

Анализ aberrаций лазерного излучения, прошедшего сквозь мутную среду

И.В.Галактионов, Ю.В.Шелдакова, А.В.Кудряшов

Теоретически и экспериментально исследовано рассеяние лазерного излучения, распространявшегося сквозь мутную среду, которая представляла собой полистироловые микросферы заданного диаметра, взвешенные в дистиллированной воде. Исследована зависимость aberrаций волнового фронта рассеянного излучения от концентрации частиц. Показано наличие высших центрально-симметричных aberrаций в излучении, прошедшем сквозь мутную среду.

Ключевые слова: мутная среда, рассеяние света, датчик волнового фронта, адаптивная оптика.

Среда считается мутной, или рассеивающей, если она обладает явно выраженной оптической неоднородностью, вызванной присутствием примесей инородных частиц с отличающимся показателем преломления. Примерами служат туман, облака, атмосферная дымка, морская вода, коллоидные растворы, биологические ткани. В рассеивающей среде энергия начального пучка не теряется, а перераспределяется в пространстве, образуя ореол рассеянного излучения. Этот диффузно рассеянный свет делает очертания рассматриваемых объектов размытыми и препятствует фокусировке излучения, что является серьёзной проблемой в таких областях, как биомедицинские исследования, лазерная терапия, океанология [1, 2]. Обычно считается, что в рассеянном излучении присутствуют фотоны трёх типов [3]: баллистические, приосевые, или «snake» фотоны, и внеосевые, или диффузные фотоны.

Баллистические фотоны распространяются сквозь мутную среду по прямым траекториям, не взаимодействуя с рассеивателями. Эта когерентная составляющая рассеянного излучения представляет наибольшую ценность для задач распознавания образов объектов. Приосевые фотоны испытывают несколько столкновений с рассеивателями и движутся по траекториям, близким к начальному направлению распространения пучка. Приосевые фотоны становятся полезными при увеличении толщины слоя рассеивающей среды, поскольку количество баллистических фотонов в этом случае экспоненциально убывает. Внеосевые фотоны многократно рассеиваются во всех направлениях и формируют некогерентную компоненту рассеянного излучения. Баллистические фотоны несут искажённую информацию об объекте, однако, как уже было отмечено, их число экспоненциально убывает с увеличением толщины слоя или показателя рассеяния мутной среды. Поэтому необходимо учитывать влияние при-

осевых и диффузных фотонов на распределение интенсивности и искажение волнового фронта рассеянного излучения.

В настоящей работе рассматривалось рассеяние лазерного излучения с длиной волны 650 нм на полистироловых микросферах диаметром 1 мкм, взвешенных в дистиллированной воде. Концентрация частиц варьировалась от 1.3×10^5 до 10^6 мм⁻³. Начальная апертура лазерного пучка составляла 4 мм, показатель преломления среды был равен 1.33, показатель преломления полистироловых микросфер – 1.582 [4].

Для моделирования распространения излучения сквозь рассеивающую среду использовался хорошо известный метод Монте-Карло, основанный на получении большого числа реализаций случайного процесса для заданных распределений вероятностей рассматриваемых величин [5]. Лазерный пучок в конкретный момент времени представлялся в виде большого числа фотонов (в данной работе – 2.5×10^{11}), равномерно распределённых по начальной апертуре (что эквивалентно однородному распределению интенсивности). Для каждого фотона задавалось начальное положение и вычислялись длина свободного пробега l (расстояние между двумя последовательными столкновениями фотона с рассеивателями), угол рассеяния θ и азимутальный угол φ . На выходе из среды все фотоны содержали информацию об оптической длине пройденного пути, о положении в пространстве, об угле вылета и количестве событий рассеяния. Длина свободного пробега l и направление движения (θ , φ) фотона после рассеяния на частице вычислялись по формулам:

$$l = -\frac{1}{\mu_s} \ln \xi_l,$$

$$\cos \theta = \begin{cases} \frac{1}{2g} \left[1 + g^2 - \left(\frac{1 - g^2}{1 - g + 2g\xi_\theta} \right)^2 \right] & \text{при } g > 0, \\ 2\xi_\theta - 1 & \text{при } g = 0, \end{cases}$$

$$\varphi = 2\pi\xi_\varphi.$$

Здесь μ_s – показатель рассеяния среды; g – фактор анизотропии; ξ_l , ξ_θ , ξ_φ – равномерно распределённые на полу-

И.В.Галактионов, Ю.В.Шелдакова, А.В.Кудряшов. Московский государственный машиностроительный университет, Россия, 107023 Москва, ул. Б. Семёновская, 38; e-mail: ilya_galaktionov@activeoptics.ru, kud@activeoptics.ru, sheldakova@nightn.ru

Поступила в редакцию 25 ноября 2014 г., после доработки – 12 декабря 2014 г.

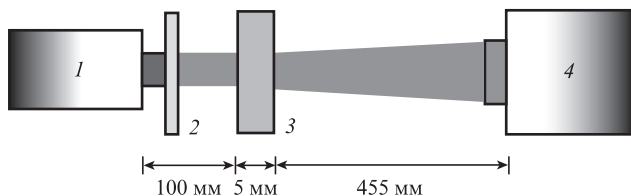


Рис.1. Схема экспериментальной установки:

1 – диодный лазер с длиной волны 650 нм и выходной апертурой пучка 4 мм; 2 – оптический фильтр; 3 – стеклянная кювета с мутной средой; 4 – датчик волнового фронта Шака–Гартмана.

интервале $[0, 1)$ случайные величины. Исходя из длины свободного пробега и нового направления, вычислялось новое положение в пространстве и выполнялась проверка пересечения фотоном границ среды.

В математической модели распределение интенсивности и фазовая поверхность рассеянного излучения рассчитывались на квадратной апертуре со стороной 4.8 мм и сеткой с шагом 150 мкм. Значения оптических длин путей для фотонов, попавших в определённую субапертуру сетки, усреднялись, и локальный фазовый набег по субапертуре вычислялся по формуле $\Phi = 2\pi n \sum_{i=1}^m (l_{si} - l) / (\lambda m)$, где n – показатель преломления среды; m – число фотонов на субапертуре; l_{si} – расстояние, пройденное i -м фотоном в среде; l – расстояние, которое фотон прошёл бы в отсутствие рассеивающей среды; λ – длина волны излучения.

Для подтверждения теоретической модели была собрана экспериментальная установка, представленная на рис.1. Лазерный пучок проходил сквозь стеклянную кювету с мутной средой и падал на датчик волнового фронта Шака–Гартмана [6], представляющий собой цифровую камеру с линзовым растром (фокусное расстояние 6 мм, расстояние между микролинзами 150 мкм, количество микролинз более 1350, приёмная площадка сенсора 6.4×4.8 мм). Фазовая поверхность рассеянного излучения аппроксимировалась полиномами Цернике. На рис.2 представлены зависимости коэффициентов при центрально-симметричных полиномах Цернике №3, №8 и №15 [7] от концентрации частиц. Анализ волнового фронта проводился в круге диаметром 4.8 мм, центр которого совпадал с центром сенсора. Увеличение апертуры по сравнению с начальным размером пучка вызвано необходимостью учета вклада приосевых фотонов в волновой фронт излучения. Видно, что с увеличением концентрации частиц существенно возрастает дефокусировка (коэффициент при полиноме Цернике №3 увеличивал-

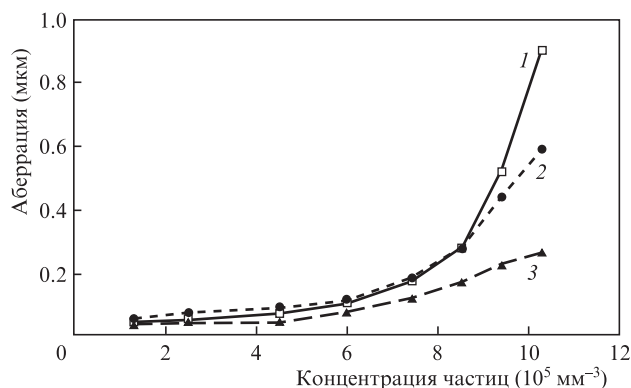


Рис.2. Зависимости аббераций волнового фронта от концентрации частиц в мутной среде:

1 – дефокусировка (полином Цернике №3); 2 – сферическая абберация низшего порядка (полином Цернике №8); 3 – абберация высшего порядка (полином Цернике №15).

ся до 0.9 мкм) и сферическая абберация (коэффициент при полиноме Цернике №8 увеличивался до 0.59 мкм). Полученные результаты хорошо согласуются с проведёнными модельными исследованиями распространения света сквозь мутную среду.

С ростом концентрации рассеивателей характер аббераций в целом сохранялся. Проведённый анализ показал, что в волновом фронте излучения, прошедшего сквозь слой мутной среды с концентрациями рассеивающихся частиц $1.3 \times 10^5 - 10^6 \text{ мм}^{-3}$, преобладают абберации низших порядков, для компенсации которых традиционно применяются биморфные адаптивные зеркала [8].

1. Mosk A.P., Legendijk A., Lerosey G., Fink M. *Nature Photon.*, **6**, 283 (2012).
2. Vellekoop I.M., Mosk A.P. *Opt. Lett.*, **32**, 2309 (2007).
3. Ramachandran H. *Current Sci.*, **76**, 1334 (1999).
4. Ma X., Lu J., Brocks S., Jacob K., Yang P., Xin X.-H. *Phys. Med. Biol.*, **48**, 4165 (2003).
5. Wang L., Jacques S. *Comput. Progr. Methods Biomed.*, **47**, 131 (1995).
6. Александров А.Г., Завалова В.Е., Кудряшов А.В., Рукоусев А.Л., Шелдакова Ю.В., Самаркин В.В., Романов П.Н. *Квантовая электроника*, **40** (4), 321 (2010).
7. Wyant J.C., Creath K., in *Applied Optics and Optical Engineering* (New York: Acad. Press Inc., 1992, Ch. 1, Vol. XI).
8. Samarkin V., Aleksandrov A., Kudryashov A. *High-Resolution Wavefront Control: Methods, Devices, and Applications III*. Ed. by J.D.Gonglewski, M.A.Vorontsov, M.T.Gruneisen (San Diego: CA, Proc. SPIE, 2002, p.269–276).