

УПРАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРАМИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Адаптивная система коррекции оптических aberrаций излучения мощных лазеров с динамическим определением эталонной формы волнового фронта

А.В.Котов, С.Е.Перевалов, М.В.Стародубцев, Р.С.Земсков, А.Г.Александров, И.В.Галактионов, А.В.Кудряшов, В.В.Самаркин, А.А.Соловьев

Представлены результаты коррекции aberrаций волнового фронта лазерного излучения с использованием динамического метода определения эталонного волнового фронта. Метод, основанный на обработке синхронно полученных данных о ближней и дальней зонах излучения, существенно повышает качество фокусировки при активной коррекции волнового фронта, особенно в условиях динамических aberrаций. Продемонстрировано увеличение числа Штреля S с 0.7 до 0.86 при фокусировке пучка диаметром 18 см параболическим зеркалом с диафрагменным числом $F/2.5$.

Ключевые слова: адаптивная оптическая система, биморфное зеркало, оптимизация качества фокусировки, динамические aberrации, учет разностных aberrаций, лазерный комплекс PEARL.

1. Введение

Достижение дифракционного предела для пиковой интенсивности при фокусировке ограничено искажениями волнового фронта лазерного импульса. Волновой фронт искажается в неидеальных оптических элементах, в элементах с существенной тепловой нагрузкой, а также в воздушных потоках. Для компенсации искажений волнового фронта излучения мощных лазеров используются деформируемые зеркала с управляемой формой поверхности, являющиеся ключевым элементом адаптивных оптических систем (АОС).

В АОС обратная связь с зеркалом с управляемой формой поверхности [1–3] осуществляется через датчик волнового фронта (ДВФ) [4], расположенный в диагностическом оптическом канале. АОС, работающая в режиме активной коррекции, стремится придать зеркалу такую форму, которая минимизирует расхождения показаний ДВФ с эталонной формой волнового фронта. Последняя выбирается такой, чтобы обеспечить идеальную фокусировку излучения в перетяжке фокусирующей системы. Таким образом, в общем случае работа АОС разбивается на две стадии: калибровка – нахождение эталонной формы волнового фронта [5–8], и коррекция – поддержание этой формы [9].

А.В.Котов, С.Е.Перевалов, М.В.Стародубцев, Р.С.Земсков, А.А.Соловьев. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: kotov@ipfran.ru, perevalov@ipfran.ru, mstar@appl.sci-nnov.ru, zemskov@ipfran.ru, 7oloviev@gmail.com

А.Г.Александров, И.В.Галактионов, В.В.Самаркин. Институт динамики геосфер РАН, Россия, 119334 Москва, Ленинский просп., 38, к.1; e-mail: alex@activeoptics.ru, galaktionov@activeoptics.ru, samarkin@nighn.ru

А.В.Кудряшов. Институт динамики геосфер РАН, Россия, 119334 Москва, Ленинский просп. 38, к.1; Московский политехнический университет, Россия, 107023 Москва, ул. Большая Семеновская, 38; e-mail: kud@activeoptics.ru

Невозможность проведения измерений волнового фронта сверхмощного излучения приводит к тому, что диагностический канал организуется в ослабленном пучке за одним из крупноапертурных транспортных зеркал. Излучение в диагностическом канале проходит сквозь толщу зеркала, минуя часть элементов боевого (силового) тракта, что приводит к так называемым разностным искажениям, которые проявляются в отличии эталонной формы волнового фронта от наблюдаемой в плоскости расположения ДВФ. Калибровка АОС позволяет учесть разностные искажения, что необходимо для поддержания высокого качества фокусировки в режиме коррекции.

Калибровка, как правило, заключается в проведении итерационной процедуры, сводящейся к оптимизации фокусирующего пятна путем перебора напряжений на управляющих электродах деформируемого зеркала [5–8]. Продолжительность этой процедуры составляет десятки минут, в результате чего АОС чувствительна ко всем более быстрым динамическим aberrациям. Волновой фронт измеряется по окончании процедуры и его форма принимается за эталонную. Ошибки в определении эталонной формы очевидно приводят к снижению качества фокусировки при коррекции.

Стадия коррекции сводится к подаче на деформируемое зеркало напряжений, полученных в результате разложения показаний ДВФ по функциям отклика деформируемого зеркала; эта процедура основана на прямых алгоритмах [9] и может быть достаточно быстрой для компенсации искажений волнового фронта в воздушных потоках, присутствующих в лаборатории [10].

Таким образом, современные адаптивные системы эффективно справляются с поддержанием наперед заданного профиля волнового фронта, но имеют определенные сложности с нахождением его эталонной формы, зависящей от разностных искажений в диагностическом тракте и фокусирующей системе.

В настоящей работе впервые, насколько известно авторам, предлагается подход для динамического определения эталонной формы профиля волнового фронта, основанный на обработке синхронно полученных данных с датчика Шака–Гартмана (ближняя зона) и изобра-

жения перетяжки пучка лазерного излучения (дальняя зона). Подход позволяет существенно увеличить точность и уменьшить время оптимизации фокального пятна за счет корректной интерпретации вклада динамических aberrаций.

2. Эксперимент

Предлагаемый подход был реализован в ходе модификации 240-мм адаптивной системы коррекции волнового фронта (ООО «Активная оптика НайтН, Россия») [11] на лазерном комплексе PEARL [12, 13] и позволил в лабораторных условиях продемонстрировать увеличение числа Штреля вплоть до $S = 0.86$ для излучения лазерного диода при фокусировке лазерного пучка диаметром 180 мм параболическим зеркалом с диафрагменным числом $F/2.5$.

Принципиальная оптическая схема для экспериментальной демонстрации эффективности подхода приведена на рис.1.

Лазерный пучок диаметром 180 мм создавался путем масштабирования пучка излучения непрерывного лазерного диода (Thorlabs, LP915-SF40, длина волны $\lambda = 915$ нм) в расширяющем телескопе. Использовалось биморфное зеркало с 96 управляемыми элементами, оптимизированное под пучок излучения диаметром 200 мм. Устройство и возможности биморфного зеркала подробно описаны в работе [13]. Необходимая форма профиля волнового фронта поддерживалась с использованием алгоритма фазового сопряжения, описанного в [14]. Для рабочего диапазона пространственных частот aberrаций фазовое сопряжение обеспечивало среднеквадратичное отклонение (СКО) σ измеренного фронта от эталонного лучше $\lambda/20$ и компенсировало фазовые искажения при работе адаптивной системы коррекции с частотой не менее 5 Гц. Фокусировка осуществлялась внеосевым параболическим зеркалом с $F/2.5$, что в пределе обеспечивало дифракционное пятно диаметром 3.34 мкм на уровне $1/e^2$ по интенсивности. Расходящееся из перетяжки излучение коллимировалось микрообъективом с числовой апертурой $NA = 0.65$, после чего, отразившись от светоделителя, оно фокусировалось линзой ($f = 180$ мм) на матрицу фокальной камеры. Прошедшая светоделитель часть пучка попадала на датчик Шака–Гартмана [4]. Параболическое зеркало 4 вместе с объективом 5 обеспечивали оптическое сопряжение плоскостей поверхности биморфного зеркала и линзового растра датчика Шака–Гартмана,

СКО чувствительности которого составляет 5–10 нм. Фокусировка осуществлялась в мишенной камере лазерно-плазменного комплекса PEARL с использованием крупноапертурных оптических элементов. Для этого излучение лазерного диода вводилось в силовой оптический тракт. Полученная калибровка АОС может быть использована для коррекции волнового фронта фемтосекундных импульсов лазера PEARL при полной мощности.

В описываемой системе коррекции присутствовали динамические aberrации волнового фронта излучения, возникающие из-за нестационарных потоков воздуха между телескопом 2 и деформируемым зеркалом 3. В результате показания датчика Шака–Гартмана содержали случайную двумерную составляющую с СКО σ_d до 30 нм и характерным пространственным масштабом в 0.25 размера апертуры, полностью изменяющуюся на характерных временах порядка 1 с. Существенные вариации амплитудного профиля излучения при этом отсутствовали. Амплитудой динамических aberrаций можно было управлять путем блокировки воздушных потоков. Кроме того, воздушные потоки были полностью исключены в частях схемы, располагающихся после деформируемого зеркала.

В идеальных условиях для круглого пространственно однородного лазерного пучка, размер которого согласован с активным размером зеркала, и при блокировке динамических aberrаций σ составляет около 20 нм, что для безошибочно определенной эталонной формы волнового фронта, согласно приближению Марешаля, соответствует числу Штреля $S > 0.95$ [15]. В проводимом эксперименте значения S , рассчитанные по изображениям с фокальной камеры, были обычно меньше (см. табл.1), что объясняется ошибками в определении эталонной формы волнового фронта и вкладом динамических aberrаций. Число

Табл.1. Зависимости от амплитуды динамических aberrаций σ_d , вызванных воздушными потоками, числа Штреля S и СКО σ , определенного разными методами, при активном фазовом сопряжении.

| Метод | $\sigma_d = 30$ нм | $\sigma_d = 15$ нм |
|-------|-------------------------------|-------------------------------|
| 1 | $S < 0.2$; $\sigma = 25$ нм | $S = 0.3$; $\sigma = 20$ нм |
| 2 | $S = 0.55$; $\sigma = 25$ нм | $S = 0.7$; $\sigma = 20$ нм |
| 3 | $S = 0.86$; $\sigma = 25$ нм | $S = 0.86$; $\sigma = 20$ нм |

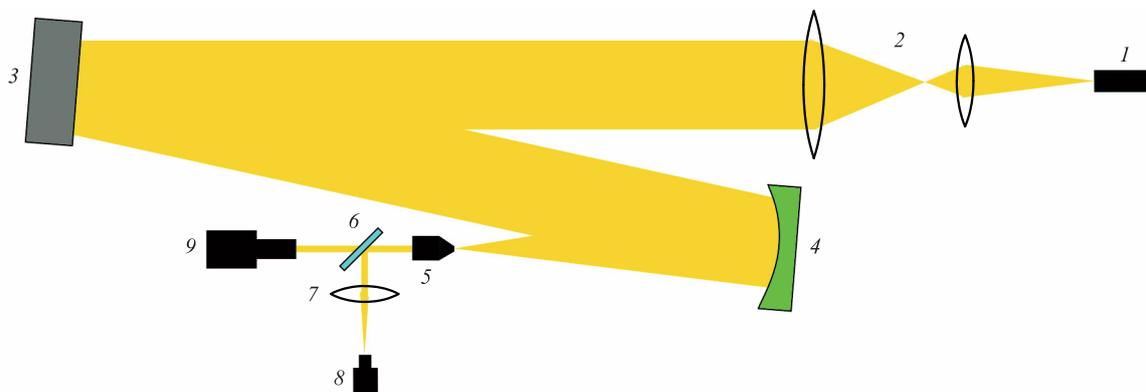


Рис.1. Принципиальная схема эксперимента:

1 – лазерный диод; 2 – масштабирующий телескоп; 3 – деформируемое зеркало; 4 – внеосевое параболическое зеркало с диафрагменным числом $F/2.5$; 5 – микрообъектив; 6 – светоделитель; 7 – линза с фокусным расстоянием $f = 180$ мм; 8 – фокальная камера; 9 – ДВФ.

Штреля S , как и в работе [13], вычислялось с учетом распределения интенсивности в ближней зоне излучения.

3. Коррекция волнового фронта

Коррекция волнового фронта проводилась при помощи алгоритма фазового сопряжения [9]. При этом эталонная форма волнового фронта определялась тремя различными методами. Это метод 1 – апертурное зондирование по электродам [14], метод 2 – апертурное зондирование по линейным комбинациям электродов, соответствующим модам Цернике [16, 17], и метод 3, основанный на оригинальном динамическом методе определения эталонной формы, описание которого и является основным предметом настоящей статьи.

Метод 3 основан на алгоритме градиентного спуска, но, в отличие от методов 1 и 2, в которых фокальное пятно оптимизируется путем перебора управляющих напряжений на электродах деформируемого зеркала, в методе 3 осуществляется перебор возможных форм волнового фронта. Если в ходе его вариации фокальное пятно улучшается, то соответствующий волновой фронт принимается за эталонный, после чего производится новая вариация, и так до выхода из цикла. Вариации волнового фронта в форме мод Цернике (по аналогии с [17]) осуществлялись при помощи деформируемого зеркала. Для реализации метода необходима техническая возможность одновременного захвата (съема) изображения с фокальной камеры и с датчика Шака–Гартмана. В методах 1 и 2 показана с датчика Шака–Гартмана не используются.

Основным недостатком методов 1 и 2 является допущение, что напряжения на электродах однозначным образом связаны с формой волнового фронта. Однако при динамических aberrациях это не так. Динамические aberrации складываются с вариациями формы зеркала и смазывают эффект от изменения напряжений на электродах. Точность определения эталонного фронта при этом снижается.

В методе 3, напротив, вариации волнового фронта измеряются непосредственно, в результате чего динамические aberrации никак не влияют на точность метода. Таким образом, основным преимуществом метода 3 является корректный учет динамических aberrаций. Отметим, что эти выводы справедливы только в случае отсутствия динамической составляющей в разностных aberrациях.

Следует отметить, что динамическое определение эталонной формы волнового профиля возможно даже при

отсутствии дорогостоящего элемента с управляемой формой поверхности. Для этого синхронно обрабатываются вариации картин ближней и дальней зоны, возникающие исключительно из-за динамических aberrаций. Это обстоятельство может быть использовано в качестве альтернативного способа измерения разностных искажений в оптической схеме.

4. Анализ экспериментальных данных

Результаты коррекции для разных методов нахождения эталонного профиля приведены в табл.1. Здесь σ – СКО измеренного волнового фронта от эталонного при активной коррекции; σ_d – среднее по времени СКО волнового фронта от своего среднего значения при фиксированных напряжениях на деформируемом зеркале. В методах 2 и 3 оптимизация проводилась по первым одиннадцати модам Цернике в номенклатуре работы [18].

Из табл.1 следует, что точность нахождения эталонного профиля методом 3 существенно выше, чем методами 1 и 2. Кроме того, метод 3 меньше подвержен влиянию динамических aberrаций. Превосходство метода 3 над методом 2 при меньших σ_d достигается за счет корректного учета гистерезиса и линейной зависимости электродов. Из табл.1 также видно, что при больших значениях динамических aberrаций эффективность активной коррекции незначительно ухудшается – σ становится больше вне зависимости от метода нахождения эталонного профиля.

Характерные картины дальней зоны для эталонных профилей волнового фронта, определенных разными методами, приведены на рис.2. Коррекция во всех случаях выполнялась при помощи алгоритма фазового сопряжения.

5. Основные результаты

1. Предложен метод динамического определения эталонного волнового фронта для адаптивной коррекции волнового фронта в мощных лазерных системах. Метод основан на анализе синхронно полученных данных о ближней и дальней зонах излучения, позволяет корректно интерпретировать динамические aberrации и учитывать ограничения деформируемого зеркала, связанные с гистерезисом и нелинейностью электродов.

2. По сравнению с рассмотренными альтернативными методами предложенный динамический метод более то-

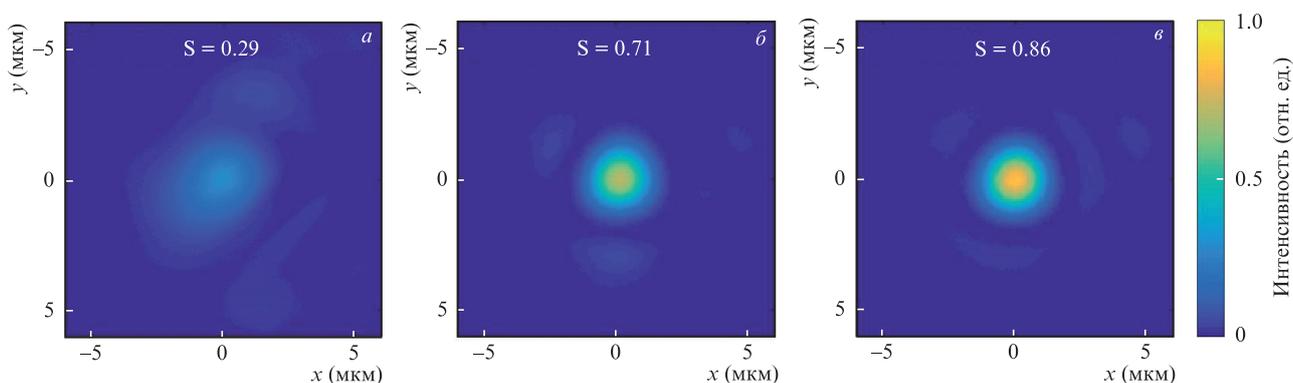


Рис.2. Распределения плотности потока энергии в дальней зоне и значения числа Штреля S при фазовом сопряжении относительно эталонного волнового фронта, определенного методом 1 (а), методом 2 (б) и методом 3 (в).

чен и требует меньшего числа итераций в присутствии динамических aberrаций, вызванных воздушными потоками.

3. Для используемого биморфного зеркала метод 1 (апертурное зондирование по электродам) дает неточный результат из-за наличия локальных максимумов осевой яркости, которые для алгоритма неотличимы от глобального максимума. Избежать проблем с локальными максимумами позволяет использование линейно независимых функций – мод Цернике. Поскольку моды Цернике лучше подходят для описания оптических aberrаций, чем функции отклика зеркала, то для эффективной компенсации искажений волнового фронта достаточно аппроксимация относительно небольшим числом мод, поэтому предложенный динамический метод также основан на параметризации волнового фронта через разложение по модам Цернике. В этом смысле результаты наших исследований полностью подтверждают выводы работы [16].

4. Обработка синхронно полученных данных в ближней и дальней зонах излучения позволяет проводить поиск эталонного профиля волнового фронта даже при отсутствии элемента с управляемой формой за счет анализа динамических aberrаций.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 20-62-46050).

- Самаркин В.В., Александров А.Г., Джитсуно Т. и др. *Квантовая электроника*, **45**, 1086 (2015) [*Quantum Electron.*, **45**, 1086 (2015)]; doi: 10.1070/QE2015v045n12AVENO15961.
- Toropovsky V. et al., in *High Power Lasers for Fusion Research V* (Eds. C.L. Haefner, A.A. Awwal) (San Francisco, Cal.: SPIE, 2019, p. 1019809); doi: 10.1117/12.2510144.
- Lefaudeux N. et al. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, **653**, 164 (2011); doi: 10.1016/j.nima.2010.12.117.
- Александров А.Г. и др. *Квантовая электроника*, **40**, 321 (2010) [*Quantum Electron.*, **40**, 321 (2010)]; doi: 10.1070/QE2010v040n04-ABEH014061.
- Sheldakova J.V., Rukosuev A.L., Kudryashov A.V., in *Laser Resonators and Beam Control VII* (Ed. A.V. Kudryashov) (San Jose, Cal.: SPIE, 2004, p. 106–111); doi:10.1117/12.538446.
- Yang P. et al., in *Proc. 3rd International Symposium on Advanced Optical Manufacturing and Testing Technologies: Optical Test and Measurement Technology and Equipment* (Eds J.Pan, J.C.Wyant, H.Wang) (Chengdu, China: SPIE, 2007, p. 672303); doi: 10.1117/12.782681.
- Piatrou P., Roggemann M. *Appl. Opt.*, **46**, 6831 (2007); doi: 10.1364/AO.46.006831.
- El-Agmy R., Bulte H., Greenaway A.H., Reid D. *Opt. Express*, **13**, 6085 (2005); doi: 10.1364/OPEX.13.006085.
- Fernández E.J., Iglesias I., Artal P. *Opt. Lett.*, **26**, 746 (2001).
- Kudryashov A. et al. *Opt. Express*, **28**, 37546 (2020); doi: 10.1364/OE.409201.
- Kudryashov A. et al. *Proc.SPIE*, **11672**, 116720V (2021); doi: org/10.1117/12.257870.
- Soloviev A. et al. *Sci. Rep.*, **7**, 12144 (2017); doi: 10.1038/s41598-017-11675-2.
- Соловьев А.А. и др. *Квантовая электроника*, **50**, 1115 (2020) [*Quantum Electron.*, **50**, 1115 (2020)]; doi:10.1070/QEL17446.
- Kudryashov A.V. et al. *Optoelectron. Instrum. Data Process.*, **48**, 153 (2012); doi:10.3103/S8756699012020070.
- Born M., Wolf E. *Principles of Optics* (Cambridge: University Press, 1997, chap. 9.1.3, p. 464, Eq. (24)).
- Yang P., Ao M., Liu Y., Xu B., Jiang W. *Opt. Express*, **15**, 17051 (2007); doi:10.1364/OE.15.017051.
- Liu Y., Ma J., Li B., Chu J. *Opt. Eng.*, **52**, 016601 (2013); doi:10.1117/1.OE.52.1.016601.
- Wyant James C., Katherine Creath. *Appl. Opt. Opt. Eng.*, **11**, 28 (1992).