

# Адаптивная оптика для мощных лазеров со сверхкороткими импульсами излучения

А.Г.Александров, В.Е.Завалова, А.В.Кудряшов,  
В.Я.Панченко, А.Л.Рукосуев, В.В.Самаркин

---

Разработана и исследована адаптивная оптическая система с замкнутой обратной связью, основанная на алгоритме фазового сопряжения, включающая деформируемое биморфное зеркало и датчик волнового фронта Шап-Гартмановского типа. Приводятся примеры использования этой системы для повышения качества фокусировки излучения в лазерах со сверхкороткими импульсами, созданных для фундаментальных исследований в области физики высоких энергий. В  $Ti:Al_2O_3$  лазере с 8 ТВт импульсами излучения получена плотность мощности  $4 \cdot 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup> на плоскости фокусировки; в неодимовом лазере с энергией импульса 100 Дж и длительностью 0,6 нс фактор Штреля повысился с 0,1 до 0,6.

---

## Введение

Современные направления фундаментальных исследований взаимодействия лазерного излучения с веществом требуют создания на поверхности мишени плотности мощности более, чем  $10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup> [1]. При такой плотности излучения возможна генерация высокоэнергетических рентгеновских лучей и инициирование термоядерной реакции. Одними из первых работ, в которых обсуждались различные варианты перспектив использования импульсных лазеров тераваттного уровня мощности для получения плотной плазмы термоядерных температур, явились работы Басова Н.Г., Крохина О.Н. [2] и Пашина П.П., Прохорова А.М. [3]. В настоящее время для обеспечения высокой плотности излучения созданы мощные фемтосекундные  $Ti:Al_2O_3$  лазеры, генерирующие импульсы сверхкороткой длительности и гигантской пиковой мощности [4]. Однако конструктивные особенности таких лазеров не обеспечивают высокого качества выходного излучения, что не позволяет получить на мишени фокальное пятно, близкое к дифракционному пределу.

Одним из способов улучшения фокусировки является коррекция волнового фронта излучения методами адаптивной оптики. Хотя основы и прин-

ципы адаптивной оптики были заложены еще в 50-е - 70-е годы [5,6,7], разработанные для военных и астрономических целей адаптивные оптические системы [8] оказались довольно сложными, дорогостоящими и, следовательно, недоступными для широкого применения. Однако на основе развития электронных, оптических и информационных технологий стало возможным разрабатывать новые типы недорогих элементов адаптивной оптики: корректоры, датчики волнового фронта и электронные системы управления.

В настоящей работе описаны алгоритмы разработанной адаптивной оптической системы, описаны все ее составные элементы, а также приводятся примеры использования этой системы для повышения качества фокусировки излучения со сверхкороткими импульсами в лазерах тераваттного уровня мощности, созданных для фундаментальных исследований [4,9].

## 1. Адаптивная система для коррекции лазерного излучения

Адаптивная оптическая система (АОС) состоит из корректора, датчика волнового фронта, электронной системы управления и программного обеспечения (рис.1). Целью работы АОС является

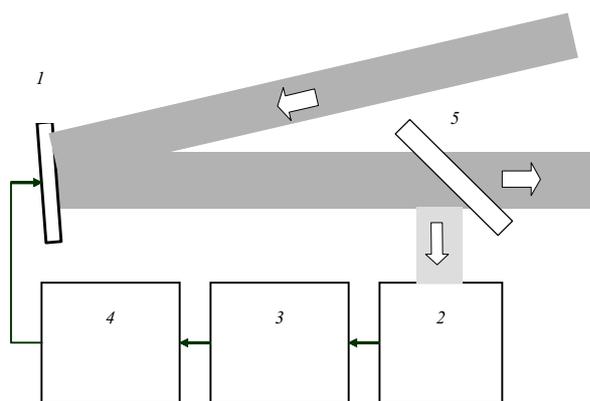


Рис.1. Блок-схема адаптивной оптической системы. 1 — адаптивное зеркало; 2 — датчик волнового фронта; 3 — компьютер; 4 — система электронного управления; 5 — светоделитель.

получение на выходе из системы волнового фронта, соответствующего требуемому распределению фазы, которое, как правило, является плоским. Принцип коррекции волнового фронта показан на рис.1. Часть входящего в систему излучения с помощью светоделительной пластины ответвляется на датчик волнового фронта. Данные с датчика поступают в компьютер. По специальной программе анализируется волновой фронт, и вычисляются напряжения, которые необходимо подать на электроды корректора. Подача напряжений осуществляется автоматически с помощью электронной системы управления. Далее рассмотрим составные части замкнутой адаптивной оптической системы.

### 1.1. Корректор волнового фронта — биморфное зеркало

Корректор волнового фронта является ключевым элементом любой адаптивной оптической системы и определяет структуру и возможности всей системы. К корректору предъявляются повышенные требования. Среди них: эффективность воспроизведения aberrаций волнового фронта; широкий диапазон деформации поверхности при небольшом количестве управляющих электродов; температурная стабильность поверхности; лучевая стойкость покрытия; простота изготовления, а также низкая стоимость. Корректор на основе биморфного пьезоэлемента, или так называемое биморфное зеркало, наиболее полно удовлетворяет этим требованиям [10]. Биморфное зеркало состоит из подложки с отражающим покрытием и приклеенных к ней двух пьезоэлектрических дисков (рис.2). Внутренний пьезодиск со сплошными электродами служит для

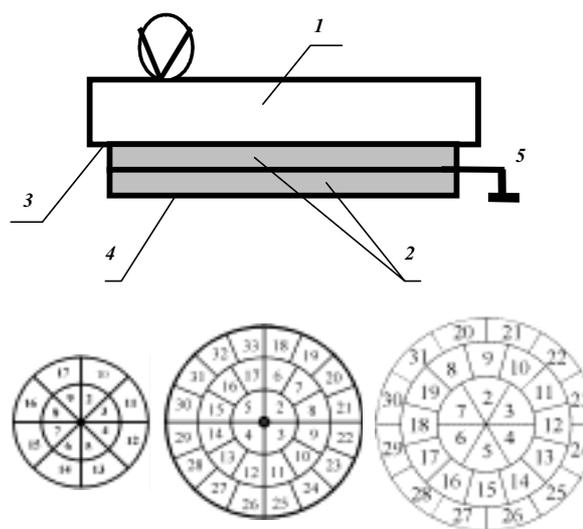


Рис.2. Устройство биморфного зеркала с двумя пьезодисками и схема управляющих электродов для коррекции aberrаций низких порядков для зеркал А, Б и В соответственно (табл.1). 1 — подложка с отражающим покрытием; 2 — пьезоэлектрические диски; 3 — электрод для управления кривизной; 4 — электроды для коррекции aberrаций низких порядков; 5 — общий электрод.

коррекции общей кривизны поверхности (aberrация дефокусировка). Электроды на втором диске изготавливаются в виде частей секторов и служат для воспроизведения aberrаций низших порядков, таких как астигматизм, кома, сферической aberrации и т.д. На рис.2 показаны возможные схемы расположения электродов. Количество необходимых электродов и их величина определяются внешними условиями, например, характерный вид искажения волнового фронта и пространственный масштаб искажений. Деформация (изгиб) зеркала происходит вследствие обратного пьезоэффекта при наличии электрического поля  $E$  в пьезодиске. Пьезоэффект приводит

Таблица 1.  
Параметры биморфных зеркал для мощных лазеров.

Параметры	Обозначение зеркала		
	А	Б	В
Апертура, мм	30	80	100
Активная апертура, мм	28	70	95
Количество электродов	17	33	31
Коэффициент отражения, %	99,8	99,8	99,9
	$\lambda=790$ нм	$\lambda=790$ нм	$\lambda=1058$ нм
Резонансная частота, кГц	9,1	1,65	1,1
Максимальная деформация, мкм	12	30	40
Деформация одним электродом, мкм	1,8	2,8	3,4

к продольному растяжению (сжатию) в пьезо-керамике, которое можно представить как  $\epsilon=d_{31}E$ , где  $d_{31}$  — пьезоэлектрический модуль. Это растяжение приводит к изгибу отражающей поверхности. Такой тип корректора позволяет осуществлять модальный принцип управления поверхностью и является оптимальным для компенсации крупномасштабных искажений размером более 3-5 мм. С определением оптимального размера электродов через связь флуктуаций фазы и радиуса когерентности Фрида можно ознакомиться в [11]. Показано, во-первых, что RMS оказалось минимально, когда первое и второе кольцо электродов соответственно  $r_1=0,5R$  и  $r_2=0,9R$ , где  $R$  — радиус зеркала. Во-вторых, в этом случае значение RMS составило  $10^{-3}$ - $10^{-2}$  для аберраций низких порядков.

Для задач коррекции волнового фронта мощных лазеров со сверхкороткими импульсами излучения были разработаны и изготовлены несколько зеркал [12], основные характеристики которых приведены в табл.1. Материалом подложки служило стекло. Зеркала А и Б предназначены для коррекции и формирования излучения  $Ti:Al_2O_3$  лазера [4]. На поверхности зеркала было нанесено многослойное диэлектрическое покрытие, коэффициент отражения которого составил более 99,8% в полосе длин волн от 780 до 800 нм. Это покрытие обеспечивало лучевую прочность поверхности не менее 1 Дж/см<sup>2</sup>. Диаметр зеркала А был равен 30 мм, оно включало 2 пьезодиска диаметром 30, на которых выполнены 17 управляющих электродов (рис.2). Деформация поверхности зеркала при максимальном напряжении 300 В составила 12 мкм. Частота первого резонанса составила 9,1 кГц.

Зеркало Б имело диаметр 80 мм и 33 управляющих электрода (рис.2). Максимальная деформация поверхности составила 30 мкм, деформация при подаче напряжения на отдельные электроды — 2,8 мкм. Диапазон деформации поверхности значительно превышал длину волны излучения  $Ti:Al_2O_3$  лазера. Это делает перспективным использование зеркала для коррекции излучения вне лазерного резонатора. На рис.3 показаны функции отклика некоторых электродов зеркала, измеренные при подаче напряжения 100 В на каждый электрод. Частота первого резонанса составила 1650 Гц.

Зеркало В было разработано для коррекции излучения неодимового лазера [9]. Диаметр зеркала составлял 100 мм. Зеркало имело 31 управляющий электрод, схема показана на рис.2. На поверхности зеркала нанесено отражающее покрытие с коэффициентом отражения 99,9% на длине волны  $\lambda=1058$  нм, выдерживающее лучевую нагрузку 15 Дж/см<sup>2</sup>.

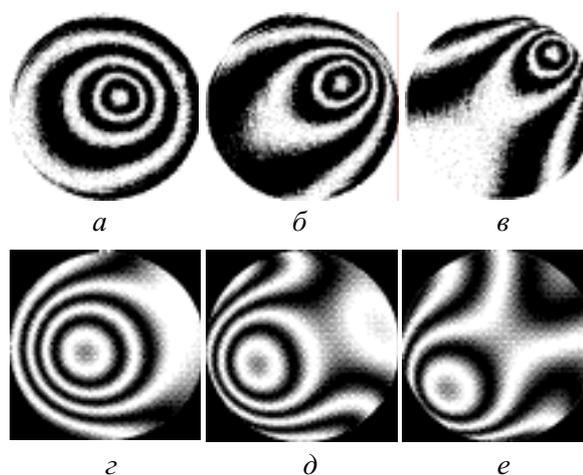


Рис.3. Функции отклика некоторых электродов для зеркал Б и В (рис.2.) при подаче на них электрического напряжения 100 В. Для зеркала Б показаны функции отклика: а — 2-го электрода, максимальная деформация  $P-V=0,95$  мкм; б — 7-го электрода,  $P-V=0,84$  мкм; в — 19-го электрода,  $P-V=0,71$  мкм. Для зеркала В показаны функции отклика: г — 6-го электрода,  $P-V=1,15$  мкм; д — 16-го электрода,  $P-V=1,07$  мкм; е — 17-го электрода,  $P-V=0,92$  мкм.

Максимальная деформация всей поверхности зеркала составила 40 мкм, деформация при приложении 300 В к одному электроду была 3,4 мкм. Функции отклика некоторых электродов показаны на рис.3.

### 1.2. Датчик волнового фронта

Измерение волнового фронта в процессе работы адаптивной системы осуществляется датчиком волнового фронта. Проведя предварительный анализ, был разработан датчик волнового фронта Шап-Гартмановского типа. Этот датчик имеет ряд преимуществ. Например, по сравнению с традиционным интерферометрическим принципом, датчик способен работать в белом свете, менее чувствителен к механическим вибрациям, и, что наиболее важно для наших задач, способен работать с импульсным излучением фемтосекундного диапазона длительности.

Главными элементами датчика являются приемник ПЗС камеры и линзовый растр. Линзовый растр представляет собой матрицу микролинз, которые разбивают проходящий волновой фронт на локальные участки, фокусирующиеся затем на приемнике. На приемнике формируется изображение, называемое гартманограммой. Для согласования апертуры измеряемого пучка и приемника обычно используется телескоп. В нашей конструкции в качестве масштабирующего устройства исполь-

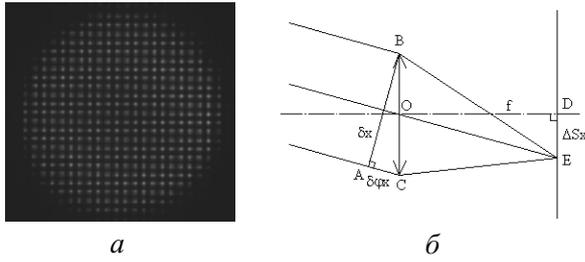


Рис. 4. Типичный вид гартманнограммы (а) и преломление лучей одиночной микролинзой (б).

зовалась одна длиннофокусная линза. Для анализа изображения было разработано программное обеспечение [13]. Ввод изображения в компьютер обеспечивался фреймграббером (видеоплатой).

Принцип действия датчика Шак-Гартмановского типа основан на измерении локальных наклонов волнового фронта, которые пропорциональны локальным смещениям фокальных пятен. Пример гартманнограммы представлен на рис.4а. На рис.4б схематично изображена одиночная микролинза растра ВС и приемная площадка ПЗС-матрицы. Центры фокальных пятен  $(x_k, y_k)$  находились методом центроидов для каждой из площадок, на которые разбивается вся область приемника:

$$x_k = \frac{\sum_{j=1}^n \left( \sum_{i=1}^m x_i I_{ij} \right)}{\sum_{j=1}^n \left( \sum_{i=1}^m I_{ij} \right)},$$

$$y_k = \frac{\sum_{j=1}^n \left( \sum_{i=1}^m y_i I_{ij} \right)}{\sum_{j=1}^n \left( \sum_{i=1}^m I_{ij} \right)}, \quad (1)$$

где  $m, n$  — число чувствительных элементов (пикселей) ПЗС-матрицы по осям  $x, y$  в пределах каждого  $k$ -го из поисковых квадратиков, на которые разбивается вся область приемника;  $I_{i,j}$  — значение интенсивности в каждом пикселе. Локальный наклон волнового фронта  $\varphi$  по координатам  $x, y$  можно

записать: 
$$\frac{\partial \varphi(x_k, y_k)}{\partial x} = \frac{1}{f} S_x^k, \quad \frac{\partial \varphi(x_k, y_k)}{\partial y} = \frac{1}{f} S_y^k.$$

Таким образом, локальные наклоны волнового фронта пропорциональны смещениям каждого  $k$ -го пятна, которые находятся экспериментально

$$S_x^k = x_k^0 - x_k; \quad S_y^k = y_k^0 - y_k, \quad (2)$$

где  $f$  — фокус микролинзы;  $(x_k^0, y_k^0)$  — центр  $k$ -го пятна у плоского волнового фронта.

С другой стороны, локальный наклон можно представить в виде разложения по полиномам Цернике:

$$\frac{\partial \varphi(x_k, y_k)}{\partial x} = \sum_{p=1}^{NP} a_p \frac{\partial F_p(x_k, y_k)}{\partial x}$$

и

$$\frac{\partial \varphi(x_k, y_k)}{\partial y} = \sum_{p=1}^{NP} a_p \frac{\partial F_p(x_k, y_k)}{\partial y}, \quad (3)$$

где  $NP$  — число полиномов разложения;  $a_p$  — коэффициенты разложения при полиномах Цернике;  $F_p(x_k, y_k)$  — значение полинома Цернике  $p$ -го порядка в точке  $(x_k, y_k)$ . Найденные коэффициенты Цернике покажут величину тех или иных aberrаций волнового фронта дефокусировку, астигматизмы, комы и т.д. Приравнивая правые части (2) и (3), получим систему уравнений относительно неизвестных коэффициентов Цернике. В матричной форме система выглядит  $S = a \cdot dF$ , где  $S$  — вектор смещений, отнесенных к фокусу  $f$ ;  $a$  — коэффициенты Цернике;  $dF$  — прямоугольная матрица производных от двухмерных полиномов Цернике размером  $NP \times 2 \times NK$ , где  $NP$  — число полиномов разложения;  $NK$  — число пятен на гартманнограмме.

Для решения системы был использован метод наименьших квадратов, суть которого заключалась в минимизации функционала разности между наклонами волнового фронта, определенными экспериментально по (2), с одной стороны, и, представленными по разложению (3). Метод удобно представить в матричной форме  $\min \|S - a \cdot dF\|^2$ . Решением полученной системы уравнений является выражение для нахождения коэффициентов полиномов Цернике

$$a = (dF^t dF)^{-1} dF^t S, \quad (4)$$

где  $dF^t$  — транспонированная матрица.

Для представления фазового распределения в виде интерференционной картины, удобной для визуальной оценки величины aberrаций, волновой фронт рассчитывался по найденным коэффициентам Цернике

$$\varphi(x, y) = \sum_{p=1}^{NP} a_p F_p(x, y), \quad (5)$$

а распределение интенсивности света для каждой точки апертуры рассчитывалось по формуле:

$$I(x, y) = 2[1 + \cos(2\pi/\lambda \varphi(x, y))], \quad (6)$$

где  $I(x, y)$  — интенсивность в точке  $(x, y)$  интерференционной картины.

### 1.3. Алгоритм работы адаптивной системы с замкнутой обратной связью

Принцип работы адаптивной оптической системы основан на воспроизведении поверхностью зеркала фазового распределения, сопряженного к корректируемому волновому фронту. Управление поверхностью биморфного зеркала осуществляется путем подачи напряжений на электроды. Величина требуемых напряжений рассчитывается по предложенному нами алгоритму [15]. До включения системы предварительно измеряются координаты центров фокальных пятен для плоского волнового фронта и функции отклика электродов зеркала. Число функций отклика зеркала равно количеству электродов. Функция отклика электрода — это результат деформации поверхности зеркала от приложенного единичного напряжения  $u_0$  к данному электроду. Функции отклика записываются в виде матрицы смещений фокальных пятен в направлениях  $x$  и  $y$  для всего набора электродов. Во время работы системы датчик измеряет текущий волновой фронт. Любое искажение волнового фронта, представленное в виде вектора смещений пятен, может быть разложено в ряд по функциям отклика, а коэффициенты разложения и будут те напряжения, которые необходимо приложить к электродам зеркала, но с обратным знаком. Математически это записывается как

$$S_i = \begin{pmatrix} \Delta x_i \\ \Delta y_i \end{pmatrix} = \sum_{j=1}^{NE} u_j b_j^i, \quad (7)$$

где  $S(\Delta x_i, \Delta y_i)$  — смещения по осям или разница координат центров пятен плоского и измеряемого волновых фронтов;  $i=1, \dots, NK$ ;  $NK$  — число пятен в гартманограмме;  $u_j$  — напряжение на  $j$ -м электроде;  $j=1, \dots, NE$ ;  $NE$  — число электродов;  $b$  — матрица дискретных значений функций отклика. Элементы матрицы  $b_j^i$  находятся как  $b_{jx}^i = \Delta x_i / u_{0j}$  для  $x$  направления и  $b_{jy}^i = \Delta y_i / u_{0j}$  — для  $y$  направления. Для расчета напряжений используется метод наименьших квадратов, который минимизирует функционал разности смещений, измеренных и представленных в виде разложения  $\min \|S - bu\|^2$ . В результате решения получаем вектор напряжений  $u = \mathbf{B} \cdot \mathbf{S}$ , где  $\mathbf{B} = (b^t b)^{-1} b^t$ ,  $b^t$  — транспонированная матрица, имеющая размер  $2NK \times NE$ .

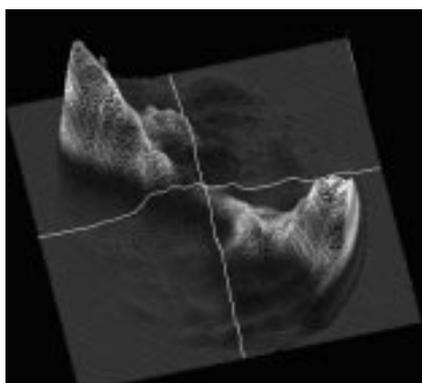
Критерием эффективности коррекции волнового фронта является достижение минимальных смещений пятен по отношению к плоскому волновому фронту, что определяется точностью измерения волнового фронта. Автоматическое управление

напряжениями на электродах осуществляется на основе линейного, пропорционального алгоритма. На  $k$ -ом шаге итераций на электроды выставляется напряжение  $u_k = u_{k-1} + h(u - u_{k-1})$ , где  $k=1, 2, \dots$  — номер итерации;  $u$  — рассчитанное напряжение на данном электроде. Обычно через 3-4 итерации напряжения на электродах зеркала перестают изменяться. Это означает, что система скомпенсировала внесенные aberrации. Контроль над результатом работы системы осуществляется по наблюдению за скорректированным волновым фронтом, который представляется в виде полиномов Цернике и интерференционной картины, а также максимальной амплитудой  $P-V$  и среднеквадратичным отклонением RMS волнового фронта. Предельная возможность коррекции оптической системы осуществляется обычно до амплитуды  $P-V=0,1$  мкм, при среднеквадратичной ошибке 0,03 мкм.

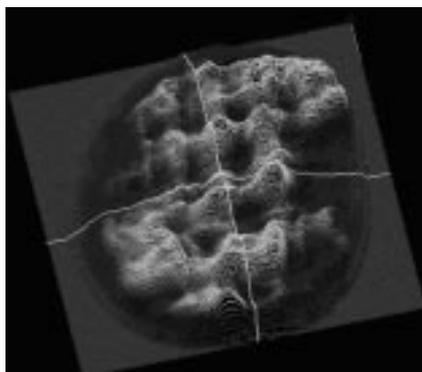
## 2. Применение адаптивной системы для коррекции излучения 8 ТВт Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> лазера

Разработанная адаптивная система была успешно применена для коррекции излучения и улучшения качества фокусировки в Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> лазере АТЛАС (Макс-Планк-Институт Квантовой оптики, Гаршинг, Германия). Этот комплекс был создан для фундаментальных исследований взаимодействия сверхмощного излучения с веществом. Лазер генерировал импульсы с энергией 1,5 Дж и длительностью 150 фс при частоте повторения 10 Гц [4]. Излучение фокусировалось на мишени с помощью параболического зеркала. Качество фокусировки оказалось изначально плохим, так как волновой фронт на выходе из лазера был искаженным. Основными источниками искажений являлись дефекты активного кристалла Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> диаметром 40 мм, возникшие при его росте.

Как показали измерения в ближнем поле, распределение интенсивности изначально очень неравномерно и максимальная плотность энергии достигала 300 мДж/см<sup>2</sup> (рис.5а). Эта величина превышала предельную плотность разрушения дифракционной решетки, используемой для сжатия импульсов. Поэтому энергия импульсов выходного излучения ограничивалась величиной 0,5 Дж, что далеко от энергии (1,5 Дж), возможной при максимальной энергии накачки 5 Дж. Выравнивая распределение интенсивности, можно повысить энергию накачки активного кристалла. Для этой цели в оконечном усилителе было установлено биморфное зеркало А (табл.1) с 17 электродами управления и диаметром 30 мм. В результате оптимизации формы поверхности этого зеркала ручным подбором напря-



*a*

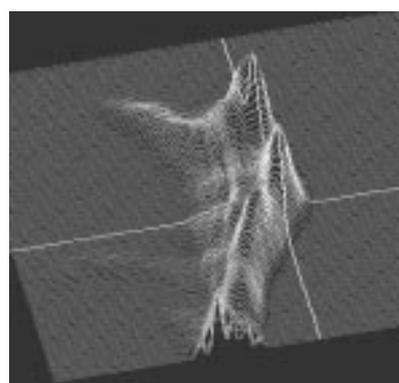


*б*

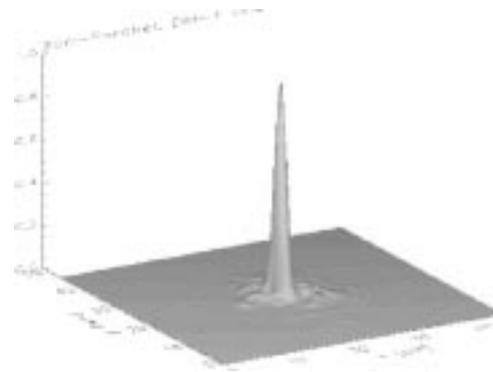
Рис.5. Распределение интенсивности излучения  $Ti:Al_2O_3$  лазера в ближней зоне до коррекции (*a*) и после коррекции (*б*) 30 мм биморфным зеркалом.

жения получено более однородное распределение интенсивности (рис.5б) со значением максимальной плотности энергии не более  $90 \text{ мДж/см}^2$  [16].

Для коррекции непосредственно волнового фронта излучения использовалось второе биморфное зеркало с 33 электродами и диаметром 80 мм (зеркало Б, табл.1). Это зеркало управлялось в автоматическом режиме с помощью разработанной адаптивной системы, описанной выше. Качество коррекции волнового фронта оценивалось по распределению интенсивности излучения в фокусе параболического зеркала с помощью анализатора пучка. На рис.6 представлены измеренные распределения интенсивности в фокусе до (рис.6а) и после коррекции (рис.6б). Рис.6а соответствует излучению лазера с энергией в импульсе 1,3 Дж, диаметр фокального пятна составлял около 25 мкм, фактор Штреля был меньше 0,1. Плотность мощности в фокусе была равна  $6 \cdot 10^{17} \text{ Вт/см}^2$ . Включение адаптивной системы значительно улучшило качество фокусировки (рис.6б). При той же энергии в импульсе 1,3 Дж, в круге дифракционно-ограниченного размера ( $d_0=5,5 \text{ мкм}$ ) концентрировалось уже 65%



*a*



*б*

Рис.6. Распределение интенсивности излучения в фокальной плоскости параболического зеркала до коррекции (*a*) и после коррекции (*б*) 80 мм биморфным зеркалом.

энергии излучения, и фактор Штреля достигал значения 0,8. Плотность мощности в фокальном пятне оценивалась величиной  $4 \cdot 10^{19} \text{ Вт/см}^2$  [17], что почти на два порядка выше, чем до коррекции. Как следствие этому значительно возросла нейтронная выработка за импульс при облучении пластиковой дейтериевой мишени, а также увеличивалось число генерируемых высоких гармоник от твердых поверхностей.

### 3. Коррекция излучения мощного $Ti:Al_2O_3/Nd$ :стекло лазера

Лазер с оконечным усилителем на Nd:стекле и с задающим генератором на  $Ti:Al_2O_3$  в лаборатории по применению мощных лазеров (LULI, Политехническая школа, Париж) предназначен для исследования возможности получения лазерного термоядерного синтеза. Лазер генерировал моноимпульсы излучения на длине волны  $\lambda=1058 \text{ нм}$  с энергией 100 Дж и длительностью 0,6 нс [9]. Получение столь высоких энергий сопровождалось разогревом оптических элементов и, как следствие, искажением волнового фронта лазерного излучения.

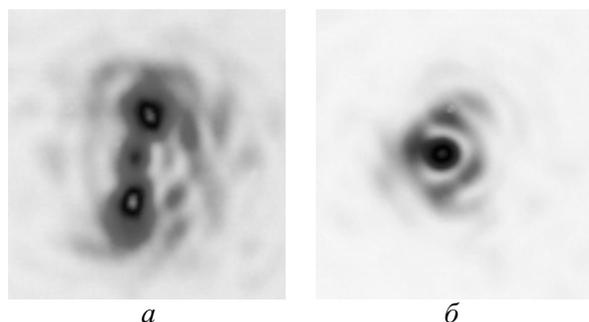


Рис.7. Распределение интенсивности в фокальной плоскости объектива: *а* — для импульса без коррекции, фактор Штреля  $St=0,1$ ; *б* — для импульса с коррекцией 100 мм биморфным зеркалом,  $St=0,6$ .

Поэтому возникла необходимость коррекции излучения. Для этой цели было разработано биморфное зеркало В (рис.2) с 33 электродами управления и диаметром 100 мм (табл.1). Особенность использования адаптивной системы в данном случае состоит в реализации алгоритма управления в режиме моноимпульсов излучения — 1 импульс в 20 минут. Здесь были применены оригинальные решения как для измерения функций отклика биморфного зеркала, так и для рабочего алгоритма выставления напряжений на электроды зеркала [18].

Результаты работы замкнутой системы представлены на рис.7. Рис.7а показывает распределение интенсивности импульса излучения в фокальной плоскости до включения адаптивной системы, при этом фактор Штреля не превышал 0,1. Рис.7б представляет результат коррекции волнового фронта. Значение фактора Штреля достигало значения 0,6. Показано, что после нескольких итераций коррекции устанавливалось стабильное фокальное распределение интенсивности, подтверждающее эффективность работы адаптивной системы.

#### 4. Заключение

Представлена адаптивная система коррекции лазерного излучения, разработанная на основе недорогих элементов, таких как деформируемое биморфное зеркало и датчик волнового фронта Шап-Гартмановского типа. Показано, что использование адаптивной системы позволяет значительно улучшать качество излучения, что было подтверждено в действующих лазерных установках достижением острой фокусировки и высокой плотности мощности излучения в фокусе. Впервые в мощном фемтосекундном лазере показана возможность формирования и коррекции излучения с помощью двух биморфных зеркал вне оптического резонатора. В  $Ti:Al_2O_3$  лазере мощностью импульсов 10 ТВт при

длительности 150 фс получена плотность излучения  $4 \cdot 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup> на плоскости фокусировки. Этому соответствовало увеличение фактора Штреля излучения с 0,1 до 0,8. В неодимовом лазере с  $Ti:Al_2O_3$  генератором с помощью адаптивной системы, включающей 100 мм биморфное зеркало, получено увеличение фактора Штреля с 0,1 до 0,6 в условиях редко повторяющихся импульсов с энергией 100 Дж и длительностью 0,6 нс.

*В заключение авторы статьи благодарят сотрудников Макс-Планк-Института Квантовой оптики (МРО, Гаршинг, Германия) Baumhacker H., Pretzler G. и Witte K. J., а также Лаборатории по применению мощных лазеров (LULI, Париж, Франция) Fuchs J. и Zou J.P. за предоставленную возможность проведения экспериментов на мощных лазерах с применением разработанной адаптивной системы и плодотворное сотрудничество.*

#### Литература

1. Mourou G., Barty Ch.P.J., Perry M.D. Physics Today, 51, 22 (1998).
2. Басов Н.Г., Крохин О.Н. ЖЭТФ, 46, 171 (1964).
3. Пашинин П.П., Прохоров А.М. ЖЭТФ, 60, 1630 (1971).
4. Witte K.J., Basko M., Baumhacker H. Fusion Eng. Des., 44, 147 (1999).
5. Babcock H.W. J. Opt. Soc. Amer., v.48, №7, p.500 (1958).
6. Stephens R.R., Lind R.C. Opt. Letters, 3, 79 (1978).
7. Freeman R.H., Freiberg R.J., Garsia H.R. Opt. Letters, 2, 61 (1978).
8. Hardy J.H. Adaptive Optics for Astronomical Telescopes (N.Y., Oxford University Press, 1998).
9. Zou J.P., Descamps D., Audeberg O., Baton S., Paillard J.L., Pesme D., Michard A., Sautivet A.M., Timsit H., Migus A. Proc. SPIE, 3492, 94 (1998).
10. Воронцов М.А., Кудряшов А.В., Шмальгаузен В.И. Изв. Вуз: Радиофизика, 27, 1419 (1984).
11. Kudryashov A.V., Shmalhausen V.I. Opt.Eng., 35(11), 3064 (1996).
12. Samarkin V.V., Aleksandrov A.G., Kudryashov A.V. Proc. SPIE 4493, 269 (2002).
13. Zavalova V.Ye., Kudryashov A.V. Proc. SPIE, 4493, 277 (2002).
14. Kudryashov A.V., Panchenko V.Ya, Zavalova V.Ye. Proc. SPIE , 4900, 331 (2002).
15. Rukosuev A.L., Alexandrov A.G., Zavalova V.Ye., Samarkin V.V., Kudryashov A.V. Proc. SPIE, 4493, 261 (2002).
16. Baumhacker H., Witte K.J., Stehbeck H., Kudryashov A., Samarkin V. In: Adaptive Optics for Industry and Medicine (World Scientific, 2000, p.28).
17. Baumhacker H., Pretzler G., Witte K. J., Hegelich M., Kaluza M., Karsch S., Kudryashov A., Samarkin V., Roukossouev A. Opt. Letters, 27, 1570 (2002).
18. Fuchs J., Wattellier B., Bandulet H., Michel P., Zou J.P., Chanteloup J.C., Labaune C., Michard A., Kudryashov A., Aleksandrov A. Proc. SPIE, 5137, 186 (2003).