moscow: "Intellekt" Publisher, 2009. – 344 p. – (In Russian).
22. **Litwiller, D.** CCD vs. CMOS: Maturing Technologies, Maturing Markets / D. Litwiller // *Photonics Spectra.* – 2005. – V. 39, N 8. – P. 54-59.
23. **Holst, G.** CMOS/CCD Sensors and Camera Systems / G.C. Holst, T.S. Lomheim. – SPIE Press Monograph, 2007. – 355 p.
24. **Kirillov, N.I.** Recording media for holography / N.I. Kirillov, V.A. Barachevsky. – Leningrad: "Nauka" Publisher, 1975. – 165 p. – (In Russian).
25. **Kotel'nikov, V.A.** On the transmission capacity of 'ether' and wire in electric communications / V.A. Kotel'nikov // *Successes of Physical Sciences.* – 2006. – V. 49, N 7. – P. 762-770. – (In Russian).
26. **Nyquist, H.** Certain topics in telegraph transmission theory / H. Nyquist // *Trans. AIEE.* – 1928. – V. 47. – P. 617-644.
27. **Rao, K.** Fast Fourier Transform: Algorithms and Applications / K. Rao, D.N. Kim, J.J. Hwang. – Springer, 2008. – 350 p.
28. **Krasnopedtsev, E.A.** The Fourier-Fresnel transformation in holographic interferometry / E.A. Krasnopedtsev // *Journal of Optical Technology.* – 2006. – V. 73, N 2. – P. 96-100.
29. **Gorbatenko, B.B.** Reconstruction of image from spatial distribution of intensity of diffraction speckle-modulated field / B.B. Gorbatenko, L.A. Maksimova, V.P. Ryabukho, Yu.V. Norov // *Computer Optics.* – 2007. – V. 31, N 2. – P. 26-33. – (In Russian).
30. **Gorbatenko, B.B.** Spatial spectrum (diffraction halo) of fourier-specklegram of scattering object / B.B. Gorbatenko, A.A. Grebenyuk, L.A. Maksimova, V.P. Ryabukho // *Computer Optics.* – 2009. – V. 33, N 1. – P. 43-51. – (In Russian).
31. **Gorbatenko, B.B.** Speckle-photography and holographic interferometry with digital recording of diffraction field in fourier plane / B.B. Gorbatenko, A.A. Grebenyuk, L.A. Maksimova, O.A. Perepelitsina, V.P. Ryabukho // *Computer Optics.* – 2010. – V. 34, N 1. – P. 69-81. – (in Russian).

DIGITAL HOLOGRAPHIC INTERFEROMETRY OF MICROSPACING OBJECTS WITH THE SCATTERING SURFACE

O.V. Dikov¹, S.A. Savonin¹, V.I. Kachula¹, V.P. Ryabukho^{1,2}

¹ *Saratov State University named after N.G. Chernyshevsky,*

² *Institute of Precision Mechanics and Control of the Russian Academy of Sciences*

Abstract

The theoretical basis and scheme design of digital holographic interferometry, spatial frequency filtering procedure of the digital holograms and restore the complex amplitude of the field of images of the scattering object are considered. Principles of the multi-expositional holographic interference monitoring of the microspacing and microdeformations fields of the objects with diffusely scattering surface is discussed. The results of experimental determination of microdeformations bending under a concentrated and distributed forces are shown. Estimation of spatial and temporal resolution achieved by digital holographic interferometry in the problems of determining the static and dynamically changing fields of the microspacing of scattering surfaces of reflecting objects is obtained.

Key words: digital holography, holographic interferometry, numerical processing of interferograms, Fourier transform holograms, spatial filtering, microdisplacement and microdeformation measurement.



Диков Олег Викторович. Родился 21 октября 1986 года в г. Саратове. В 2003 году окончил гимназию №4 г. Саратова. В этом же году поступил на физический факультет Саратовского государственного университета им. Н.Г. Чернышевского. В 2008 году окончил с отличием университет и поступил в аспирантуру СГУ на кафедру оптики и биофотоники по специальности «Оптика». В настоящее время является МНС НИЧ СГУ им. Н.Г. Чернышевского. Сфера научных интересов: интерферометрия фазовых объектов, цифровая голографическая интерферометрия.

E-mail: dikov_oleg@list.ru.

Oleg Viktorovich Dikov. Born on October 21, 1986 in Saratov. In 2003 graduated from school number 4 in Saratov. In the same year he entered the Physics Department of Saratov State University. In 2008 graduated with honors from the University and enrolled in graduate school at Saratov State University, Department of Optics and biophotonics. Currently he is a research assistant at the Department of optics and

biophotonics in SSU. Sphere of scientific interests is interferometry of phase objects, as well as digital holographic interferometry.



Савонин Сергей Александрович, 1987 года рождения. В 2010 году окончил с отличием физический факультет Саратовского государственного университета. В том же году поступил в очную аспирантуру СГУ по специальности «Лазерная физика». С 2010 г. является младшим научным сотрудником НИЧ СГУ. Область научных интересов: цифровая голография, голографическая микроскопия и интерферометрия, цифровая обработка оптических изображений. В соавторстве опубликовал 10 научных работ.

E-mail: savonin@rambler.ru.

Sergey Alexandrovich Savonin (b. 1987) graduated with honours from the Department of Physics of Saratov State University (SSU) in 2010. In the same year he entered in the graduate school at SSU on "Laser Physics" speciality. Since 2010 he is research assistant of SRD SSU.

Area of interest: digital methods of holography, holographic interferometry and microscopy, digital optical image processing. In co-authorship he has published 10 scientific papers.

Качула Владимир Иванович, родился 5 мая 1965 года в г. Саратове. В 1983 окончил школу. В 2004 г. поступил на физический факультет СГУ. После окончания университета в 2010 г. поступил в аспирантуру по специальности «Оптика». Сфера научных интересов: цифровая голография и интерферометрия рассеивающих объектов.

E-mail: vladimirvladimir@vandex.ru.

Vladimir Ivanovich Kachula. Born on May 5, 1965 in Saratov. In 1983 graduated from the school. In 2004 entered the Physics Department of Saratov State University. After graduation from the university in 2010, became a postgraduate student specialty optics. Scientific interests are: digital holography and interferometry of scattering objects.



*Сведения об авторе **Рябухо Владимир Петрович** см. стр 50 этого номера*

Поступила в редакцию 26 декабря 2011 г.