

В.В. ДЁМИН, А.Ю. ДАВЫДОВА

**УМЕНЬШЕНИЕ ВЗАИМНОГО ВЛИЯНИЯ МНИМОГО И ДЕЙСТВИТЕЛЬНОГО  
ИЗОБРАЖЕНИЙ ПУТЕМ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ФАЗЫ ИЗ ОСЕВЫХ ЦИФРОВЫХ  
ГОЛОГРАММ НА ОСНОВЕ АЛГОРИТМА ГЕРШБЕРГА – САКСТОНА**

Рассмотрен метод восстановления фазы на основе алгоритма Гершберга – Сакстона, позволяющий уменьшить влияние мнимого изображения на действительное изображение частицы, при их восстановлении с осевой цифровой голограммы. Приведены результаты численного моделирования.

*Ключевые слова:* цифровая голография частиц, алгоритм Гершберга – Сакстона.

Для исследования частиц в задачах экологии и биологии, например для изучения планктона, целесообразно использование методов цифровой голографии. В восстановленных голографических изображениях частиц присутствуют шумы [1], снижающие качество этих изображений и затрудняющие процесс определения характеристик частиц (формы, размеров и координат). В настоящей работе рассматриваются шумы, обусловленные взаимным влиянием мнимого и действительного изображений, восстановленных с голограммы. Методы подавления таких шумов можно разделить на три группы: уменьшение шумов на этапе восстановления цифровой голограммы (пространственно-частотный и итерационный методы [1, 2]); методы предварительной, до процедуры восстановления, обработки цифровой голограммы (фильтрация фурье-спектра голограммы [2], метод восстановления фазы [3, 4]); наконец, использование внеосевой схемы голографирования. В работе [1] представлены экспериментальные результаты применения пространственно-частотного и итерационного методов.

В настоящей работе рассмотрен метод восстановления фазы из осевых цифровых голограмм на основе алгоритма Гершберга – Сакстона [5], который можно применить в одном из следующих случаев: 1) при регистрации двух цифровых голограмм, расположенных на различных расстояниях от частицы, при этом, как известно, ПЗС-матрицей регистрируются распределения интенсивности в этих плоскостях; 2) если кроме распределения интенсивности в плоскости регистрации цифровой голограммы частицы имеется априорная информация о самой частице (например, если частица обладает только амплитудным или только фазовым пропусканием, что упрощает представление функции пропускания частицы) [3, 4].

Рассмотрим первый случай, когда зарегистрированы распределения интенсивности  $I_{z_1}(x, y)$  и  $I_{z_2}(x, y)$  в плоскостях записи двух цифровых голограмм, расположенных на расстояниях  $z_1$  и  $z_2$  от частицы (тогда  $z_2 - z_1 = d$  – расстояние между плоскостями). До начала итерационного процесса предполагаем, что комплексная амплитуда  $U_{z_1}(x, y, z_1) = \sqrt{I_{z_1}(x, y)}$ , т.е. считаем, что в ближайшей к частице плоскости регистрации голограммы поле имеет постоянную фазу, равную 0.

На первом этапе итерационного алгоритма, зная распределение  $U_{z_1}(x, y, z_1)$  в плоскости  $z_1$ , с помощью дифракционного интеграла Френеля – Кирхгофа рассчитываем комплексную амплитуду поля после его распространения из плоскости  $z_1$  в плоскость  $z_2$ :

$$U_{z_1 \rightarrow z_2}(x, y, d) = \exp(ikd) \cdot U_{z_1}(x, y, z_1) \otimes h_d(x, y) = |U_{z_2}(x, y, d)| \cdot \exp(i\varphi_2(x, y)). \quad (1)$$

Здесь  $h_d(x, y) = \frac{1}{i\lambda d} \cdot \exp\left\{\frac{ik}{2d}(x^2 + y^2)\right\}$  – функция Френеля;  $k$  – волновое число;  $\varphi_2(x, y)$  – фаза волны в плоскости  $z_2$ . Отметим, что  $I_{z_{1,2}}(x, y)$ ,  $U_{z_{1,2}}(x, y, z_{1,2})$ ,  $\varphi_{1,2}(x, y)$  и т.д. в численных расчетах представлены в виде двумерных массивов.

На втором этапе рассчитываем модуль комплексной амплитуды волны в этой же плоскости как квадратный корень из зарегистрированной в этой плоскости интенсивности  $|U_{z_2}(x, y, d)| = \sqrt{I_{z_2}(x, y)}$ , а фазу используем из результата предыдущего расчета (1), получаем

$$U_{z_2}(x, y, z_2) = \sqrt{I_{z_2}(x, y)} \cdot \exp(i\varphi_2(x, y)). \quad (2)$$

На третьем этапе, зная комплексную амплитуду поля  $U_{z_2}(x, y, z_2)$  (выражение (2)), аналогично первому этапу, рассчитываем комплексную амплитуду поля после его распространения из плоскости  $z_2$  в плоскость  $z_1$ :

$$U_{z_2 \rightarrow z_1}(x, y, -d) = \exp(-ikd) \cdot U_{z_2}(x, y, z_2) \otimes h_{-d}(x, y) = |U_{z_1}(x, y, -d)| \cdot \exp(i\varphi_1(x, y)). \quad (3)$$

На четвертом этапе, используя модуль комплексной амплитуды поля в плоскости  $z_1$ , рассчитанный как  $|U_{z_1}(x, y, z_1)| = \sqrt{I_{z_1}(x, y)}$ , и фазу  $\varphi_1(x, y)$  из выражения (3), получаем

$$U_{z_1}(x, y, z_1) = \sqrt{I_{z_1}(x, y)} \cdot \exp(i\varphi_1(x, y)). \quad (4)$$

В результате одной итерации, состоящей из четырех этапов, вместо распределений интенсивности  $I_{z_1}(x, y)$  и  $I_{z_2}(x, y)$ , зарегистрированных в плоскостях регистрации цифровых голограмм, получаем комплексные амплитуды полей  $U_{z_1}(x, y, z_1)$  и  $U_{z_2}(x, y, z_2)$ . Зная комплексную амплитуду поля в плоскости голограммы, можно рассчитать пропускание частицы  $(1 - a(x, y))$  [1]:

$$\exp(-ikz_2) \cdot U(x, y, z_2) \otimes h_{-z_2}(x, y) = 1 - a(x, y), \quad (5)$$

которое описывает изображение частицы. Таким образом, адаптировав алгоритм Гершберга – Сакстона для случая, когда ПЗС-камерой зарегистрированы две цифровые голограммы на различных расстояниях от частицы, можно восстановить действительное изображение частицы без влияния волн, распространяющихся от мнимого изображения.

Описанный выше алгоритм был реализован и апробирован на двух численно рассчитанных цифровых голограммах от круглой модельной частицы радиусом 100 мкм на расстояниях записи 100 и 250 мм. На рис. 1 представлены голографические изображения частицы, восстановленные на расстоянии 100 мм без подавления шумов (рис. 1, а) и с применением алгоритма Гершберга – Сакстона (рис. 1, б–г) на первой, десятой и двадцатой итерациях соответственно. В качестве критериев качества изображений использованы граничный контраст  $K$  и граничный перепад  $P$  [6], характеризующие четкость границы изображения частицы.

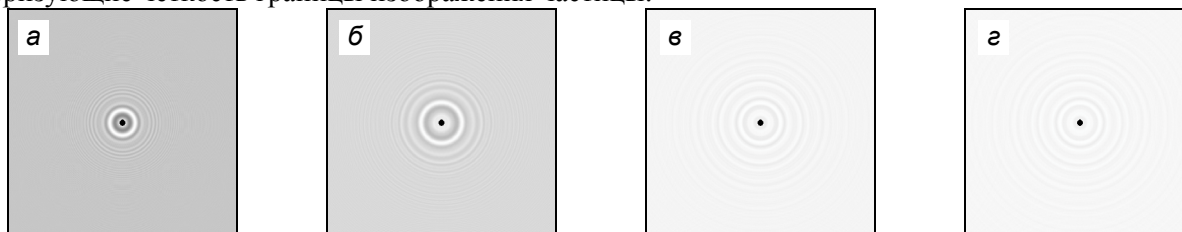


Рис. 1. Восстановленное голографическое изображение частицы: а – без подавления шумов (граничный контраст  $K = 37$ , граничный перепад  $P = 0,881$ ); б, в, г – после первой ( $K = 92$ ,  $P = 0,887$ ), десятой ( $K = 140$ ,  $P = 0,942$ ) и двадцатой ( $K = 283$ ,  $P = 0,951$ ) итераций соответственно

Таким образом, показано, что реализованный метод позволяет улучшать качество восстановленных изображений частиц, но требует дальнейшего исследования границ применения и эффективности. Так, например, видно, что увеличение количества итераций от 10 до 20 существенно не изменило значение граничного перепада, в то время как граничный контраст заметно возрос.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дёмин В.В., Старинщикова А.Ю. // Изв. вузов. Физика. – 2010. – Т. 53. – № 9/3. – С. 42–45.
2. Denis L., Fournier C., Fournel T., et al. // Measur. Sci. & Technol. – 2008. – V. 19. – P. 1407–1425.
3. Liu G. and Scott P. D. // Opt. Soc. Am. – 1987. – V. 4. – No. 1. – P. 159–165.
4. Fienup J. R. // Appl. Opt. – 1982. – V. 21. – No. 15. – P. 2758–2769.
5. Gerchberg R. W. and Saxton W. O // Optik. – 1972. – V. 35 – No. 2 – P. 237–246.
6. Дёмин В.В., Каменев Д.В // Изв. вузов. Физика. – 2010. – Т. 53. – № 9. – С. 46–53.

Национальный исследовательский Томский государственный университет,  
г. Томск, Россия  
E-mail: yomin@mail.tsu.ru

Поступила в редакцию 20.07.12.