

# Датчик волнового фронта Шака – Гартмана для измерения параметров мощных импульсных твердотельных лазеров\*

А.Г.Александров, В.Е.Завалова, А.В.Кудряшов, А.Л.Рукоусев, П.Н.Романов, В.В.Самаркин, Ю.В.Шелдакова

*Представлены результаты экспериментальных исследований волнового фронта излучения двух типов мощных твердотельных лазеров – титан-сапфирового и лазера на неодимовом стекле. Измерения проводились датчиком волнового фронта Шака – Гартмана. Показаны технические и функциональные возможности датчика в измерительных схемах на лазерных установках. Обсуждаются результаты измерений как статических, так и динамических aberrаций волнового фронта. Оценки динамики aberrации дефокус согласуются с экспериментальными данными.*

**Ключевые слова:** датчик волнового фронта Шака – Гартмана, твердотельные лазеры, измерение aberrаций волнового фронта, качество излучения, адаптивная оптическая система с обратной связью для коррекции волнового фронта.

## 1. Введение

Исследование волнового фронта излучения мощных импульсных твердотельных лазеров несомненно актуально, т. к. способствует дальнейшему совершенствованию самих лазеров и помогает улучшить качество их излучения. Лазеры данного типа с петаваттной мощностью излучения и сверхкороткой длительностью импульса позволяют решать современные задачи фундаментальных исследований, которые относятся к взаимодействию сверхсильных (превышающих внутриатомные) электромагнитных полей с веществом. В частности, это задачи термоядерного синтеза, атомной и релятивистской физики, астрофизики и даже медицины. На развитие подобных систем направлены проекты многих стран, в том числе «National Ignition Facility» (США), «Laser Megajoule» (Франция), «Extreme Light Infrastructure» (Евросоюз), «Shenguang» (Китай), «Луч» (Россия). Развитие таких систем в последнее десятилетие характеризуется очень высокими темпами. Современные фемтосекундные лазеры на титан-сапфире ( $\lambda = 800$  нм) имеют мощность излучения несколько сотен тераватт и пиковую интенсивность в сфокусированном пучке  $10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup> [1]. Для новейших разработок лазеров на неодимовом стекле ( $\lambda = 1053$  нм) при длительности импульса несколько наносекунд характерная выходная энергия в импульсе составляет порядка нескольких мегаджоулей [2]. Как правило, дальнейшее развитие этих систем обусловлено стремлением сфокусировать излучение в пятно с размером, близким к дифракционному пределу, что возможно только при устранении искажений волнового фронта. Авторами данной статьи был накоплен некоторый полезный опыт в измерении

и коррекции волновых фронтов излучения подобных лазерных систем [3 – 7] во многих известных лабораториях и институтах различных стран (LULI, Ecole Polytechnique, Палезо, Франция; проект FIREX Laser, Осакский университет, Япония; проект PHELIX Laser, Центр исследований тяжелых ионов (GSI), Дармштадт, Германия; проект ATLAS, институт Макса – Планка, Гаршинг, Германия; проект ALLS, Национальный институт научных исследований, Варенне, Канада; проект TRIDENT Laser, Лос-Аламосская Национальная лаборатория, США; проект Helen, AWE, Олдермастон, Англия; Институт физики, Пекин, Китай и др.). Целью настоящей работы является представление некоторых результатов экспериментальных исследований, выполненных с применением датчика Шака – Гартмана.

## 2. Принцип измерения волнового фронта датчиком Шака – Гартмана и применение этого датчика в лазерных установках

Выбор датчика Шака – Гартмана для измерения характеристик излучения интересующих нас лазеров был обусловлен некоторыми его преимуществами перед другими измерителями, в том числе и интерферометрическими. Среди основных достоинств датчика можно отметить его способность работать в широком спектральном диапазоне исследуемого излучения, как непрерывного, так и импульсного, и низкую чувствительность к механическим вибрациям. Особенностью данного датчика является возможность получения количественной информации о фазе волнового фронта и распределении интенсивности в ближнем и дальнем поле одновременно, что позволяет оценить параметр качества измеряемого излучения  $M^2$ . С принципом работы датчика, методами восстановления фазы, задачами, которые решаются с его помощью, можно ознакомиться в многочисленных публикациях (см., напр., [8 – 16]). Метод Шака – Гартмана основан на измерении локальных наклонов отдельных участков волнового фронта, на которые разбивает проходящий фронт гартмановский шаблон (в нашем случае это микролинзовый растр – стеклянная пластина с микрорельефом

\* Доложена на конференции «Оптика лазеров 2008», С.-Петербург, Россия.

А.Г.Александров, В.Е.Завалова, А.В.Кудряшов, А.Л.Рукоусев, П.Н.Романов, В.В.Самаркин, Ю.В.Шелдакова. Филиал Московского государственного открытого университета, Россия, Московская обл., 140700 Шатура, ул. Московская, 10; e-mail: vzavalova@nightn.ru

Поступила в редакцию 28 января 2009 г., после доработки – 4 января 2010 г.

из микролинз размером несколько сотен микрон). Мы применяем алгоритм восстановления волнового фронта, основанный на модальном разложении фазы [14], с использованием метода наименьших квадратов для нахождения коэффициентов при полиномах Цернике. Представление фазы в виде суммы полиномов Цернике особенно удобно, поскольку оно имеет физический смысл – отражает все типы аберраций волнового фронта. Кроме того, существуют формулы пересчета коэффициентов при полиномах Цернике в классические аберрации Зейделя, которые традиционно применяются при оптических измерениях.

Распределение интенсивности излучения по апертуре пучка восстанавливается из анализа гартманогаммы, представляющей собой массив пятен на ПЗС-матрице с дискретными значениями интенсивности в каждом пикселе пятна. При построении этого распределения также применяется полиномиальная аппроксимация. После нахождения распределений фазы и интенсивности в плоскости линзового раstra (ближнем поле) становится возможным рассчитать распределение интенсивности в фокусе линзы (дальнем поле), а значит и параметр качества излучения  $M^2$ . В основе вычислений лежат соотношения, определенные в стандарте ISO/DIS 11146 [17]. Применяя их для нашего случая, можно рассчитать параметр качества как отношение диаметра пучка в дальнем поле  $d_f$ , рассчитанного по измеренным распределениям фазы и интенсивности излучения, к аналогичному диаметру  $d_f^G$  гауссова пучка с плоским фронтом:  $M^2 = d_f/d_f^G$ . Устройство для измерения таким способом параметра качества лазерного излучения описано в работе [18].

Точность измерения волнового фронта датчиком Шака – Гартмана пропорциональна минимальному измеряемому наклону волнового фронта  $S_{\min}/f_L$ , где  $f_L$  – фокусное расстояние микролинз, а  $S_{\min}$  – минимальное смещение пятна, связанное с точностью определения центров пятен гартманогаммы. Статистический анализ распределения плотности вероятности ошибки, обусловленной дискретизацией изображения, проводился в модельном эксперименте с применением метода Монте-Карло. Задавались центры пятен и их смещения. Новые центры определялись по первым моментам распределений интенсивности, имеющей 255 уровней градации (для 8-битной камеры), на пиксельной (дискретной) структуре пятна. Полученное распределение плотности вероятности ошибки измерений показано на рис. 1. Около 90 % площади под распределением приходится на диапазон ошибки  $\sigma < 0.1$  пикселя, из чего можно сделать вывод, что ошибка определения положения центра пятна (или, что то же, минимального смещения пятна) соответствует 0.1 пикселя.

Что касается выбора параметров микролинз, то для увеличения точности измерений фазы нужно контролировать

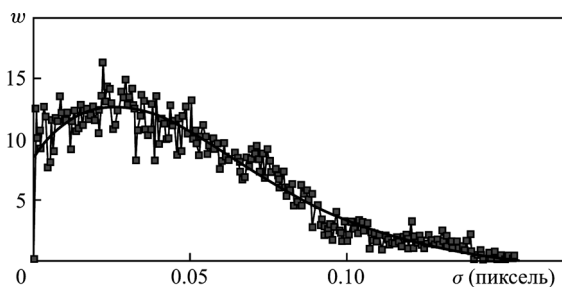


Рис. 1. Распределение плотности вероятности  $w$  ошибки  $\sigma$  при расчете положения центра пятна. Сплошная кривая – аппроксимация.

вать число Френеля  $N_F$ , а точнее, отношение  $d_L/[f_L(\lambda/d_L)]$ , где  $d_L$  – диаметр микролинз. Микролинзовый растр пригоден для измерений, когда  $N_F > 1$ . В этом случае динамический диапазон перемещения пятна в анализируемой области пропорционален  $(0.5d_L - R_d)/f_L$ , где  $R_d = 1.22f_L\lambda/d_L$  – дифракционный радиус пятна. Динамический диапазон увеличивается при увеличении  $d_L$  и уменьшении  $f_L$ , при этом точность измерения фазы уменьшается.

Для измерения волновых фронтов на практике требуется согласование апертур пучка и приемника ПЗС-матрицы. В случае, когда требуется измерять волновой фронт в конкретном месте, применяют телескопическую систему, сопрягающую плоскости объекта измерения и его изображения на микролинзовом растре.

Отметим ряд задач, которые успешно решаются с помощью датчика волнового фронта Шака – Гартмана. Прежде всего это тестирование самих активных лазерных элементов, определение их оптического качества и наличия дефектов. Грубые нарушения однородности кристаллов в виде свилей отображаются на гартманогамме как раздвоения пятен. При недопустимых аберрациях активные элементы требуют замены. Еще одна задача – это юстировка оптических элементов вдоль оси пучка. Амплитуды аберраций низкого порядка (дефокус, астигматизмы, комы, сферическая аберрация), вызванные плохой юстировкой, могут быть минимизированы исходя из измерений в рабочем режиме. Особый интерес представляют измерения волнового фронта лазерного излучения как в непрерывном, так и в импульсном режиме работы. Примеры таких измерений приведены в разд. 3. Все эти данные необходимы для построения адаптивных оптических систем с обратной связью для коррекции искажений волнового фронта (АОС), причем измерения должны выполняться с точностью, превышающей точность работы самой АОС. По итогам этих измерений изготавливается оптимальный корректор и составляется алгоритм управления его поверхностью, основанный на фазовом сопряжении поверхности с измеряемым волновым фронтом лазерного излучения. Интенсивность излучения в фокусе можно оценить как  $I = \varepsilon/(\tau S)$ , где  $\varepsilon$  – энергия в импульсе,  $\tau$  – длительность импульса,  $S$  – площадь пучка в фокусе. Уменьшение фокального пятна (площади  $S$ ) возможно при достижении хорошего качества пучка путем устранения искажений волнового фронта. Минимальный размер фокального пятна соответствует первому дифракционному радиусу.

### 3. Применение датчика волнового фронта в измерительных схемах

#### 3.1. Измерения волнового фронта излучения титан-сапфирового лазера

В зависимости от поставленных задач датчик волнового фронта Шака – Гартмана может измерять характеристики пучка практически в любом месте оптической системы лазера. В типичной АОС измерения проводятся в конце оптического тракта, после компрессора, находящегося перед камерой взаимодействия, в которой излучение фокусируется на мишень. При этом датчик располагается всегда после корректора.

Результаты измерений, проведенных в Институте физики (Пекин, Китай) для Ti : сапфирового лазера при энергии в импульсе 0.6 Дж, длительности импульса 50 фс и

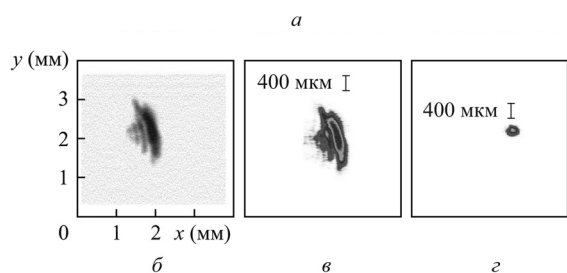
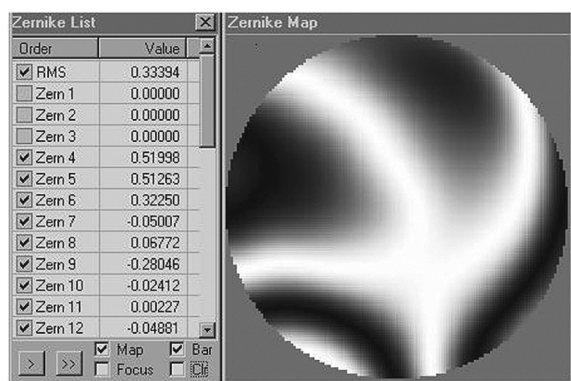


Рис.2. Интерферограмма измеренного волнового фронта (а) и распределения интенсивности излучения Тi: сапфирового лазера в фокусе линзы: рассчитанное (б) и измеренное до (в) и после (г) коррекции искажений волнового фронта без учета дефокуса. Измерения проводились в фокусе линзы с фокусным расстоянием 5 м. В таблице слева сверху приведены среднеквадратичные отклонения RMS изменения фазы и значения коэффициентов при полиномах Цернике (в микрометрах).

диаметре выходного пучка 50 мм представлены на рис.2. Между камерой взаимодействия и компрессором помещалась дополнительная вакуумная камера для установки корректора и поворотных зеркал. Основная часть лазерного излучения после отражения от адаптивного зеркала проходила дальше к мишени, а оставшаяся поступала через выходное стеклянное окно камеры в измерительную ветвь. Оптические искажения элементов, в том числе и фильтров, ослабляющих мощность излучения до безопасного для ПЗС-матрицы уровня, контролировались самим датчиком. Это позволило минимизировать вклад вносимых искажений. Измерения показали, что основными aberrациями пучка были дефокус и астигматизмы. Контроль распределения интенсивности пучка в фокусе длиннофокусной линзы осуществлялся независимым анализатором излучения. Линза располагалась перед камерой взаимодействия в измерительном тракте. Измеренная интенсивность сравнивалась с результатами расчета, проведенного исходя из измерений, выполненных методом Шака – Гартмана.

На рис.2,а представлены таблица измеренных aberrаций и восстановленная из гартманогаммы интерферограмма без aberrации дефокус, а на рис.2,б и в приведены рассчитанное и измеренное распределения интенсивности в фокусе. Видно, что рассчитанная интенсивность в фокусе согласуется с измеренной, а также, что улучшение качества лазерного излучения, приводящее к уменьшению размера фокального пятна (рис.2,г), обусловлено работой адаптивной системы по исправлению aberrаций волнового фронта (главным образом астигматизмов).

Однако имеются данные измерений, которые показывают, что иногда достижению желаемого результата мешают остаточные, не скорректированные адаптивной

системой aberrации, источником которых является фокусирующая оптика. Иллюстрацией сказанному являются эксперименты на установке в лаборатории Квебекского университета (Канада) [5]. Мощность Тi: сапфирового лазера составляла 10 ТВт, длительность импульса – 25 фс, частота повторения – 10 Гц. Aberrации волнового фронта сначала измерялись датчиком до входа в камеру с мишенью. Лазерный пучок на мишени фокусировался параболическим зеркалом. Датчик был включен в адаптивную схему коррекции волнового фронта излучения. Результат коррекции контролировался ПЗС-матрицей, на которую переносилось изображение фокального пятна на мишени. С помощью адаптивной системы искажения пучка практически полностью устранялись, в то время как на мишени уменьшение площади фокального пятна было недостаточным. Затем оптическая схема была перестроена. Датчик был установлен теперь за камерой, где помещалась мишень, что дало возможность непосредственно измерять пучок за фокусирующим параболическим зеркалом. Теперь в результате коррекции происходило уменьшение размеров фокального пятна на мишени с  $8.6 \times 14.8$  мкм до  $5 \times 4$  мкм, что позволило достичь пиковой интенсивности  $3 \times 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup> [5]. Таким образом, было установлено, что фокусирующее параболическое зеркало вносило астигматизм с амплитудой  $\sim 3\lambda$ , который было невозможно полностью устранить юстировкой.

### 3.2. Исследование aberrаций волнового фронта излучения мощного лазера на неодимовом стекле

Типичные оптические схемы сверхмощных лазеров на неодимовом стекле имеют длинный оптический тракт, включающий в себя специфические функциональные части. Схематично их можно представить в виде отдельных блоков – усилителей и пространственных фильтров, через которые проходит излучение после генератора и предусилителя. При этом, как правило, используется многократное прохождение излучения через усилители. Характерной особенностью лазеров этого типа является возможность получения сверхмощных одиночных импульсов с мегаджоульной энергией. Интервал времени между такими импульсами может достигать нескольких часов. Здесь представлены некоторые обобщенные результаты и характерные зависимости, полученные путем измерений характеристик излучения современных лазеров на неодимовом стекле с энергией в импульсе несколько килоджоулей и длительностью импульса несколько наносекунд.

Исследования волнового фронта излучения таких лазеров, как правило, делятся на два основных этапа. На первом этапе проводятся измерения и анализ aberrаций, вносимых оптическим трактом, через который проходит излучение. В качестве зондирующего излучения используется излучение задающего генератора или пробного лазера. Aberrации, измеренные на этом этапе, являются статическими, не содержат вкладов, обусловленных нелинейными эффектами, и их сумма есть суперпозиция искажений, вносимых отдельными элементами. Полностью устранить этот тип искажений волнового фронта невозможно, но минимизация их достигается более точной юстировкой или подбором оптических элементов лучшего качества. Данный этап важен с технической точки зрения, но, как правило, не представляет научного интереса. Волновой фронт, зарегистрированный в результате таких измерений, впоследствии часто используется как опорный при исследовании aberrаций волнового фронта излучения

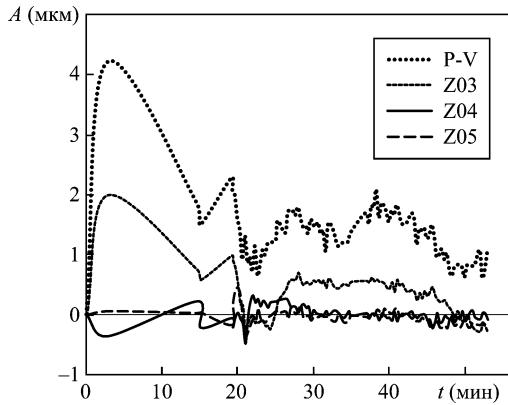


Рис.3. Динамика аберраций волнового фронта после импульса излучения лазера на неодимовом стекле: Z03 – дефокус, Z04 и Z05 – астигматизмы второго порядка по осям  $0 - \pi/2$  и  $0 \pm \pi/4$  соответственно, представленные в виде коэффициентов при полиномах Цернике, а также величины P-V.

лазера в рабочем режиме. Второй этап связан с изучением динамических аберраций волнового фронта лазерного пучка, возникающих в процессе генерации и усиления излучения [19].

Приведем пример типичной временной динамики волнового фронта излучения в импульсном лазере на неодимовом стекле, когда энергия в импульсе составляет не менее 1 Дж. Чтобы выделить аберрации, имеющие отношение к накачке, вычисления проводились относительно волнового фронта, измеренного до импульса накачки и включающего в себя статические аберрации. Запись и обработка данных проводились сразу после импульса накачки, а прекращались, когда их распределения выходили на стационарные значения с отклонениями, не превышающими точность измерений. На рис.3 представлено типичное поведение отдельных аберраций волнового фронта после импульса накачки. Аберрации выражены через коэффициенты при полиномах Цернике. Значительную часть этих искажений составляет дефокус, вносимый тепловой линзой, возникающей вследствие теплового действия накачки активных элементов. Наведенная тепловая линза приводит и к другим аберрациям, свойственным толстым линзам, но они в несколько раз меньше.

В динамике дефокуса можно выделить три основные стадии. Вначале в течение сравнительно короткого (несколько секунд) промежутка времени дефокусировка излучения достигает максимума. При этом в балансе внутренней энергии велика роль кинетических неравновесных процессов, связанных, в частности, с тепловой релаксацией. Затем в течение нескольких минут происходит сильное уменьшение дефокуса, обусловленное включением механизмов отвода тепла от активного элемента. После резкого спада максимального значения дефокуса амплитуды всех аберраций и величина P-V, являющаяся суммой аберраций при разложении фазы вплоть до 36 членов, сначала достаточно долго колеблются около квазистационарного значения и только потом начинают уменьшаться по мере установления термодинамического равновесия между активным элементом и охлаждающим потоком. Эти, более медленные, процессы занимают еще не менее часа.

Следующими по величине после дефокуса являются астигматизмы как вторых, так и третьих порядков. Их начальные амплитуды в несколько раз ниже, и затухание

происходит быстрее. Как известно, основной причиной астигматизма является пространственная неоднородность излучения накачки активных элементов. Таким образом, наибольшие изменения аберраций (и P-V) имеют место в первые несколько минут сразу после прекращения накачки.

Чтобы оценить изменение во времени аберраций излучения лазера на неодимовом стекле, построим упрощенную теплофизическую модель. В мощных лазерах активные элементы, расположенные в усилительных трактах, представляют собой толстые диски с довольно большими диаметрами  $D$  ( $\sim 20$  см) и толщинами  $h \ll D$ . Накачка активных элементов осуществляется с торцов ( $r = D/2$ ) в направлении  $r$ , перпендикулярном направлению распространения лазерного излучения (ось  $x$ ), а охлаждение – с боковых поверхностей дисков (при  $x = \pm h/2$ ), в результате чего происходит их разогрев и возникает осесимметричный параболический профиль температуры. Поскольку оптические свойства среды характеризуются ее показателем преломления  $n$ , а изменение  $n$  пропорционально изменению температуры [20], то выражение для полного дифференциала  $dn = (\partial n/\partial T)dT$  (где  $dT$  – изменение температуры, а  $\partial n/\partial T$  – термооптический коэффициент) описывает линзу тепловой природы. С теорией, описывающей ее свойства для твердотельных лазеров, можно подробно ознакомиться во многих работах (см., напр., [21, 22]).

В стационарных условиях тепловая линза приводит к дефокусировке излучения и легко устраняется, поэтому не представляет больших проблем. В импульсных лазерах ее свойства существенно меняются со временем и оказывают влияние на фокусировку излучения на мишень. Поскольку, как отмечено выше, тепловая линза обусловлена распределением температуры, то рассмотрение изменения аберрации дефокус будем проводить с помощью решения нестационарной задачи теплопроводности. После прекращения накачки охлаждение активного элемента вызвано процессами теплопроводности и теплоотдачи с его поверхности, которая осуществляется потоком газа с температурой  $T_g$ . Толщина диска много меньше его радиуса, поэтому для аналитического решения нестационарного уравнения теплопроводности воспользуемся моделью тонкой пластины. Начальным условием является распределение температуры, установившееся после прекращения накачки. Хотя температура  $T(r_n)$  имеет параболический профиль по радиусу диска, в любой точке  $r = r_n$  ее можно считать постоянной и не зависящей от поперечной координаты  $x$ . Граничные условия были следующими: на оси пластины при  $x = 0$  (в центральном сечении диска) в силу осевой симметрии  $\partial T/\partial x|_{x=0} = 0$ ; на поверхности пластины

$$\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=\pm\delta} = -\frac{\alpha}{k}(T - T_g),$$

где  $\alpha$  – коэффициент теплоотдачи;  $k$  – коэффициент теплопроводности;  $\delta = \pm h/2$ . Решение данной нестационарной задачи в общем случае можно представить в виде ряда

$$\Theta = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2 \sin \mu_n}{\mu_n + \sin \mu_n \cos \mu_n} \cos(\mu_n X) \exp(-\mu_n^2 F), \quad (1)$$

где  $\Theta = \Delta T(\tau, 0)/\Delta T(0, 0)$  – безразмерная температура;  $\Delta T(0, 0)$  – начальная разность между температурой на

оси (при  $\tau = 0$ ) и температурой окружающей среды  $T_g$ ;  $X = x/\delta$  – безразмерная координата;  $F = a\tau/\delta^2$  – число Фурье, представляющее собой безразмерное время;  $a = k/(\rho c_p)$  – коэффициент теплопроводности;  $\rho$  – плотность;  $c_p$  – теплоемкость. Величина  $\mu$  определяется из характеристического уравнения  $\cot \mu = \mu/\text{Bi}$ , полученного при подстановке граничных условий в квазиодномерное уравнение теплопроводности. Характеристическое уравнение имеет множество решений  $\mu_n$ , которые определяются безразмерным числом  $\text{Bi} = \alpha\delta/k$ , описывающим связь между температурой в твердом теле и условиями теплоотдачи на его поверхности. Решение в случае охлаждения тел конечных геометрических размеров показало, что на малых временах скорость изменения температуры в отдельных точках тела зависит от начального распределения температуры. С увеличением времени неупорядоченная стадия охлаждения переходит в регулярный режим, при котором члены ряда быстро убывают и начальное распределение температуры перестает играть роль, поэтому процесс полностью определяется только условиями теплоотдачи на поверхности тела, его теплофизическими свойствами и геометрическими размерами.

Для оценок воспользуемся тем, что ряд (1) является сходящимся и при  $F > 0.3$  можно ограничиться первым членом ряда, тогда охлаждение на оси ( $X = 0$ ) можно приближенно описать выражением

$$\Theta = \exp\left(-\mu_1^2 \frac{a\tau}{\delta^2}\right), \quad (2)$$

где первый корень  $\mu_1 \approx \sqrt{\text{Bi}}$ . Формулу (2) можно применить для грубой оценки инкремента затухания или скорости охлаждения активного элемента:

$$\tau_{\text{inc}}^{-1} = \frac{2\alpha a}{k\delta}. \quad (3)$$

Выберем следующие теплофизические параметры активного элемента: плотность  $\rho = 2 \times 10^3 \text{ кг/м}^3$ , теплоемкость  $c_p = 0.67 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ , коэффициент теплопроводности  $k = 0.74 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$  и отражающий конвективное охлаждение газом коэффициент теплоотдачи  $\alpha \simeq 10 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-1}$ . Таким образом, подставив численные данные в (2), получим, что  $\Theta$  уменьшится в  $e$  раз примерно через 15 мин. Для остывания до стационарной температуры (с точностью до 10 %) потребуется время  $t = -\tau_{\text{inc}} \ln 0.1$ , что для указанных параметров составит 52 мин.

Теоретическая оценка времени охлаждения активных элементов по описанной выше модели согласуется с экспериментально измеренным значением (рис.3). Эта оценка помогает определить временной интервал между импульсами, при котором влияние активной среды на последующий импульс минимально.

Для построения алгоритма коррекции aberrаций волнового фронта в адаптивных системах с замкнутой обратной связью очень важна также и повторяемость aberrаций от импульса к импульсу. На рис.4 показано типичное изменение aberrаций в лазерных системах, где применяется АОС. Видно, что перед началом каждого следующего импульса успевает произойти релаксация процессов в активной среде лазера, вызванных накачкой. В этом случае разность волновых фронтов для ближайших импульсов имеет характер флуктуаций и дает среднеквадратичное отклонение изменения фазы ( $\text{RMS} = 0.1\lambda$ ), близкое к точности измерений.

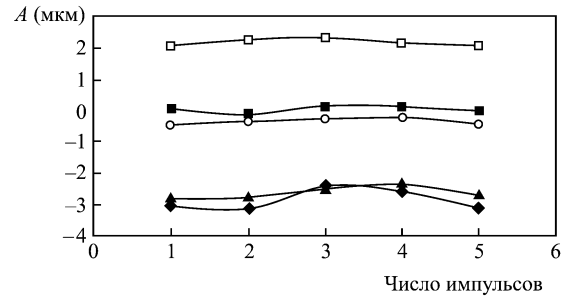


Рис.4. Изменения амплитуд aberrаций волнового фронта одиночных импульсов излучения лазера на неодимовом стекле: дефокус (◆), астигматизм (0) (□), астигматизм (45°) (▲), кома вдоль оси x (○), сферическая aberrация (■).

Однако необходимо отметить, что в некоторых случаях разность волновых фронтов соседних импульсов является большой и сложно найти какую-либо корреляцию амплитуд aberrаций от импульса к импульсу. Если не удастся найти адекватный алгоритм для управления адаптивной системой, то улучшение качества излучения достигается за счет коррекции статических aberrаций. В качестве примера такая ситуация имела место в лаборатории AWE (Англия) при коррекции излучения накачиваемого вспышкой лампы лазера на неодимовом стекле с длительностью импульса 100 пс и энергией в импульсе до 1 кДж. Датчик волнового фронта располагался за четырехпроходным усилителем, перед фокусирующей оптикой. Aberrации дефокус и астигматизм накапливались с возрастанием их амплитуд с каждым последующим импульсом.

#### 4. Заключение

В настоящей работе показано, что датчик волнового фронта Шака – Гартмана является многофункциональным прибором для измерений излучения мощных лазеров, таких как титан-сапфировые лазеры и лазеры на неодимовом стекле, поскольку позволяет:

- одновременно измерять фазу и интенсивность, определять aberrации, влияющие на качество излучения, и вычислять параметр качества излучения;
- исследовать aberrации волнового фронта, связанные как с качеством, так и с юстировкой оптических элементов, и минимизировать их в реальном времени непосредственно на установке в любой части оптической системы лазера;
- исследовать aberrации, обусловленные неоднородностью показателя преломления активных элементов; выделить aberrации, связанные с первоначальными дефектами элементов, и отдельно – с нелинейными эффектами, возникающими вследствие накачки активной среды, в частности с тепловой линзой;
- экспериментально исследовать динамику aberrаций.

Результаты измерения поведения тепловой линзы после импульса накачки согласуются с оценками, полученными при решении модельной нестационарной задачи теплопроводности. Найденные оценки позволяют определить допустимый интервал между импульсами в зависимости от теплофизических свойств активного элемента, его геометрических размеров и условий теплоотдачи на его поверхности, что важно для определения алгоритма работы адаптивной системы с обратной связью.

Таким образом, измерения способствуют решению основной задачи – достижению распределения интенсивности излучения в фокусе, соответствующего дифракционному пределу.

1. Bahk S.-W.G., Rousseau P., Planchon T.A., et al. *Opt. Lett.*, **29**, 24 (2004).
2. Wegner P.J., Auerbach J.M., Bowers M.W., et al. *Appl. Opt.*, **46**, 16 (2007).
3. Kudryashov A., Alexandrov A., Zavalova V., Rukosuev A., Samar-kin V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6346**, 634 (2007).
4. Александров А.Г., Завалова В.Е., Кудряшов А.В., Рукоусев А.Л., Самаркин В.В. *ЖПС*, **72**, 5 (2005).
5. Fourmaux S., Payeur S., Martin F., Ozaki T., Kieffer J.C., Alexan-drov A., Kudryashov A. *Proc. 7th Int. Workshop on Adaptive Optics for Industry and Medicine* (Shatura, 2009, pp 108–109).
6. Александров А.Г., Завалова В.Е., Кудряшов А.В., Рукоусев А.Л., Романов П.Н., Самаркин В.В. *Оптический журн.*, **71**, 11 (2004).
7. Wattellier B., Fuchs J., Zou J.P., Kudryashov A., Aleksandrov A., et al. *J. Opt. Soc. Am. B*, **20**, 8 (2003).
8. Тараненко В.Г., Шанин О.И. *Адаптивная оптика* (М.: Радио и связь, 1990).
9. *Оптический производственный контроль*. Под ред. Д.Малакары (М.: Машиностроение, 1985).
10. Roggemann M.C., Schultz T.J., Ngai C.W. *J. Appl. Opt.*, **32**, 38 (1999).
11. Yoon G.Yo., Jitsuno T., Nakatsuka M., Nakai S. *Appl. Opt.*, **1**, 35 (1996).
12. Irwan R., Lane R.G. *Appl. Opt.*, **32**, 38 (1999).
13. Liang J., Grimm B., Goelz S., Bille J.F. *Opt. Soc. Am. A*, **7**, 11 (1994).
14. Southwell W.H. *J. Opt. Soc. Am.*, **8**, 70 (1980).
15. Noll R. *J. Opt. Soc. Am.*, **3**, 66 (1976).
16. Zavalova V.Ye., Kudryashov A.V. *Proc. SPIE Int. Soc. Eng.*, **4493**, 277 (2002).
17. Test Method for Laser Beam Parameters: Beam Width, Divergence Angle and Beam Propagation Factor. Document ISO/DIS 11146 (1996).
18. Патент РФ № 58702. Приоритет от 30.05.2007.
19. Wattellier B., Fuchs J., Zou J.P., Abdeli K., Pépin H., Haefner C. *Opt. Lett.*, **29**, 21 (2004).
20. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1973).
21. Зверев Г.М., Голяев Ю.Д., Шалаев Е.А., Шокин А.А. *Лазеры на алюмоиттриевом гранате с неодимом* (М.: Радио и связь, 1985).
22. Graf Th., Weber R., Schmid M., Weber H.P. *Proc. 2nd Int. Workshop on Adaptive Optics for Industry and Medicine* (Durham, England, 1999).