

СОВРЕМЕННЫЕ МЕТОДЫ ЦИФРОВОЙ ГОЛОГРАФИИ

С.А. Балтийский¹, И.П. Гуров¹, С. Де Никола²,
Д. Коппола³, П. Ферраро⁴

Рассмотрены принципы цифровой голографии, особенности цифровой записи и восстановления изображений, вычислительные алгоритмы для получения информации об амплитуде и фазе объектной волны, характеризующей исследуемый объект, и особенности практической реализации методов цифровой голографии на основе использования многоэлементных приемников излучения (ПЗС-камер) и современных компьютерных технологий. Представлены экспериментальные результаты восстановления изображений объектов в цифровой голографии, в том числе при использовании источников излучения с несколькими длинами волн

Введение

Голографический способ записи и воспроизведения амплитуды и фазы световой волны впервые предложен Д. Габором в 1948 г. [1, 2]. Объект освещается пучком когерентного излучения, который разделяется на два пучка. Один из них отражается от исследуемого объекта и носит название объектного пучка, второй пучок является опорным. Объектная и опорная волны интерферируют в плоскости записи голограммы, например, на фотопластинке. Голограмма содержит полную информацию о трехмерном распределении оптического поля объектной волны в виде микроинтерференционных полос. При восстановлении изображения исходного объекта зарегистрированная интерференционная картина освещается таким же опорным пучком, как и при записи. В результате дифракции восстанавливается изображение объекта.

На рис. 1 представлена типичная схема установки для внеосевой записи голограмм.

Опорная волна R распространяется под углом θ относительно оптической оси и интерферирует с объектной волной O в плоскости регистрации голограммы. При этом восстановленное изображение оказывается пространственно разнесенным с нулевым порядком

¹ Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики

² Sergio De Nicola, Istituto di Cibernetica del CNR, 'E Caianiello', Italy

³ Giuseppe Coppola, Istituto per la Microelettronica e i Microsistemi del CNR, Italy

⁴ Pietro Ferraro, Istituto Nazionale di Ottica Applicata-Sezione di Napoli, Italy

дифракции и мнимым изображением, «изображением-двойником», поскольку излучение в трех порядках дифракции распространяется в различных направлениях, что значительно улучшает качество изображения по сравнению с первоначальной оптической схемой, предложенной Д. Габором, в которой происходило наложение нулевого порядка и двух сопряженных изображений.

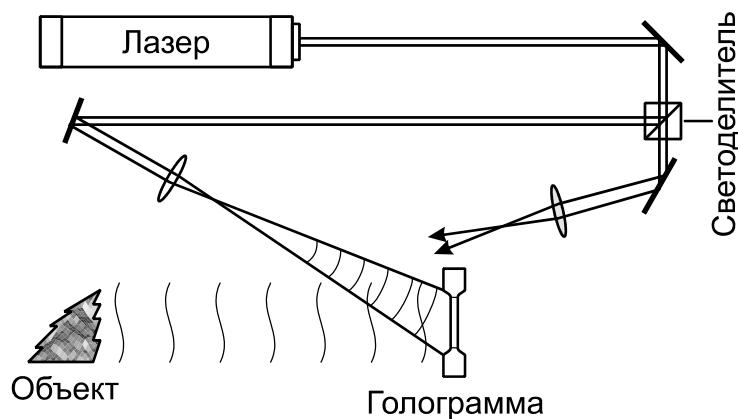


Рис. 1. Схема процесса записи голограммы

Идея применения компьютерной обработки для восстановления голографически записанного изображения была впервые предложена Дж. Гудменом и Р. Лоуренсом [2], а также Р.В. Кронродом и др. [3, 4]. Развитие компьютерных технологий и твердотельных приемников излучения позволило записывать голограммы с помощью светочувствительных матриц на основе приборов с зарядовой связью (ПЗС-камер) в цифровой форме. При этом процесс записи и обработки голограмм является полностью цифровым и получил название *цифровой голографии*.

Замена фотопленки на ПЗС-камеру накладывает некоторые ограничения и ведет к изменениям в технологии записи голограмм, однако основной принцип голографии остается неизменным – восстановление объектной волны O из записанной интерференционной картины.

Применение цифровой голографии открывает широкие возможности для качественного и, более того, точного количественного анализа свойств объекта, таких как смещение точек поверхности при анализе деформаций, определение формы объекта, измерение коэффициента преломления в прозрачных средах, изучение траекторий частиц, микроскопия. В упомянутых случаях изменение состояния изучаемого объекта приводит к изменению объектной волны и получаемой интерференционной картины, которая записывается цифровым образом.

В цифровой голографии восстановление объектной волны выполняется с помощью компьютерных технологий [5–8] при использовании записанной цифровым образом либо оцифрованной голограммы. Технология компьютерного восстановления голограмм позволяет провести полноценную цифровую обработку и предоставляет широкие возможности для анализа по сравнению с традиционным оптическим процессом, причем для исследования доступны как амплитудные, так и фазовые характеристики поля. Цифровая обработка позволяет отфильтровать фоновые шумы изображения и устранить нулевой порядок дифракции. Пространственное разрешение восстановленного объектного поля может быть улучшено путем настройки параметров алгоритма восстановления голограммы, компенсируя тем самым более низкое по сравнению с фотопластинкой пространственное разрешение ПЗС-камеры.

Ограничения, накладываемые более низким разрешением, широко обсуждались, и в результате были предложены различные варианты голографических установок для определения положения объектов, эндоскопии, оптической когерентной томографии, голографической микроскопии и интерферометрии [15–55, 67–70]. Недавние достижения в области разработки оптоэлектронных устройств, таких как твердотельные пироэлектрические многоэлементные детекторы в инфракрасном диапазоне, позволили распространить сферу применения цифровой голографии на измерения с использованием электромагнитных волн в невидимой части спектра.

В статье рассматриваются основные особенности цифровой записи, восстановления и анализа голограмм. Ограниченный объем не позволяет охватить все сферы применения цифровой голографии, но, учитывая растущий интерес к этой области, мы постараемся рассмотреть принципы, лежащие в основе технологии компьютерной обработки голограмм, включая недавние достижения в области многоволновой цифровой голографии [59–65], которая все более широко применяется в современных оптических технологиях.

1. Теоретические основы цифровой голографии

Принципы цифровой голографии могут быть проиллюстрированы с помощью схемы установки для записи голограмм, представленной на рис. 1.

Распределение интенсивности $I(x, y)$ в плоскости записи голограммы (x, y) определяется квадратом модуля суммы комплексных амплитуд объектной $O(x, y)$ и опорной $R(x, y)$ волн, а именно

$$I(x, y) = |O(x, y) + R(x, y)|^2 = |R(x, y)|^2 + |O(x, y)|^2 + O(x, y)R^*(x, y) + R(x, y)O^*(x, y), \quad (1.1)$$

где значок * обозначает комплексно-сопряженную величину, $O(x, y) = |O(x, y)| \exp[i\phi_o(x, y)]$ — комплексная амплитуда объектной волны с вещественной амплитудой $|O(x, y)|$ и фазой $\phi_o(x, y)$, $R(x, y) = |R(x, y)| \exp[i\phi_R(x, y)]$ обозначает аналогичным образом комплексную амплитуду опорной волны.

Исходная объектная волна восстанавливается путем освещения голограммы опорной волной (см. рис. 2).

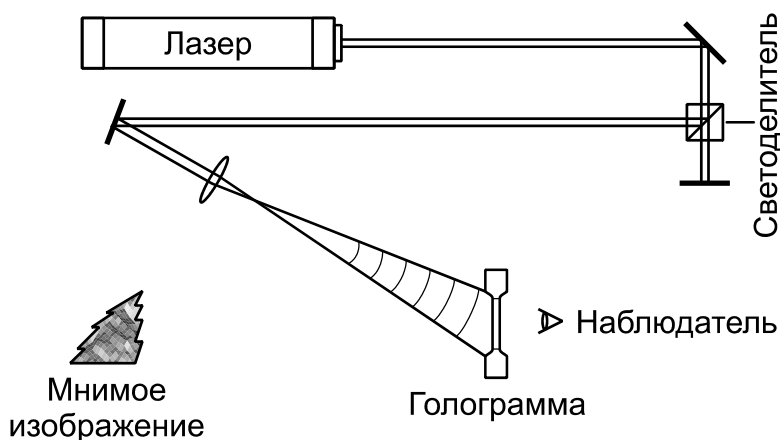


Рис. 2. Реконструкция изображения с помощью голограммы

Для пояснения математического принципа, лежащего в основе голографической реконструкции изображения, умножим записанную голограмму, т. е. интенсивность интерференционной картины $I(x, y)$, на значения поля опорной волны $R(x, y)$:

$$R(x, y)I(x, y) = R(x, y)|R(x, y)|^2 + R(x, y)|O(x, y)|^2 + |R(x, y)|^2 O(x, y) + R^2(x, y) O^*(x, y). \quad (1.2)$$

Первое слагаемое в правой части уравнения (1.2) пропорционально значению $R(x, y)$ опорной волны, второе слагаемое описывает пространственно изменяющееся «облако» вокруг первого порядка дифракции. Вместе они составляют нулевой порядок дифракции, или фоновую составляющую. Третье слагаемое с точностью до известного множителя $|R(x, y)|^2$ представляет собой точную копию исходного поля $O(x, y) = |O(x, y)| \exp(i\phi_o(x, y))$ и поэтому называется мнимым

изображением (или просто изображением) объекта. Четвертое слагаемое относится к еще одному изображению объекта, «изображению-двойнику», которое называется действительным изображением.

В процессе записи цифровой голограммы исследуемый трехмерный объект с рассеивающей свет поверхностью располагается на расстоянии d от ПЗС-камеры. Записанная голограмма может рассматриваться как пропускающий транспарант, на котором дифрагирует опорная волна. Для получения исследуемой объектной волны в цифровой голографии применяется численный расчет распространения оптического поля в форме произведения $R(x, y)I(x, y)$ от плоскости голограммы до плоскости объекта (ξ, η) (см. рис. 3).

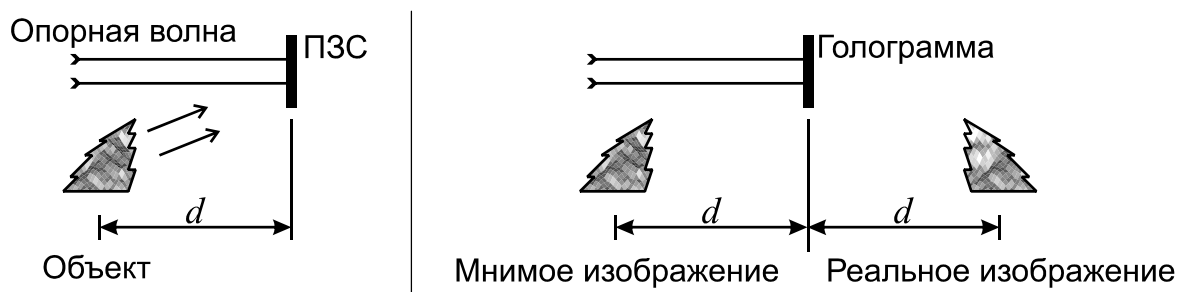


Рис. 3. Запись и реконструкция изображений в цифровой голографии

Численное восстановление записанной цифровым образом голограммы производится в соответствии со скалярной теорией дифракции в приближении Френеля для интеграла дифракции Рэля-Зоммерфельда [6, 35]. Восстановленное дифрагированное поле $Q(\xi, \eta)$ в плоскости изображения (ξ, η) на расстоянии d от плоскости голограммы может быть представлено в параксиальном приближении следующим образом:

$$Q(\xi, \eta) = \frac{1}{i\lambda d} \exp\left(i\frac{2\pi}{\lambda}d\right) \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} R(x, y)I(x, y) \exp\left[i\frac{\pi}{\lambda d}\left[(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2\right]\right] dx dy. \quad (1.3)$$

Уравнение (1.3) служит отправной точкой для численного восстановления изображений в цифровой голографии в параксиальном приближении, при котором значения координат x и y , как и соответствующих им ξ и η , малы по сравнению с расстоянием d .

Из уравнения (1.3) видно, что результирующее поле определяется двумерным Фурье-преобразованием произведения распределения интенсивности в голограмме $I(x, y)$, комплексной амплитуды опорной

волны $R(x, y)$ и квадратичной фазовой функции пространственного распространения волны

$$w(x, y) = \exp\left[i\frac{\pi}{\lambda d}(x^2 + y^2)\right]. \quad (1.4)$$

Отметим, что интеграл (1.3) является интегралом свертки первых двух сомножителей и функции (1.4).

Интенсивность $I(x, y; d)$ и фаза $\phi(x, y; d)$ восстановленного изображения могут быть получены из рассчитанного на расстоянии d комплексного поля $Q(\xi, \eta)$ с помощью следующих соотношений:

$$I(x, y; d) = |Q(x, y)|^2,$$

$$\phi(x, y; d) = \arctg\left(\frac{\text{Im}(Q(x, y))}{\text{Re}(Q(x, y))}\right) = \arg(Q(x, y)).$$

Значения фазы $\phi(x, y; d)$, полученные по этой формуле, соответствуют разрывной функции с областью изменения в пределах интервала $[-\pi, \pi]$. Для восстановления непрерывной развернутой картины значений фазы может быть применен один из широко известных алгоритмов развертывания фазы.

2. Методы восстановления изображений в цифровой голографии

2.1. Восстановление изображений с помощью преобразования Френеля

Интеграл свертки в (1.3) может быть приведен к виду преобразования Френеля от функции, представляющей голограмму, в форме

$$Q(\xi, \eta) = \frac{1}{i\lambda d} \exp\left(i\frac{2\pi}{\lambda}d\right) \exp\left[i\frac{\pi}{\lambda d}(\xi^2 + \eta^2)\right] \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} R(x, y) I(x, y) \exp\left[i\frac{\pi}{\lambda d}(x^2 + y^2)\right] \exp\left[-i\frac{2\pi}{\lambda d}(\xi x + \eta y)\right] dx dy. \quad (2.1)$$

Использование интеграла Фурье позволяет переписать уравнение (2.1) в виде [6-16]:

$$Q(v_\xi, v_\eta) = \frac{1}{i\lambda d} \exp\left(i\frac{2\pi}{\lambda}d\right) \exp\left[i\pi\lambda d(v_\xi^2 + v_\eta^2)\right] \times \\ \times \mathfrak{F}^+ [R(x, y) I(x, y) w(x, y)](v_\xi, v_\eta), \quad (2.2)$$

где прямой (+1) и обратный (-1) непрерывные двумерные интегралы Фурье определяются формулой

$$\mathfrak{F}^{\pm 1}[f(x, y)](v_{\xi}, v_{\eta}) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \exp[\mathbf{m}2\pi i(v_{\xi}x + v_{\eta}y)] dx dy. \quad (2.3)$$

Здесь пространственные частоты v_{ξ} и v_{η} соответствуют пространственным координатам в плоскости изображения (ξ, η) и зависят также от длины волны λ и расстояния между плоскостями d :

$$v_{\xi} = \frac{\xi}{\lambda d}, \quad v_{\eta} = \frac{\eta}{\lambda d}. \quad (2.4)$$

При использовании внеосевой схемы (рис. 1) объектная и опорная волны приходят к плоскости голограммы с разных направлений. В соответствии с приведенным выше уравнением, различные порядки дифракции численно восстановленной волны учитывают распространение волн в разных направлениях в форме различия знаков пространственных частот. При подстановке уравнения (1.2) в уравнение (2.1) можно показать, что процесс восстановления нулевого порядка дифракции, мнимого и действительного изображений зависит от частотных составляющих спектра на расстоянии d , значение которого накладывает ограничения на ширину полосы пространственных частот спектра объекта и опорной волны.

Если опорная волна задается формулой $R(x, y) = \sqrt{I_R} \exp[i(k_x x + k_y y)]$, где $I_R = |R(x, y)|^2$ – интенсивность опорной волны, а $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z)$ – соответствующий волновой вектор, то три порядка дифракции будут разделены в частотной области Фурье-преобразования, соответствующей плоскости изображения (ξ, η) на расстоянии d . Изображение нулевого порядка дифракции расположится в центре, а изображения-двойники окажутся симметрично смещенными на интервалы $(k_x/2\pi, k_y/2\pi)$ и $(-k_x/2\pi, -k_y/2\pi)$, соответственно.

В цифровой голографии требуется выполнение условий теоремы отсчетов (критерия Найквиста) на всей площади ПЗС-матрицы. В соответствии с критерием Найквиста, на каждый период интерференционной картины должны приходиться не менее двух отсчетов, т. е. светочувствительных ячеек (пикселей) оцифрованного изображения [9]. Размер пиксела Δx ограничивает значение максимального угла α_{\max} при интерференции сферических вторичных волн от каждой точки объекта и опорной волны согласно условию

$$\alpha_{\max} = \frac{\lambda}{2\Delta x}. \quad (2.5)$$

Например, для камеры высокого разрешения с количеством пикселей 2048×2048 при размере пиксела $\Delta x = 9$ мкм максимальный угол интерференции будет $\alpha_{\max} \approx 1.7^\circ$ при длине волны $\lambda = 532$ нм.

Математически двумерная дискретизованная голограмма в зависимости от дискретных координат (n, m) , т. е. от номера пиксела в горизонтальном и вертикальном направлении, определяется следующим соотношением:

$$I(n\Delta x, m\Delta y) = I(x, y) \operatorname{rect}\left(\frac{x}{N\Delta x}, \frac{y}{M\Delta y}\right) \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M \delta(x - n\Delta x, y - m\Delta y), \quad (2.6)$$

где $\delta(x, y)$ обозначает двумерную дельта-функцию Дирака, n, m – целые числа, $N\Delta x \times M\Delta y$ задает область голограммы; $\operatorname{rect}(x, y)$ – функция прямоугольной формы, равная единице, когда заданная точка лежит внутри области, и нулю в остальных случаях. В уравнении (2.6) Δx и Δy обозначают шаги дискретизации, т. е. расстояния между соседними пикселями ПЗС-матрицы в горизонтальном и вертикальном направлениях (предполагается, что пиксели расположены без зазоров, тогда шаг дискретизации равен размеру пиксела).

При конечных размерах ПЗС-матрицы форматом $N \times M$ элементов можно записать дискретный вариант интеграла Френеля (2.1) в форме

$$Q(r\Delta v_\xi, s\Delta v_\eta) = \frac{1}{i\lambda d} \exp\left(i\frac{2\pi}{\lambda}d\right) \exp\left[i\pi\lambda d\left(r^2\Delta v_\xi^2 + s^2\Delta v_\eta^2\right)\right] \Delta x \Delta y \times \\ \times \sum_{n=-N/2}^{N/2-1} \sum_{m=-M/2}^{M/2-1} I(n\Delta x, m\Delta y) R(n\Delta x, m\Delta y) w(n\Delta x, m\Delta y) \exp\left[-i2\pi\left(\frac{rn}{N} + \frac{sm}{M}\right)\right]. \quad (2.7)$$

Данное уравнение позволяет рассчитать комплексную $(N \times M)$ - матрицу, содержащую информацию об оцифрованном восстановленном поле, с помощью алгоритма дискретного двумерного Фурье-преобразования.

В соответствии с известной теоремой о дискретном Фурье-преобразовании частоты дискретизации по соответствующим направлениям равны $\Delta v_\xi = 1/N\Delta x$ и $\Delta v_\eta = 1/M\Delta y$. С учетом соотношений (2.4) получим оценку размеров пиксела восстановленного изображения:

$$\Delta \xi = \frac{\lambda d}{N\Delta x}, \quad \Delta \eta = \frac{\lambda d}{M\Delta y}. \quad (2.8)$$

Видно, что размер пиксела восстановленного изображения не равен размеру пиксела исходной голограммы и зависит обратно пропорционально от апертуры оптической системы, т. е. от размера голограммы $S = N\Delta x$ (для простоты рассматривается только горизонтальное направление; соотношение для вертикального направления аналогично).

Представленные оценки полностью соответствуют положениям теории дифракции, которые устанавливают зависимость дифракционной картины на расстоянии d (диаметра диска Эйри) в форме $\lambda d/S$. Разрешение получаемого изображения по амплитуде или фазе зависит от дифракционных ограничений, вносимых отображающей системой в соответствии с «автоматическим» масштабированием в преобразовании Френеля.

Предполагая, что пространственные частоты голограммы $I(x, y)$ меньше, чем в квадратичном фазовом множителе $w(x, y)$ (1.4), можно заметить, что основной сложностью при вычислении интервала Френеля в дискретной форме (2.7) является дискретизация без искажений экспоненциальной функции $w(x, y)$ внутри интеграла, а также фазового множителя $\exp\left[i\pi\lambda d\left(r^2\Delta v_\xi^2 + s^2\Delta v_\eta^2\right)\right]$ вне интеграла.

Рассматривая для простоты одномерный случай, предположим, что дискретизация $w(x, y)$ удовлетворяет критерию Найквиста. Тогда условие, при котором дискретный алгоритм восстановления (2.7) обеспечивает хорошие результаты, определяется ограничением на допустимые значения расстояния d , а именно

$$d \geq d_c = \frac{N\Delta x^2}{\lambda}. \quad (2.9)$$

Аналогичные рассуждения применимы и к упомянутому множителю $\exp\left[i\pi\lambda d\left(r^2\Delta v_\xi^2 + s^2\Delta v_\eta^2\right)\right]$ в (2.7), который экспоненциально возрастает с увеличением расстояния d , откуда следует ограничение для верхней границы значений расстояния, $d \leq d_c$.

Точное восстановление распределений как амплитуды, так и фазы объектной волны достигается только при условии равенства $d = d_c$. В случае, если достаточно восстановить только амплитуду, допустимо менее строгое ограничение $d \geq d_c$. При этом фазовый множитель вне интервала Френеля не является необходимым для расчета распределения интенсивности, поскольку амплитуда изменяется плавно по сравнению с изменениями фазы.

Заметим, что при предельном значении частоты отсчетов (на границе, устанавливаемой критерием Найквиста) размер пиксела $\Delta\xi_c$ восстановленного на расстоянии $d = d_c$ изображения совпадает с размером пиксела дискретизованной голограммы, т. е. $\Delta\xi_c = (\lambda d_c / N \Delta x) = \Delta x$. Например, для количества пикселей $N = 512$, длины волны $\lambda = 532$ нм и размера пиксела $\Delta x = \Delta y = 11$ мкм допустимо использовать приближения Френеля для расстояний свыше 98 мм; для $N = 1024$, $\lambda = 532$ нм, $\Delta x = \Delta y = 6,7$ мкм получаем $d \geq 24,5$ мм.

Из соотношений (2.8) следует, что увеличение ширины и высоты восстановленного изображения ($S_I = N \Delta \xi$) зависит прямо пропорционально от расстояния d , и закон масштабирования записывается в форме

$$S_I = \frac{\lambda d N}{S}, \quad (2.10)$$

где число пикселей N и длина стороны исходной голограммы $S = N \Delta x$ являются задаваемыми исходными параметрами процесса восстановления изображения.

Заметим, что указанное условие выполняется совместно с условием (2.9), выполнение которого обеспечивается соответствующими характеристиками дискретизации реконструированного амплитудного изображения. Это означает, что использование неподходящего исходного значения N может привести к представлению восстановленного дискретного изображения с низким качеством, если расстояние, на котором производится восстановление, не удовлетворяет приведенным выше ограничениям.

Можно увеличить значение N , окружив исходную матрицу дискретной голограммы нулями по краям [58, 66]. Например, если новая матрица имеет размер $2N \times 2N$, квадрат размером $N \times N$ в центре содержит прежнюю матрицу, а пространство вокруг него заполнено нулями, то при неизменном общем размере голограммы (в метрах) эффективный размер каждого пиксела уменьшается. В результате восстановленное изображение будет иметь более высокое разрешение.

Дополнение исходной матрицы нулями позволяет также избежать эффекта перекрытия, при котором часть восстановленного изображения, выходящая за правую границу изображения, накладывается с противоположной стороны. Это особенно важно при численном восстановлении, так как в методе внеосевой голографии площадь ПЗС-матрицы используется не полностью.

2.2. Восстановление изображений на основе метода свертки

Альтернативным методом численного восстановления голографически записанного изображения является вычисление распространения углового спектра, или так называемый «метод свертки». В этом случае выражение для результирующего поля записывается с учетом параксиального приближения в следующем виде:

$$Q(v_\xi, v_\eta) = \exp\left(i\frac{2\pi}{\lambda}d\right) \left\{ \mathfrak{F}^{-1}\left[\exp\left[i\pi\lambda d(v_\xi^2 + v_\eta^2)\right]\right] \times \right. \\ \left. \times \mathfrak{F}^+ \left[R(x, y) h(x, y) \right] (v_\xi, v_\eta) \right\} (v_\xi, v_\eta). \quad (2.11)$$

Здесь в явном виде используется результат применения Фурье-преобразования к квадратичному фазовому множителю $w(x, y)$ (1.4) в форме

$$\mathfrak{F}^+ [w(x, y)] (v_\xi, v_\eta) = id\lambda \exp(-i\pi\lambda d(v_\xi^2 + v_\eta^2)). \quad (2.12)$$

Можно показать, что при расчетах углового спектра использование двух Фурье-преобразований для вычислений согласно уравнению (2.11) – одного для прямого Фурье-преобразования голограммы (умноженной на опорную волну) и другого для выполнения обратного преобразования – ведет к исключению масштабирования. Размер пиксела восстановленного изображения всегда будет совпадать с размером пиксела голограммы, $\Delta\xi = \Delta x$ и $\Delta\eta = \Delta y$, а размер восстановленного изображения – с размером голограммы, $S_I = S$.

Следует отметить что, хотя уравнения (2.2) и (2.11) формально эквивалентны, метод свертки использует другой способ применения алгоритма дискретного Фурье-преобразования для вычисления одного и того же интеграла дифракции, что обеспечивает его применимость для случаев малых расстояний $d \leq d_c$.

В дискретном случае интенсивность $I(r, s; d)$ и фаза $\phi(r, s; d)$ восстановленного поля вычисляются по формулам:

$$I(r, s; d) = |Q(r\Delta\xi, s\Delta\eta)|^2, \quad (2.13)$$

$$\phi(r, s; d) = \operatorname{arctg} \left(\frac{\operatorname{Im}(Q(r\Delta\xi, s\Delta\eta))}{\operatorname{Re}(Q(r\Delta\xi, s\Delta\eta))} \right). \quad (2.14)$$

Метод свертки является, очевидно, более ресурсоемким, чем непосредственное вычисление интеграла Френеля, так как требует двух Фурье-преобразований вместо одного. Важным преимуществом метода свертки является сохранение масштабов изображения при любых достаточно малых расстояниях.

2.3. Характеристики оптических схем в цифровой голографии

В предыдущих разделах было отмечено, что для разделения различных порядков дифракции в плоскости восстановленного изображения применяется внеосевая схема записи голограммы с углом θ . Угол отклонения должен превышать минимальное значение $\theta_{\min} = \sin^{-1}(3B\lambda)$, где B обозначает максимальную частоту пространственно-частотного спектра объекта.

Для объекта с линейными размерами $L_{\xi} \times L_{\eta}$, расположенного на расстоянии d от плоскости записи голограммы (x, y) , ширина пространственно-частотного спектра объекта в плоскости голограммы будет определяться прямоугольником с размерами

$$2B_x \times 2B_y = \frac{L_{\xi}}{\lambda d} \times \frac{L_{\eta}}{\lambda d}. \quad (2.15)$$

В соответствии с уравнением (2.4), соотношение (2.15) характеризует ширину полосы частот объекта после применения приближения Френеля для восстановления изображения в плоскости исходного объекта. Если объект смещен вдоль оси ξ на расстояние b от оптической оси системы, то минимальный угол θ_{\min} определяется соответствующей шириной полосы частот объекта в плоскости голограммы [51, 52], а именно $2B_x = L_{\xi}/2d_{\min:\text{off-axis}}$, и приблизительно равен $\theta_{\min} \approx 3L_{\xi}/2d_{\min:\text{off-axis}}$. Здесь $d_{\min:\text{off-axis}}$ обозначает минимальное расстояние для записи объекта линейных размеров L_{ξ} во внеосевой схеме.

Таким образом, угол θ_{\min} должен удовлетворять ограничениям $3L_{\xi}/2d_{\min:\text{off-axis}} \leq \theta \leq \alpha_{\max}$, где α_{\max} является максимальным углом при интерференции согласно (2.5). Расстояние, на которое смещается объект, зависит от ограничений, наложенных минимальным значением угла θ_{\min} , а именно, $b = \theta_{\min} d_{\min:\text{off-axis}}$. При заданном размере L_{ξ} объекта, смещенного на расстояние b , с ростом α_{\max} уменьшается минимально допустимое расстояние записи $d_{\min:\text{off-axis}}$. Для внеосевой схемы имеет место соотношение $d_{\min:\text{off-axis}} = (L_{CCD} + L_{\xi} + 2b)/2\alpha_{\max}$.

При размере ПЗС-матрицы $L_{CCD} = N\Delta x$ вышеприведенные соотношения приводят к линейному закону увеличения минимально допустимого расстояния от объекта до ПЗС-матрицы с ростом размера объекта L_{ξ} согласно выражению $d_{\min:\text{off-axis}} = (L_{CCD} + 4L_{\xi})/2\alpha_{\max}$ или, что то же самое,

$$d_{\min:\text{off-axis}} = \frac{\Delta x}{\lambda} (N\Delta x + 4L_{\xi}). \quad (2.16)$$

Для соосной установки ($b=0$) следует несколько изменить вышеприведенные рассуждения, поскольку центры и объекта, и ПЗС-матрицы расположены на оптической оси системы. В этом случае минимально допустимое расстояние зависит от максимального угла интерференции α_{\max} из уравнения (2.5) как $d_{\min:\text{in-line}} = (L_{\text{CCD}} + L_{\xi}) / 2\alpha_{\max}$. Эту величину можно выразить через количество пикселей и их размер:

$$d_{\min:\text{in-line}} = \frac{\Delta x}{\lambda} (N\Delta x + L_{\xi}). \quad (2.17)$$

Соотношения (2.16) и (2.17) показывают, что и в соосном, и во внеосевом случаях минимально допустимое расстояние между объектом и матрицей возрастает линейно с ростом размеров объекта, причем

$$d_{\min:\text{off-axis}} = d_{\min:\text{in-line}} + 3\frac{\Delta x}{\lambda} L_{\xi}. \quad (2.18)$$

В соответствии с (2.18) соосная схема допускает меньшие расстояния, чем внеосевая, что позволяет сделать ее более компактной и эффективнее использовать площадь ПЗС-матрицы. Фактически, меньшие расстояния позволяют получать большее разрешение в цифровой голограмме, так как, в соответствии с (2.8), размер пиксела восстановленного изображения $\lambda d_{\min} / N\Delta x$ достигает своего минимума при расстоянии между объектом и матрицей $d = d_{\min}$.

3. Метод фазового сдвига в цифровой голографии: пример численного восстановления голограммы в случае записи в проходящем свете

Метод фазового сдвига [39, 40, 45, 71] используется для устранения нулевого порядка дифракции и изображения-двойника. Это является особенно важным для соосной установки, в которой все три изображения (нулевой порядок, действительное и мнимое) наложены друг на друга, и очень сложно отделить одно от другого.

Идея алгоритма фазового сдвига в применении к цифровой голографии заключается в записи трех или более голограмм, сдвинутых по фазе друг относительно друга. Можно показать, что при компьютерной обработке набора голограмм несложно вычислить фазу объектной волны $\phi_0(\xi, \eta)$ в плоскости восстановленного изображения. Мы не будем обсуждать здесь все многообразие известных алгоритмов фазового сдвига (см., например, [72–75]).

Рассмотрим пример применения четырехшагового квадратурного алгоритма (см., например, [72]) для подавления нулевого порядка и изображения-двойника при обработке цифровых голограмм.

Экспериментальная установка (см. рис. 4) является интерферометром Маха-Цендера. Линейно поляризованный коллимированный пучок Nd:YVO₄-лазера с диодной накачкой и удвоенной частотой (длина волны $\lambda = 532\text{ нм}$) разделяется на объектный и опорный пучки. Объект-голограмма слов «CNR INOA» записана на ПЗС-матрицу с расстояния $d = 175\text{ мм}$ при размере пиксела $\Delta x = \Delta y = 6,7\text{ мкм}$. Пластина помещается на пути объектного пучка. Цифровая голограмма представляет собой массив чисел $N \times N = 1024 \times 1024$.

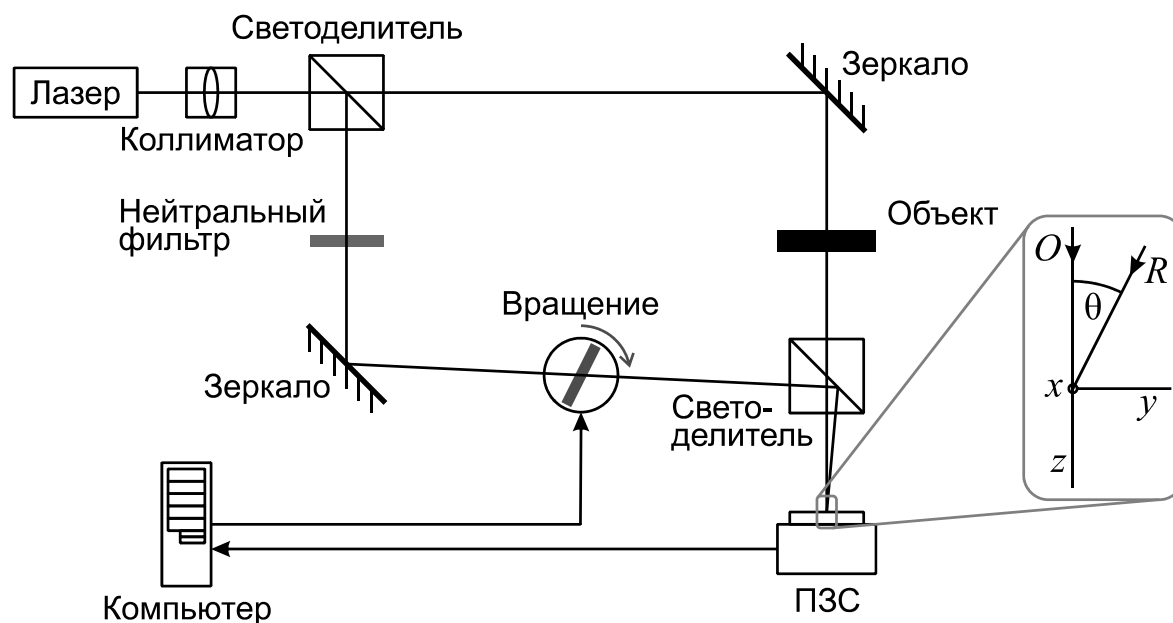


Рис. 4. Схема экспериментальной установки для внеосевой записи цифровых голограмм с заданными фазовыми сдвигами

Опорная волна интерферирует с объектной под малым углом (≤ 0.5) согласно требованиям критерия Найквиста. Контрастность интерференционных полос может быть увеличена путем пропускания опорного пучка через нейтральный фильтр для выравнивания интенсивностей объектного и опорного пучков.

Для осуществления четырехшагового метода фаза опорной волны изменяется с шагом, равным $\pi/2$, при помощи плоско-параллельной пластины, установленной в опорном плече интерферометра на подставке с возможностью углового поворота. При повороте пластины увеличивается оптическая длина пути опорной волны, что вносит заданный фазовый сдвиг.

Исходная голограмма показана на рис. 5а. Результат численного восстановления интенсивности на расстоянии $d = -175$ мм от плоскости голограммы представлен на рис. 5б, где показана полная область изображения.

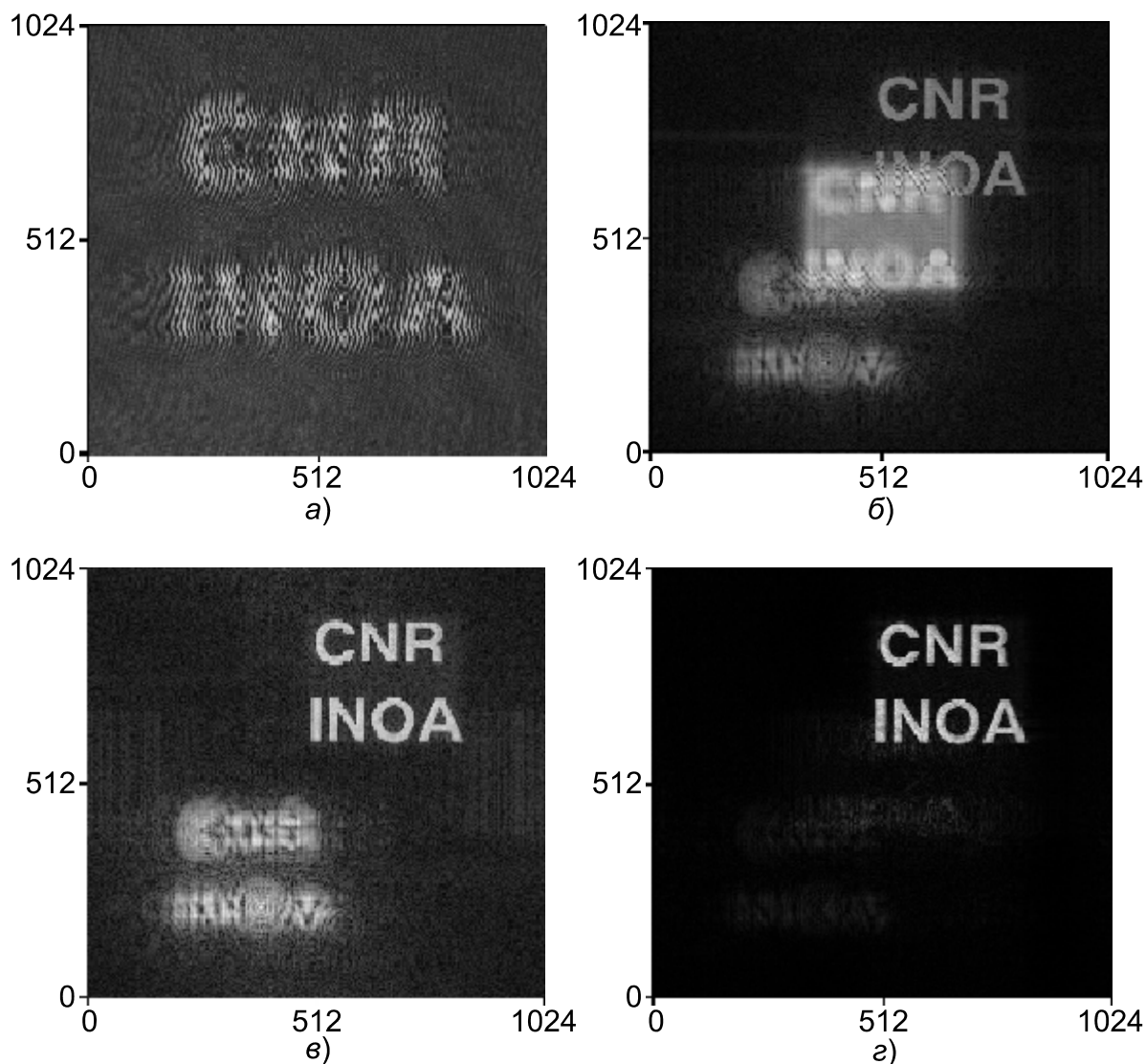


Рис. 5. Численная реконструкция изображения объекта во внеосевой схеме: исходная внеосевая голограмма (а), реконструированное распределение амплитуды на расстоянии $d = 175$ мм (б), подавление нулевого порядка дифракции (в) и результат реконструкции с использованием четырехшагового алгоритма фазового сдвига (г)

Восстановленное распределение амплитуд на рис. 5б содержит нулевой порядок в виде яркой области в форме квадрата в центре изображения. Размеры области равны $N^2 \Delta \xi^2 / d \lambda$. Наличие этого квадрата является нежелательным, так как он перекрывается с частью

восстановленного изображения объекта. Разработаны методы подавления нулевого порядка дифракции [37, 41, 42], такие как усреднение интенсивности с вычитанием среднего значения или применение фильтрации высоких частот при малой частоте среза фильтра. Последний метод был применен при восстановлении изображения, показанного на рис. 5в. Видно, что яркий квадрат устранен, тем не менее мнимое изображение объекта остается сфокусированным и отделенным от нечеткого изображения-двойника (слева) благодаря внеосевой схеме.

В случае четырехшагового алгоритма комплексная амплитуда $O(x, y)$ объектной волны в плоскости голограммы определяется из распределения интенсивностей четырех записанных голограмм по следующей формуле:

$$O(x, y) = \frac{1}{4R^*(x, y)} \times \left\{ I(x, y; \alpha = 0) - I(x, y; \alpha = \pi) + i \left[I\left(x, y; \alpha = \frac{\pi}{2}\right) - I\left(x, y; \alpha = \frac{3\pi}{2}\right) \right] \right\}, \quad (3.1)$$

где значения $\alpha = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$ обозначают сдвиги фазы. Восстановление изображения на расстоянии d от плоскости голограммы производится методом преобразования Френеля, применяемым к полученной комплексной амплитуде $O(x, y)$:

$$Q(\xi, \eta) = \frac{1}{i\lambda d} \exp\left(i\frac{2\pi}{\lambda}d\right) \exp\left[i\frac{\pi}{\lambda d}(\xi^2 + \eta^2)\right] \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} O(x, y) \exp\left[i\frac{\pi}{\lambda d}(x^2 + y^2)\right] \exp\left[-i\frac{2\pi}{\lambda d}(\xi x + y\eta)\right] dx dy. \quad (3.2)$$

На рис. 5г показана численно восстановленная картина распределения амплитуд в результате применения четырехшагового алгоритма.

Яркий центральный квадрат, представляющий нулевой порядок дифракции, и изображение-двойник были существенно подавлены, при этом является видимым лишь изображение объекта в правом верхнем углу.

В этом примере опорная волна моделировалась как $R(x, y) = 1$, что соответствует коллимированному пучку с единичной амплитудой, падающему нормально плоскости ПЗС-матрицы.

Для восстановления картины распределения фазы цифровое представление опорного луча в алгоритме восстановления должно как можно более точно соответствовать характеристикам опорной волны при записи голограммы. В противном случае будет получен лишь набор картин интерференционных полос. Альтернативным алгоритмом является

домножение интеграла (3.2) на корректирующий фазу множитель, не изменяющий картину амплитуд.

4. Многоволновая цифровая голография

Одним из важных преимуществ цифровой голографии является возможность работы одновременно в нескольких длинах волн. Многоволновая цифровая голография [59–65] требует одновременного восстановления нескольких изображений, записанных с разными длинами волн (в разном цвете). Результаты для отдельных длин волн должны быть совмещены для получения цветного изображения.

Проблема заключается в том, что размер пиксела восстановленного изображения зависит от длины волны. Следовательно, численное восстановление изображений на основе преобразования Френеля при записи голограмм на одном расстоянии в различных длинах волн будет давать изображения разных размеров. Это приводит к необходимости масштабирования полученных изображений перед их совмещением.

Проблема может быть решена при использовании алгоритма, основанного на методе свертки, так как размер восстановленного пиксела при этом всегда совпадает с размером пиксела ПЗС-матрицы. Однако, как показано выше, метод свертки неприменим для больших расстояний.

Альтернативный подход заключается в контроле размера голограммы, численно восстановленной с помощью преобразования Френеля, что позволяет работать с изображениями, записанными при разной длине волны или на разном расстоянии. Преимуществом этого подхода является то, что контроль размера голограммы является одной из операций в процессе восстановления и не требует дополнительных операций.

Метод также полезен для микроскопии движущихся объектов, так как в этом случае результатом является последовательность восстановленных изображений с различными размерами из-за зависимости размера пиксела от расстояния и длины волны.

В качестве примера рассмотрим схему экспериментальной установки (рис. б) для записи многоволновых голограмм на разных расстояниях.

В схеме использованы два лазера с различными длинами волн: $\lambda = 632,8\text{ нм}$ (красный цвет) и $\lambda = 532,0\text{ нм}$ (зеленый цвет). Оптическая конфигурация установки обеспечивает распространение объектного и опорного пучков практически вдоль одного и того же пути. Отражающая призма на пути пучка от первого лазера ($\lambda = 632,8\text{ нм}$) позволяет выравнивать оптические пути двух интерферирующих волн в пределах длины когерентности излучения лазера.

Объектом, схематически показанным на рис. 6, являлась фигурка куклы, которая устанавливалась на двух различных расстояниях $d_1 = 725\text{ мм}$ и $d_2 = 850\text{ мм}$.

ПЗС-матрица состояла из 1024×1024 квадратных пикселей шириной $6,7\text{ мкм}$ каждый. Четыре изображения для последующей обработки методом фазового сдвига восстанавливались независимо с помощью преобразования Френеля.

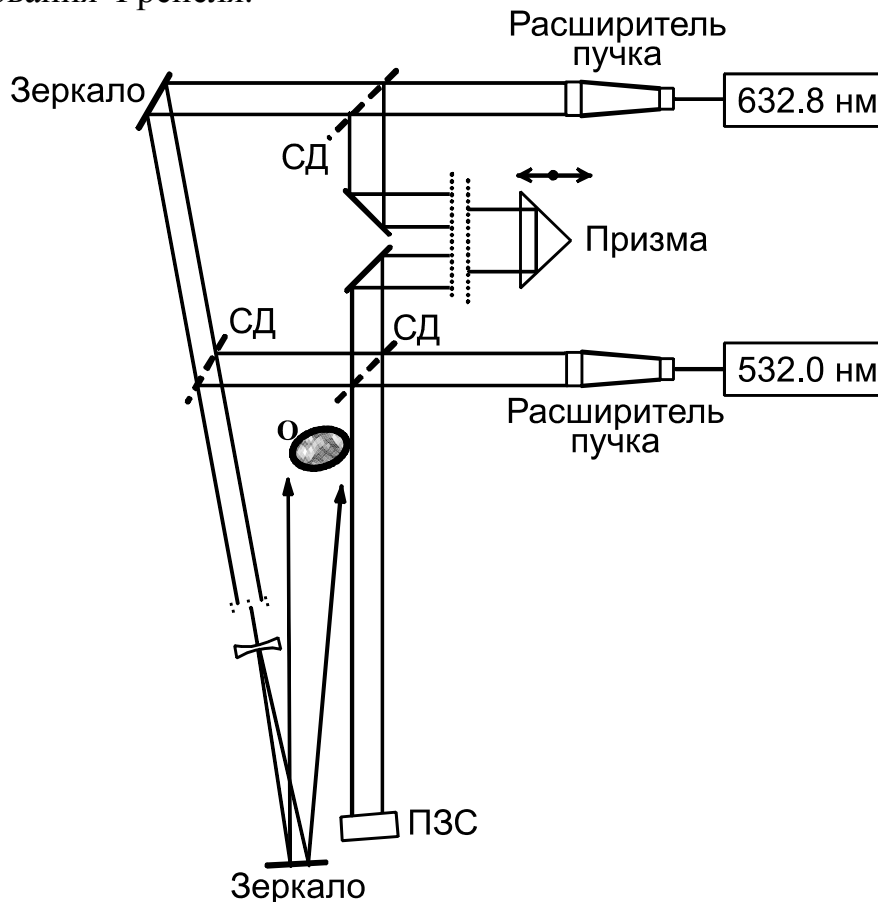


Рис. 6. Оптическая схема установки для записи цифровых голограмм в двух длинах волн

Размер восстановленного пиксела при длине волны λ_r (красный цвет) и расстоянии между плоскостью голограммы и плоскостью восстановленного изображения d_1 составляет $P_{1r} = \lambda_r d_1 / N_r \Delta x = 68,4\text{ мкм}$ при $N_r = N = 1024$; для λ_g (зеленый цвет), d_2 и $N_g = N = 1024$ размер восстановленного пиксела уменьшается и составляет уже $P_{2g} = \lambda_g d_2 / N_g \Delta x = 67,5\text{ мкм}$. Для двух оставшихся комбинаций длин волн и расстояний получаем, соответственно, $P_{2r} = \lambda_r d_2 / N_r \Delta x = 80,2\text{ мкм}$ и $P_{1g} = \lambda_g d_1 / N_g \Delta x = 57,6\text{ мкм}$.

Чтобы иметь возможность сравнивать или обрабатывать совместно результаты различных комбинаций длин волн и расстояний до объекта, необходимы одинаковые значения размера пикселей. Это обеспечивается за счет изменения размера исходной голограммы (в пикселях), т. е. дополнением одной из голограмм нулями по краям.

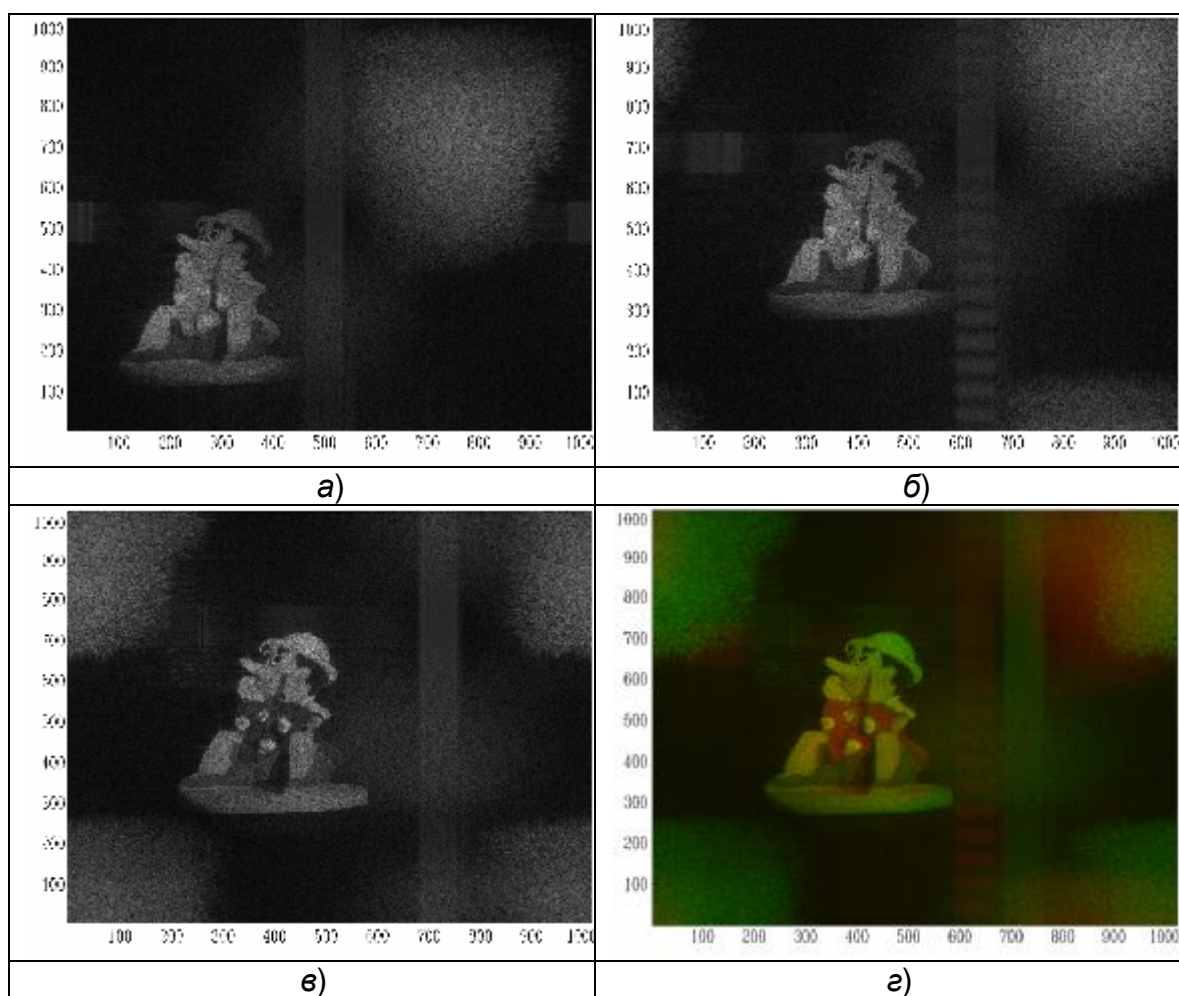


Рис. 7. Реконструкция распределения амплитуд в результате обработки цифровой голограммы, записанной в красном цвете при расстоянии до объекта $d_1 = 725$ мм и $N_r = 1024$ (а), после операции дополнения голограммы нулями при $N_r' = 1038$ (б), реконструкция распределения амплитуд в результате обработки цифровой голограммы, записанной в зеленом цвете при расстоянии до объекта $d_2 = 850$ мм и $N_g = 1024$ (в) и результат наложения изображений, полученных в красном и зеленом цветах (г)

Поскольку в рассматриваемом примере имеет место соотношение $P_{1r} > P_{2g}$ и зависимость является обратно пропорциональной, следует увеличивать число пикселей в голограмме «1r» до $N_r' = N_g (\lambda_r d_1 / \lambda_g d_2) = 1038$. Аналогичным образом для случая $P_{2r} > P_{1g}$

можно дополнить нулями по краям голограмму « $2r$ » до размера $N'_r = N_g (\lambda_r d_2 / \lambda_g d_1) = 1426$.

На рис. 7 иллюстрируется результат применение метода при совмещении двух изображений куклы, восстановленных из голограмм и записанных, соответственно, на расстоянии d_1 и d_2 с длинами волн $\lambda_r = 632\text{нм}$ и $\lambda_g = 532\text{нм}$.

Результат восстановления первой голограммы показан на рис. 7а. Отметим, что к матрице отсчетов не применялись какие-либо операции, и восстановление производилось для исходного размера 1024×1024 пикселей. Вторая голограмма, рис. 7б, дополнялась нулями до размера 1038×1038 ввиду вышеизложенных соображений. На восстановленной картине амплитуд показан только центральный квадрат 1024×1024 .

На рис. 7в показан результат восстановления распределения амплитуд при обработке голограммы, записанной на расстоянии d_2 с длиной волны $\lambda_r = 632\text{нм}$. Результат совмещения изображений рис. 7б и 7в показан на рис. 7г. Изображение имело равномерный желтый цвет, что свидетельствует о хорошем совпадении размеров пикселей в двух восстановленных и совмещенных изображениях.

Рис. 8 иллюстрирует результаты применения метода при совмещении голограмм d_2, λ_r и d_1, λ_g . Процедура похожа на описанную выше для рис. 7, но случае рис. 8 восстановление голограммы в красном цвете происходит на расстоянии d_2 , которое больше расстояния записи d_1 .

Следует отметить, что взаимная замена расстояний для голограмм в зеленом и красном цвете не приводит к тому же самому результату. Это очевидно из сравнения результатов совмещения на рис. 7г и 8г.

Для случая рис. 7г общий размер пиксела восстановленного изображения составляет $P'_{1r} = P_{2g} = 67,5\text{мкм}$, что больше, чем общий размер пиксела на рис. 8г, а именно, $P'_{2r} = P_{1g} = 57,6\text{мкм}$. При этом второе изображение куклы крупнее первого.

5. Компенсация аберраций методами цифровой голографии

Рассмотрим в заключение одно из важных применений цифровой голографии как мощного метрологического метода для оптической диагностики объектов и исследования свойств материалов с учетом важного практического аспекта — компенсации аберраций в оптической системе и оценки характеристик волновых фронтов [42–47].

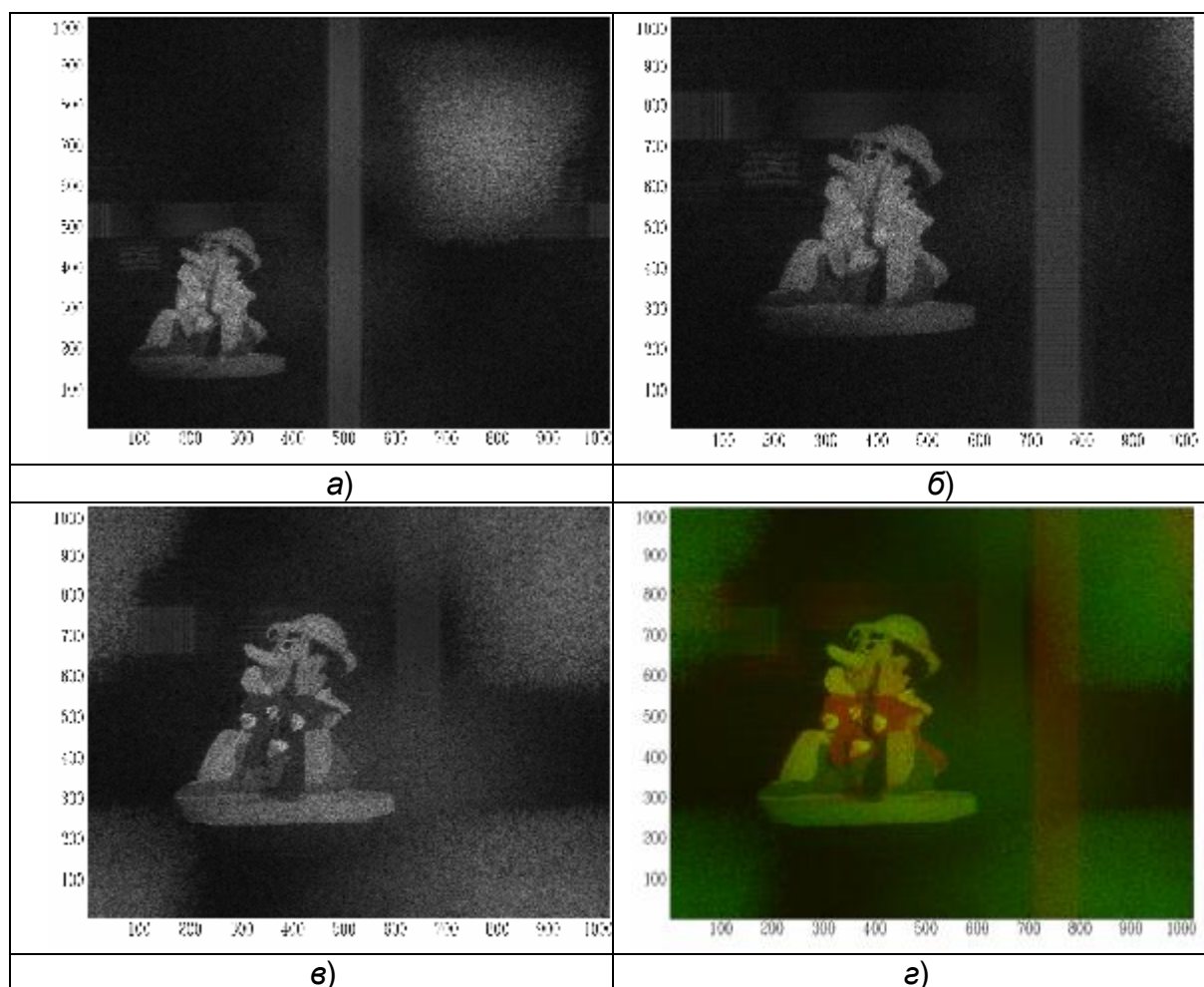


Рис. 8. Реконструкция распределения амплитуд в результате обработки цифровой голограммы, записанной в красном цвете при расстоянии до объекта $d_2 = 850$ мм и $N_r = 1024$ (а), после операции дополнения голограммы нулями при $N_r' = 1426$ (б), реконструкция распределения амплитуд в результате обработки цифровой голограммы, записанной в зеленом цвете при расстоянии до объекта $d_1 = 850$ мм и $N_g = 1024$ (в) и результат наложения изображений, полученных в красном и зеленом цветах (г)

Методы цифровой голографии основаны на количественном расчете распространения волн, что позволяет восстанавливать амплитуду и фазу оптического поля, причем как в плоскости объекта, так и на любом промежуточном расстоянии между объектом и плоскостью голограммы. Более того, имеется возможность моделировать распространение волны в любую сторону от плоскости голограммы.

Если рассчитать последовательность восстановленных полей $Q(\xi, \eta; d)$ для различных расстояний в форме комплексных матриц, то разность фаз $\Delta\phi(\xi, \eta; \Delta d)$ между двумя плоскостями на расстоянии Δd может быть найдена из вещественной и мнимой частей двух комплексных

полей $Q(\xi, \eta; d)$ и $Q(\xi, \eta; d + \Delta d)$ с помощью следующего соотношения (для краткости записи опускаем обозначения координат (ξ, η)):

$$\Delta\phi(\Delta d) = \frac{\operatorname{Re}[Q(d)]\operatorname{Im}[Q(d + \Delta d)] - \operatorname{Im}[Q(d)]\operatorname{Re}[Q(d + \Delta d)]}{\operatorname{Re}[Q(d)]\operatorname{Re}[Q(d + \Delta d)] + \operatorname{Im}[Q(d)]\operatorname{Im}[Q(d + \Delta d)]}. \quad (5.1)$$

Вышеприведенная формула для расчета разности фаз, как известно, применяется также в голографической интерферометрии [76] для расчета фазы интерференционных полос, сформированных при двух экспозициях. Интерференционная картина, полученная в результате взаимодействия объектной и опорной волн, несет в себе информацию об исследуемом объекте. Изменение состояния объекта между экспозициями вызывает соответствующее изменение информации о фазе объектной волны.

Если комплексные поля $Q(\xi, \eta; s_1)$ и $Q(\xi, \eta; s_2)$ являются результатом численного восстановления двух голограмм объекта при различных состояниях s_1 и s_2 , то соответствующая разность фаз может быть получена из формулы

$$\Delta\phi(\xi, \eta; s_1 - s_2) = \operatorname{Arg}[Q(\xi, \eta; s_2)] - \operatorname{Arg}[Q(\xi, \eta; s_1)]. \quad (5.2)$$

Например, в случае анализа деформаций под состояниями s_1 и s_2 можно понимать различные деформации исследуемого объекта, а рассчитанная разность фаз даст информацию о смещениях поверхности объекта.

Возможность цифрового восстановления фазы оптического поля является очень привлекательной потому, что дает возможность устранить влияние аберраций в оптической системе. Полная компенсация аберраций является необходимой при точных оценках фазы в метрологии микрообъектов, например, при проверке или исследовании микроэлектромеханических систем (MEMS). В частности, необходимо компенсировать сферические аберрации, внесенные микрообъективами с большой апертурой, применяемыми в микроскопии, для которых неприменимы параксиальные аппроксимации, предполагаемые в приближении Френеля.

Внесенные линзами аберрации могут быть устранены численно введением компенсирующего фазового множителя в восстановленную объектную волну [43], что эквивалентно домножению интеграла Френеля на дополнительный множитель фазы, который влияет на форму волнового фронта и определяется геометрическими параметрами оптической системы. Альтернативный способ состоит в использовании соответствующим образом модифицированного квадратичного множителя

фазы $w(x, y)$ под интегралом Френеля. Данный множитель связан с характеристиками фокусировки изображения, и поэтому его численная корректировка позволяет устранять влияние aberrаций при фокусировке.

Очевидно, что основной сложностью в применении упомянутых методов является необходимость точного знания фокусных расстояний оптических компонентов, применяемых в установке для записи голограммы, расстояний от линзы до объекта и ПЗС-матрицы и aberrаций, вносимых установкой.

Необходимость в тонкой настройке количественных параметров компенсации устраняется при использовании метода записи двух голограмм подобно упомянутому методу двухэкспозиционной голографической интерферометрии. На первую голограмму записывается информация об исследуемом объекте, на вторую – об «эталонной» плоскости на таком же расстоянии. Разность фаз между двумя голограммами может быть рассчитана в соответствии с уравнением (5.2), при этом вторая голограмма используется как «снимок» волнового фронта с учетом всех внесенных установкой aberrаций, в том числе aberrации дефокусировки микрообъектива. Данный подход (как и любой другой, основанный на цифровой голографии с использованием нескольких снимков) требует высокой стабильности условий между записями во избежание погрешностей, которые могли бы повлиять на конечный результат.

Результаты применения метода цифровой голографии для исследования характеристик элементов микроэлектромеханических систем представлены в работах [50, 56].

Заключение

Цифровая голография основывается на фундаментальных принципах когерентной оптики и современных достижениях электронной техники и компьютерных технологий. При этом предоставляются широкие возможности для исследования различных объектов оптическими методами с разрешающей способностью, определяемой малой длиной волны оптического излучения, характеристиками оптической системы и регистрирующей системы на основе многоэлементных приемников излучения.

Для практического использования методов цифровой голографии необходимо учитывать особенности физического процесса цифровой голографической записи и компьютерного восстановления изображения из голограммы, рассмотренные в настоящей статье.

В последние годы проведены активные исследования, направленные на совершенствование методов и техники цифровой голографии, основные

результаты которых представлены в публикациях, приведенных в списке литературы к настоящей статье. Перспективными направлениями исследований в области цифровой голографии являются многоволновая (цветная) голография, цифровая голография с использованием источников излучения малой когерентности, помехоустойчивые методы развертывания полной фазы объектной волны, быстродействующие алгоритмы компьютерной обработки цифровых голограмм в реальном времени для исследования динамических объектов.

Список литературы

1. Оптическая голография /Под ред. Г. Колфилда. В 2-х т. М.: Мир, 1982.
2. *Goodman J.W., Lawrence R.W.* Digital image formation from electronically detected holograms //Appl. Phys. Lett. 1967. V.11. P. 77–79.
3. *Kronrod R.W., Merzlyakov N.S., Yaroslavskii L.P.* Reconstruction of a hologram with a computer //Sov. J. Tech. Phys. 1972. V.17. P. 333–334.
4. *Ярославский Л.П.* Цифровая обработка сигналов в оптике и голографии: Введение в цифровую оптику. М.: Радио и связь, 1987. С. 243–286.
5. *Schnars U.* Direct phase determination in hologram interferometry with use of digitally recorded holograms //J. Opt. Soc. Am. A. 1994. V.11. P. 2011–2015.
6. *Schnars U, Jüptner W.* Direct recording of holograms by a CCD target and numerical reconstruction //Appl. Opt. 1994. V.33. P. 179–181.
7. *Kreis T., Jüptner W.* Principles of Digital Holography. In: Fringe 97, W. Jüptner, and W. Osten, eds. Academic Verlag, 1997. P. 253–363.
8. *Schnars U., Jüptner W.* Digital recording and numerical reconstruction of holograms //Meas. Sci. Technol. 2002. V.13. P. R85–R101.
9. *Onural L.* Sampling of the diffraction field //Appl. Opt. 2000. V.39. P. 5929–5935.
10. *Dubois F., Joannes L., Dupont O., Dewande J.L., Legros J.C.* An integrated optical set-up for fluid-physics experiments under microgravity conditions //Meas. Sci. Technol. 1999. V.10. P. 934–945.
11. *Owen R.B., Zozulya A.A.* In line digital holographic sensor for monitoring and characterizing marine particulates //Opt. Eng. 2000. V.39. P. 2187–2197.
12. *Pan G., Meng H.* Digital holography of particle fields: reconstruction by use of complex amplitude //Appl. Opt. 2003. V.42. P. 827–833.
13. *Xu W., Jericho M.H., Kreuzer H.J., Meinertzhagen I.A.* Tracking particles in four dimensions with on-line holographic microscopy //Opt. Lett. 2003. V.28. P. 164–166.
14. *Pedrini G., Schedin S., Tiziani H.* Lensless digital-holographic interferometry for the measurement of large objects //Opt. Commun. 1996. V. 171. P. 29–36.
15. *Ferraro P., De Nicola S., Finizio A., Grilli S., Pierattini G.* Digital holographic interferometry for characterization of transparent materials. In: Optical Measurement Systems for Industrial Inspection II: Applications in Production Engineering, R. Hoefling, W. Jüptner, and M. Kujawinska, eds. //Proc. SPIE. 2001. V.4399. P. 9–16.
16. *Nilsson B., Carlsson T.* Simultaneous measurement of shape and deformation using digital light-in-flight recording by holography //Opt. Eng. 2000. V.39. P. 244–253.
17. *Osten W., Baumbach T., Jüptner W.* Comparative digital holography //Opt. Lett. 2002. V.27. P. 1764–1766.

18. *Javidi B., Tajahuerce E.* Three-dimensional recognition by use of digital holography //Opt. Lett. 2000. V.25. P. 610-612.
19. *Javidi B., Tajahuerce E.* Encrypting three-dimensional information with digital holography //Appl. Opt. 2000. V.39. P. 6595-6601.
20. *Javidi B., Nomura T.* Securing information by use of digital holography //Opt. Lett. 2000. V.25 P. 28-30.
21. *Frauel Y., Javidi B.* Neural network for three-dimensional object recognition based on digital holography //Opt. Lett. 2001. V.26 P. 1478-1481.
22. *Frauel Y., Tajahuerce E., Castro M.-A., Javidi B.* Distortion-tolerant three-dimensional object recognition with digital holography //Appl. Opt. 2001. V.40. P. 3887-3893.
23. *Cuche E., Bevilacqua F., Depeursinge C.* Digital Holography for quantitative phase-contrast imaging //Opt. Lett. 1999. V.24. P. 291-293.
24. *Zhang T., Yamaguchi I.* Three-dimensional microscopy with phase-shifting digital holography //Opt. Lett. 1998. V.23. P. 1221-1223.
25. *Takaki Y., Ohzu H.* Fast numerical reconstruction technique for high-resolution hybrid holographic microscopy //Appl Opt. 1999. V.38. P. 2204-2211.
26. *Yamaguchi I., Kato J., Ohta S., Mizuno J.* Image formation in phase-shifting digital holography and applications to microscopy //Appl. Opt. 2001. V.40. P. 6177-6186.
27. *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. V.38. P. 7085-7094.
28. *Dubois F., Minetti C., Monnom O., Yourassowsky C., Legros J.-C., Kischel P.* Pattern recognition with a digital holographic microscope working in partially coherent illumination //Appl. Opt. 2002. V.41. P. 4108-4119.
29. *Pedrini G., Tiziani H.* Short-coherence digital microscopy by use of a lensless holographic imaging system //Appl. Opt. 2002. V.41. P. 4489-4496.
30. *Cuche E., Marquet P., Depeursinge C.* Aperture apodization using spline interpolation : application in digital holographic microscopy //Opt. Commun. 2000. V.182. P. 59-69.
31. *Dubois F., Monnom O., Yourassowsky C., Legros J.-C., Kischel P.* Border processing in digital holography by extension of the digital hologram and reduction of the higher spatial frequencies //Appl. Opt. 2002. V.41. P. 2621-2626.
32. *Jacquot M., Sandoz P., Tribillon G.* High resolution digital holography //Opt. Commun. 2001. V.190. P. 87-94.
33. *Allaria E., Brugioni S., DeNicola S., Ferraro P., Grilli S., Meucci R.* Digital holography at 10.6 μm //Opt. Commun. 2003. V.215. P. 257-262.
34. *Liebling M., Blu T., Unser M.* Fresnelelets: New Multiresolution Wavelet Bases for Digital Holography //IEEE Trans. Image Process. 2003. V.12. P. 29-43.
35. *Goodman J.W.* Introduction to Fourier Optics, 2nd ed. McGraw-Hill: New York, 1996.
36. *Gabor D.* A new microscopic principle //Nature. 1948. V.161. P. 777-778.
37. *Kreis T., Jüptner W.* Suppression of the dc term in digital holography //Opt. Eng. 1997. V.36. P. 2357-2360.
38. *Takaki Y., Kawai H., Ohzu H.* Hybrid holographic microscopy free of conjugate and zero-order images //Appl. Opt. 1999. V.38. P. 4990-4996.
39. *Yamaguchi I., Zhang T.* Phase-shifting digital holography //Opt. Lett. 1997. V.23 P. 1268-1270.
40. *Lai S., King B., Neifeld M.A.* Wavefront reconstruction by means of phase-shifting digital in-line holography //Opt. Commun. 2000. V.173. P. 155-160.
41. *Cuche E., Marquet P., Depeursinge C.* Spatial filtering for zero-order and twin-image elimination in digital off-axis holography //Appl. Opt. 2000 V.39. P. 4070-4075.

42. Liu C., Li Y., Cheng X., Liu Z., Bo F., Zhu J. Elimination of zero-order diffraction in digital holography //Opt. Eng. 2002. V.41. P. 2434–2437.
43. Stadelmaier A., Massig J.H. Compensation of lens aberrations in digital holography //Opt. Lett. 2000. V.25. P. 1630-1633.
44. Pedrini G., Schedin S., Tiziani H.J. Aberration compensation in digital holographic reconstruction of microscopic objects //J. Mod. Opt. 2001. V.48. P. 1035-1041.
45. De Nicola S., Ferraro P., Finizio A., Pierattini G. Wave front reconstruction of Fresnel off-axis holograms with compensation of aberrations by means of phase-shifting digital holography //Opt. Las. Eng. 2002. V.37. P. 331-340.
46. Grilli S., Ferraro P., De Nicola S., Finizio A., Pierattini G., Meucci R. Whole optical wavefields reconstruction by digital holography //Opt. Exp. 2001. V.9. P. 294-302.
47. De Nicola S., Ferraro P., Finizio A., Pierattini G. Correct-image reconstruction in the presence of severe anamorphism by means of digital holography //Opt. Lett. 2001. V.26. P. 974-977.
48. Grilli S., De Nicola S., Ferraro P., Pierattini G. Experimental demonstration of the longitudinal phase-shift in digital holography //Opt. Eng. 2002. V.42. P. 1625-1630.
49. Cuhe E., Marquet P., Depeursinge C. Simultaneous amplitude-contrast and quantitative phase-contrast microscopy by numerical reconstruction of Fresnel off-axis holograms //Appl. Opt. 1999. V.38. P. 6994-7001.
50. Ferraro P., De Nicola S., Finizio A., Coppola G., Grilli S., Magro C., Pierattini G. Compensation of the inherent wave front curvature in digital holographic coherent microscopy for quantitative phase contrast imaging //Appl. Opt. 2003. V.42. P. 1936-1946.
51. Lei X., Xiaoyuan P., Asundi A.K., Jianmin M. Hybrid holographic microscope for interferometric measurement of microstructures //Opt. Eng. 2001. V.40. P. 2533-2539.
52. Lei X., Xiaoyuan P., Jianmin M., Asundi A.K. Studies of digital microscopic holography with applications to microstructure testing //Appl. Opt. 2001. V.40. P. 5046-5052.
53. Seebacker S., Osten W., Baumbach T., Jüptner W. The determination of materials parameters of microcomponents using digital holography //Opt. Las. Eng. 2001. V.36 P. 103-126.
54. Jüptner W., Werner P., Kujawinska M., Osten W., Salbut L.A., Seebacher S. Combined measurement of silicon microbeams by grating interferometry and digital holography. In: Int. Conf. Appl. Opt. Metrol., P.K. Rastogi, and F. Gyimesi, eds. //Proc. SPIE. 1998. V.3407. P. 348-357.
55. Seebacker S., Osten W., Baumbach T., Jüptner W. The determination of materials parameters of micro-components using digital holography //Opt. Las. Eng. 2001. V.36. P. 103-126.
56. Ferraro P., Coppola G., De Nicola S., Finizio A., Grilli S., Iodice M., Magro C., Pierattini G. Digital Holography for characterization and testing of MEMS structures. In: Proc. IEEE/LEOS Int. Conf. on Optical MEMS 2002. New York: IEEE, 2002. P. 125-126.
57. Ferraro P., Coppola G., De Nicola S., Finizio A., Pierattini G. //Opt. Lett. 2003. V.28. P. 1257-1259.
58. Ferraro P., Coppola G., De Nicola S., Finizio A., Pierattini G., Alfieri D. Controlling image size as a function of distance and wavelength in Fresnel transform reconstruction of digital holograms //Opt. Lett. 2004. V.29. P. 854-856.
59. Kim M. Tomographic three-dimensional imaging of a biological specimen using wavelength-scanning digital interference holography //Opt. Exp. 2000. V.7. P. 305-310.

60. Kim M. Wavelength-scanning digital interference holography for optical section imaging //Opt. Lett. 1999. V.24. P. 1693-1695.
61. Yamaguchi I., Matsumura T., Kato J. Phase-shifting colour digital holography //Opt. Lett. 2002. V.27. P. 1108-1110.
62. Kato J., Yamaguchi I., Matsumura T. Multicolor digital holography with an achromatic phase shifter //Opt. Lett. 2003. V.28. P. 1403-1406.
63. Demoli N., Vukicevic D., Torzynski M. Dynamic digital holographic interferometry with three wavelengths //Opt. Exp. 2003. V.11. P. 767-774.
64. Gass J., Dakoff A., Kim M.K. Phase imaging without 2π ambiguity by multi-wavelength digital holography //Opt. Lett. 2003. V.28. P. 1141-1143.
65. De Nicola S., Ferraro P., Coppola G., Finizio A., Pierattini G., Grilli S. Talbot self-image effect in digital holography and its application to spectrometry //Opt. Lett. 2003. V.28. P. 104-106.
66. Ferraro P., De Nicola S., Coppola G., Finizio A., Pierattini G. Recovering image resolution in reconstructing digital off-axis holograms by Fresnel-transform method //Appl. Phys. Lett. 2004, in press.
67. Le Clerc F., Gross M., Collot L. Synthetic-aperture experiment in the visible with on-axis digital heterodyne holography //Opt. Lett. 2001. V.26. P. 1550-1553.
68. Massig J.H. Digital off-axis holography with a synthetic aperture //Opt. Lett. 2002. V.27. P. 2179-2182.
69. Liu C., Liu Z., Bo F., Wang Y., Zhu J. Super-resolution digital holographic imaging method //Appl. Phys. Lett. 2002. V.81. P. 3143-3145.
70. Khare K., George N. Direct coarse sampling of electronic holograms //Opt. Lett. 2003. V.28. P. 1004-1007.
71. Гуров И.П. Компьютерная обработка интерференционных сигналов на основе алгоритма управляемого фазового сдвига //Оптический журнал. 1998. N10. С. 38-42.
72. Wyant J.C. Interferometric optical metrology: basic principles and new systems //Laser Focus. 1982. V.18. P. 65-71.
73. Grevenkamp J.E., Bruning J.H. Phase-shifting interferometry. In: Optical shop testing, D. Malacara, ed. New York: Wiley, 1992.
74. Schwider J., Burow R., Ellsner K.E., Grzanna J., Spolaczyk R., Merkel K. Digital wave-front measuring interferometry: some systematic error sources //Appl. Opt. 1983. V.22. P. 3421-3432.
75. Creath K. Phase measurement interferometry technique //Prog. Opt. 1988. V.26 .P. 349-383.
76. Вест Ч. Голографическая интерферометрия. М.: Мир, 1982.