

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ПРИ БЕЗОПОРНОЙ ЦИФРОВОЙ ПЗС-РЕГИСТРАЦИИ МУЛЬТИСПЕКТРАЛЬНЫХ СПЕКЛ-КАРТИН

Н. В. Петров¹, В. Г. Беспалов¹, М. В. Волков²

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

²Научно-исследовательский институт физики им. В. А. Фока
Nickolai.Petrov@gmail.com

В работе представлен метод восстановления волнового фронта, основанный на использовании набора спекл-картин, сформированных различными длинами волн, и итерационном алгоритме решения уравнения распространения волн в различных плоскостях объема спекл-поля. С помощью численного моделирования восстановлены изображения амплитудных и фазовых объектов и показана возможность расширения данной методики с использованием распределений интенсивностей, записанных в разных плоскостях объема спекл-поля. Экспериментально продемонстрирована возможность восстановления волнового фронта с использованием спекл-картин на трех длинах волн, соответствующих спектральной чувствительности RGB-каналов ПЗС-матрицы, или излучения спектральных компонент суперконтинуума. Первое позволяет записывать три различных распределения интенсивности за одну экспозицию, что дает преимущества при анализе быстропротекающих процессов. Второй вариант подразумевает использование большого количества длин волн, что обеспечивает более быструю и точную сходимость метода, и привлекает простотой и надежностью схемы записи, использующей волоконные оптические элементы.

Ключевые слова: Фазовая проблема, восстановление волнового фронта, спеклы, теория диффракции.

1. Введение

В оптической метрологии возникает проблема восстановления фазовой информации волнового поля, чаще называемая фазовая проблема. Одной из областей, где важно решение этой проблемы является клеточная биология: поскольку большинство клеток прозрачны, то в амплитудной микроскопии приходится использовать контрастирующие или флуоресцентные зонды. При этом любые зонды модифицируют состояние клетки и влияют на клеточные процессы. Фазовая микроскопия представляет собой неинвазивный метод исследования, позволяющий изучать клетки без их дополнительной модификации и повреждения целостности мембраны. В настоящее время появились хорошие предпосылки реализовать метод фазовой микроскопии посредством восстановления фазы. Этому способствует увеличение вычислительных мощностей, что позволяет подходить к проблеме восстановления волнового фронта с использованием итерационных алгоритмов.

Первый такой алгоритм представили Р. Гершберг и В. Сакстон [1,2]. Они использовали известную информацию об амплитуде в плоскости зрачка и амплитуде в плоскости изображения. Важный вклад внес Дж. Фиенап [3], который для восстановления изображения по известному распределению амплитуды в Фурье-плоскости использовал ограничения: свойство неотрицательности изображения и его сосредоточенность в заданной области. Такие подходы используют только одно измерение, и как следствие, не чувствительны к внешним возмущениям и могут использоваться для быстрых процессов. Однако, не смотря на то,

что с использованием данных методик можно добиться успешного восстановления, существует ряд трудностей, связанный с удовлетворением ограничений, который ограничивает пределы их применимости. Другим, подобным вышеуказанным, методом является вариационный метод минимизации вспомогательного функционала ошибки, который достигает экстремума при восстановлении сигнала [4]. Такой метод позволяет воспользоваться дополнительной информацией, полученной при накоплении данных для компенсации утраченной фазы волнового фронта, что обеспечивает сходимость итерационной процедуры. Непосредственно в последней упомянутой работе [5] обсуждается регистрация волнового фронта в различных плоскостях. Впоследствии такой подход был успешно развит в серии работ с участием П. Альморо, Ж. Педрины и В. Остена [6–8]. Сходимость итерационных алгоритмов восстановления фазы волнового фронта, использующих дополнительную информацию о спекл-поле, можно трактовать с точки зрения теоремы Д. Габора [9] о степенях свободы в оптической системе. Оптической системе можно сопоставить N инвариантных степеней свободы в виде базисного набора ортогональных мод, распределенных в пространственных и частотных областях [10]. Регистрация дополнительных распределений интенсивностей позволяет восполнить потерю фазовой информации, и фактически сравнить число переменных с неизвестными. Указанные обстоятельства породили массу методов, использующих дополнительную информацию. Помимо регистрации в разных плоскостях, используют дефокусировку [11, 12], преобразования вращения, разные длины волн [13, 14].

В данной работе развивается подход к решению фазовой проблемы с использованием различных длин волн. Современные источники лазерного излучения перекрывают весь видимый диапазон, а системы регистрации зачастую обладают несколькими спектральными каналами, что открывает дополнительные преимущества в процессе регистрации волнового фронта. Прогресс в области волоконных лазеров высокой мощности и короткой длительности позволит реализовать надежную установку для восстановления волнового фронта с использованием спектральных компонент суперконтинуума, разделяемых внутри волокна. Принципы, используемые при итерационной процедуре не претерпели изменений, по сравнению с методами, основанными на использовании нескольких длин-волн: замена рассчитанной, с помощью уравнения распространения волн в пространстве, величины амплитуды, на квадратный корень из измеренного распределения интенсивности, с удержанием фазы. Уравнение распространения волн в пространстве так же чувствительно к изменению длины волны. Общая итерационная процедура для методов, использующих различные длины волн и различные расстояния позволяет комбинировать процесс записи спеклограмм, и даже реализовать систему, способную записывать 6-9 различных распределений интенсивности за одну экспозицию. Более подробно итерационный алгоритм и его аспекты обсуждаются в секции 2. В секции 3 представлены результаты численного моделирования и реального эксперимента для такой системы. В 4 части работы описывается эксперимент по восстановлению изображения объекта с помощью распределений интенсивностей, сформированных спектральными компонентами излучения суперконтинуума, предложено несколько схем записи таких распределений. В заключении подведены итоги.

2. Итерационный алгоритм для восстановления волнового фронта

Предположим, плоский объект последовательно облучается несколькими длинами волн λ_i , $i = 1, \dots, N$. Мы можем зарегистрировать различные распределения интенсивности на каждой из них на различном удалении от объекта l_j , $j = 1, \dots, M$. В результате мы получим набор спекл-картин, каждая из которых характеризуется двумя параметрами: длиной волны λ_i и расстоянием l_j от объекта до экрана. Рассмотрим уравнение распространения волн

в свободном пространстве. В качестве такого уравнения в параксиальном приближении можно взять двумерное преобразование Френеля:

$$F_\lambda(x, y, l) = \frac{\exp(ikl)}{i\lambda l} \iint_{\mathbb{R}^2} \exp\left(\frac{ik}{2l}[(x-x')^2 + (y-y')^2]\right) F_\lambda(x', y') dx' dy'. \quad (1)$$

здесь $F_\lambda(x, y, l)$ — комплекснозначная функция; $F_\lambda(x', y') = F_\lambda(x, y, 0)$ — комплексная характеристика объекта; x, y — координаты в плоскости регистрации; x', y' — координаты в плоскости объекта; l — переменная распространения; $k = 2\pi/\lambda$. Для наглядности следующих рассуждений, рассмотрим случай дифракции на простом амплитудном объекте. Если мы фиксируем все параметры в уравнении распространения волн, кроме длины волны λ , то мы получим различные картины дифракции, размеры которых будут увеличиваться по мере увеличения длины волны. В случае, если мы будем увеличивать расстояние l , мы получим аналогичную зависимость. Увеличив расстояние в m раз, но уменьшив длину волны в это же число раз, мы можем получить две идентичные дифракционные картины (рис.1). Наличие неоднородной фазовой характеристики у объекта, хотя и приводит

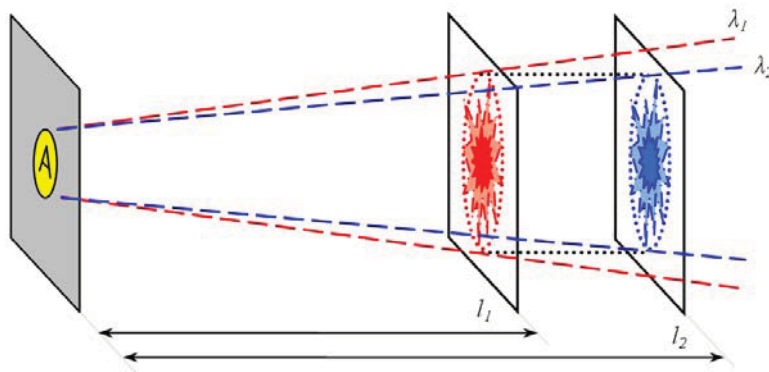


РИС. 1. Два одинаковых распределения интенсивности, сформированные на различных длинах волн и расстояниях.

к образованию спекл-структуры, не меняет сути рассмотрения, однако визуально проследить сходство дифракционных картин становится сложнее. При этом картина с большей длиной волны будет испытывать меньший набег фазы, что можно использовать, чтобы избежать образования полос на восстановленном фазовом изображении, вызванных скачком фазы в точке 2π . Другим преимуществом такого рассмотрения является возможность использовать для восстановления волнового фронта набор распределений интенсивностей $I_{\lambda_i, l_j}(x, y)$, записанный как на различных длинах волн, так и в различных плоскостях объёма спекл-поля. Поскольку такие распределения интенсивностей меняются с изменением двух параметров - длины волны и расстояния, то возможен разный порядок их последовательного использования в итерационном алгоритме. Чтобы представить итерационный алгоритм в общем виде, без указания очерёдности использования, рассмотрим набор различных распределений интенсивностей I^s , где $s = 1, 2, \dots, NM$, такой, что в λ_s и l_s , которые будут фигурировать в итерационном алгоритме, будут учтены все возможные комбинации λ_i и l_j в той или иной последовательности. Условимся называть распределения интенсивностей

- отсчетами, а s шагом. Процесс восстановления начинается с волны, амплитуда которой получена путем извлечения квадратного корня из первого распределения интенсивности I^1 . Эта амплитуда умножается на фазу (изначально - константа) и получающаяся при этом комплексная функция представляет волновое поле в этой плоскости $F_{\lambda_1}^1(x, y, l_1)$. Для этой функции вычисляется преобразование в плоскость объекта, дающее восстановленное волновое поле $F^1(x', y')$, которое на начальных итерациях сильно отличается от искомого. От рассчитанного таким образом волнового поля, вычисляется распределение, соответствующее параметрам второй зарегистрированной спекл-картины (λ_2 и l_2). В полученном таким образом поле $\widehat{F}_{\lambda_2}^2(x, y, l_2)$ фаза удерживается, а амплитуда A^2 заменяется функцией $\sqrt{I^2}$, образуя функцию $F_{\lambda_2}^2(x, y, l_2)$. Далее снова вычисляется преобразование в плоскость объекта, и сразу же поле, соответствующее третьему отсчету $\widehat{F}_{\lambda_3}^3(x, y, l_3)$. Здесь опять удерживается фаза, и происходит замена амплитуды, и т.д. до NM -изображения, затем процедура повторяется сначала с первым изображением, что символизирует конец первой итерации и начало второй, состоящих из NM шагов. Для каждого отсчета I^s , внутри шага производится сравнение амплитуды A^s рассчитанного волнового фронта $\widehat{F}_{\lambda_s}^s(x, y, l_s)$ с квадратным корнем из зарегистрированного распределения интенсивности $\sqrt{I^s}$ по формуле:

$$E^s = \sqrt{\frac{\sum |A^s - \sqrt{I^s}|^2}{\sum |\sqrt{I^s}|^2}}. \quad (2)$$

E^s есть среднеквадратическая ошибка на шаге s [15]. Изменение общей среднеквадратической ошибки в зависимости от выполненных итераций:

$$E = \frac{1}{NM} \sum_{s=1}^{NM} E^s \quad (3)$$

характеризует сходимость итерационного алгоритма.

3. Трёх-длинноволновая RGB-система с одной экспозицией

Для наблюдения быстропротекающих процессов на микроскопическом уровне, необходима система, способная мгновенно регистрировать всю информацию, необходимую для восстановления волнового фронта. В КМОП и ПЗС-матрицах используют фильтр Байера для формирования спектральных RGB-каналов на квадратной сетке фотодатчиков (рис. 2 (а)). Подбирая узкие длины волн излучения, соответствующие максимальной чувствительности в каждом из каналов, можно записывать до трёх независимых распределений интенсивности за одну экспозицию. Использование 2-3 делителей пучков размером порядка 5 мм, позволяет увеличить число записываемых распределений интенсивности до 6-9. На рис. 2 (б) представлен спектральный отклик ПЗС-матрицы фотокамеры NikonD70/D50 [16]. В каждом из каналов существует область, в которой чувствительность данного канала значительно превышает чувствительности других двух. Для синего канала это диапазон 400 – 450 нм, 520 – 560 нм для зелёного, 620 – 650 нм для красного. На этих длинах волн могут быть сформированы спекл-картины, каждая из которых может быть зарегистрирована в соответствующем канале регистрирующей системы в течении одной экспозиции. В работе [8] обсуждается использование массива делителей пучков для одновременной регистрации спекл-картин. Предложенная схема записи рис. 2 (с) может уменьшить количество делителей пучков втрое. Поскольку детальное исследование системы записи с делителями пучков уже было проведено, здесь мы представим результаты численного моделирования и эксперимента, демонстрирующие возможность одновременной записи различных распределений интенсивностей на трех длинах волн.

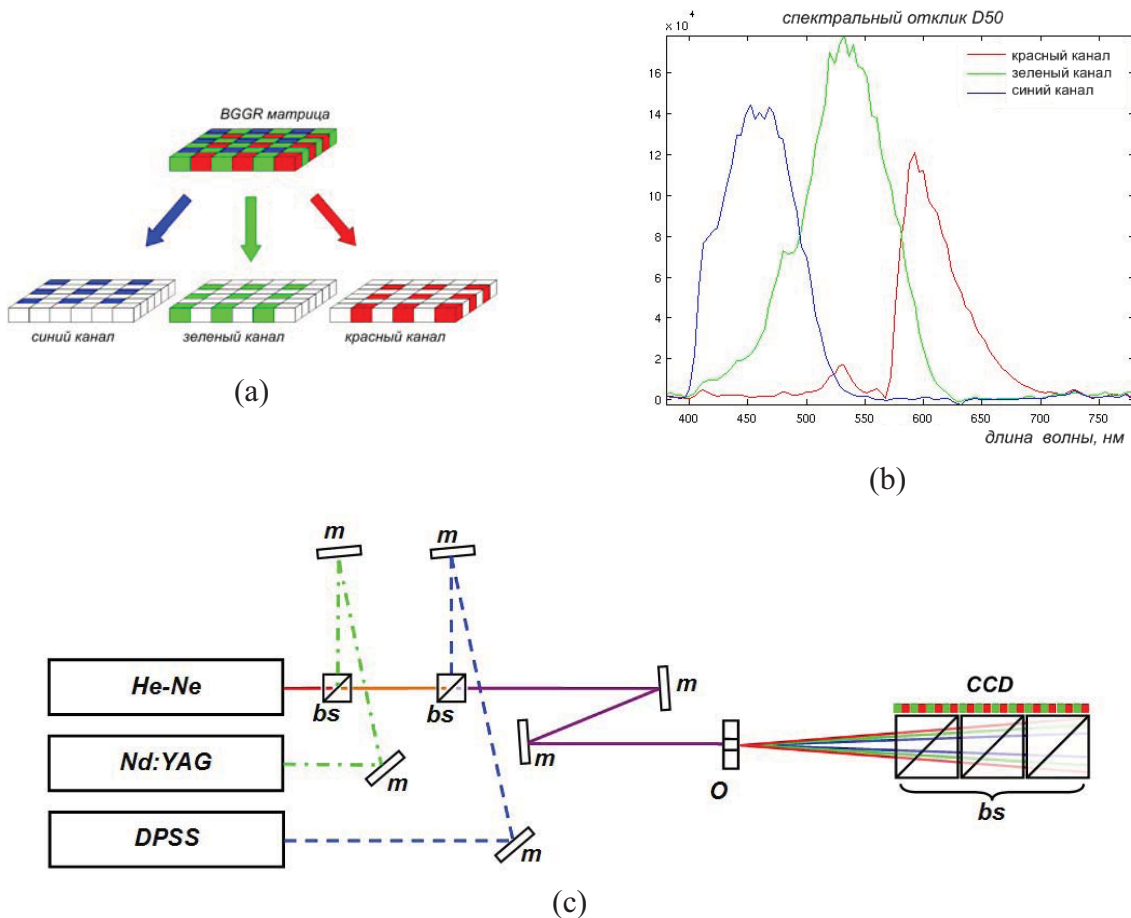


Рис. 2. (а) — Устройство матрицы фотоприемника с BGGR фильтром Байера; (б) — Спектральный отклик ПЗС-матрицы фотокамеры Nikon D70/D50; (с) — Схема трех-длинноволновой RGB системы с одной экспозицией. Луч каждого из трех лазеров проходит юстировочные зеркала m и делители пучков bs , и освещает объект O . Регистрация на различных расстояниях осуществляется с помощью делителей пучков bs .

3.1. Численное моделирование

В численном эксперименте использовались как амплитудный объект, обладающий случайным фазовым распределением (рис. 3, (а)) так и чисто фазовый объект (рис. 3, (с)). Для данных объектов были смоделированы распределения интенсивности волнового фронта, которые использовались в итерационном алгоритме решения уравнения распространения волн. На рис. 3 представлены восстановленные изображения (б) — для амплитудного объекта со случайной фазой в каждой точке, (д) — для чисто фазового объекта. Размер пикселя каждого из спектрального канала ПЗС-матрицы был взят равным 15,6 мкм, что соответствует удвоенному реальному размеру пикселя фотокамеры Nikon D50. Такой размер получается, если учесть расположение пикселей каждого спектрального канала в массиве байеровского фильтра. Размеры объектов: 256×256 точек, что соответствует физическим размерам 2×2 мм. Ширина различных элементов амплитудного объекта варьируется от 2 до 70 пикселей, что соответствует 16 - 547 мкм, ширина элементов фазового объекта 18 пикселей — 281 мкм. Максимальный фазовый сдвиг, который приобретал волновой фронт при прохождении через чисто фазовый объект составлял 2,36 рад (изображение на рис. 3 (с)-(д) представлено в динамическом диапазоне [0,

2π]). Моделирование производилось на длинах волн: 455 нм аргонового лазера, 532 нм — второй гармоники Nd:YAG-лазера, 632.8 нм He-Ne лазера, на различных расстояниях 75, 80, 85 мм., для каждой длины волны. Как было отмечено в секции 2, идентичные спекл-картины могут быть получены с использованием 9 различных длин волн на одном расстоянии от объекта. При регистрации распределений интенсивностей на расстоянии 80 мм от объекта, этими длинами волн, с точностью до первого знака после запятой, являются: 417.2 нм; 498.8 нм; 593.3 нм; 445 нм; 532 нм; 632.8 нм; 472.8 нм; 565,3 нм; 672.4 нм.

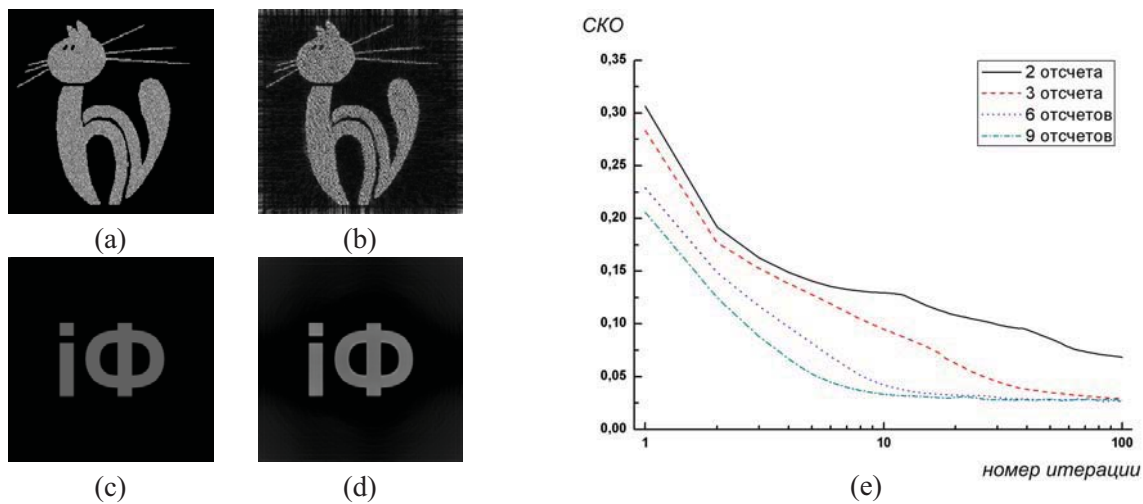


РИС. 3. Исходная — (a) и восстановленная — (b) амплитудные характеристики тест-объекта со случайным фазовым шумом. Исходная — (c) и восстановленная — (d) фазовые характеристики; (e) — Сходимость метода с увеличением числа итераций через среднеквадратическую ошибку (СКО) для различного числа отсчетов.

На рис. 3, (e) приведены зависимости общей среднеквадратической ошибки от числа итераций для случаев использования различного количества отсчетов. В случае использования только двух-трех длин волн амплитудно-фазовые характеристики объекта являются достаточно различимыми, но промодулированы шумом, мелкие детали могут быть нечеткими. Дополнительно использование 2-3 делителей пучков в схеме регистрации значительно увеличивает качество восстановленного волнового фронта. В этом случае наиболее быстрая сходимость наблюдается на начальных десяти итерациях. Кроме того, на сходимость так же влияет порядок использования полученных снимков в итерационном алгоритме. В данном исследовании было установлено, что использование отсчетов в порядке: «три длины волны на каждом из трех расстояний» ($\lambda_1 l_1, \lambda_2 l_1, \lambda_3 l_1, \lambda_1 l_2, \dots, \lambda_3 l_3$) приводят к более точной и быстрой сходимости, нежели чем последовательный их перебор по мере роста длины волны, при перерасчете на одно расстояние (в соответствии с возрастанием произведения $\lambda_i l_j < \lambda_p l_q$). В первом случае используется порядок, при котором спекл-картины сильнее различаются между собой (произведения параметров $\lambda_i l_j$ больше различаются друг от друга), значит на начальных итерациях вычисление волнового фронта при его распространении от одного распределения интенсивности к другому даст большую ошибку, которая будет компенсироваться при замене амплитуды рассчитанной волны в на квадратный корень из измеренного распределения интенсивности, таким образом быстрее минимизируя различия.

3.2. Эксперимент

В эксперименте проверялось утверждение о возможности одновременной записи трех распределений интенсивностей, пригодных для восстановления волнового фронта. Для этого использовалась установка, аналогичная представленной на рис. 2(c), с одним отличием: делители пучков в зоне регистрации были заменены моторизированной однокоординатной подвижкой фирмы Standa

(описание схожего эксперимента приведено в [17]). Источниками излучения служили: He-Ne (632,8 нм), Nd:YAG (1064 и 532 нм) и DPSS (473 нм) лазеры. В качестве амплитудного объекта в эксперименте использовался логотип Санкт-Петербургского государственного университета информационных технологий, механики и оптики (СПбГУ ИТМО) на пленке для микрофильмирования, наклеенный на круглую диафрагму (рис. 4 (a)). Высота букв на логотипе составляла порядка 200 мкм. Запись картин дифракции производилась на цифровую фотокамеру Nikon D50 без объектива, (2014 × 3039 пикселей размером 7,8 мкм) в RAW-формат. Затем производилась их обработка с помощью конвертера DCRaw с параметрами `-4 -T -D *.nef`. Данные параметры обеспечивают преобразование данных с 12-битной АЦП фотоаппарата в 16 битный Tiff-файл, без цветовой интерполяции и масштабирования, обычно производимыми процессором фотокамеры. В дальнейшем массив данных, расположенных в формате BGGR разбивался на 3 массива (рис. 2 (a)) соответствующих каждому из цветовых каналов RGB, с удвоенным размером пикселя. В данном эксперименте, в течении одной экспозиции, таким образом удалось получить два распределения интенсивности, пригодные к использованию в итерационном алгоритме: в красном и синем, или красном и зеленом каналах (рис. 4 (b)). Данный результат объясняется тем, что зеленый канал ПЗС-матрицы обладает достаточной чувствительностью к излучению синего DPSS-лазера с длиной волны 473 нм (рис. 2 (b)). Результат восстановления с использованием двух распределений интенсивностей показан на рис. 4 (c)).

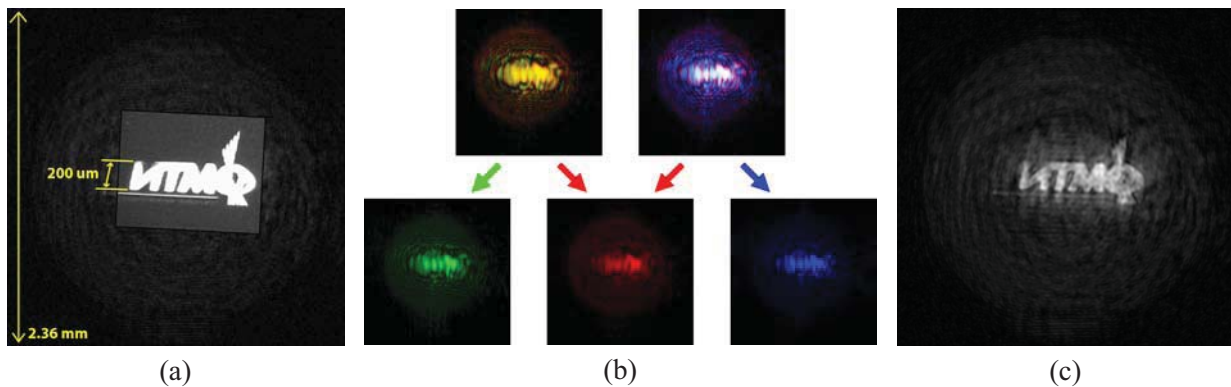


РИС. 4. Результаты эксперимента. (a) — изображение амплитудного объекта, полученное через микроскоп; (b) — распределения интенсивностей, сформированные двумя длинами волн, зарегистрированные за одну экспозицию, снизу - в спектральных каналах; (c) — Экспериментально восстановленное изображение.

4. Использование спектральных компонент суперконтинуума

Для формирования большого набора данных, который может обеспечить более точную и быструю сходимость в разрабатываемом методе, в качестве источника выгодно использовать излучение суперконтинуума, которое зачастую перекрывает весь видимый диапазон. Используя компоненты волоконной оптики, появляется возможность реализовать простую в юстировке и устойчивую к вибрациям установку, с разделением по длинам волн внутри волокна. В качестве продолжения серии работ по применению излучения суперконтинуума в спекл-фотографии [18, 19], нами был поставлен эксперимент, демонстрирующий принципиальную допустимость такого подхода. Схема эксперимента представлена на рис. 5 (a).

Излучение второй гармоники Er³⁺ фемтосекундного волоконного лазера LR ($\lambda = 780$ нм, длительность импульса 130 фс, мощность излучения 47 мВт) посредством трех координатной подвижки FTS через микрообъектив ОВ подавалось в микроструктурированное волокно с кварцевой серединой PCF, в котором генерировалось излучение суперконтинуума. С помощью дифракционной

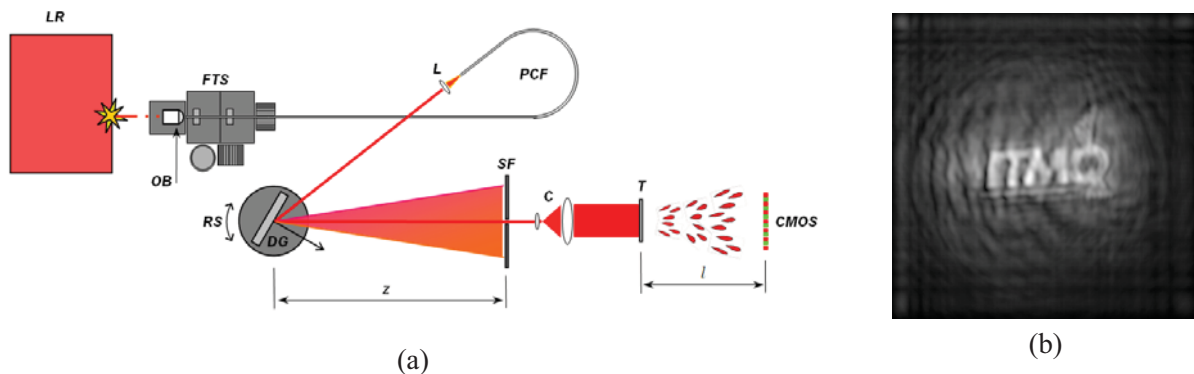


Рис. 5. (а) — Схема экспериментальной установки с использованием излучения суперконтинуума; (б) — Восстановленное изображение объекта.

решетки DG на вращающейся подвижке RS и частотного фильтра SF, расположенного на расстоянии $z = 50$ см, последовательно выделялись спектральные компоненты, с полушириной 1-2 нм, которые расширяясь в коллиматоре C, освещали амплитудный тест-объект T, в роли которого использовался микрофильм с логотипом "ITMO". Регистрация проводилась на CMOS матрицу фотоаппарата Canon EOS 450D (размер пикселя 5,1 мкм) на расстоянии $l = 83$ мм от объекта. Различия в энергии выделенных спектральных компонент компенсировались выбором времени экспозиции при регистрации. Как и в предыдущем эксперименте, данные сохранялись в RAW-формат(*.CR2 для данного фотоаппарата), с последующим их извлечением в «документальном режиме» посредством специализированного конвертера DCraw с параметрами: $-4 -T -D * .cr2$. Для восстановления использовались данные из красного канала фотокамеры. Результат восстановления представлен на рис. 5 (б).

5. Заключение

В работе произведено обобщение итерационного алгоритма восстановления волнового фронта в случае многозональной регистрации в различных сечениях объема спекл-поля. При этом сам алгоритм является универсальным, и может быть применен как в случае регистрации субъективных спекл-картин, так и случае использования оптики и регистрации объективных спеклов. Предложена трех-длинноволновая система мгновенной регистрации распределений интенсивностей, для исследования быстропротекающих процессов. Экспериментально продемонстрирована возможность восстановления волнового фронта с использованием излучения спектрального суперконтинуума.

Авторы выражают благодарность В.С. Шевандину (НПК «ГОИ» им. С.И. Вавилова) за предоставленные микроструктурированные волокна, а так же сотрудникам центра репрографии при Российской национальной библиотеке за помощь при изготовлении образцов на пленке для микрофильмирования.

Работа выполнена при поддержке программы «У.М.Н.И.К» и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы, ГК No. П872.

Литература

- [1] Gerchberg R.W, Saxton W.O. Phase determination from image and diffraction plane pictures in the electron microscope // *Optik*, 1971, 34, 275-284.
- [2] Gerchberg R.W, Saxton W.O. A practical algorithm for the determination of the phase from image and diffraction plane pictures // *Optik*, 1972, 35, 237-246.
- [3] Fienup J.R. Phase retrieval algorithms: a comparison // *Appl. Opt.* 1982, 21, 2758-2769.
- [4] Воронцов М.А., Сивоконь В.П. Итерационные методы восстановления фазы по распределению интенсивности // *Голография и ее применение*, 1986. ФТИ, Л.
- [5] Ivanov V.Yu., Sivokon,V.P., Vorontsov M.A. Phase retrieval from a set of intensity measurements: theory and experiment // *J. Opt. Soc. Am. A*, 1992, 9, 1515-1524.

- [6] Pedrini G., Osten W., Zhang Y., Wave-front reconstruction from a sequence of interferograms recorded at different planes // *Opt. Lett.* 2005, 30, 833-835.
- [7] Almoró P., Pedrini G., Osten W., Complete wavefront reconstruction using sequential intensity measurements of a volume speckle field // *Appl. Opt.* 2006, 45, 8596-8605.
- [8] Almoró P., Maallo A., Hanson S., Fast-convergent algorithm for speckle-based phase retrieval and a design for dynamic wavefront sensing // *Appl. Opt.* 2009, 48, 1485-1493.
- [9] Gabor D. *Light and Information* // *Progress in Optics*, v. 1, 1, ed. E. Wolf, Amsterdam, 1961, 109-153.
- [10] Малов А.Н. Спекл-структура когерентного изображения в терминах теории степеней свободы оптической системы // *Голография: теоретические и прикладные вопросы*, 1995, РИО ПГКУ, Москва-Тирасполь.
- [11] Kirkland E., Improved high resolution image processing of bright field electron micrographs: I. Theory // *Ultramicroscopy* 1984, 15(3), 151-172.
- [12] Allen L.J., Oxley M. P., Phase retrieval from series of images obtained by defocus variation // *Opt. Commun.* 2001, 199 (1-4), 65-75.
- [13] Петров Н.В., Беспалов В.Г. Использование многодлинноволновой цифровой спекл-фотографии для определения амплитудно-фазовых характеристик объекта // *Сб. трудов V Международной конференции молодых ученых и специалистов «Оптика-2007»*, Санкт-Петербург 2007. 78-79.
- [14] Bao P., Zhang F., Pedrini G., Osten W., Phase retrieval using multiple illumination wavelengths // *Opt. Lett.* 2008, 33, 309-311.
- [15] Fienup J. R., Invariant error metrics for image reconstruction // *Appl. Opt.* 1997, 36, 8352-8357.
- [16] Moh J., Low H.M., Wientjes G., Characterization of the Nikon D70 Digital Camera // *Archive of projects of Stanford Center for Image Systems Engineering, EE 362/Psych 221, Stanford 2005*. URL: <http://scien.stanford.edu/pages/labsite/2005/psych221/projects/05/joanmoh/index.html> (Accessed 10 January 2011).
- [17] Petrov N.V., Bepalov V.G., Gorodetsky A.A. Phase retrieval method for multiple wavelength speckle patterns // in *Speckle 2010: "Optical Metrology Proc. SPIE 2010, Vol. 7387, 73871T*.
- [18] Беспалов В.Г., Петров Н.В. Выделение спектральных компонент излучения суперконтинуума для использования в методе цифровой спекл-фотографии // *Сб. трудов XII всероссийской школы-семинара «Физика и применение микроволн»*. М.: МГУ, 2009.
- [19] Петров Н.В., Беспалов В.Г. Многодлинноволновая цифровая спекл-фотография // *Сб. конкурсных докладов Всероссийской молодежной конференции «VII Всероссийский молодежный Самарский конкурс научных работ по оптике и лазерной физике» 2009, СамГУ, Самара*. 180-186.