

# Гиперспектральная голографическая фурье-микроскопия

Г.С.Каленков, С.Г.Каленков, А.Е.Штанько

*Развита подробная теория метода голографической записи гиперспектральных волновых полей. Приведены новые экспериментально полученные гиперспектральные голографические изображения микрообъектов. Возможности метода продемонстрированы экспериментально на примерах решения актуальных задач микроскопии: подавление спекл-шума, получение гиперспектрального изображения микрообъекта, а также синтез цветного изображения и получение оптического профиля фазового объекта.*

**Ключевые слова:** фурье-микроскопия, голографические изображения, гиперспектральные волновые поля.

## 1. Введение

В настоящей работе рассматривается новое применение фурье-спектрометра, а именно запись гиперспектральных голограмм микрообъектов в некогерентном свете. Одним из первых примеров успешного применения компьютера в оптике, несомненно, является фурье-спектрокопия. Как хорошо известно [1], спектральный состав излучения, несущий информацию об оптических свойствах образца, определяется численным фурье-преобразованием интерферограммы, полученной на выходе интерферометра в процессе изменения длины одного из его плеч. Различают два типа интерферограмм: симметричные и несимметричные. Симметричная интерферограмма получается в том случае, когда исследуемый образец устанавливается в сведенных вместе пучках, после светоделителя. В этом случае преобразование Фурье интерферограммы дает информацию об энергетическом спектре излучения – модуле амплитуды спектральной плотности излучения, прошедшего через образец. Несомненно, особый интерес представляет собой несимметричная интерферограмма, которая получается тогда, когда образец установлен в одном из плеч интерферометра (на месте неподвижного зеркала). В этом случае преобразование Фурье интерферограммы дает комплексную амплитуду спектра излучения, отраженного от образца, которая содержит полную информацию о спектральных свойствах образца, а именно зависимости комплексного показателя преломления образца от спектральной частоты  $\sigma = \lambda^{-1}$  ( $\lambda$  – длина волны).

Формально оптическая схема регистрации несимметричной интерферограммы совпадает со схемой записи голограммы. Действительно, в обоих случаях имеются интерферирующие объектный и опорный световые пучки. Но в фурье-спектрометре интерферограмма регистрируется точечным детектором, а в голографической схеме цифровая голограмма (или интерферограмма) регистрируется как двумерное поле интенсивности в некоторой плоскости с помощью цифровой камеры.

Теперь, если вместо точечного приемника установить цифровую камеру, а в качестве образца взять микрообъект, то в результате дифракции объектный световой пучок будет освещать всю апертуру матрицы. Интерференция объектного светового пучка с опорным пучком позволяет в ходе движения опорного зеркала записать в каждом пикселе матрицы интерферограмму. Мы показали, что фурье-преобразование от таких интерферограмм определяет комплексную амплитуду дифрагированного поля объекта для каждой спектральной частоты, входящей в состав излучения, т.е. гиперспектральную голограмму. Здесь следует отметить следующее существенное обстоятельство: параметры современных цифровых матриц таковы, что их можно с успехом применять для регистрации дифракционных картин микрообъектов [2].

Решая обратную задачу дифракции с помощью преобразования Фурье или Френеля, мы получаем комплексную функцию пропускания микрообъекта на произвольной спектральной частоте. Таким образом, фурье-спектрометр является не только спектральным прибором, т.е. прибором, способным с очень высоким разрешением определять спектры пропускания или поглощения образцов, но, как оказывается, способен на гораздо большее: он может записывать цифровые гиперспектральные голограммы микрообъектов в полихроматическом излучении. Принципиальную возможность такой записи мы показали в [3–5]. В [6] была разработана теория предлагаемого метода, и экспериментально получены гиперспектральные голограммы образцов некоторых микрообъектов. В настоящей работе мы приводим результаты новых теоретических и экспериментальных исследований по гиперспектральной фурье-голографии микрообъектов.

**Г.С.Каленков.** Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, Московская обл., 141700 Долгопрудный, Институтский пер., 9; e-mail: kalenkov@mail.ru

**С.Г.Каленков.** Московский государственный машиностроительный университет, Россия, 107023 Москва, ул. Большая Семеновская, 38; e-mail: kaser45@gmail.com

**А.Е.Штанько.** Московский государственный технологический университет «СТАНКИН», Россия, 127055 Москва, Вадковский пер., 3а; e-mail: valdaisky@gmail.com

Поступила в редакцию 16 июня 2014 г., после доработки – 23 августа 2014 г.

## 2. Модель

Пусть объект, установленный в одном плече интерферометра Майкельсона на месте неподвижного зеркала, освещается полихроматической волной. Как и в [1], представим комплексную амплитуду полихроматического поля в виде

$$u = \int_{\Omega} E(\sigma) \exp(2\pi i \sigma z) d\sigma,$$

где  $z$  – координата;  $E(\sigma)$  – функция спектральной плотности амплитуды, которая предполагается нам известной;  $\Omega$  – величина спектрального окна освещающего излучения, т.е. та область спектрального интервала, в которой функция  $E(\sigma)$  отлична от нуля. Не ограничивая общности, будем рассматривать далее пропускающий транспарант. Пусть  $a(\sigma, \mathbf{x}) = |a(\sigma, \mathbf{x})| \exp[i\varphi(\sigma, \mathbf{x})]$  – комплексная функция пропускания объекта-транспаранта на некоторой определенной частоте  $\sigma$ , где  $\varphi(\sigma, \mathbf{x}) = \arctan[\operatorname{Im} a(\sigma, \mathbf{x}) / \operatorname{Re} a(\sigma, \mathbf{x})]$  – фаза волнового поля, а  $\mathbf{x}$  – двумерная координата объекта в плоскости  $z = 0$ . Рассмотрим одну спектральную компоненту плоской световой волны  $E(\sigma) \exp(2\pi i \sigma z)$ . Действие транспаранта на эту компоненту сводится к умножению на комплексную функцию пропускания, так что после прохождения этой спектральной компоненты через транспарант волновое поле, связанное с ней на выходе из объекта-транспаранта, будет иметь вид

$$u_{\sigma}(\mathbf{x}) = a(\sigma, \mathbf{x}) E(\sigma) \exp(2\pi i \sigma z) \Big|_{z=0} = a(\sigma, \mathbf{x}) E(\sigma).$$

Приведенные выше соображения можно обобщить на случай произвольного гиперспектрального объекта. Под гиперспектральным объектом будем понимать пропускающий объект-транспарант, который воздействует на каждую монохроматическую компоненту падающего на него поля, так что на выходе из транспаранта волновое поле можно представить в виде

$$\begin{aligned} u_{\Omega}(\mathbf{x}) &= \int_{\Omega} a(\sigma, \mathbf{x}) E(\sigma) \exp(2\pi i \sigma z) \Big|_{z=0} d\sigma \\ &= \int_{\Omega} a(\sigma, \mathbf{x}) E(\sigma) d\sigma. \end{aligned} \quad (1)$$

Действие гиперспектрального транспаранта на полихроматическое излучение определяется оптическими свойствами материала объекта-транспаранта, в частности пространственным распределением комплексного показателя преломления.

Будем далее полагать, что область  $\Omega = \sigma_{\max} - \sigma_{\min}$  совпадает также с характерной шириной спектрального окна функции пропускания гиперспектрального объекта-транспаранта. В общем случае комплексное волновое поле объекта  $a(\sigma, \mathbf{x})$  связано с комплексной амплитудой дифракционного поля  $A(\sigma, \xi)$  в плоскости регистрации интегральным преобразованием  $A(\sigma, \xi) = \Phi_{\sigma}(a(\sigma, \mathbf{x}))$ , где  $\xi$  – двумерная координата в плоскости регистрации. Вид интегрального преобразования  $\Phi_{\sigma}$  и, следовательно, дифракционного поля зависит от конкретной геометрии задачи: в частном случае интегральный оператор  $\Phi_{\sigma}$  может означать преобразование Фурье, как в нашей работе [5], а в более общем случае – преобразование Френеля:

$$A(\sigma, \xi) = \Phi_{\sigma}(a(\sigma, \mathbf{x})) = \int_a a(\sigma, \mathbf{x}) \exp\left[\pi i \sigma \frac{(\mathbf{x} - \xi)^2}{z}\right] d\mathbf{x}. \quad (2)$$

Положим, что размер объекта  $d$  и расстояние  $z$  от него до плоскости регистрации таковы, что выполняются условия френелевской дифракции. Тогда комплексная амплитуда объектной волны  $U(\sigma, \xi)$  на спектральной компоненте  $\sigma$  в плоскости матрицы есть  $U(\sigma, \xi) = \exp(2\pi i \sigma z) \times E(\sigma) A(\sigma, \xi)$ . (Экспоненциальный множитель  $\exp(2\pi i \sigma z)$  описывает линейный набег фазы при распространении волны от транспаранта до матрицы.) Полная комплексная амплитуда полихроматического дифракционного поля  $U_{\Omega}(\xi)$  в плоскости регистрации имеет вид

$$U_{\Omega}(\xi) = \int_{\Omega} U(\sigma, \xi) d\sigma = \int_{\Omega} \exp(2\pi i \sigma z) E(\sigma) A(\sigma, \xi) d\sigma. \quad (3)$$

Интерferируют только спектральные компоненты с одинаковой частотой  $\sigma$ , поэтому спектральная плотность интенсивности интерференционного поля связана с объектной  $U_G(\xi)$  и опорной волной  $E(\sigma) \exp[2\pi i \sigma(z + \delta)]$ , отраженной от подвижного зеркала, которое смещено на расстояние  $\delta$  от положения нулевой разности хода  $I(\sigma, \xi, \delta) = S(\sigma) |A(\sigma, \xi) + \exp(2\pi i \sigma \delta)|^2$ , где  $S(\sigma) = |E(\sigma)|^2$  – плотность мощности источника на спектральной частоте  $\sigma$ . В каждом пикселе матрицы регистрируется, разумеется, величина полной интенсивности  $G(\xi, \delta)$ , т.е. интеграл от функции  $I(\sigma, \xi, \delta)$  по всем спектральным частотам:  $G(\xi, \delta) = \int_{\Omega} I(\sigma, \xi, \delta) d\sigma$ . В этом интеграле представляет интерес только интерференционное слагаемое

$$\begin{aligned} G(\xi, \delta) &= \int_{\Omega} S(\sigma) [A(\sigma, \xi) \exp(-2\pi i \sigma \delta) \\ &+ A^*(\sigma, \xi) \exp(2\pi i \sigma \delta)] d\sigma. \end{aligned} \quad (4)$$

Выражение (4) для  $G(\xi, \delta)$  как функции смещения зеркала  $\delta$  представляет собой пространственно-спектральную интерферограмму объекта, поскольку она зависит как от пространственных координат объектного поля  $\xi$  в плоскости матрицы, так и от спектральных свойств самого объекта, которые характеризуются его функцией пропускания  $a(\sigma, \mathbf{x})$ . Предполагается, что спектральный состав  $S(\sigma)$  источника света известен. Отметим, что выражение (4) совпадает с соответствующими формулами фурье-спектрометрии для случая, когда исследуемый образец установлен в одном из плеч асимметричного интерферометра [1]. При выводе (4) неявно предполагалось, что освещающий объект световой пучок имеет высокую пространственную когерентность, фактически равную единице. Выполняя фурье-преобразование интерферограммы  $G(\xi, \delta)$  и учитывая, что для отрицательных спектральных частот  $S(-\sigma) = 0$ , получаем из (4) следующее выражение для комплексной амплитуды дифракционного поля:

$$A(\sigma, \xi) = \frac{\int G(\xi, \delta) \exp(2\pi i \sigma \delta) d\delta}{S(\sigma)}. \quad (5)$$

Таким образом, зная спектральный состав источника света, т.е. функцию  $S(\sigma)$ , и интерферограмму  $G(\xi, \delta)$  в каждой точке  $\xi$  матрицы, с помощью обратного преобразования  $\Phi_{\sigma}^{-1}$  функции  $A(\sigma, \xi)$  можно получить голографическое изображение объекта для любой спектральной частоты  $\sigma$ .

Обсудим формулу (5). Безусловно, точное преобразование Фурье интерферограммы  $G(\xi, \delta)$  по формуле (5) возможно только при условии, когда интеграл (5) берется в бесконечных пределах. В реальности смещение зеркала  $\delta$  ограничено длиной хода зеркала  $L$ , т.е. величиной интервала  $-L \leq \delta \leq L$ .

Это обстоятельство накладывает естественное ограничение на спектральное разрешение самой комплексной амплитуды дифракционного поля  $A(\sigma, \xi)$ . Действительно, предположим для простоты, что в плоскости  $\mathbf{x}$  имеется «двухцветный» объект-транспарант, действие которого на полихроматическое волновое поле (1) сводится к тому, что он пропускает только две монохроматические компоненты  $E(\sigma_1)$  и  $E(\sigma_2)$ , а остальные отражает или поглощает. Такой объект формально можно представить как два различных объекта:  $a_1 = a(\sigma_1, \mathbf{x})$  и  $a_2 = a(\sigma_2, \mathbf{x})$ . Этим объектам, согласно формуле (2), соответствуют два дифракционных поля  $A_1 = A(\sigma_1, \xi)$  и  $A_2 = A(\sigma_2, \xi)$  соответственно. Очевидно, что поля  $A_1$  и  $A_2$  будут спектрально разрешимы в каждом пикселе матрицы и, следовательно, пространственно различимы при условии, если ход зеркала  $L \geq \Delta\sigma^{-1} = (\sigma_2 - \sigma_1)^{-1}$ . При этом условии, выполняя обратное преобразование Френеля (2), мы сможем восстановить объекты  $a_1$  и  $a_2$ .

Обратимся теперь к рассмотрению мультиспектрального объекта. Разобьем спектральную область прозрачности мультиспектрального объекта на  $M = \Omega/\Delta\sigma = \Omega L$  интервалов. Тогда, согласно формуле (5), при заданной длине сканирования зеркала  $L$  можно вычислить  $M$  пространственно-спектральных компонент  $A_m = A(\sigma_m, \xi)$ ,  $m = 1, 2, \dots, M$ , по которым затем вычисляется набор из  $M$  комплексных функций  $a_m = a(\sigma_m, \mathbf{x})$ ,  $m = 1, 2, \dots, M$ , представляющий собой совокупность восстановленных голографических изображений объекта. Согласно (1) сумма

$$u_{\Omega}(x) = \Delta\sigma \sum_1^M a(\sigma_m, \mathbf{x}) E(\sigma_m) = \frac{1}{L} \sum_1^M a(\sigma_m, \mathbf{x}) E(\sigma_m) \quad (6)$$

такого набора и представляет собой восстановленное волновое поле гиперспектрального объекта.

Хорошо известно (см., напр., [1]), что преимущество фурье-спектрометра и его высокая разрешающая способность по сравнению с дифракционными приборами фактически вытекают из двух основных составляющих, известных как выигрыш Жакино и мультиплекс-фактор Фелжета. В нашем случае выигрыш в мультиплексности обусловлен тем, что в течение всего времени экспозиции или регистрации интерферограммы  $G(\xi, \delta)$  матрица фурье-спектрометра регистрирует одновременно все спектральные компоненты объекта  $A_m = A(\sigma_m, \xi)$ . Число таких компонент  $M$  равно мультиплекс-фактору. Из этого следует, что по сравнению с регистрацией гиперспектральных голограмм, например, с помощью перестраиваемого лазера, в данном случае мы получаем значительный выигрыш в значении отношения сигнал/шум. Как известно из теории фурье-спектроскопии, этот выигрыш пропорционален  $\sqrt{M}$ . В описанных ниже наших экспериментах значение  $M \approx 500$ , поэтому отношение сигнал/шум в двадцать раз выше. Еще одним важным преимуществом фурье-спектроскопии, связанным с повышением отношения сигнал/шум, а значит, и с повышением разрешающей способности, является многократное сканирование. Оно приводит к усреднению шума при регистрации всех спектральных компонент  $A_m = A(\sigma_m, \xi)$  и к понижению его среднего уровня, что, очевидно, увеличивает пространственно-спектральное разрешение восстановленных голографических изображений микробъектов.

Обратимся теперь к процедуре восстановления гиперспектральных голографических изображений, основанной на формуле (5).

Как отмечалось выше, комплексная амплитуда дифракционного поля в плоскости матрицы связана с полем

объекта преобразованием Френеля (2). Распишем это преобразование более детально:

$$A(\sigma, \xi) = \exp\left(2\pi i \sigma \frac{\xi^2}{2z}\right) \times \int_d a(\sigma, \mathbf{x}) \exp\left(2\pi i \sigma \frac{\mathbf{x}^2}{2z}\right) \exp(-2\pi i \sigma \theta \mathbf{x}) d\mathbf{x}. \quad (7)$$

Выражение

$$A_F(\sigma \xi / z) = \int_D a(\sigma, \mathbf{x}) \exp(-2\pi i \sigma \mathbf{x} \xi / z) d\mathbf{x} \quad (8)$$

представляет собой точный фурье-образ объектного поля  $a(\sigma, \mathbf{x})$  на спектральной частоте  $\sigma$  ( $D$  – размер матрицы). Чтобы определить комплексную амплитуду объектного поля  $a(\sigma, \mathbf{x})$ , умножим (7) на сопряженный фазовый множитель  $\exp(-2\pi i \sigma \xi^2 / 2z)$ , стоящий перед интегралом, а затем выполним обратное преобразование Фурье, в результате получим

$$a(\sigma, \mathbf{x}) \exp\left(2\pi i \sigma \frac{\mathbf{x}^2}{2z}\right) = F^{-1} \left[ A(\sigma, \xi) \exp\left(-2\pi i \sigma \frac{\xi^2}{2z}\right) \right], \quad (9)$$

где  $F^{-1}$  – оператор обратного фурье-преобразования. Умножая (9) на сопряженный множитель  $\exp(-2\pi i \sigma \mathbf{x}^2 / 2z)$ , окончательно получаем

$$a(\sigma, \mathbf{x}) = \exp\left(-2\pi i \sigma \frac{\mathbf{x}^2}{2z}\right) F^{-1} \left[ A(\sigma, \xi) \exp\left(-2\pi i \sigma \frac{\xi^2}{2z}\right) \right]. \quad (10)$$

Отметим, что здесь имеется определенная трудность: величина  $z$  – расстояние между плоскостью объекта и матрицей – нам известна с лишь некоторой точностью  $\Delta z \ll z$ . Образно говоря, для определения  $a(\sigma, \mathbf{x})$  из выражения (10) необходимо точно определить величину  $z$ , т.е. надо достаточно точно «сфокусироваться». Оценим необходимую точность фокусировки, т.е. отношение  $\Delta z/z$ . Пусть вместо точного значения  $z$  мы в квадратичном множителе  $\exp(-2\pi i \sigma \xi^2 / 2z)$  взяли приближенное значение  $z + \Delta z$ . Тогда очевидно, что фазовая ошибка, связанная с неточностью фокусировки, определяется множителем  $\exp(i\pi \sigma \xi^2 / z)(\Delta z/z)$ . Точность фокусировки можно считать приемлемой, если этот множитель примерно равен единице, что приводит к цепочке неравенств:

$$\pi \sigma \frac{\xi^2}{z} \frac{\Delta z}{z} \ll \pi, \text{ или } \sigma \frac{D^2}{z} \frac{\Delta z}{z} \ll 1, \text{ или } \Delta z \ll \frac{\lambda z^2}{D^2} = \lambda \theta_0^2, \quad (11)$$

где  $D$  – размер матрицы и  $\theta_0 = D/z$ . Заметим, что последнее неравенство в формулах (11) совпадает с известным выражением для глубины резкости  $\Delta z$  объектива с числовой апертурой  $\theta_0 = D_{\text{об}}/z$ , где  $D_{\text{об}}$  – размер апертуры объектива с фокусным расстоянием  $f = z$ .

### 3. Эксперимент

На рис.1,а приведена принципиальная оптическая схема макета голографического фурье-спектрометра. В качестве полихроматического источника излучения  $I$  использовался волоконный лазер, излучающий суперконтинуум мощностью 200 мВт в диапазоне длин волн от 0.45 до 2 мкм. Излучение источника  $I$  делится кубиком 2 и призмой 3, затем направляется на объект 4 и матрицу 8.

Опорная волна призмой 6, установленной на пьезостолике 7, направляется на матрицу через кубик 5. Пошаговое перемещение столика (шаг  $\delta = 0.1$  мкм, длина хода  $L = 100$  мкм) синхронизовано (блок 9) с регистрацией интерферограмм на матрице 8. Скорость регистрации – 10 кадров в секунду, общее количество интерферограмм – 1000 за одно сканирование, формат кадра CMOS-сенсора –  $1024 \times 1024$  пикселей, 10 бит на пиксель.

Алгоритм цифровой обработки интерферограмм и формирования изображения микрообъекта схематично показан на рис.1,б. В соответствии с (5), мы вычислили набор голограмм дифракционного поля микрообъекта, для чего для каждого пикселя в массиве интерферограмм находилось одномерное преобразование Фурье по перемещению  $\delta$ . Обратным преобразованием Френеля, в соответствии с (10), определялась комплексная амплитуда поля объекта  $a(\sigma, x)$ . Пространственное распределение интенсивности квадрата модуля комплексной амплитуды поля объекта  $|a(\sigma, x)|^2$  представляет собой амплитудное изображение микрообъекта, а  $\arctan[\text{Im} a(\sigma, x)/\text{Re} a(\sigma, x)]$  – его фазовое изображение на выбранной спектральной частоте  $\sigma$ . Амплитудные и фазовые изображения на частоте  $\sigma$  будем далее называть монохроматическими. В соответствии с (6), сумма монохроматических изображений представляет собой гиперспектральное изображение объекта.

Важно отметить, что полученное таким образом гиперспектральное изображение обладает свойством точ-

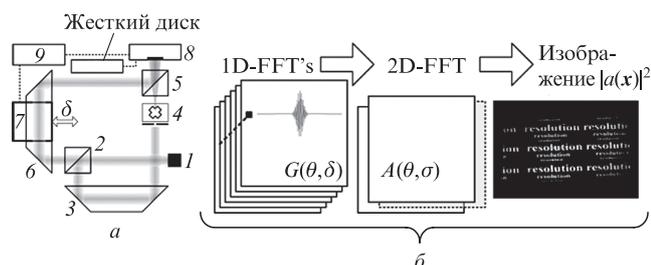


Рис.1. Принципиальная оптическая схема голографического фурье-спектрометра (а) и схема процедуры цифровой обработки полученных интерферограмм и формирования изображения микрообъекта (б); 1D-FFT – одномерное и 2D-FFT – двумерное быстрое фурье-преобразование (БФП).

ной, физической цветопередачи. Это подтверждено проведенными нами экспериментами. Рис.2 иллюстрирует процесс синтеза цветного изображения. Объектом служил срез стебля лотоса, освещенный через матовое стекло.

На спектральный диапазон от 0.45 до 0.7 мкм приходится 145 пространственно-спектральных компонент  $A_m$ , для каждой из которых мы получили монохроматическое изображение  $|a_m|^2$  в градациях серого. Затем каждое монохроматическое изображение было «окрашено» в свой цвет в соответствии с колориметрическим стандартом цветового пространства и световосприятия CIE 1931. На рис.2,а–д представлены окрашенные монохроматические изображения для некоторых длин волн. Сумма всех 145 окрашенных монохроматических изображений дает окрашенное гиперспектральное изображение микрообъекта (рис.2,е). На рис.2,жс и з приведены центральные области изображения объекта, полученные на обычном микроскопе с увеличением  $\sim 100\times$  и на нашей установке соответственно. Получено хорошее соответствие цвета синтезированного изображения и оригинала.

Суммирование монохроматических изображений приводит также к эффекту подавления спекл-шума, который присутствует в каждом из монохроматических изображений, если объект обладает свойством диффузного рассеяния света. Случайная модуляция фазы волны в рассеивающей среде зависит не только от неоднородностей среды, но и от длины волны излучения. Поэтому на монохроматических изображениях для разных длин волн возникают разные реализации спекл-структуры, что и обуславливает возможность ее усреднения в процессе суммирования монохроматических изображений. Эффект подавления спекл-шума продемонстрирован в эксперименте с освещением объекта (головы муравья) через матовое стекло, установленное под диафрагмирующую объект 4 маску, размером 1 мм (рис.1,а). На рис.3,а приведено монохроматическое изображение для  $\lambda = 0.5$  мкм, на котором отчетливо видна обусловленная диффузным рассеянием спекл-структура, затрудняющая наблюдение мелких деталей. Как и в предыдущем эксперименте, мы получили 145 монохроматических изображений и синтезировали гиперспектральное изображение (рис.3,б), на котором контраст спекл-структуры существенно снижен. Можно

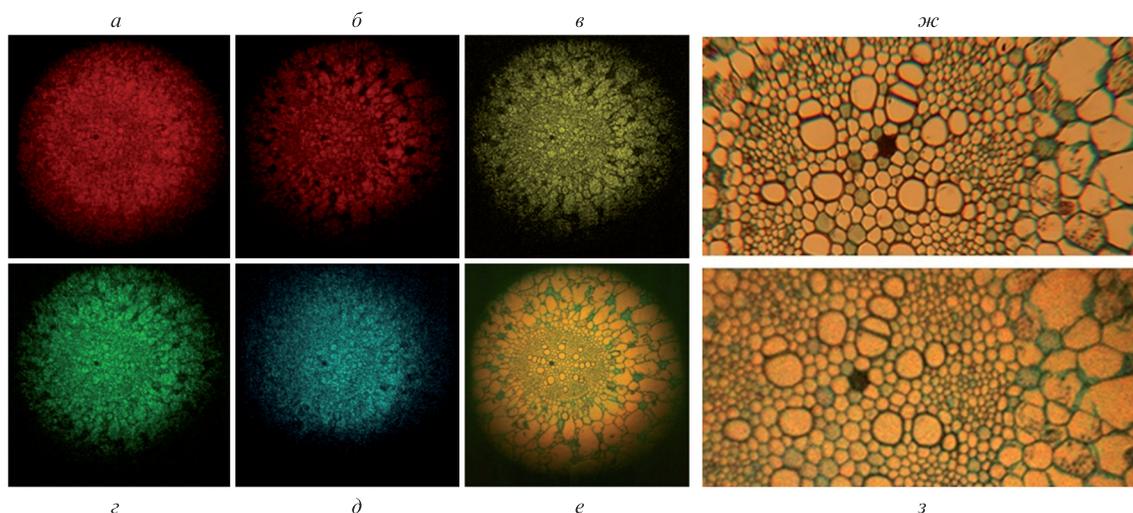


Рис.2. Синтезирование цветного изображения: монохроматические изображения (а–д), суммарное цветное изображение (е), его фрагмент (з), тот же фрагмент, наблюдаемый в оптический микроскоп (жс). Цветные изображения помещены на сайте нашего журнала [www.quantum-electron.ru](http://www.quantum-electron.ru).

отметить, что в отличие от ряда предложенных способов уменьшения спекл-шума [7–10] данный метод не приводит к снижению пространственного разрешения.

Предложенный нами метод гиперспектральной голографической фурье-микроскопии позволяет фокусироваться на разные плоскости трехмерного объекта. Выражения (11) определяют глубину резкости и точность фокусировки. Такая возможность проиллюстрирована нами в эксперименте по записи двухслойного объекта, представляющего собой две наложенные одна на другую стандартные окулярные шкалы, освещаемые через матовое стекло. Продольное расстояние между шкалами составляло 2 мм. Гиперспектральные изображения обеих шкал, вычисленные при двух разных параметрах фокусировки  $z$ , приведены на рис.4. Можно видеть отсутствие взаимного наложения изображений.

Гиперспектральная голографическая фурье-микроскопия предоставляет дополнительные возможности при наблюдении фазовых объектов. Впервые визуализацию фазовых объектов осуществил в 1930 г. Ф.Цернике, который предложил метод фазового контраста. Как известно, этот

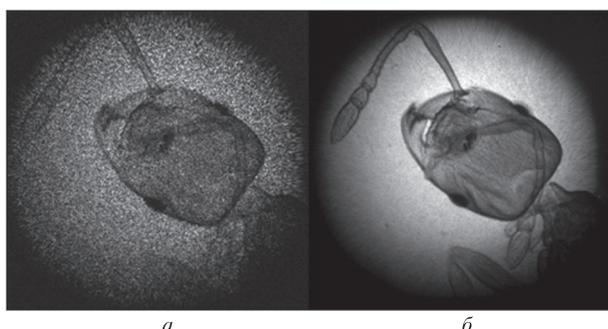


Рис.3. Изображение головы муравья, восстановленное для одной спектральной компоненты (а) и для суммы 145 спектральных компонент (б).

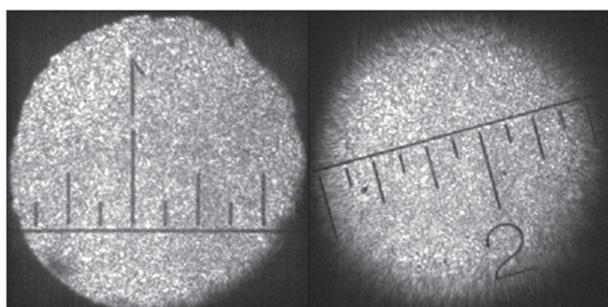


Рис.4. Цифровая фокусировка на разные плоскости двух окулярных шкал.

метод позволяет визуализировать прозрачные фазовые объекты с малой вариацией фазы. Гиперспектральная голографическая фурье-микроскопия позволяет вычислить фазу волнового поля объекта  $\varphi(\sigma, x)$  для любой спектральной частоты. Эта функция содержит информацию об оптической толщине (оптическом профиле) объекта и во многих случаях более информативна, чем обычное амплитудное изображение. Возможность восстановления полихроматического волнового поля позволяет реализовать новый способ представления информации об оптической толщине объекта – в виде интегрального оптического профиля. Речь идет о сложении фазовых изображений, полученных для разных спектральных компонент. Однако прямое их суммирование некорректно, поскольку фазовый набег  $\varphi = 2\pi n \Delta z$  зависит от спектральной частоты  $\sigma$ , толщины объекта  $\Delta z$  и показателя преломления  $n$ . Если пренебречь дисперсией света, то не зависящей от длины волны величиной можно считать оптическую толщину объекта  $n\Delta z = \varphi/2\pi\sigma$ , которую назовем оптическим профилем объекта. Усредняя оптические профили всех спектральных компонент, получаем интегральный оптический профиль, в котором шумы, характерные для отдельных компонент, будут сглажены. Пример построенного таким образом интегрального профиля среза земляного червя показан на рис.5.

Изображение оптического профиля для одной спектральной компоненты (рис.5,а) похоже на фазовое изображение, полученное методом цифровой голографической микроскопии в когерентном излучении тем, что содержит характерный для рассеивающего объекта когерентный спекл-шум. На рис.5,б и в отчетливо видно улучшение качества изображения оптического профиля объекта по мере увеличения числа задействованных в расчетах спектральных компонент.

На рис.6 приведено изображение стандартной штриховой миры №1 для длины волны 1 мкм и фрагмент изо-

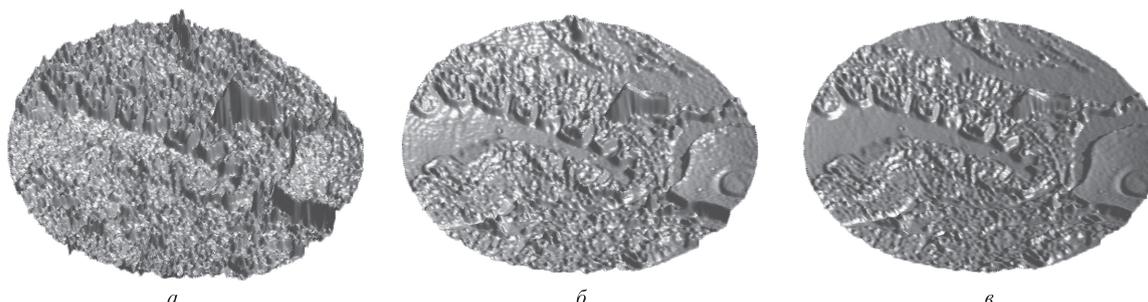


Рис.5. Изображение оптического профиля среза земляного червя, построенное для одной спектральной компоненты (а), а также интегральный профиль для 25 (б) и 50 спектральных компонент (в).

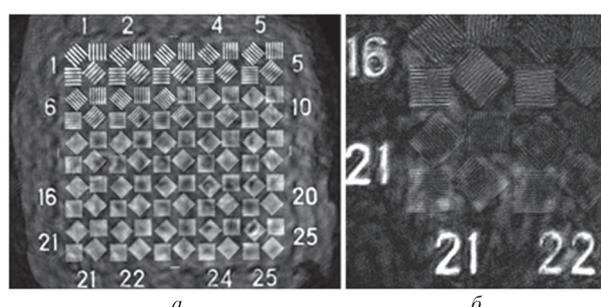


Рис.6. Изображение стандартной штриховой миры №1 для  $\lambda = 1$  мкм (а) и его фрагмент для  $\lambda = 0.45$  мкм (б).

бражения для длины волны 0.45 мкм. Видно снижение контраста штрихов с увеличением их пространственной частоты. Это происходит ввиду ограниченной числовой апертуры записи, которая в нашем случае составляла  $\sim 0.2$ . Дифракционный предел разрешения при такой апертуре составляет 6.1 мкм для длины волны  $\lambda = 1$  мкм и 2.75 мкм для  $\lambda = 0.45$  мкм. Ширина наиболее мелких разрешаемых штрихов из десятого квадрата составляет 5.9 мкм, а из двадцать первого – 3 мкм. Таким образом, экспериментальные результаты соответствуют теоретической оценке дифракционного предела разрешения.

Очевидно, предложенный метод требует довольно значительных вычислительных мощностей. Одна серия интерферограмм занимает в памяти  $1024 \times 1024 \times 1000 \times 10$  бит = 1.25 Гб. Для выполнения фурье-преобразования потребуется вдвое больше места – 2.5 Гб. Ввиду симметричности БФП используется только половина данных. Поскольку интерферограммы в каждом пикселе обрабатываются независимо, их можно загружать с жесткого диска и обрабатывать последовательно. Однако такой подход к расчету занимает значительно время.

#### 4. Заключение

В основе предложенного нами метода гиперспектральной голографической фурье-микроскопии лежит возможность записи гиперспектральных голограмм в некогерентном излучении. Это открывает, по нашему мнению, возможность актуальных и практически важных применений данного метода, например, в исследовании объектов в терагерцевом или рентгеновском диапазонах. В этих диапазонах отсутствуют достаточно дешевые и доступные источники когерентного излучения. Вместе с тем, современный уровень средств регистрации излучения дает основание надеяться, что предложенный нами метод окажется перспективным для получения гипер-

спектральных голограмм и в этих спектральных диапазонах. Поскольку в основе метода лежат принципы и техника фурье-спектроскопии, то он естественным образом наследует все сильные стороны этих принципов: беспрецедентно высокое отношение сигнал/шум и, как следствие, высокое пространственно-спектральное разрешение голографического изображения по сравнению, например, с гиперспектральными голограммами, получаемыми с помощью перестраиваемого по частоте лазера. Наконец, отметим наиболее существенное преимущество метода гиперспектральной фурье-голографии: метод позволяет в едином процессе регистрации зафиксировать амплитуду, фазу и частоту поля, что дает действительные основания называть его *holography*, т. е. «полной записью».

Авторы выражают признательность А.В.Масалову и А.В.Крайскому за интерес к данной работе и конструктивные дискуссии. Работа поддержана РФФИ (гранты № 13-07-00473 и 14-07-00873).

1. Белл Р.Дж. *Введение в фурье-спектроскопию* (М.: Мир, 1975).
2. Vlasov N.G., Kalenkov S.G., Krilov D.V., Stanko A.E. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5821**, 158 (2005).
3. Каленков С.Г., Каленков Г.С., Штанько А.Е. *Измерительная техника*, **11**, 21 (2012).
4. Каленков С.Г., Каленков Г.С., Штанько А.Е. *Радиотехника и электроника*, **58** (12), 1 (2013).
5. Каленков С.Г., Локшин Г.Р. *Радиотехника и электроника*, **58** (3), 247 (2013).
6. Kalenkov S.G., Kalenkov G.S., Shtanko A.E. *Opt. Express*, **21** (21), 24985 (2013).
7. Maycock J., Hennelly B.M., McDonald J.B. *J. Opt. Soc. Am. A*, **24** (6), 1617 (2007).
8. Desjardins A.E., Vakoc B.J., Oh W.Y., Motaghianezam S.M.R. *Opt. Express*, **15** (10), 6200 (2007).
9. Pan F., Xiao W., Liu S., Wang F., Rong L., Li R. *Opt. Express*, **19** (5), 3862 (2011).
10. Штанько А.Е., Каленков Г.С., Иванова С.Д., Калуцков О.А. *Измерительная техника*, **11**, 23 (2013).