

УДК 535.417

## НОВЫЙ МЕТОД НАХОЖДЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ АБЕРРАЦИЙ НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА ГОЛОГРАММЫ ОБЪЕКТА БЕЗ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

*В. А. Маткивский*<sup>1\*</sup>, *А. А. Моисеев*<sup>1</sup>, *П. А. Шильягин*<sup>1,2</sup>, *Д. В. Шабанов*<sup>1</sup>,  
*Г. В. Геликонов*<sup>1,2</sup>, *В. М. Геликонов*<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт прикладной физики РАН;

<sup>2</sup> Нижегородская государственная медицинская академия, г. Нижний Новгород, Россия

Представлен новый метод компенсации aberrаций волнового фронта при построении изображений, в котором используются возможности цифровой голографии. Разработанные алгоритмы позволяют находить искажения волнового фронта, обусловленные неоднородностями оптического тракта, при интерференционной регистрации изображений без проведения дополнительных измерений (т. е. без использования опорного точечного источника и измерения искривления волнового фронта). Продемонстрирована возможность уменьшения aberrаций волнового фронта цифровыми методами с десятков до нескольких радиан.

### ВВЕДЕНИЕ

При построении изображений в оптике практически всегда возникают искажения (абберации), вызванные различными факторами. Ввиду того, что данные искажения нередко ограничивают разрешение оптической системы, возникает необходимость их измерения и компенсации. Задачи компенсации оптических aberrаций могут быть разделены на две группы. К первой группе относятся задачи компенсации искажений, вносимых собственно оптическими приборами и системами. Абберации в данном случае поддаются расчёту и измерению и могут быть уменьшены или устранены путём внесения изменений в конструкцию оптических устройств (изменения типа, числа и взаимного расположения оптических элементов). Методы решения подобных задач в достаточной степени развиты, и их рассмотрение выходит за рамки данной публикации. Ко второй группе можно отнести задачи, в которых искажения вносятся оптическими неоднородностями объекта наблюдения или трассы распространения оптических лучей до приёмной системы. В качестве примера здесь можно привести наблюдение сетчатки глаза через неидеальный хрусталик или наблюдение звёзд через турбулентную атмосферу. Абберации в таких случаях не могут быть устранены заранее и должны каждый раз измеряться и компенсироваться.

Для решения задач измерения и компенсации aberrаций успешно применяются методы адаптивной оптики [1]. Устройства, позволяющие реализовать данные методы, включают в себя датчик, измеряющий кривизну волнового фронта (датчик Шака—Гартмана), и деформируемое зеркало, позволяющее корректировать форму волнового фронта. Также неизменным элементом таких устройств является система, создающая опорный точечный источник на поверхности объекта наблюдения.

Интерференционные методы регистрации изображений предоставляют совершенно иные возможности компенсации aberrаций. Так, в методе цифровой голографии результат интерференции опорной и объектной волн записывается с помощью камеры на основе прибора с зарядовой связью (ПЗС-камеры). Полученные данные позволяют синтезировать распределение комплексных амплитуд электрического поля, пришедшего от объекта. Благодаря этому становится возможной

\* xvasmat@yandex.ru

не только визуализация, но и коррекция получаемого изображения объекта различными методами. Тем самым физическая коррекция волнового фронта заменяется численным расчётом, что существенно упрощает экспериментальную часть и расширяет область применимости методов компенсации искажений изображения. Так, например, может осуществляться численная перефокусировка реконструированного объекта в различные плоскости [2]. В одной из первых работ, посвящённых численной коррекции волнового фронта [3], измерялась и компенсировалась сферическая аберрация плоско-выпуклой линзы; последняя использовалась в качестве объектива микроскопа. Сначала в фокальную плоскость линзы помещался точечный источник. По числу интерференционных колец на ПЗС-камере вычислялась величина сферической аберрации. После этого в фокальную плоскость помещался объект (мишень «USAF 1951») и при обработке изображения проводилась компенсация найденной на предыдущем этапе фазовой аберрации. В работе была продемонстрирована возможность получения изображения мишени с дифракционно-ограниченным разрешением. В работе [4] астигматизм изображения компенсировался за счёт выбора разной дистанции для каждой из поперечных координатных осей при численном восстановлении изображения. В работе [5] показано соответствие численно смоделированного и полученного в результате синтеза цифровой голограммы волновых фронтов. В работе [6] при построении цифровой голограммы образца, наклонённого к оптической оси, анаморфизм изображения компенсировался поворотом плоскости голограммы с использованием метода углового спектра. В работе [7] рассматриваются три метода компенсации параболической кривизны волнового фронта, вызванной аберрациями объектива микроскопа. Первый основан на использовании участка голограммы, расположенного рядом с объектом и не содержащего фазовой информации об объекте. Второй метод основан на подборе параметров корректирующей функции (использовались 8 параметров). Критерием удачного подбора является отсутствие интерференционных колец на изображении. Третий метод связан с помещением образца на зеркальную подложку. Для нахождения кривизны волнового фронта делаются два снимка — с объектом и без него. Последний метод получил название двухэкспозиционного. В работах [8, 9] идея компенсации аберраций, в которой используются плоские участки образца, получила дальнейшее развитие. Вводится понятие численной параметрической линзы — некоторой функции, являющейся разложением возмущений (неровностей) волнового фронта (сдвига, наклона) по стандартным полиномам или полиномам Цернике. В работе [10] те же авторы осуществляют калибровку установки цифровой голографии (как в варианте с просветом, так и в варианте с отражением). Под калибровкой понимается устранение эффектов от аберраций и наклона плоскости изображения. Устраняются любые внесённые аберрации, как в объектном, так и в опорном плече; при этом не требуется никакой дополнительной информации об их виде или положении. Для устранения аберраций используются либо плоские участки на образце (в варианте с отражением), либо проводятся две экспозиции — с образцом и без него (в варианте с просветом). Основное внимание уделяется полной компенсации оптических аберраций, что позволяет получать фазово-контрастное изображение с точностью до 0,05 рад. Тем самым показано, что аберрации могут быть устранены практически полностью в системах, где может быть сделано две экспозиции (для прозрачных образцов) или существует плоская отражающая поверхность (для непрозрачных образцов; при этом величина остаточных аберраций определяется качеством поверхности). Однако провести такие операции удаётся не во всех практически важных случаях, а иногда их выполнение сопряжено с существенными сложностями.

В работе [11] описывается решение задачи компенсации аберраций глаза. В представленной оптической схеме возможность применения двухэкспозиционного метода напрямую отсутствует. Задача решается по аналогии с методом адаптивной оптики с заменой датчика Шака—Гартмана и деформируемого зеркала голографическим приёмом сигнала и цифровой обработкой получен-

ной голограммы соответственно. Введено понятие цифровой адаптивной оптики. В работе [12] вместо голограммы в плоскости изображения регистрировалась голограмма в фурье-плоскости оптической системы, что позволило точнее определить искажающую фазу по голограмме точечного рассеивателя. В работе [13] по геометрическим характеристикам установки вычислялся квадратичный фазовый множитель, который содержится как в голограмме точечного рассеивателя, являющейся функцией изображения точки, так и в комплексном поле голограммы объекта. После вычитания найденной фазы из фазы функции изображения точки и голограммы объекта проводилась корреляционная операция, в результате которой была получена скорректированная голограмма объекта.

Методы компенсации аберраций в представленных работах имеют одну общую особенность. Для нахождения искажающей фазовой функции анализируется искажение некоторого эталонного фазового фронта. Полученная информация применяется для корректировки изображения. Достоинство данного подхода состоит в высокой эффективности и принципиальной простоте, недостаток — в усложнённой оптической схеме и необходимости проведения дополнительных измерений. Существенно иной подход был продемонстрирован в работе [14], в которой осуществлена только процедура удаления параболической компоненты распределения фазы. Для этого было проведено дифференцирование фазы изображения по поперечным координатам и из полученного распределения удалена линейная компонента за счёт фильтрации в фурье-пространстве с последующим обратным преобразованием Фурье и интегрированием. Представленные в работе [14] данные экспериментов показывают, что полученный таким образом результат идентичен результату применения двухэкспозиционного метода. При этом сам метод направлен на устранение только квадратичной фазовой добавки, внесённой объективом микроскопа. В работе [15] используется малость максимального диапазона изменения фазы, вносимой объектом (например, отдельно расположенными клетками с максимальным диапазоном изменения фазы 4 рад), по сравнению с фазой аберрационной компоненты изображения с диапазоном 150 рад. Это позволяет считать фазу найденного поля в плоскости объекта функцией аберраций и аппроксимировать эту фазу с помощью первых пяти полиномов Цернике, соответствующих, в частности, наклону, дефокусировке, астигматизму и сферической аберрации. Аппроксимированная фаза вычитается из измеренной, после чего вычисляется скорректированное изображение. Разница между скорректированной фазой, полученной выше описанным и двухэкспозиционными методами, составляет не более 1 рад. В работах [16, 17] использован тот же принцип с несколько иной процедурой аппроксимации фазы. В работе [18] вместо аппроксимации фазы полиномами используется метод главных компонент. В работе [19] улучшена процедура аппроксимации фазы полиномами Цернике за счёт оптимизации метрики, введённой в спектральной области.

Перечисленные выше методы можно условно разделить на две группы. Методы первой группы предполагают регистрацию дополнительного изображения от некоторого эталонного объекта: экспозиция без образца, плоский образец или выделенный плоский участок на исследуемом образце, точечный источник. Методы второй группы в эталонных образцах не нуждаются. Там, где могут быть применены методы первой группы, они позволяют компенсировать распределение фазы аберрации вплоть до сотых долей радиана [10]. Однако в ряде приложений при применении подобных методов возникают существенные трудности. В работах [12, 13] для создания точечного источника на образце были использованы дополнительные элементы оптической схемы. В работе [13] полученные ошибки в аберрационной фазе были связаны с большим размером вспомогательного источника. В работе [12] глаз человека моделировался линзой, в фокальной плоскости которой помещался некоторый образец (крыло бабочки, сухая сетчатка быка, мишень «USAF 1951»). Такая система являлась статической: её аберрации не зависели от времени, хотя для реального глаза это условие не выполняется. Очевидно, что для систем с подвижным объек-

том предпочтительно применение методов второй группы. Данные методы гораздо менее развиты и налагают определённые ограничения на образец. Так, в работах [15, 16, 19] исследуемым образцом являлись изолированные друг от друга отдельные клетки. В работе [18] в качестве образца использованы клетки лука. На поверхности клеток волновой фронт почти идеально ровный, а на стыках между клетками он сильно деформируется, образуя узкие полосы на фазовой картине. Авторы работы [18] ищут волновой фронт в виде параболоида и подбирают оптимальные значения соответствующих коэффициентов, минимизируя среднеквадратичное отклонение.

Данная работа посвящена развитию методов, которые не нуждаются в эталонных образцах. Используемые при этом подходы позволяют избежать строгих ограничений, налагаемых на объект исследования, что обуславливается относительной простотой вида вносимого абберационного искажения фазы и большим диапазоном её изменения по сравнению с фазовым распределением, определяемым объектом). Для эффективного применения метода требуется наличие априорной информации о геометрических характеристиках оптической системы, что почти всегда выполняется.

## 1. ПРИНЦИПЫ МЕТОДА

В предлагаемом методе используется расчёт распределения электромагнитного поля в некоторой области пространства по известному распределению поля в другой области. Для такого преобразования распределения комплексных амплитуд электромагнитного поля в данной статье используется численная реализация метода углового спектра, изложенная, например, в работе [20].

Рассмотрим модельную оптическую схему, представленную на рис. 1. Числами 1, 2 и 3 обозначены входная плоскость  $(x_1, y_1)$ , плоскость объектива  $(x_2, y_2)$  и выходная плоскость  $(x_3, y_3)$ . Расстояния от плоскости объектива до входной и выходной плоскостей равны  $a$  и  $b$  соответственно. В выходной плоскости 3 строится распределение комплексных амплитуд, которое согласно [21] будем называть изображением плоскости 1, построенным объективом L. Пусть в плоскости 1 задано распределение комплексной амплитуды  $p(x_1, y_1)$ . Выражение для распределения комплексной амплитуды  $p_a(x_2, y_2)$  в плоскости 2 по распределению  $p(x_1, y_1)$  в плоскости 1 при использовании метода углового спектра согласно [22] примет вид

$$p_a(x_2, y_2) = \text{FT}_{2D}^{(-1)} \left[ \Phi(k_x, k_y) \exp\left(-ia \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}\right) \right], \quad (1)$$

где

$$\Phi(k_x, k_y) = \text{FT}_{2D}[p(x_1, y_1)],$$

$\text{FT}_{2D}$  и  $\text{FT}_{2D}^{-1}$  — прямое и обратное двумерные преобразования Фурье соответственно,  $k_x$  и  $k_y$  — величины поперечных компонент волнового вектора  $\mathbf{k}$ . В дальнейшем для краткости выражение (1) будем записывать в операторном виде

$$p_a(x_2, y_2) = \mathcal{F}[a, p(x_1, y_1)], \quad (2)$$

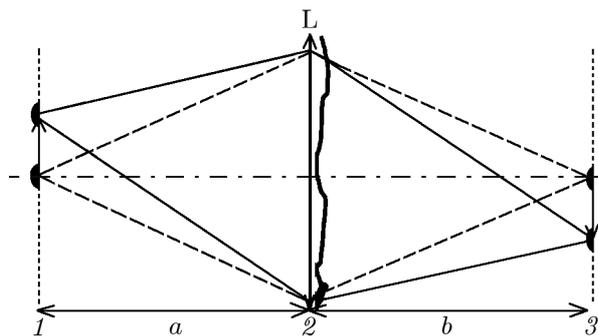


Рис. 1. Модельная оптическая схема: 1 — входная плоскость, 2 — плоскость объектива, 3 — выходная плоскость;  $a$  и  $b$  — расстояния между соответствующими плоскостями, L — объектив. Ломаной линией условно обозначено вносимое в волновой фронт искажение

где  $\mathcal{F}$  назовём оператором свободного пространства. Введём функцию объектива  $L(x_2, y_2)$ . Будем считать, что объектив изменяет только фазу комплексной амплитуды, причём изменения происходят локально:

$$P(x_2, y_2) = p_a(x_2, y_2)L(x_2, y_2), \quad (3)$$

где  $P(x_2, y_2)$  — комплексная амплитуда поля на выходе из объектива. Соответственно, применяя ещё раз оператор свободного пространства, можно получить распределение комплексных амплитуд в выходной плоскости:

$$p_b(x_3, y_3) = \mathcal{F}[b, P(x_2, y_2)]. \quad (4)$$

Функцию  $L(x_2, y_2)$  можно представить в виде

$$L(x_2, y_2) = \exp[i\varphi_\epsilon(x_2, y_2) + i\varphi_1(x_2, y_2)], \quad (5)$$

где  $\varphi_\epsilon(x_2, y_2)$  — неизвестное фазовое распределение аберрации, а  $\varphi_1(x_2, y_2)$  — известное (квадратичное) фазовое распределение, вносимое идеальной тонкой линзой с заданным фокусным расстоянием.

Рассмотрим построение изображения объективом. Предположим, что объект состоит из набора точечных рассеивателей (это верно для большинства биологических сред, в том числе сетчатки глаза человека). Тогда распределение комплексных амплитуд в плоскости объекта можно представить как

$$p(x_1, y_1) = \sum_n \alpha_n \delta(x_1 - x^{(n)}, y_1 - y^{(n)}), \quad (6)$$

где  $\alpha_n$  — амплитуда, соответствующая рассеивателю с координатами  $(x^{(n)}, y^{(n)})$ ;  $n = 1, \dots, N$ ;  $N$  — число рассеивателей,  $\delta(x, y)$  — двумерная дельта-функция. Исходя из принципа суперпозиции, можно рассмотреть построение изображения каждого рассеивателя отдельно. Распределение комплексной амплитуды поля, соответствующее рассматриваемому рассеивателю, после прохождения объектива даётся выражением

$$P^{(n)}(x_2, y_2) = \mathcal{F}[a, p^{(n)}(x_1, y_1)] \exp[i\varphi_\epsilon(x_2, y_2) + i\varphi_1(x_2, y_2)], \quad (7)$$

где  $p^{(n)}(x_1, y_1)$  — комплексная амплитуда поля  $n$ -го рассеивателя в плоскости  $(x_1, y_1)$ . Получившееся распределение можно представить в виде

$$P^{(n)}(x_2, y_2) = |P^{(n)}(x_2, y_2)| \exp[i\varphi_\epsilon(x_2, y_2) + i\varphi^{(n)}(x_2, y_2) + i\varphi_1(x_2, y_2)]. \quad (8)$$

Как видно, в фазовом распределении комплексных амплитуд присутствуют три члена. Член  $\varphi_\epsilon(x_2, y_2)$  описывает вносимую объективом фазу аберрации. Член  $\varphi_1(x_2, y_2)$  — фазу, вносимую идеальной линзой, и считается известным. Член  $\varphi^{(n)}(x_2, y_2)$  описывает фазу, определяемую точечным рассеивателем. Применение оператора свободного пространства к равенству (8) ещё раз позволяет получить изображение в выходной плоскости оптической системы. Изображение уширяется по сравнению с дифракционно-ограниченным из-за внесённых аберраций. Соответственно, каждое отдельное уширенное изображение содержит в себе информацию о распределении  $\varphi_\epsilon(x_2, y_2)$ . С одной стороны, данное обстоятельство порождает избыточность информации о  $\varphi_\epsilon(x_2, y_2)$ , а с другой стороны изображения точечных рассеивателей перекрываются, что не позволяет найти  $\varphi_\epsilon(x_2, y_2)$  методами цифровой адаптивной оптики. Нужная информация в этом случае может быть получена статистическими методами.

## 2. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИЗБЫТОЧНОЙ ИНФОРМАЦИИ О ВОЗМУЩЕНИЯХ ФАЗЫ ВСЛЕДСТВИЕ АБЕРРАЦИИ ОБЪЕКТИВА

Метод фазовой градиентной автофокусировки хорошо описан в литературе, например в работе [23]. Данный метод применяется для коррекции изображений, получаемых на радарах с синтезированной апертурой. Также он был использован для коррекции изображений в системах оптической когерентной томографии [24]. В этом методе существенную роль играет избыточность информации о функции изображения точки, возникающей в процессе построения изображения. На основе этой информации находится вид внесённой ошибки, что позволяет скорректировать эту функцию. Рассматриваемый в данной работе метод использования избыточности информации, возникающей в поставленной задаче, похож на метод фазовой градиентной автофокусировки. На базе последнего построен итерационный алгоритм, каждая итерация которого содержит 5 основных этапов.

1) На первом этапе осуществляется поиск локальных максимумов модуля  $|p_b^{(q)}(x_3, y_3)|$  комплексных амплитуд и вокруг них выделяются квадратные окрестности. Индекс  $q$  означает номер итерации. Вне этих окрестностей комплексные амплитуды полагаются равными нулю. Выделение происходит таким образом, чтобы расстояния между максимумами были не меньше ширины окрестности. Полученные окрестности обозначаются как  $S^{(m)}(x_3, y_3)$ , где  $m = 1, \dots, M$ ;  $M$  — общее число выделенных областей. Следует заметить, что  $M \ll N$ . Вопрос выбора ширины и формы выделяемой окрестности требует отдельной проработки. Для предварительной оценки эффективности предлагаемого метода использовалось квадратное окно, ширина которого уменьшалась на каждой итерации. Выбор параметров — начальной ширины окна и шага уменьшения — осуществлялся эмпирически. Стоит отметить, что в ходе предварительных экспериментов значимой зависимости эффективности метода от выбора этих параметров обнаружено не было. Для аббераций различного вида с различной амплитудой эти параметры можно было оставлять неизменными.

2) Для каждой выделенной области с использованием оператора распространения в свободном пространстве находится набор комплексных амплитуд  $G^{(m)}(x_2, y_2)$  в области линзы. Расчёт  $G^{(m)}(x_2, y_2)$  по  $S^{(m)}(x_3, y_3)$  осуществляется следующим образом:

$$G^{(m)}(x_2, y_2) = \mathcal{F}[-b, S^{(m)}(x_3, y_3)]. \quad (9)$$

Распределение  $G^{(m)}(x_2, y_2)$  имеет вид

$$G^{(m)}(x_2, y_2) = |G^{(m)}(x_2, y_2)| \exp[i\varphi_\epsilon(x_2, y_2) + i\varphi^{(m)}(x_2, y_2) + i\varphi_1(x_2, y_2)]. \quad (10)$$

Обозначения в выражении (10) идентичны введённым в (8), за исключением замены индекса  $n$  на  $m$ . Поскольку слагаемое  $\varphi_1(x_2, y_2)$  в фазовой части выражения (10) полагается априорно известным, оно исключается введением множителя вида  $\exp[-i\varphi_1(x_2, y_2)]$  и в дальнейших рассуждениях опускается.

3) Далее находятся градиенты абберационной компоненты. Как обсуждалось ранее, величина  $\varphi_\epsilon(x_2, y_2)$  не зависит от  $S^{(m)}(x_3, y_3)$  в то время как  $\varphi^{(m)}(x_2, y_2)$  — зависит. Соответственно, тем или иным образом усреднив  $\varphi^{(m)}(x_2, y_2)$ , удаётся выделить фазу аббераций и затем скорректировать изображение. Для этого находятся градиенты фазы согласно следующим выражениям:

$$\nabla\theta_x^{(m)} = \frac{\partial}{\partial x_2} \arg[G^{(m)}(x_2, y_2)], \quad (11)$$

$$\nabla\theta_y^{(m)} = \frac{\partial}{\partial y_2} \arg[G^{(m)}(x_2, y_2)], \quad (12)$$

где

$$\theta \equiv \theta(x_2, y_2) = \varphi_\epsilon(x_2, y_2) + \varphi^{(m)}(x_2, y_2), \quad (13)$$

индекс  $m$  соответствует номеру области  $S^{(m)}(x, y)$ , полученной на первом этапе. Взятие частных производных в численном виде представляло из себя последовательное вычитание столбцов и строк матрицы, соответствующей дискретному аналогу функции  $\theta(x, y)$ .

4) Далее находились арифметические средние полученных на предыдущем этапе градиентов фазы. В силу коммутативности операций дифференцирования и усреднения, на основе выражения (13) можно записать

$$\overline{\nabla\theta_x} = \frac{\partial}{\partial x_2} \left[ \overline{\varphi}_\epsilon(x_2, y_2) + \overline{\varphi}^{(m)}(x_2, y_2) \right],$$

где черта означает усреднение. Первый член этой суммы от  $m$  не зависит, и поэтому  $\overline{\varphi}_\epsilon(x_2, y_2) = \varphi_\epsilon(x_2, y_2)$ . Второй член суммы в силу случайности величины  $\varphi^{(m)}(x_2, y_2)$  должен стремиться к нулю при увеличении  $M$ . Нахождение распределения фазы по градиентам составляет один из этапов хорошо известной задачи о развёртывании («сшивке») фазы, имеющей разрывы  $2\pi$ . Из полученных градиентов строится уравнение Пуассона с граничными условиями второго рода. Его решение находится с помощью двух двумерных косинус-преобразований (прямого и обратного). В результате получается решение, которое является лучшим приближением к искомому распределению фазы в среднеквадратичном смысле. Подробнее этот вопрос разобран, например, в работе [25]. Обозначим найденное распределение как  $\tilde{\varphi}_\epsilon(x_2, y_2) \equiv \tilde{\theta}(x_2, y_2)$ . Данная функция является первым приближением к истинному значению  $\varphi_\epsilon(x_2, y_2)$ .

5) Далее получается скорректированное изображение. Обозначим как  $T(x_2, y_2)$  распределение комплексных амплитуд в области линзы:

$$T(x_2, y_2) = \mathcal{F}[-b, p_b^{(q)}(x_3, y_3)]. \quad (14)$$

Умножение величины  $T(x_2, y_2)$  на фазовый множитель  $\exp[-i\tilde{\varphi}_\epsilon(x_2, y_2)]$  и применение оператора свободного пространства даёт скорректированное изображение объекта:

$$p_b^{(q+1)}(x_3, y_3) = \mathcal{F}\{b, T(x_2, y_2) \exp[-i\tilde{\varphi}_\epsilon(x_2, y_2)]\}. \quad (15)$$

На следующей итерации к распределению  $p_b^{(q+1)}(x_3, y_3)$  снова применяются все те операции, которые описаны в этапах 1–5. После выполнения всех итераций на выходе алгоритма формируется скорректированное изображение  $p_b^{(Q)}(x_3, y_3)$ , модуль которого отображается в виде двумерного изображения с яркостным кодированием амплитуды. Для экспериментальной апробации метода число итераций  $Q$  задавалось до начала работы алгоритма.

### 3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

В качестве тестового объекта было использовано изображение мишени «USAF 1951». Модельное распределение фазы поля этого объекта представляло собой массив случайных чисел в диапазоне  $(-\pi, \pi)$ . С помощью оператора свободного пространства и функции объектива моделировалось построение изображения. Распределение фазы аберрации задавалось различными полиномами Цернике. Результаты численного моделирования представлены на рис. 2 и 3.

Массив, содержащий распределение комплексных амплитуд, имел размерность  $2048 \times 2048$  точек. Физический размер элемента массива задавался по характеристике ПЗС-камеры, использовавшейся для экспериментальной апробации методики, и составил  $5,3 \times 5,3$  мкм. С учётом размера

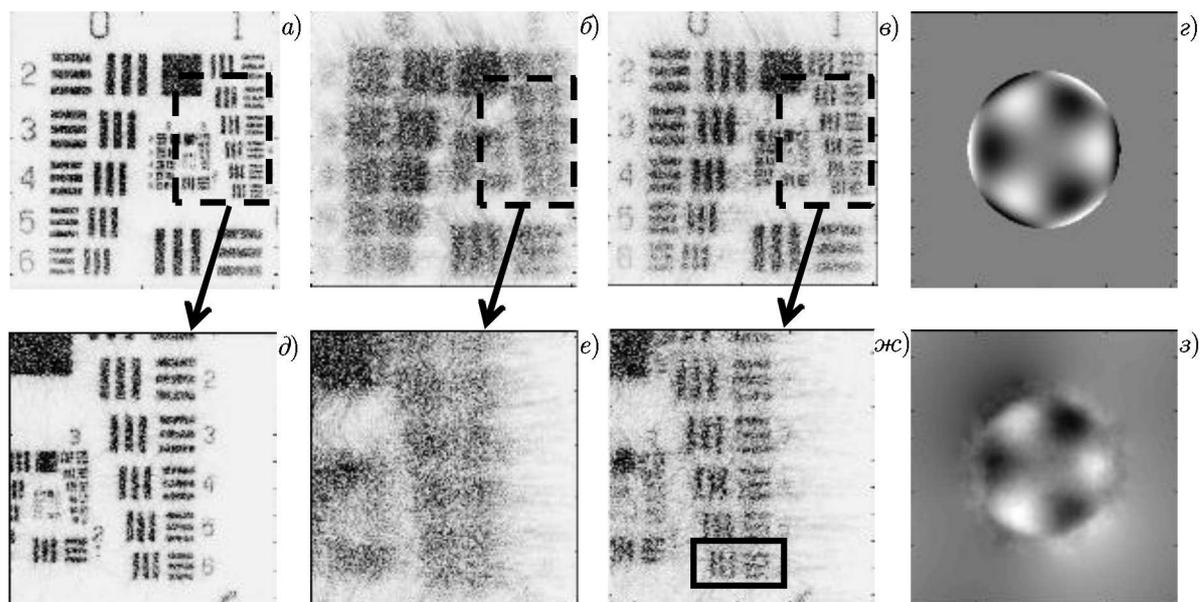


Рис. 2. Результаты численного моделирования работы предложенного метода для первого вида aberrации: *а* — распределение модуля комплексных амплитуд в отсутствие aberrаций, *б* — искажённое в результате внесённых aberrаций изображение, *в* — скорректированное в результате работы алгоритма изображение, *г* — заданное (внесённое) распределение фазы aberrации, панели *д–жс* соответствуют областям, выделенным штриховой линией на панелях *а–в* (на панели *жс* сплошной линией выделена группа, считающаяся разрешённой), *з* — найденное (компенсированное) распределение фазы aberrации в диапазоне  $0 \div 4\pi$  рад; белый цвет соответствует минимальному значению, чёрный — максимальному

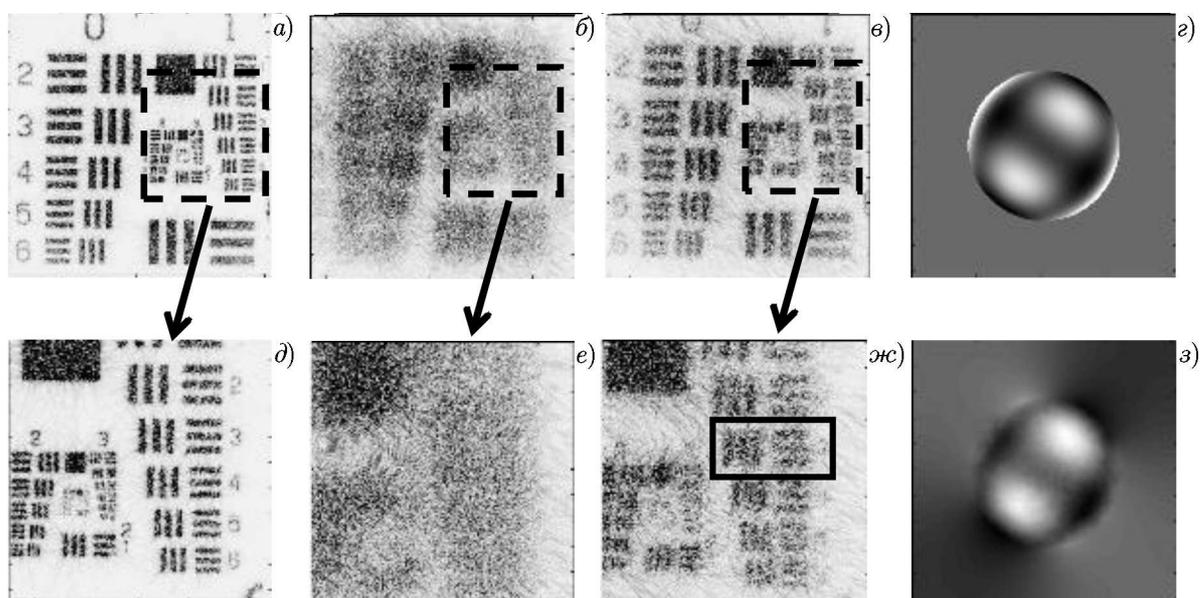


Рис. 3. Результаты численного моделирования работы предложенного метода для второго вида aberrации. Пояснения к панелям см. на рис. 2. Распределение фазы aberrации найдено в диапазоне  $0 \div 42$  рад

элемента массива и увеличения оптической системы (около 2) максимальное разрешение на неискажённой мишени (рис. 2д) составило около 34 линий на миллиметр. Для получения искажённых изображений использовалась модельная оптическая схема, представленная на рис. 1. Численное моделирование проводилось с двумя видами aberrаций. На рис. 2г вид искажающей фазы задавался 19-м полиномом Цернике,  $A(5r^5 - 4r^3) \cos(3\psi)$ , с амплитудой  $A = 4\pi$  рад. Такая фаза идентична представленной в работе [15]. Распределение фазы на рис. 3г представляет собой сумму из нескольких полиномов Цернике с разными коэффициентами перед ними. Максимальный диапазон изменения фазы в данном случае составлял 42 рад. Модули комплексной амплитуды поля построены в одинаковых чёрно-белых шкалах; фазовые распределения также показаны в одинаковых чёрно-белых шкалах. Эффективное разрешение на рис. 2 увеличилось с 5 линий на миллиметр (рис. 2б) до 21 линий на миллиметр (рис. 2ж). Эффективное разрешение на рис. 3 возросло с 0,5 линий на миллиметр (рис. 3б) до 12 линий на миллиметр (рис. 3ж). Данное моделирование демонстрирует возможности применения представленного метода для компенсации различных aberrаций с увеличением разрешения в несколько раз. Среднеквадратичное отклонение найденной aberrационной фазы от заданной в случаях, представленных на рис. 2 и 3 составило 3,58 и 7,69 рад соответственно. Компенсация достигалась за 8 итераций, на каждой итерации выделялось  $M = 32$  окрестностей максимумов.

#### 4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ АПРОБАЦИЯ

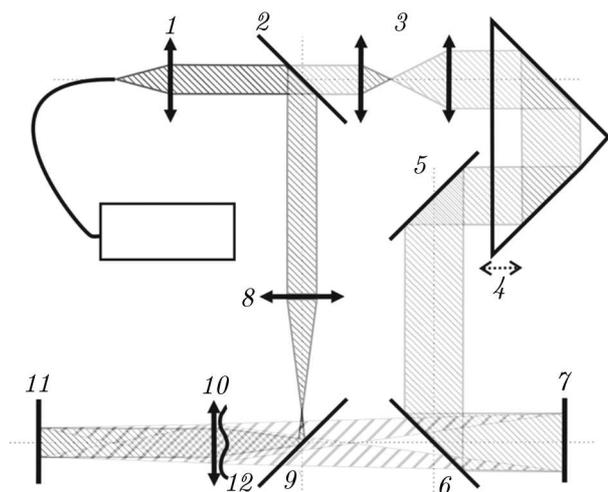


Рис. 4. Установка цифровой голографии: 1 — коллиматор, 2 — делительное зеркало, 3 — расширитель пучка, 4 — призма на пьезоэлементе, 5 — зеркало, 6 — делительное зеркало, 7 — ПЗС-камера, 8 — линза перед объективом для формирования пучка подсветки, 9 — делительное зеркало, 10 — объектив, 11 — объект наблюдения, 12 — aberrатор. Источник излучения обозначен прямоугольником

Экспериментальная апробация проводилась на установке цифровой голографии, схема которой представлена на рис. 4. В работе использовался источник излучения «BroadSweeper 840» фирмы «Superlum» с рабочей длиной волны 847,7 нм и длиной когерентности излучения порядка 10 мм. Излучение от источника через оптоволокно попадало в коллиматор 1. Далее на зеркале 2 пучок делился на две части. Первая часть пучка направлялась в опорное плечо. В этом плече пучок расширялся с помощью расширителя 3 и проходил через призму 4, закреплённую на пьезоэлементе. Данный элемент необходим для модуляции длины опорного плеча, осуществляемой также, как и в методе цифровой голографии с фазовым сдвигом (phase-shifting digital holography), который подробно описан в работе [22]. Также имелась возможность передвигать призму вдоль оптической оси микрометрическим винтом. Это позволяло согласовывать разницу длин опорного и объектного плечей в пределах длины когерентности источника. После призмы излучение с помощью зеркал 5 и 6 направлялось на ПЗС-камеру 7.

В объектном плече излучение с помощью линзы 8 фокусировалось в фокальную плоскость объектива 10 для получения коллимированного пучка. Сколлимированный пучок освещал объект 11, изображение которого строилось объективом 10 на ПЗС-камере 7 с увеличением. На рис. 4

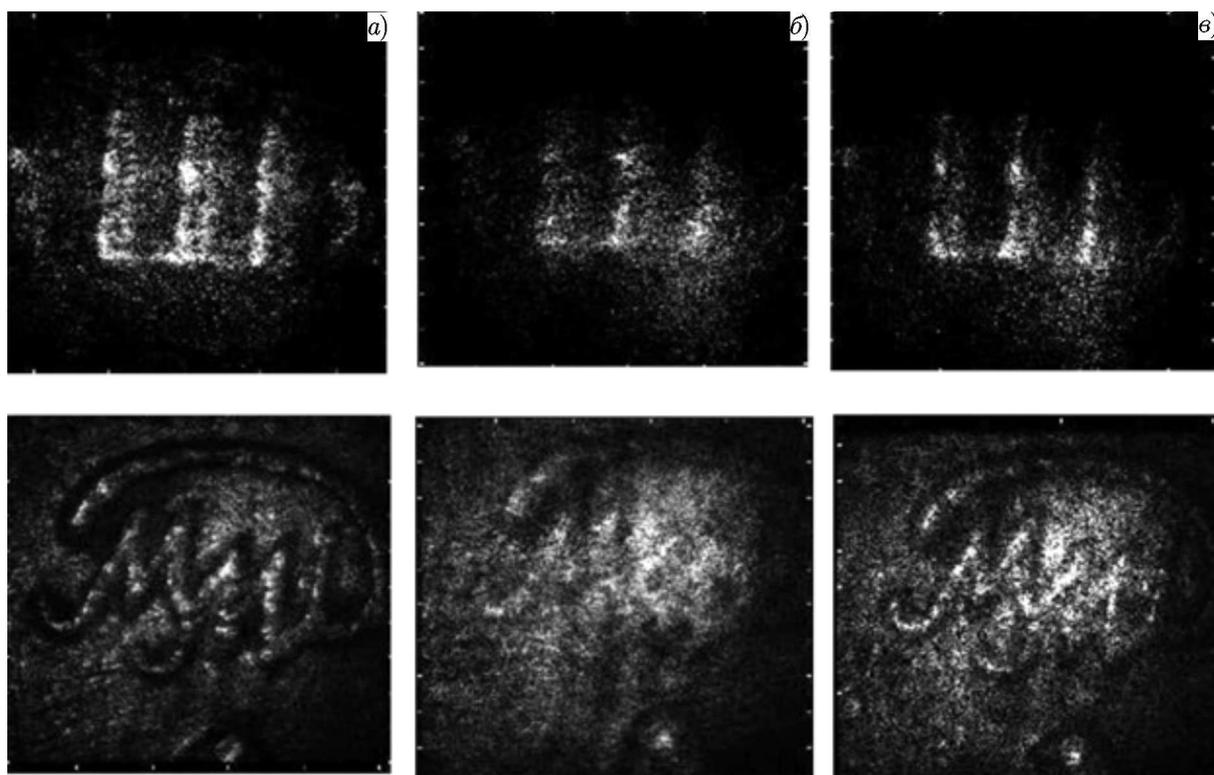


Рис. 5. Изображения модельных объектов, полученные без абберратора (а), через абберратор (б) и восстановленные с использованием предложенного метода (в)

мелкой штриховкой обозначено излучение источника, крупной штриховкой — излучение двух крайних рассеивателей объекта. Элемент 12 (аббератор) вносил фазу, которая приводила к искажению изображения. Он представлял собой две параллельные стеклянные пластины, между которыми находились два прозрачных полимера (фотоотверждаемые полимеры NOA68 и NOA61 с показателями преломления для длины волны 850 нм, 1,528 и 1,548 соответственно) со сложной формой поверхности раздела. Технология изготовления абберратора была следующей. На плоской металлической поверхности с помощью токарного станка была нанесена концентрическая канавка. На неё сверху наносился фотоотверждаемый полимер, который затем накрывался стеклянной пластиной и отверждался. После удаления металлической формы на получившийся слепок наносился другой фотоотверждаемый полимер с немного отличающимся показателем преломления. Он также накрывался сверху стеклянной пластиной и фотоотверждался. Целью эксперимента являлась проверка метода, позволяющего найти внесённые фазовые искажения.

На рис. 5 представлены результаты работы алгоритма. В качестве объектов были взяты изображение буквы Ш, выгравированное лазером на матовой поверхности, и знак московского монетного двора, отчеканенный на 10-рублёвой монете.

На рис. 5а представлены изображения модельных объектов, полученные в когерентном свете с использованием метода цифровой голографии. Использование когерентного излучения приводило к проявлению спекл-структуры, что, в свою очередь, также ухудшало качество полученного изображения по сравнению с изображением в белом свете. Представленные на рис. 5б изображения получены при внесении в оптический тракт абберратора. Хорошо видно ухудшение контраста отдельных элементов изображения по сравнению с исходным изображением (рис. 5а). На рис. 5в представлены изображения, восстановленные с использованием описываемого метода.

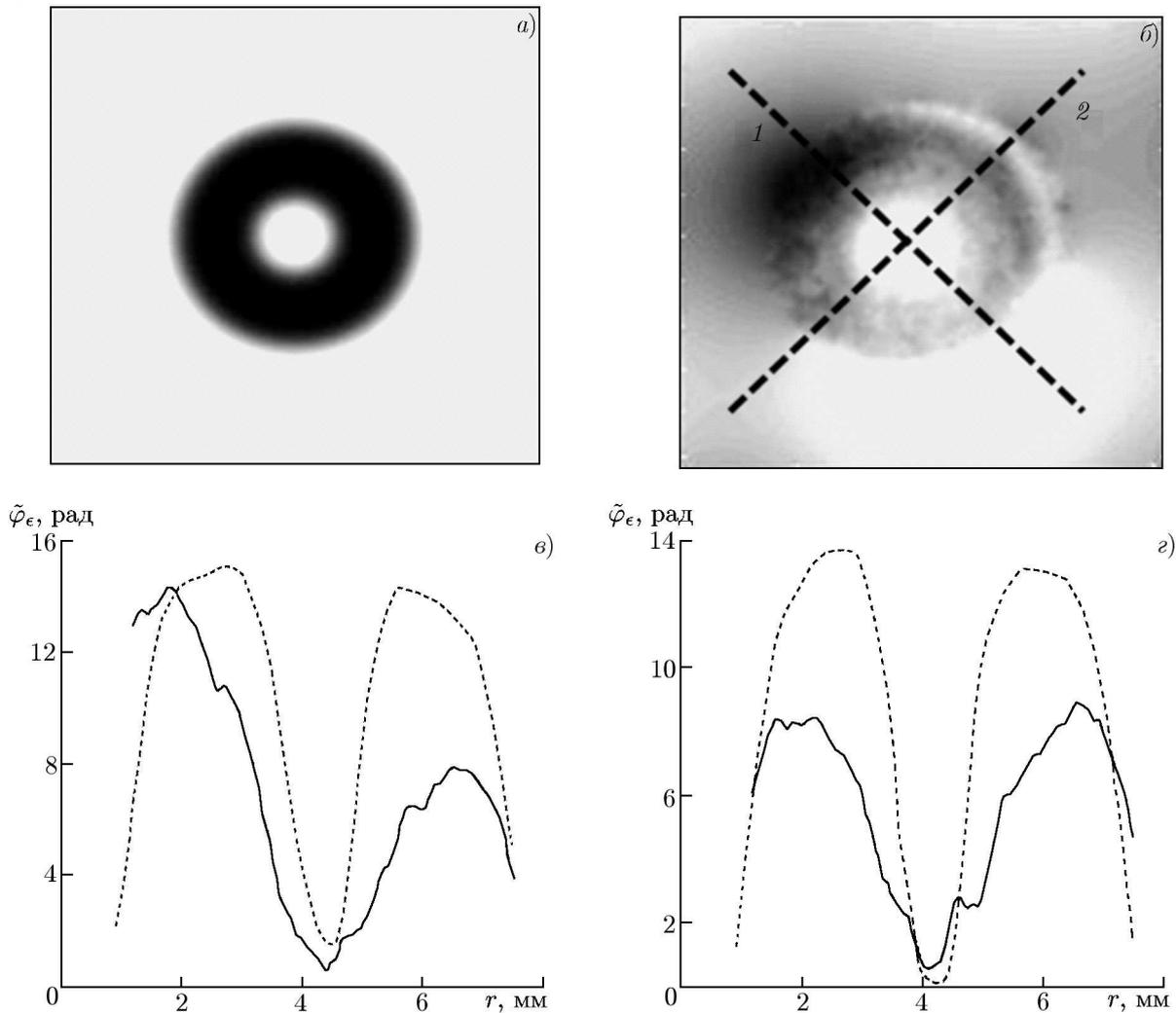


Рис. 6. Распределения фазы aberrаций, рассчитанное на основе геометрических характеристик формы для изготовления aberrатора (а) и найденное экспериментально (б). Белый цвет соответствует минимальному значению, чёрный — максимальному. Чёрными штриховыми линиями на панели б обозначены направления, вдоль которых осуществлялось измерение фазового профиля aberrатора с использованием оптической когерентной томографии. Измеренный фазовый профиль вдоль выделенных направлений показан на панелях в и г: пунктирные линии соответствуют данным, полученным из эксперимента, сплошные линии — значениям, полученным путём применения описываемого метода (панель в отвечает направлению 1 на панели б, панель г — направлению 2)

По полученным изображениям можно только приблизительно оценить разрешение. На рис. 5а отчётливо различимы линии, образующие второй контур буквы Ш, которые практически не видны на рис. 5б и восстановлены на рис. 5в. Если оценивать разрешение по ним, то, с учётом увеличения, разрешение в системе возросло с 3 до 13,2 линий на миллиметр, т. е. более чем в 4 раза.

На рис. 6 представлено распределение фазы aberrаций в чёрно-белой шкале, отображающей диапазон её изменения 0÷15 рад. На рис. 6а показано двумерное распределение фазы aberrаций, рассчитанное на основе геометрических характеристик формы для изготовления aberrатора. На рис. 6б представлено экспериментально найденное распределение. Профиль фазовых искажений, вносимых aberrатором, был также определён с помощью прибора оптической когерентной томо-

графии. На рис. 6б и 2 показаны фазовые профили в соответствующих сечениях, полученные с использованием оптической когерентной томографии вдоль направлений, отмеченных на рис. 6б чёрными штриховыми линиями. Видно качественное соответствие между профилями фазовых набегов, полученными предложенным и томографическим методами. Для лучшего количественного соответствия необходимо провести анализ влияния возможных дополнительных факторов на точность предлагаемого метода, а также анализ ошибок оценки фазы методом оптической когерентной томографии, что представляет отдельную задачу.

## 5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В известных нам работах, где не используются дополнительные измерения, величина абберационных искажений полагалась существенно большей максимального диапазона изменения регулярной фазы поля в плоскости объекта исследования, что облегчало их выделение с достаточной точностью. При этом малость этого диапазона предполагалась как в данной точке, так и в пространстве. Кроме того, абберации, которые рассматривались ранее, образуют ограниченный класс (распределение фазы для них подбиралось в виде нескольких первых полиномов Цернике или в виде, отвечающем сферической абберации). В данной работе не предъявлялось строгих требований к объекту исследования, кроме того, что он должен состоять из многочисленных независимых рассеивателей. На вид аббераций также не налагалось ограничений, кроме предположения об их плавности (т. е. существования лишь нескольких вариаций фазового распределения на апертуре).

При численном моделировании была продемонстрирована компенсация оптических аббераций со значительным увеличением разрешения (до 24 раз). Восстановленная предложенным методом искажающая фаза соответствовала заданной при моделировании фазе как по форме, так и по размаху. Полученное пространственное разрешение в максимально скорректированном изображении всего лишь в 1,8 раза хуже дифракционно-ограниченного значения. Экспериментальная проверка предложенного метода показала его работоспособность. Качество восстановленного изображения несущественно отличалось от качества изображения, полученного без аббератора. Разрешение системы с внесёнными оптическими абберациями после компенсации искажений, по проведённой оценке, увеличилось более чем в 4 раза. Восстановленная фаза, вносимая аббератором, находится в достаточно хорошем соответствии с данными, полученными с использованием метода оптической когерентной томографии. На данный момент остаётся неразрешённым вопрос о причинах, не позволивших добиться дифракционно-ограниченного разрешения. Тем не менее метод показал свою работоспособность и эффективность.

Исследование в области разработки метода было выполнено в рамках государственного задания ИПФ РАН (проект 0035–2014–0018), экспериментальная работа была поддержана РФФИ (проект 15–29–03897 офи\_м).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Goncharov A. S., Iroshnikov N. G., Larichev A. V. // Handbook of Coherent-Domain Optical Methods: Biomedical Diagnostics, Environmental Monitoring, and Materials Science, New York: Springer, 2013. 397 p.
2. Zhang T., Yamaguchi I. // Opt. Lett. 1998. V. 23, No. 15. P. 1 221.
3. Stadelmaier A., Massig J. H. // Opt. Lett. 2000. V. 25, No. 22. P. 1 630.
4. Nicola S. D., Ferraro P., Finizio A., et al. // Opt. Lasers Engin. 2002. V. 37, No. 4. P. 331.

5. Grilli S., Ferraro P., De Nicola S., et al. // *Opt. Express*. 2001. V. 9, No. 6. P. 294.
6. De Nicola S., Finizio A., Pierattini G., et al. // *Opt. Express*. 2005. V. 13, No. 24. P. 9935.
7. Ferraro P., De Nicola S., Finizio A., et al. // *Appl. Opt.* 2003. V. 42, No. 11. P. 1938.
8. Colomb T., Cuche E., Charrière F., et al. // *Appl. Opt.* 2006. V. 45, No. 5. P. 851.
9. Colomb T., Montfort F., Kühn J., et al. // *J. Opt. Soc. Am. A*. 2006. V. 23, No. 12. P. 3177.
10. Colomb T., Kühn J., Charrière F., et al. // *Opt. Express*. 2006. V. 14, No. 10. P. 4300.
11. Liu C., Kim M. K. // *Opt. Lett.* 2011. V. 36, No. 14. P. 2710.
12. Kim M. K., Liu C. // *Proc. SPIE*. 2013. V. 8587. P. 858707.
13. Liu C., Yu X., Kim M. K. // *Appl. Opt.* 2013. V. 52, No. 12. P. 2940.
14. Ferraro P., Alferi D., De Nicola S., et al. // *Opt. Lett.* 2006. V. 31, No. 10. P. 1405.
15. Miccio L., Alfieri D., Grilli S., et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2007. V. 90, No. 4. P. 041104.
16. Di J., Zhao J., Sun W., et al. // *Opt. Commun.* 2009. V. 282, No. 19. P. 3873.
17. Zhang Y.-Z., Wang D.-Y., Wang Y.-X., et al. // *Chinese Phys. Lett.* 2011. V. 28, No. 11. P. 114209.
18. Zuo C., Chen Q., Qu W., et al. // *Opt. Lett.* 2013. V. 38, No. 10. P. 1724.
19. Liu S., Xiao W., Pan F. // *Opt. Laser Technol.* 2014. V. 57. P. 169.
20. Voelz D. G. *Computational Fourier Optics: a MATLAB tutorial*. Washington: SPIE Press, 2011. 53 p.
21. Зверев В. А. *Физические основы формирования изображений волновыми полями*. Нижний Новгород: ИПФ РАН, 1998. С. 110.
22. Kim M. K. // *J. Photon. Energy*. 2010. V. 1. P. 018005.
23. Warner D. W., Ghiglia D. C., Fitzgerrell A., et al. // *Proc. SPIE*. 2000. V. 4123. 162 p.
24. Moiseev A. A., Gelikonov G. V., Shilyagin P. A., et al. // *Proc. SPIE*. 2011. V. 7999. P. 799906.
25. Ghiglia D. C., Romero L. A. // *Opt. Lett.* 1989. V. 14, No. 20. P. 1107.

Поступила в редакцию 20 мая 2015 г.; принята в печать 18 января 2016 г.

#### A NEW METHOD FOR FINDING OPTICAL ABERRATIONS ON THE BASIS OF ANALYSIS OF THE OBJECT HOLOGRAM WITHOUT ADDITIONAL MEASUREMENTS

*V. A. Matkivsky, A. A. Moiseev, P. A. Shilagin, D. V. Shabanov, G. V. Gelikonov, and V. M. Gelikonov*

A new method for compensating the wave-front aberrations during the image development is proposed. The method employs the digital-holography potential. The developed algorithm allows one to find the wave-front distortions, which are caused by the optical-path nonuniformities, during the interference recording of images without additional measurements (i.e., without using the reference point source and measuring the wave-front distortions). The possibility of decreasing the wave-front aberrations from tens to several radians using digital methods is demonstrated.