

Л и т е р а т у р а

1. Данилевич С. Б., Колесников С. С. О выборе показателей достоверности результатов контроля // Законодательная и прикладная метрология. 2008. № 2. С. 48—51.

2. Данилевич С. Б., Колесников С. С. Разработка методик эффективного контроля сложных объектов // Измерительная техника. 2007. № 5. С. 19—22; Danilevich S. B., Kolesnikov S. S. Developing methods for effective monitoring of complicated systems // Measurement Techniques. 2007. V. 50. N 5. P. 485—489.

3. Данилевич С. Б., Княжевский В. В. Планирование выборочного измерительного контроля методом имитационного моделирования // Методы менеджмента качества. 2004. № 4. С. 33—36.

4. Данилевич С. Б., Княжевский В. В., Колесников С. С. Нужен ли выходной контроль серийно выпускаемой продукции? // Методы менеджмента качества. 2006. № 7. С. 40—43.

5. Данилевич С. Б. Разработка эффективных методик контроля и испытаний продукции: Монография. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2011.

6. Данилевич С. Б., Колесников С. С., Пальчун Ю. А. Применение имитационного моделирования при аттестации методик контроля и испытаний // Измерительная техника. 2011. № 7. С. 70—73; Danilevich S. B., Kolesnikov S. S., Palchun Yu. A. Use of simulation modelling for checking monitoring and testing procedures // Measurement Techniques. 2011. V. 54. N 7. P. 846—850.

7. Лемешко Б. Ю. и др. Статистический анализ данных, моделирование и исследование вероятностных закономерностей. Компьютерный подход: Монография. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2011.

8. Данилевич С. Б., Колесников С. С. Качество продукции и достоверность результатов контроля // Компетентность. 2011. № 2. С. 20—22.

Дата принятия 26.06.2012 г.

ОПТИКО-ФИЗИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

520.84+543.456

Фурье-спектрометр как система голографического изображения микрообъектов в низкокогерентном свете

С. Г. КАЛЕНКОВ*, Г. С. КАЛЕНКОВ*, А. Е. ШТАНЬКО**

* Московский государственный технический университет «МАМИ», Москва, Россия, e-mail: kalenkov@mail.ru

** Московский государственный технологический университет «СТАНКИН», Москва, Россия, shtanki@newmail.ru

Предложен новый метод получения изображений микрообъектов путем обработки цифровых интерферограмм, зарегистрированных с помощью модифицированного фурье-спектрометра. Описан процесс формирования интерферограмм, отображающих пространственные характеристики микрообъекта. Обсуждены требования к ширине спектра излучения источника для передачи пространственной структуры объекта. Приведены результаты эксперимента по записи изображения микрообъекта в белом свете.

Ключевые слова: метод фазовых шагов, интерференционная и фурье-спектрометрия, цифровые голограммы, запись в белом свете.

The new method of microobjects imaging based on computer processing of digital interferograms registered by means of modified Fourier-spectrometer is suggested. The process of formation of digital interferograms reflecting the microobject spatial information is described. The requirements to the width of radiation source spectrum for transmission of object spatial structure are discussed. The experimental results of image holographic recording in white light are presented.

Key words: phase shifting, interference and Fourier-spectrometry, white light digital holograms recording.

Спектральный состав излучения традиционно служит в качестве информативного параметра при определении оптических свойств среды. Благодаря прогрессу в оптоэлектронике в последние десятилетия были предложены новые

принципы изображающих оптических систем, в которых построение изображения осуществляется с использованием временных или спектральных характеристик излучения. Особенностью этих систем является то, что рассматриваемое

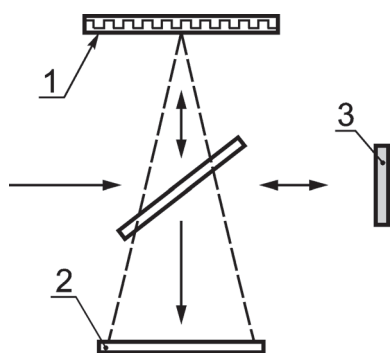


Рис. 1. Принципиальная схема фурье-спектрометра с объектом и ПЗС-матрицей в качестве приемника излучения:

1 — микрообъект; 2 — ПЗС-матрица;
3 — подвижное зеркало

интерференции немонохроматического излучения расширяет возможности изображающих оптических систем.

Фурье-спектрометр — интерференционный прибор, который, по мнению авторов, может предоставить интересные возможности для создания изображающей оптической системы. В настоящей работе рассматривается возможность получения изображения микрообъектов с помощью модифицированного фурье-спектрометра (рис. 1). Отражающий микрообъект 1 установлен в одном плече интерферометра Майкельсона на место неподвижного зеркала. В отличие от обычного фурье-спектрометра здесь вместо точечного фотоприемника применена ПЗС-матрица 2, на которую при отражении от объекта попадает дифрагированная волна и интерферирует с волной, отраженной от подвижного зеркала 3. Таким образом, ПЗС-матрица регистрирует интерференционную картину, образованную двумя волнами — дифрагированной от объекта (предметной) и отраженной от подвижного зеркала (опорной). Другими словами, в каждом пикселе ПЗС-матрицы регистрируется своя интерферограмма, которая несет информацию о пространственных характеристиках объекта.

Задача традиционной фурье-спектрометрии по сути — определение спектрального состава света, поступающего на фотоприемник, который, в конечном итоге, содержит всю информацию о спектральных свойствах образца. В данном случае будем считать, что спектральный состав света, падающего на объект, известен, и сам объект не вносит заметных искажений в спектр.

Пусть амплитуда U световой волны, освещающей объект, выражается как $U = \frac{1}{\Delta\sigma} \int_{\Delta\sigma} E(\sigma) \exp(2\pi i \sigma z) d\sigma$. Здесь $\sigma = \lambda^{-1}$ — волновое число, λ — длина волны; $E(\sigma)$ — функция спектральной плотности амплитуды, предполагаемая известной; $\Delta\sigma = \lambda_1^{-1} - \lambda_2^{-1}$ — размер спектрального окна освещающего излучения, т. е. область спектрального интервала, в которой функция $E(\sigma)$ отлична от нуля; z — координата, для определенности — расстояние от полупрозрачного зеркала до объекта.

Рассмотрим одну спектральную составляющую плоской световой волны $E(\sigma) \exp(2\pi i \sigma z)$ и (для простоты обозначения)

изображение создается не интенсивностью световой волны, а взаимной интенсивностью, т. е. функцией когерентности двух волн, одна из которых является объектной. Примеры реализации данного принципа — голографический метод получения световых сечений с помощью пикосекундного светового импульса [1] или низкокогерентная интерферометрия (томография) [2, 3]. Таким образом, использование интер-

ний) одномерный объект, x — координата точки в плоскости объекта. После отражения от объекта в виде плоского отражающего транспаранта с комплексной функцией отражения $a(x)$ эта составляющая будет промодулирована указанной функцией отражения и будет выражаться как $a(x)E(\sigma) \exp(2\pi i \sigma z)$. Если полагать размеры объекта малыми, а расстояние от него до ПЗС-матрицы достаточно большим, так что выполняются условия дифракции Фраунгофера, то спектральная компонента поля в плоскости ПЗС-матрицы будет описываться пространственным фурье-преобразованием объекта: $E(\sigma) \exp(2\pi i \sigma z) \int_D a(x) \exp(-2\pi i \sigma \theta x) dx$.

Здесь интегрирование ведется по области D , где D — размер объекта; $\theta = \zeta/z$ — угол, под которым видна из плоскости объекта ζ координата поля на плоскости ПЗС-матрицы.

Интерферируют только спектральные составляющие с одинаковым волновым числом σ , поэтому необходимо найти интенсивность поля в точке θ , связанную с объектным полем и полем опорной волны $E(\sigma) \exp[2\pi i \sigma(z + \delta)]$, отраженной от подвижного зеркала и смещенного на расстояние δ от положения нулевой разности хода. Таким образом, получаем выражение для интенсивности

$$I(\sigma, \theta, \delta) = \left| E(\sigma) \exp(2\pi i \sigma z) \int_D a(x) \exp(-2\pi i \sigma \theta x) dx + E(\sigma) \exp[2\pi i \sigma(z + \delta)] \right|^2. \quad (1)$$

По существу, (1) совпадает с соответствующими формулами фурье-спектрометрии для случая, когда образец установлен в одном из плеч асимметричного интерферометра. Только в (1) вместо интеграла $\int_D a(x) \exp(-2\pi i \sigma \theta x) dx$ подставляют

комплексный коэффициент отражения образца [4]. После несложных преобразований (1) имеем

$$I(\sigma, \theta, \delta) = S(\sigma) |A(\sigma\theta) + \exp(2\pi i \sigma \delta)|^2 = S(\sigma) [1 + 2\operatorname{Re} A(\sigma\theta) \exp(-2\pi i \sigma \delta)], \quad (2)$$

где $S(\sigma) = |E(\sigma)|^2$ — плотность мощности источника на спектральной частоте σ ; $A(\sigma\theta) = \int_D a(x) \exp(-2\pi i \sigma \theta x) dx$ — комплексная амплитуда фурье-образа объекта.

В точке θ ПЗС-матрица регистрирует полную интенсивность, т. е. интеграл по всем частотам спектрального интервала $\Delta\sigma$:

$$G(\theta, \delta) = \int_{\Delta\sigma} I(\sigma, \theta, \delta) d\sigma = \int_{\Delta\sigma} S(\sigma) d\sigma + 2\operatorname{Re} \int_{\Delta\sigma} S(\sigma) A(\sigma\theta) \exp(-2\pi i \sigma \delta) d\sigma. \quad (3)$$

Функцию $G(\theta, \delta)$ можно рассматривать как пространственно-спектральную интерферограмму объекта, поскольку она зависит как от пространственных частот объекта, так и от спектрального состава источника света. Заметим, что при $\delta \rightarrow \infty$ (при бесконечно большой разности хода) функция

$G(\infty) = \int S(\sigma) d\sigma$ представляет собой просто фон, равномерную засветку. (Действительно, при $\delta \rightarrow \infty$ второе слагаемое в (3) обращается в нуль из-за быстрой осцилляции экспоненциального множителя под интегралом.) Далее для простоты записи в (3) опустим постоянное слагаемое $G(\infty)$, тогда выражение для интерферограммы примет вид

$$G(\theta, \delta) = \int_{\Delta\sigma} S(\sigma) [A(\sigma\theta) \exp(-2\pi i \sigma \delta) + A^*(\sigma\theta) \exp(2\pi i \sigma \delta)] d\sigma, \quad (4)$$

где * — знак сопряжения.

Умножим (4) на $\exp(2\pi i \sigma' \delta)$, проинтегрируем по переменной δ и получим

$$\int_{\delta} G(\theta, \delta) \exp(2\pi i \sigma' \delta) d\delta = \int_{\Delta\sigma} S(\sigma) \{A(\sigma\theta) \exp[-2\pi i (\sigma - \sigma') \delta] + A^*(\sigma\theta) \exp[2\pi i (\sigma + \sigma') \delta]\} d\sigma d\delta.$$

С учетом, что $\int \exp[2\pi i (\sigma' - \sigma) \delta] d\delta = \delta_D(\sigma' - \sigma)$ — дельта-функция Дирака, для отрицательных спектральных частот $S(-\sigma') = 0$ имеем

$$\begin{aligned} \int G(\theta, \delta) \exp(2\pi i \sigma' \delta) d\delta &= S(\sigma') A(\sigma'\theta) + S(-\sigma') A^*(-\sigma'\theta) = \\ &= S(\sigma') A(\sigma'\theta). \end{aligned}$$

Наконец, опуская значок «штрих», получаем комплексную амплитуду фурье-образа $A(\sigma\theta)$ в каждой точке θ ПЗС-матрицы и для любой спектральной частоты σ :

$$A(\sigma\theta) = \int G(\theta, \delta) \exp(2\pi i \sigma \delta) d\delta / S(\sigma). \quad (5)$$

Теперь, зная спектральный состав источника света, т. е. функцию $S(\sigma)$, и интерферограмму $G(\theta, \delta)$ в каждой точке θ ПЗС-матрицы, с помощью обратного фурье-преобразования функции $A(\sigma\theta)$ можно получать изображение объекта для любой спектральной частоты σ .

При выводе формулы (5) неявно предполагалось, что ширина спектрального интервала достаточно большая («бесконечно» большая). Обсудим условие, при котором ширину спектрального интервала можно считать бесконечной. Пусть $\Delta\xi$ — ширина спектра пространственных частот, т. е. область аргумента $\xi = \sigma\theta$ функции $A(\xi)$, где она заметно отличается от нуля; γ — угловой размер ПЗС-матрицы (характерный угол, под которым видны границы матрицы из плоскости объекта). Тогда, если $\Delta\sigma\gamma \geq \Delta\xi$, то пределы интегрирования можно считать бесконечными. (Все равно за этими пределами в фурье-плоскости нет изображения объекта.) Таким образом, бесконечные пределы сводятся к простой оценке

$$\Delta\sigma\gamma \geq \Delta\xi. \quad (6)$$

Учитывая, что $\Delta\sigma = (\lambda_2 - \lambda_1) / (\lambda_1 \lambda_2) = 1/l_k$, где l_k — длина когерентности, и ширина спектра пространственных частот объекта $\Delta\xi \approx 1/D$, условие (6) можно записать как

$$l_k \leq \gamma D = LD/z. \quad (7)$$

Здесь L — размер ПЗС-матрицы; z — расстояние от нее до объекта, при этом $L \approx 1$ см, $z \approx 10$ см, так что отношение $L/z \approx 0,1$. Если микрообъект имеет характерный размер $L \approx 5$ мкм, то условие (7) для таких типичных параметров выполняется для излучения с длиной когерентности $l_k \approx 0,5$ мкм, которая соответствует белому свету.

В [5, 6] был рассмотрен метод фазовых шагов для получения цифрового голографического изображения микрообъектов для когерентного излучения. Предлагаемый выше метод является обобщением метода фазовых шагов и позволяет регистрировать цифровые голограммы микрообъектов в низкокогерентном свете.

Экспериментальная часть включала разработку оптической схемы интерферометра, работающего при полихроматическом излучении. Данный прибор должен регистрировать серию интерференционных картин от наложения двух волн при плавном изменении разности хода между ними, причем одна из этих волн дифрагирует на микрообъекте, а другая служит в качестве опорной. Для получения контрастных интерферограмм необходимо, чтобы размер области когерентности излучения превышал размер D микрообъекта. В этой связи требуется, чтобы угловой размер α источника излучения, используемого в интерферометре, отвечал условию $\lambda/\alpha > D$. Указанное условие может быть достигнуто диафрагмированием источника, которое удобно осуществлять фокусированием излучения источника на входной торце одномодового оптического волокна. Излучение с другого торца волокна вводится в интерферометр. В результате удастся получить излучение с хорошей пространственной когерентностью, а также расположить весьма громоздкий и требующий охлаждения источник излучения на удалении от

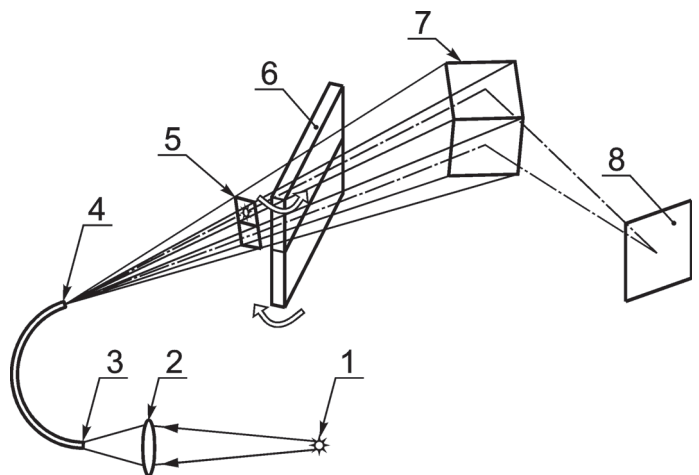


Рис. 2. Оптическая схема интерферометра:

1 — источник излучения; 2 — микрообъектив; 3, 4 — входной и выходной торцы оптического волокна; 5 — транспарант; 6 — плоскопараллельная пластина; 7 — биезеркало; 8 — приемная матрица

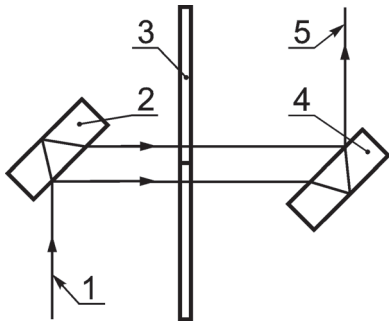


Рис. 3. Контроль фазового шага по интерферометру Жамана:

1, 5 — входной и выходной лазерные лучи; 2, 4 — плоскопараллельные пластины; 3 — фазовращающая пластина

чувствительной к различным воздействиям схемы интерферометра. Однако из-за больших потерь света на вводе излучения в оптическое волокно интенсивность излучения на выходе оказывается весьма низкой.

Высокая пространственная когерентность излучения на выходе волокна позволяет реализовать схему интерферометра с делением по волновому фронту, что в условиях

полихроматического излучения, с экспериментальной точки зрения, значительно проще, чем схема с делением по амплитуде (например, интерферометр Майкельсона или Маха—Цендера). Достоинство схемы с делением по волновому фронту состоит в том, что полная идентичность двух плеч достигается без использования каких-либо прецизионных оптико-механических устройств.

С учетом изложенных соображений была разработана оптическая схема интерферометра, представленная на рис. 2. Излучение источника 1 с помощью микрообъектива 2 фокусируют на входной торец 3 оптического волокна. Излучение из выходного торца волокна 4 проходит через транспарант 5, представляющий собой микрообъект на стеклянной подложке. Микрообъект занимает только верхнюю часть подложки, а нижняя ее часть прозрачна. Излучение, прошедшее через нижнюю часть, используют в дальнейшем для формирования опорной волны. За транспарантом находится плоскопараллельная пластина 6, разрезанная на две половинки так, что через верхнюю проходит объектная волна, а через нижнюю — опорная. Пластина 6 расположена под углом 45° к оси световой волны и играет роль фазовращателя, т. е. позволяет вводить регулируемую разность фаз объектной и опорной волн путем взаимного разворота пластин вокруг вертикальной оси. Прошедшие через пластину волны попадают на бизеркало 7, состоящее из двух плоских зеркал, плоскости которых составляют небольшой угол между

собой. Отраженные от двух половин бизеркала объектная и опорная волны пространственно совмещаются в плоскости приемной матрицы 8 и формируют интерференционную картину.

Для точной фиксации изменения разности фаз опорной и предметной волн в процессе поворота пластин 6 использован отдельный лазерный интерферометр (на рис. 2 не показан). Он собран по схеме интерферометра Жамана и состоит из двух одинаковых плоскопараллельных пластин 2, 4 (рис. 3). Луч 1 от полупроводникового лазера с длиной волны $\lambda_a = 0,53$ мкм отражается от двух граней пластины 2. Два отраженных и пространственно разнесенных луча проходят через разные половины описанной выше фазовращающей пластины 3. Направление хода этих лучей совпадает с направлением хода опорной и объектной волн. После отражения от двух граней плоскопараллельной пластины 4 оба луча вновь объединяются в общий луч 5. Результат интерференции двух волн, распространяющихся в направлении луча 5, позволяет судить об изменении разности фаз $\Delta\varphi$ волн, прошедших через разные половины фазовращающей пластины. Для этого необходимо измерять число интерференционных максимумов m , прошедших в луче 5 при взаимном развороте половин фазовращающей пластины. Тогда $\Delta\varphi = 2\pi m$ для длины волны λ_a используемого полупроводникового лазера и $\Delta\varphi = 2\pi\lambda_a/\lambda$ для любой другой длины волны λ излучения полихроматического источника. Последняя формула не учитывает дисперсию света в пластинах фазовращателя, так как в проводимом эксперименте значение $\Delta\varphi$ было небольшим, и вклад дисперсии в эту величину несущественен.

По рассмотренной схеме была записана серия интерферограмм. В качестве микрообъекта использован фрагмент амплитудной дифракционной решетки частотой 10 мм^{-1} со штрихом прямоугольного профиля. Источником излучения служила галогенная лампа. Ввод излучения в интерферометр осуществлялся через оптическое волокно диаметром 6 мкм. Голограммы регистрировались на матрицу цифровой фотокамеры, содержащей 3072×2048 пикс. Последовательно были зарегистрированы 47 интерферограмм при ступенчатом изменении разности фаз между объектной и опорной волнами с шагом 2π (для излучения с длиной волны $\lambda_a = 0,532$ мкм). На рис. 4 для примера приведены фрагменты двух интерферограмм, снятых на первом и двадцатом шаге. Здесь контрастная интерференционная картина занимает лишь некоторую часть кадра в зоне, где разность хода объектной и опорной волн не превышает нескольких длин волн.

С учетом (5) по интерферограммам рассчитывали комплексную амплитуду поля в плоскости регистрации. Поскольку спектр излучения галогенной лампы $S(\sigma)$ после прохождения через оптическое волокно остается непрерывным и широким, без существенных ограничений можно принять его постоянным. Тогда (5) принимает вид

$$A(\sigma\theta) = \int G(\theta, \delta) \exp(2\pi i \sigma \delta) d\delta. \quad (8)$$

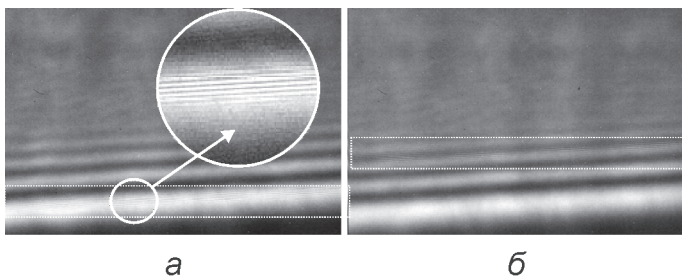


Рис. 4. Первая (а) и двадцатая (б) интерферограммы. Контрастная зона интерференционных полос, обозначенная белой пунктирной рамкой, ограничена и находится в разных местах. Отдельно приведен фрагмент зоны контрастных полос

Массив $G(\theta, \delta)$ получали следующим образом: из всех зарегистрированных интерферограмм выполняли выборку значений интенсивности в одном и том же пикселе с номером (i, j) , соответствующем направлению θ_{ij} . Из этих значений интенсивности формировали последовательность, представляющую дискретную функцию $G(\theta, \delta)$ в точках

$$\delta_n = n\lambda_{532} = 0,532n, \quad (9)$$

где n — порядковый номер интерферограммы.

Расчет по (8) проводили для двух значений σ . В первом случае принимали $\sigma_1 = 1/\lambda_{532}$, тогда из (9) следует, что в выражении (8) в показателе экспоненты $\sigma\delta = n$, а сама экспонента будет равна единице для любого n . При этом (8) сводится к сумме

$$A(\sigma\theta) = \sum_{\delta=1}^{47} G(\theta, \delta).$$

Во втором случае расчет выполняли для $\sigma_2 = 1/\lambda_{635}$ с использованием дискретного представления (8).

Для вычисления поля объекта $a(x)$ использовали обратное фурье-преобразование над его фурье-образом $A(\sigma\theta)$. При этом для поля $A(\sigma\theta)$ вводили корректирующий фазовый множитель, учитывающий различие в кривизне волновых фронтов объектной и опорной волн, которое обусловлено разницей расстояний от плоскости регистрации до объекта и опорного источника. В итоге было получено распределение поля в плоскости объекта для двух длин волн 0,532 и 0,635 мкм, представленное на рис. 5. На обеих картинах (см. рис. 5) отчетливо отображен прямоугольный профиль штрихов решетки, использованной в качестве объекта. Пространственное разрешение картины ограничено значением 400 мм^{-1} (4 пиксела на период решетки) и обусловлено тем, что угловой размер приемной матрицы (максимальный угол θ) был невелик и составлял 0,02 рад. Можно ожидать, что совершенствование схемы интерферометра позволит заметно увеличить угловой размер матрицы и достичь, таким образом, большего разрешения.

Продemonстрированная в данном эксперименте возможность получения с помощью фурье-спектрометра изобра-

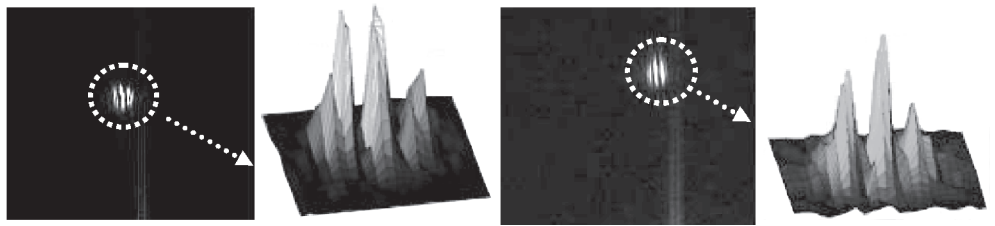


Рис. 5. Изображение объекта — амплитудной решетки — полученное для разных спектральных составляющих излучения σ_1 (слева) и σ_2 (справа)

жений объекта для разных спектральных компонент излучения показывает, что фурье-спектроскопия позволяет определять не только спектральные характеристики объекта в целом, но и отображать их пространственное распределение.

Работа была выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 11-07-00755-а, 09-07-00502-а).

Литература

1. **Abramson N., Spears K.** Single pulse light-in-flight recording by holography // Appl. Opt. 1989. V. 28. N 10. P. 1834—1841.
2. **Dubois A. e. a.** High-resolution full-field optical coherence tomography with a Linnik microscope // Appl. Opt. 2002. V. 41. N 4. P. 530—532.
3. **Вешняков Г. Н., Левин Г. Г., Минаев В. Л.** Томографическая микроскопия трехмерных фазовых объектов в частично когерентном свете // Оптика и спектроскопия. 2003. Т. 95. № 1. С. 142—146.
4. **Белл Р. Дж.** Введение в Фурье-спектроскопию. М.: Мир, 1975.
5. **Vlasov N. G. e. a.** Non-lens digital microscopy // Proc. SPIE. 2005. N 5821. P. 158.
6. **Каленков С. Г. и др.** Безлинзовая цифровая микроскопия // Естественные и технические науки. 2004. Т. 3. № 12. С. 117—120.

Дата принятия 04.05.2012 г.