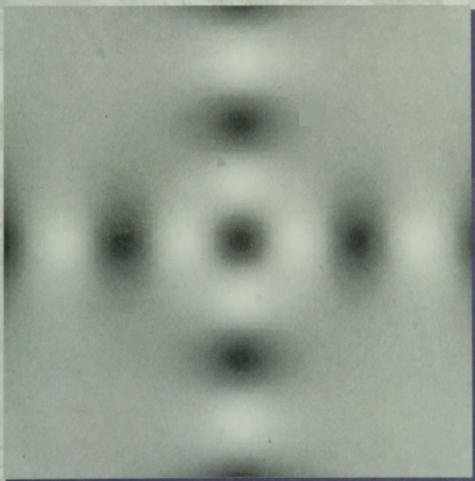


Л.Н. Лавринова

В.П. Лукин

**АДАПТИВНАЯ КОРРЕКЦИЯ
ТЕПЛОВЫХ И ТУРБУЛЕНТНЫХ
ИСКАЖЕНИЙ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
ДЕФОРМИРУЕМЫМ ЗЕРКАЛОМ**



РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
Сибирское отделение
Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
Томский государственный университет

Л.Н. Лавринова, В.П. Лукин

**Адаптивная коррекция тепловых
и турбулентных искажений
лазерного излучения
деформируемым зеркалом**

Томск
Издательство Института оптики атмосферы СО РАН
2008

УДК 550.388.2; 554.510.535

ББК (В)22,343

Л1135

Лавринова Л.Н., Лукин В.П. Адаптивная коррекция тепловых и турбулентных искажений лазерного излучения деформируемым зеркалом. — Томск: Изд-во Института оптики атмосферы СО РАН, 2008. — 152 с.

Рассмотрены актуальные проблемы адаптивной коррекции тепловых и атмосферных искажений лазерного излучения при распространении на атмосферных трассах посредством численной модели адаптивной оптической системы (АОС).

Особое внимание уделено основному исполнительному элементу АОС — деформируемому корректирующему зеркалу. Предложена численная модель деформируемого зеркала как часть программной реализации АОС.

Кроме того, исследуются эффективность алгоритмов управления фазовым профилем в зависимости от типа компенсируемых искажений и качество коррекции деформируемым зеркалом в соотношении с воспроизводимым волновым фронтом.

Книга адресована в первую очередь специалистам в области адаптивной оптики, занимающимся разработкой современных АОС на этапе их предварительного проектирования и оценки их потенциальных возможностей.

Табл. 7. Ил. 87. Библиограф 115 назв.

Рецензенты: д.ф.-м.н. В.В. Белов; д.ф.-м.н. А.А. Землянов.

Утверждено к печати Ученым советом Института оптики атмосферы СО РАН.

Lavrinova L.N., Lukin V.P. Adaptive correction of thermal and turbulent distortions of laser radiation by deformable mirror. — Tomsk: Publishing House of the Institute of Atmospheric Optics SB RAS, 2008. — 152 pp.

This monograph considers the actual problems of the adaptive correction of thermal and turbulent distortions of laser radiation at the propagation on atmospheric paths by the numerical model of the adaptive optical system (AOS).

Particular attention is given to basic executive element of AOS — a deformable correcting mirror. The numerical model of deformable mirror is proposed as a part of AOS software.

Besides, the efficiency of the algorithms of phase profile control depending on type of the compensating distortions and the correction quality by deformable mirror subject to the form of reconstructing wave front are studied.

The book is addressed first to specialists in adaptive optics, which develop the modern AOSs on the stage of predesign and estimation of their performance potential.

ISBN 978-5-94458-091-7

© Л.Н. Лавринова, В.П. Лукин, 2008

ВВЕДЕНИЕ

Современные оптико-электронные системы, работающие в атмосфере или в другой неоднородной и случайной среде, для того чтобы реализовать свои потенциальные возможности, требуют создания специального контура адаптивной коррекции искажений. Именно этот контур обеспечивает адаптивное корректирующее управление. Анализ эффективности применения подобных корректирующих систем требует учета влияния всех составляющих оптической схемы. К наиболее важным элементам контура коррекции следует в первую очередь отнести активное зеркало, измеритель амплитудно-фазовых искажений — датчик волнового фронта, и, конечно, опорный источник, позволяющий выделить именно те искажения в оптической схеме системы, которые следует компенсировать.

Безусловно, принципиально новым оптическим элементом и одним из ключевых элементов контура адаптивной оптической системы (АОС) является специальный активный корректирующий элемент, чаще всего — это зеркало с активно управляемой отражающей поверхностью.

Эффективность коррекции атмосферных искажений в АОС обеспечивается оптимальным подбором всех элементов, составляющих ее контур, в том числе зеркала в качестве основного исполнительного элемента. Зеркало компенсирует фазовые возмущения лазерного излучения, т.е. в реальном масштабе времени изменяет длину оптического пути для каждого из большого числа участков сечения лазерного излучения.

Для этого на зеркало, а фактически на его отражающую поверхность оказывается воздействие посредством специальных активных элементов — актюаторов. Управляющие сигналы для актюаторов вычисляются алгоритмом управления на основе информации об искажениях волнового фронта, измеряемой, например, датчиком волнового фронта. Чтобы компенсация искажений могла осуществляться в реальном масштабе времени,

например при компенсации атмосферной турбулентности для оптических волн видимого диапазона в течение только нескольких миллисекунд, необходимо обеспечить высокую эффективность действия каждого элемента системы.

На этапе проектирования адаптивной системы возникает проблема выбора оптимальных характеристик корректирующего зеркала. Эта проблема может быть решена как численным моделированием самого адаптивного зеркала, так и изменением параметров АОС на основе модели адаптивной оптической системы.

Существует также проблема, связанная с выбором алгоритма управления корректирующим зеркалом. Традиционные алгоритмы адаптивной коррекции (апертурного зондирования [1] и фазового сопряжения [2]) не являются оптимальными, поэтому построение оптимальных алгоритмов управления для коррекции тепловых и турбулентных искажений светового поля на сегодняшний день остается актуальной задачей. Разработка способов повышения устойчивости и быстродействия известных алгоритмов на основе численных экспериментов может решить эту проблему.

В настоящее время методы уменьшения искажений в оптических волнах, распространяющихся в случайных средах, таких как атмосфера, развиваются в основном по двум направлениям — оптимизация и активная коррекция. Первое из них ориентировано на выбор оптимальных параметров излучения (начальной мощности, длины волны, размеров апертуры, амплитудно-фазового распределения в сечении пучка) на основе априорной информации о состоянии среды и распространяющегося в ней излучения. В ряде работ [3, 4] уже было показано, что оптимизация параметров не обеспечивает достаточного уменьшения влияния турбулентности и теплового самовоздействия на распространение излучения на протяженных трассах.

Второе направление заключается в численном моделировании оптимальных алгоритмов управления лазерным излучением на основе измеряемой в реальном времени информации о состоянии среды и распространяющегося в ней излучения. Здесь следует выделить несколько аспектов.

Во-первых, алгоритмы управления основаны на априорном знании параметров среды вдоль трассы и чаще всего исходят

из предположения о линейности. Нелинейность уравнений, описывающих распространение лазерного излучения, и измерение искажений в волне, рассеянной объектом, лишь в пределах приемной апертуры конечных размеров дают заведомо неполную информацию. Повысить эффективность алгоритмов управления в этом случае удастся на основе применения теории подобия.

Во-вторых, известные алгоритмы управления обладают такими характерными недостатками, как неустойчивость и недостаточное быстродействие [5]. Кроме того, в случае управления на основе апертурного зондирования в процессе передачи энергии световых пучков в нелинейных средах существенное значение приобретает поиск глобального экстремума критерия качества. Недостатки, обусловленные конструктивными особенностями алгоритмов и существенно влияющие на работу алгоритмов управления в целом, стимулируют поиск новых эффективных методов адаптивного управления.

В настоящее время насчитывается уже несколько различных вариантов градиентных алгоритмов, основанных на методе апертурного зондирования, например [6, 7]. Каждый из предлагаемых алгоритмов представляет собой лишь оптимизацию некоторой конкретной задачи посредством уже известных алгоритмов управления, но не решает проблемы в целом. Разработка способов повышения устойчивости и быстродействия градиентных алгоритмов на основе численных экспериментов поможет решить эту проблему.

И наконец, *в-третьих*, управление фазой волны осуществляется управляемым зеркалом, являющимся тем исполнительным элементом АОС, от которого, в конечном итоге, зависит эффективность всей системы. К настоящему времени уже создано множество управляемых зеркал, которые соответствуют определенным требованиям как корректоры волнового фронта и могут быть классифицированы в соответствии с многообразием проблем адаптивной оптики [8, 9]. Чтобы исправить действие турбулентности для современных крупных астрономических телескопов (диаметром 30–100 м) в видимой области спектра требуются зеркала с 10 000–100 000 актюаторов [10]. Для создания таких зеркал разрабатываются новые технологии, и весьма

актуальной становится проблема управления формой их поверхности.

В настоящее время для коррекции изображения, искажения которого вызваны флуктуациями волнового фронта световой волны в турбулентной атмосфере, наиболее эффективными являются зеркала с модальной функцией отклика. К их числу относятся пленочные, биморфные зеркала. Коллективом российских ученых была разработана и исследована АОС с замкнутой обратной связью, основанная на алгоритме фазового сопряжения и включающая в себя деформируемое биморфное зеркало [11]. Кроме того, в ГОИ (Государственный оптический институт им. С.П. Вавилова, Санкт-Петербург) ведутся эксперименты по отработке различных технологий [12] в изготовлении элементов АОС, в числе которых адаптивные зеркала, изготавливаемые из тонкой лавсановой пленки с нанесенным на нее высокоотражающим покрытием. Масса пленки составляет несколько сотен граммов при диаметре в десятки метров. Проблема управления формой поверхности такого зеркала является актуальной.

Чтобы эффективно управлять формой поверхности зеркала, необходимо, определив оптимальные параметры корректирующего зеркала, оценить его влияние на эффективность компенсации флуктуаций фазы лазерного излучения в зависимости от алгоритма управления, от числа степеней свободы зеркала, от интенсивности искажений и от характера неустойчивостей, развивающихся при распространении лазерного излучения. С этой целью при исследовании эффективности адаптивной коррекции была применена численная модель деформируемого зеркала, наиболее адекватная реальному корректирующему зеркалу с модальной функцией отклика.

На момент проведения исследований, которые легли в основу данной монографии, посредством численной модели адаптивной оптической системы, включающей в себя модель деформируемого зеркала, были уже достаточно корректно разработаны численные методы для решения задач распространения оптических волн в случайно-неоднородных средах, теплового самовоздействия мощных пучков.

Хотелось бы отметить результаты исследований, полученные В.П. Кандидовым [14–17], В.И. Шмальгаузенем [9, 18],

В.В. Воробьевым [19], В.А. Банахом [20–24], А.А. Земляновым [13, 25], В.П. Лукиным [26–32], И.А. Коняевым [30–33], Б.В. Фортесом [27–30], Ф.Ю. Каневым [30, 38, 82, 112]. Были проведены работы по созданию численных моделей основных элементов АОС, в том числе модели деформируемого зеркала [13, 30]. Модель формирования изображения в турбулентной атмосфере представлена в работе [17]. Численная модель турбулентности с учетом внешнего масштаба была разработана В.П. Лукиным и Б.В. Фортесом [27, 30]. Развитие традиционных методов коррекции было исследовано рядом авторов и опубликовано в работах [5, 34–42].

В данной монографии рассмотрен ряд проблем, посвященных повышению эффективности адаптивной коррекции, в том числе с учетом деформируемого зеркала.

Представлены результаты исследований по развитию численной модели адаптивной оптической системы путем включения модели деформируемого зеркала, а также результаты исследований эффективности алгоритмов адаптивного управления для компенсации искажений, обусловленных тепловым самовоздействием, турбулентностью, упругими деформациями зеркала.

В ходе экспериментов решались следующие группы задач:

- исследование устойчивости алгоритмов фазового сопряжения и апертурного зондирования в задаче компенсации теплового самовоздействия; повышение быстродействия алгоритмов управления, построенных на основе градиентных методов поиска экстремума целевой функции; поиск глобального экстремума целевой функции в пространстве координат управления;
- сравнение эффективности адаптивного управления деформируемым зеркалом в зависимости от числа степеней свободы зеркала; создание динамической модели зеркала для анализа качества коррекции искажений, обусловленных собственными колебаниями отражающей поверхности зеркала;
- создание алгоритмов регистрации дислокаций; анализ статистических данных по дислокациям в волновом фронте гауссова пучка; исследование влияния дислокаций на эффективность адаптивного управления лазерным излучением на основе фазового сопряжения с использованием деформируемого зеркала;

создание оптимальной модели корректора волнового фронта; определение степени зависимости статистических свойств турбулентных искажений на эффективность адаптивной коррекции атмосферной турбулентности.

Решение этих задач предполагает создание численной модели адаптивной оптической системы, включающей в себя модель деформируемого зеркала и процедуру анализа амплитудно-фазового распределения, а также имеющей в своем арсенале несколько алгоритмов управления лазерным излучением. Эта модель может быть использована в целях прогнозирования эффективности компенсации искажений, обусловленных тепловым самовоздействием, турбулентностью и собственными колебаниями отражающей поверхности деформируемого зеркала. С использованием численной модели адаптивной системы может быть осуществлен выбор оптимальных параметров корректирующего зеркала, отработаны способы, оптимизирующие известные алгоритмы управления и обеспечивающие эффективную адаптивную коррекцию.

Результаты исследований могут быть использованы в качестве рекомендаций при расчете и создании оптимальных элементов схемы и алгоритмов работы АОС.

Глава 1

ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ АДАПТИВНОЙ СИСТЕМЫ И ЕЕ ПРОГРАММНАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ

1.1. Модели распространения когерентного излучения в условиях теплового самовоздействия и в турбулентной среде

В настоящее время одним из важнейших направлений развития математического моделирования в задачах адаптивной оптики является приближение условий численного эксперимента к реальным условиям. Получены значительные результаты в построении моделей взаимодействия лазерного излучения со средой, в которых присутствуют эффекты теплового самовоздействия и эффекты, связанные со случайными флуктуациями показателя преломления, обусловленными атмосферной турбулентностью [18, 19, 28–31]. В принципе оба эти эффекта характеризуются наличием неоднородностей показателя преломления, но их математическая модель зависит от механизма возникновения каждого.

Лазерное излучение при прохождении через атмосферу поглощается атмосферными газами и аэрозолем, поглощенная энергия переходит в тепловую, меняются плотность и температура воздуха на трассе, и, как следствие, изменяются показатель преломления и оптические параметры среды распространения. Эффекты теплового самовоздействия [27, 43] присутствуют при распространении мощного излучения на протяженных атмосферных трассах, даже в условиях, когда поглощение излучения воздухом сравнительно мало, и характеризуются как самые низкопороговые среди нелинейных эффектов [18].

С увеличением мощности лазеров явление теплового самовоздействия лазерных пучков в атмосфере может стать значительным. Например, влияние теплового самовоздействия на

распространение лазерных пучков непрерывного и квазинепрерывного излучения в атмосфере является одним из наиболее сильных среди всех нелинейных эффектов [13].

Математическая постановка задачи минимизации тепловых искажений лазерных пучков в однородной слабопоглощающей среде заключается в решении системы уравнений, состоящей из параболического уравнения квазиоптики для скалярной комплексной амплитуды $E = E(\rho, z, t)$, описывающего распространение лазерного пучка:

$$2ik \frac{\partial E}{\partial z} = \Delta_{\perp} E + 2 \frac{k^2}{n_0} \frac{\partial n}{\partial T} T E, \quad (1.1)$$

и нестационарного уравнения вынужденного теплопереноса для самонаведенных возмущений температуры среды:

$$\rho_0 C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + V_x \frac{\partial T}{\partial x} + V_y \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \alpha I, \quad I = \frac{cn_0}{8\pi} E E^*, \quad (1.2)$$

где n — показатель преломления среды; n_0 , α — невозмущенные значения показателя преломления и коэффициента ослабления соответственно; I — интенсивность пучка, пропорциональная квадрату амплитуды поля; T — возмущения температуры, наведенные пучком; ρ_0 — плотность; C_p — удельная теплоемкость; V_x , V_y — проекции скорости ветра на координатные оси; $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число; λ — длина волны; $\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ —

оператор Лапласа; c — скорость распространения света в вакууме; $\rho = (x, y)$ — координаты в поперечном сечении пучка, распространяющегося в направлении оси OZ ; E^* — сопряженная комплексная амплитуда E ; t — время.

Параметр нелинейности R_0 , как основной критерий подобию системы уравнений (1.1), (1.2), определяется по средней скорости ветра V_0 :

$$R_0 = \frac{2k^2 a_0^2 \alpha I_0}{n_0 \rho_0 C_p V_0} \frac{\partial n}{\partial T}. \quad (1.3)$$

Радиус передающей апертуры a_0 является пространственным масштабом задачи в плоскости, перпендикулярной направле-

нию распространения $x' = x/a_0$, $y' = y/a_0$, а дифракционная длина $Z_d = ka_0^2$ — пространственным масштабом в направлении распространения, $z' = z/Z_d$. Время нормируется на конвективное время $\tau_v = a_0/V_x$, т.е. $t = t/\tau_v$. Начальные амплитудные и температурные профили подобны, т.е. $E' = E/E_0$, $T' = T/T_0$, где E_0 , T_0 — некоторые масштабные коэффициенты для параметров E и T ; I_0 — пиковая интенсивность, пропорциональная E_0^2 . Для упрощения записи штрихи у безразмерных переменных в уравнениях (1.1)–(1.3) опущены.

В рамках принятых приближений, чтобы описать тепловое самовоздействие, достаточно задать два параметра: безразмерную длину трассы Z , определяющуюся в дифракционных длинах Z_d , и параметр нелинейности R_0 . Световые пучки с различными параметрами длины волны, радиуса передающей апертуры, интенсивности излучения и равными значениями их безразмерных комбинаций, длины трассы и параметра нелинейности будут проходить через одни и те же искажения согласно теории подобия [5].

Суть теории подобия состоит в том, что система уравнений (1.1) и (1.2) приводится к безразмерному виду так, чтобы число независимых безразмерных параметров было минимальным, и два процесса распространения пучков в случайно-неоднородной среде считаются подобными, если для них подобны начальные распределения амплитуд и совпадают соответствующие безразмерные параметры. Это позволяет определять оптимальные параметры пучка не только в конечной точке, но и вдоль всей трассы, например когда искажения лазерных пучков в атмосфере минимальны. Уравнения (1.1), (1.2) записаны в предположении, что среда является слабопоглощающей и не замутнена аэрозолем.

Для численного исследования распространения лазерного излучения в нелинейной среде применяется подход, называемый методом расщепления по физическим параметрам с использованием алгоритма быстрого преобразования Фурье (БПФ) [18]. При распространении лазерного излучения по трассе длиной Z осуществляется деление ее на слои толщиной Δz .

Слой толщиной Δz , в свою очередь, представляется последовательностью из сосредоточенной нелинейности со случайным полем показателя преломления, вызванным нелинейностью среды. Случайное поле определяется из материального уравнения на участке свободной дифракции, при этом толщина слоя Δz должна быть меньше дифракционной длины для наименьшего пространственного масштаба.

Учитывая, что наведенные пучком возмущения показателя преломления связаны с изменением температуры:

$$n = n_0 + T \frac{\partial n}{\partial T},$$

где T определяется из уравнения (1.2), решение параболического волнового уравнения (1.1), соответствующее распространению световой волны из плоскости z_m в плоскость z_{m+1} , имеет вид

$$E(\rho, z_{m+1}) = \exp \left[-\frac{i}{2k} \left(\Delta z \nabla_{\perp}^2 + 2k^2 \int_{z_m}^{z_{m+1}} \delta n dz \right) \right] E(\rho, z_m), \quad (1.4)$$

где первое слагаемое $\exp[-(i\Delta z/2k)\nabla_{\perp}^2]$ соответствует решению задачи свободной дифракции, а второе $\exp(-ik \int_{z_m}^{z_{m+1}} \delta n dz)$ является решением задачи рефракции волн; δn — изменение показателя преломления [27].

В задаче коррекции теплового самовоздействия использовались безразмерные параметры. Например, рассматривалось распространение гауссова пучка радиусом $a_0 = 10$ см на трассе длиной $Z = 0,5ka_0^2$ (для инфракрасного излучения с длиной волны $\lambda = 10,6$ мкм длина трассы Z составляет примерно 3 км). Параметр нелинейности определялся средней скоростью движения среды V_0 и варьировался в диапазоне $-10 \leq R_0 \leq 100$, что перекрывает область наиболее интересных сценариев распространения.

Численное решение рассчитывалось на сетке размером $10a_0$, которая может содержать от 32×32 до 512×512 узлов. Параметры, характеризующие изменения в поперечном направлении, нормировались на радиус передающей апертуры a_0 , параметры, характеризующие изменения в продольном направлении, — на дифракционную длину Z_d . Все процессы представлены во времени, нормированном на конвективное время τ_c .

Помимо теплового самовоздействия рассматривалось влияние турбулентности. При этом исследовалась фазовая коррекция лазерных пучков, распространяющихся в турбулентной среде, которая заключается в устранении искажений, возникающих в результате взаимодействия пучка с турбулентной атмосферой. Турбулентная атмосфера в ряде работ [26, 30, 31, 44] представляется как случайно-неоднородная среда, обладающая большим числом пространственных неоднородностей, которые характеризуются широким диапазоном пространственных масштабов показателя преломления. Флуктуации показателя преломления являются одним из наиболее существенных факторов, оказывающих влияние на распространение лазерного пучка, и принимаются во внимание при создании численной модели.

Как правило, описание турбулентности включает в рассмотрение неоднородности с пространственными масштабами из интервала, верхняя граница (внешний масштаб) которого значительно превышает размер пучка и определяется расстояниями, на которых еще сохраняется корреляция между флуктуациями показателя преломления. Нижняя граница интервала (внутренний масштаб) соответствует наименьшему размеру неоднородностей, т.е. имеет порядок 1–10 мм.

Численная модель турбулентности подчинена закону «двух третей» для структурной функции флуктуаций показателя преломления $D_n(\rho)$:

$$D_n(\rho) = C_n^2 \rho^{2/3}, \quad (1.5)$$

где $\rho = |\mathbf{r}|$, $\mathbf{r} = (x, y)$ — координаты в поперечном сечении пучка; C_n^2 — структурная постоянная флуктуаций показателя преломления.

Эффекты, связанные с внешним и внутренним масштабами неоднородностей, отражены в модели спектра фон Кармана [30] для спектральной плотности флуктуаций показателя преломления атмосферы, которая была использована при создании численной модели турбулентности:

$$\Phi_n(x) = 0,489 r_0^{-5/3} (x_0^2 + x^2)^{-11/6} \exp(-x^2/x_m^2); \quad (1.6)$$

$$x_m = 5,92/l_0, \quad x_0 = 2\pi/L_0.$$

Представленная модель содержит набор неоднородностей с пространственными масштабами из интервала с верхней L_0 (внешний масштаб) и нижней l_0 (внутренний масштаб) границами. Длина трассы составляет $L = 0,5Z_d = 0,5ka_0^2$. Поперечный размер неоднородностей, в котором еще сохраняется когерентность излучения, или, точнее, где сохраняются устойчивые фазовые соотношения между пространственно разнесенными точками, задается длиной когерентности или радиусом Фрида r_0 , вычисляемым по формуле $r_0 = 1,68(C_n^2 k^2 L)^{-3/5}$.

Радиус Фрида r_0 определяется длиной волны излучения, длиной трассы, зенитным углом наблюдения, а также состоянием атмосферы. От этих же параметров зависят фазовые флуктуации. Дисперсия фазовых флуктуаций выражается формулой Фрида $\sigma^2 = 1,013(D/r_0)^{5/3}$, где D — диаметр апертуры, и может существенно превышать 2π рад [46].

Фазовые флуктуации приводят к флуктуациям интенсивности, которые по своему характеру подразделяются на две области: область слабых и область сильных флуктуаций. Статистические свойства волны характеризуются индексом мерцаний β : $\beta^2 = \langle I^2 \rangle / \langle I \rangle^2 - 1$, где скобки $\langle \dots \rangle$ означают статистическое усреднение. В области слабых флуктуаций индекс мерцаний β монотонно возрастает при увеличении длины трассы Z либо структурной постоянной C_n^2 турбулентной атмосферы. В области сильных флуктуаций, когда $Z \rightarrow \infty$, либо $C_n^2 \rightarrow \infty$, индекс

мерцаний β стремится к предельному значению ($\beta^2 \rightarrow 1$), т.е. происходит насыщение флуктуаций интенсивности.

Численное исследование распространения лазерного пучка в случайно-неоднородной среде методом расщепления по физическим параметрам сводится к генерированию реализаций случайных фазовых экранов. Таким образом, математическое представление турбулентности — это один или несколько случайных двумерных фазовых экранов, описывающих искажения волнового фронта при распространении пучка через атмосферу в предположении, что неоднородности показателя преломления сами по себе неизменны, а изменение неоднородностей является следствием их движения поперек пучка со скоростью воздушного потока.

Численные эксперименты по коррекции турбулентных искажений лазерных пучков выполнялись решением параболического уравнения квазиоптики, описывающего распространение лазерного пучка с комплексной амплитудой $E = E(\rho, z, t)$:

$$2ik \frac{\partial E}{\partial z} = \Delta_{\perp} E + 2k^2 \tilde{n}(x, y) E, \quad (1.7)$$

где $\tilde{n}(x, y)$ — случайное поле флуктуаций показателя преломления, связанное с турбулентной атмосферой, описанной системой уравнений (1.6); z — направление распространения. При решении уравнения (1.7) продольная координата нормируется на дифракционную длину Z_d , а поперечные координаты — на начальный радиус пучка a_0 .

Обычно набор неоднородностей показателя преломления выбирался из интервала с верхней границей $L_0 = 10$ м и нижней — $l_0 = 1$ мм. Искажения, вносимые моделью турбулентности, накладывались на фазу пучка. Интенсивность искажений волнового фронта характеризовалась радиусом Фрида r_0 , значения которого изменялись в диапазоне 1–10 см. В численных экспериментах по коррекции турбулентных искажений параметр r_0 нормировался на шаг расчетной сетки, соответствующий $10a_0$. Структурная постоянная C_n^2 характеризует «силу»

турбулентности, и в численных экспериментах с вышеперечисленными параметрами для плоской волны соответствует $2,25 \cdot 10^{-12} r_0^{-5/3} \text{ см}^{-2/3}$, а с учетом внешнего масштаба — $1,84 \cdot 10^{-13} (L_0/r_0)^{5/3} \text{ см}^{-2/3}$.

В приближении к реальной атмосфере присутствует совместное влияние и атмосферной турбулентности, и теплового самовоздействия на распространение лазерного пучка [14, 15]. Турбулентность оказывает влияние на самовоздействие посредством двух механизмов: во-первых, флуктуации скорости ветра способствуют изменению градиента средней температуры, что влияет на линейную рефракцию и самофокусировку пучка; во-вторых, турбулентные флуктуации температуры, вызывая рассеяние и флуктуации интенсивности, приводят к расширению пучка и проявлению дополнительных тепловых неоднородностей показателя преломления.

Физический механизм теплового самовоздействия может быть представлен следующим образом. Поглощение лазерного пучка на трассе распространения приводит к нагреву среды и уменьшению плотности воздуха, что вызывает уменьшение показателя преломления в канале распространения, а следовательно, ведет к дефокусировке излучения, что значительно ограничивает мощность, передаваемую в нелинейной среде.

Исследования по коррекции теплового самовоздействия с учетом турбулентных флуктуаций возможны лишь в лабораторных и натурных экспериментах [45–47], тогда как аналитические методы расчета турбулентных искажений вместе с тепловыми пока недостаточно разработаны. В данной монографии коррекция нелинейных искажений и коррекция турбулентности рассматриваются в разных задачах. Действие адаптивной оптической системы (АОС) по коррекции фазовых искажений должно совершаться в реальном времени и быстрее, чем произойдет изменение фазы, в частности для компенсации атмосферной турбулентности действие АОС должно совершаться в течение нескольких миллисекунд.

1.2. Динамическая и статическая модели адаптивного зеркала

Активным элементом АОС, от которого, в конечном итоге, зависит эффективность всей системы в целом, является управляемое зеркало [18, 26, 48]. Для коррекции изображения, искажения которого вызваны флуктуациями волнового фронта световой волны в турбулентной атмосфере, наиболее перспективными считаются зеркала, состоящие из деформируемой отражающей пластины и дискретных приводов, действующих по нормали к поверхности. Их конструкция позволяет осуществлять охлаждение и контроль поверхности в процессе работы.

Особенностью зеркал с непрерывной поверхностью является наличие взаимодействия между соседними точками деформируемой поверхности, которое задается модальной функцией отклика, имеющей характерную колоколообразную форму. Амплитуда перемещений поверхности определяется не только динамическим диапазоном привода, но и упругими свойствами отражающей пластины, ее толщиной, расстоянием между точками крепления приводов [49]. Все эти факторы учитываются при построении численной модели деформируемого зеркала.

За основу численной модели деформируемого зеркала берется приближение тонкой пластины с наложенным на него условием, которое заключается в том, что поперечный прогиб зеркала $W(x, y, t)$ много меньше его толщины h :

$$\max_{x, y, t} |W(x, y, t)| \ll h. \quad (1.8)$$

Деформированное состояние пластины соответствует прогибу ее срединной части, совпадающему с прогибом отражающей поверхности $W(x, y, t)$.

Для однородной изотропной пластины постоянной толщины потенциальная энергия упругих деформаций пластины, возникающих при ее изгибе [50], имеет вид

$$U = \frac{1}{2} D \iint_S \left\{ \left(\frac{\partial^2 W}{\partial x^2} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 W}{\partial y^2} \right)^2 + 2\nu \frac{\partial^2 W}{\partial x^2} \frac{\partial^2 W}{\partial y^2} + 2(1-\nu) \left(\frac{\partial^2 W}{\partial x \partial y} \right)^2 \right\} dx dy, \quad (1.9)$$

где $D = \frac{E_y h^3}{12(1-\nu^2)}$ — изгибная (цилиндрическая) жесткость; ν — коэффициент Пуассона (отношение поперечного расширения к продольному сжатию); E_y — модуль Юнга (упругости); S — площадь пластины. Кинетическая энергия пластины записывается как

$$T = \frac{1}{2} \rho h \iint_S \dot{W}^2(x, y, t) dx dy, \quad (1.10)$$

где ρ — плотность; $\dot{W}(x, y, t)$ — производная поперечного прогиба отражающей поверхности по времени. При малых колебаниях упругого тела без учета трения минимизируется функционал

$$S(W) = \int_{t_1}^{t_2} (T - U) dt, \quad (1.11)$$

где T и U — кинетическая и потенциальная энергии поля в замкнутой области Ω .

Для решения этого уравнения целесообразно построить расчетную схему по методу конечных элементов [14]. Согласно этому методу отражающая поверхность условно разбивается на квадраты размером a , связанные между собой в узлах (рис. 1.1) и называемые конечными элементами.

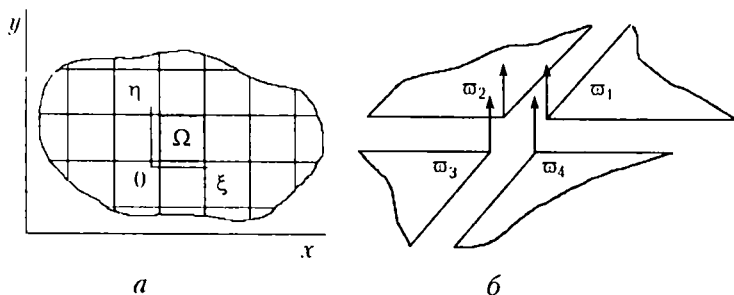


Рис. 1.1. Некоторая замкнутая область Ω , разбитая на квадраты (а), связанные между собой в узлах (б)

Конечный элемент представляет собой некоторую модель с системой локальных координат (ξ, η) , его прогиб задается линейной формой конечного числа базисных функций $\Psi(\xi, \eta)$:

$$\Psi(\xi, \eta) = \{1, \xi, \eta, \xi^2, \xi\eta, \eta^2, \xi^3, \xi^2\eta, \xi\eta^2, \eta^3, \xi^3\eta, \xi\eta^3\}, \quad (1.12)$$

где $\xi = x/a$, $\eta = y/a$, x, y — локальные координаты в системе, связанной с центром элемента.

В качестве обобщенных координат элемента для каждого из узлов задаются три величины: смещение ω , и два угла на клона относительно осей локальной системы координат:

$$\varphi_i = \frac{\partial W'}{\partial x}, \quad \vartheta_i = \frac{\partial W'}{\partial y},$$

где $i = 1, 2, 3, 4$ — номер узла.

Таким образом, прогиб элемента имеет вид

$$W(\xi, \eta, t) = \Psi(\xi, \eta)[d]q(t), \quad (1.13)$$

где $q = \{\omega, \varphi, \vartheta\}$ — вектор обобщенных координат элемента; $\omega = \{\omega_1, \omega_2, \omega_3, \omega_4\}$ — поперечные смещения; $\varphi = \{\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \varphi_4\}$; $\vartheta = \{\vartheta_1, \vartheta_2, \vartheta_3, \vartheta_4\}$ — углы наклона; $[d]$ — матрица перехода от декартовых координат к обобщенным координатам. Вектор обобщенных координат q сопряжен с вектором обобщенных узловых сил

$$Q = \{P, N, T\},$$

где $P = \{P_1, P_2, P_3, P_4\}$ — вектор поперечных сил; $N = \{N_1, N_2, N_3, N_4\}$, $T = \{T_1, T_2, T_3, T_4\}$ — векторы изгибающих моментов.

Введение выражения прогиба элемента в виде линейной формы (1.13) в выражение потенциальной энергии упругих деформаций пластины (1.9) дает потенциальную энергию деформированного элемента:

$$U = \frac{1}{2} q^T [k] q, \quad (1.14)$$

где $[k]$ — матрица жесткости элемента; $\mathbf{q}^T$ — представление столбца $\mathbf{q}$ в виде строки.

Использование усеченной системы базисных функций $\chi(\xi, \eta) = \{1, \xi, \eta, \xi\eta\}$ формирует матрицу инерции, которая описывает кинетическую энергию элемента. Выражение $\omega(\xi, \eta, t) = \chi(\xi, \eta)[d]\mathbf{q}(t)$ позволяет вычислить силы инерции и полностью определяется поперечными смещениями узловых точек. Таким образом, кинетическая энергия элемента имеет вид

$$T = \frac{1}{2} \dot{\mathbf{q}}^T [m] \dot{\mathbf{q}}, \quad (1.15)$$

где $[m]$ — матрица инерции элемента.

Вектор обобщенных координат связан с вектором обобщенных узловых сил уравнением, выражающим принцип виртуальных перемещений, согласно которому сумма работ всех приложенных нагрузок на некотором виртуальном перемещении равна нулю:

$$[m]\ddot{\mathbf{q}} + [k]\mathbf{q} - \mathbf{Q}_f = 0, \quad (1.16)$$

где $\mathbf{Q}_f$ — вектор внешних сил, приложенных к узлам элемента. Для общих узлов соседних элементов следует сформулировать условия сопряжения таким образом, чтобы они содержали в себе требования гладкости формы перемещений для модели упругого зеркала и требования уравновешенности всех узловых сил. Для узлов, лежащих на контуре, необходимо записать граничные условия. Учет условий сопряжения и граничных условий позволяет записать матричное уравнение движения модели упругого зеркала под действием внешних сил $\mathbf{Q}_\Sigma$:

$$[M]\ddot{\mathbf{q}}_\Sigma + [K]\mathbf{q}_\Sigma = \mathbf{Q}_\Sigma, \quad (1.17)$$

где $[M]$, $[K]$ — матрицы инерции и жесткости модели упругого зеркала соответственно.

Учитывая структуру матрицы инерции $[M]$ и полагая, что на модель упругого зеркала действуют только поперечные силы $\mathbf{P}_\Sigma$, можно значительно понизить порядок матричного уравне-

ния (1.17), разбив компоненты вектора обобщенных координат q_Σ на две группы: динамические ω_Σ и кинематические $q_c = \{\varphi_\Sigma, \vartheta_\Sigma\}$ переменные.

Таким образом, $q_\Sigma = \{\omega_\Sigma, q_c\}$. Аналогично $Q_\Sigma = \{P_\Sigma, Q_c\}$, причем $Q_c = 0$. Исключение кинематических переменных q_c путем несложных алгебраических преобразований дает дифференциальное уравнение второго порядка:

$$[\tilde{M}]\ddot{W}_\Sigma + [\tilde{K}]W_\Sigma = P_\Sigma, \quad (1.18)$$

где $[\tilde{M}]$ — часть матрицы инерции, связывающая поперечные силы и поперечные смещения; $[\tilde{K}]$ — редуцированная матрица жесткости. В результате этого порядок уравнения становится равным числу свободных узлов модели упругого зеркала.

Уравнение (1.18) описывает статические деформации зеркала, не принимая во внимание переходные процессы, обусловленные колебаниями упругого зеркала. Чтобы их учесть, следует решать дифференциальное уравнение, включающее в себя матрицу затухания колебаний:

$$[M]\ddot{W}_\Sigma + [G]\dot{W}_\Sigma + [K]W_\Sigma = P_\Sigma, \quad (1.19)$$

где $[M]$, $[G]$, $[K]$ — матрицы масс, затухания колебаний и жесткости для модели упругого зеркала соответственно; P_Σ — вектор внешних сил, приложенных в точках закрепления актюаторов; W_Σ — вектор смещений отражающей поверхности упругого зеркала в узлах расчетной сетки.

Система уравнений (1.19) решается методом Рунге—Кутты четвертого порядка точности [51]. В результате получается динамическое поле поперечных смещений узлов модели упругого зеркала, описывающее движение упругого зеркала под действием заданных поперечных сил. Для определения смещений упругого зеркала в узлах более мелкой «оптической» сетки используется интерполяция, например сплайновая.

На основе представленного выше метода были построены модели следующих зеркал: статическая и динамическая.

Статическая модель зеркала характеризуется деформируемой системой поперечных сил, приложенных в точках размещения актюаторов, число которых варьируется от 9 до 289. Модель также позволяет изменить конфигурацию расположения актюаторов, оценить точность воспроизведения фазового профиля. В основе моделирования статической модели зеркала лежит решение уравнения (1.18).

Динамическая модель зеркала, деформируемого совокупностью поперечных сил, представляет деформации зеркала как результат решения уравнения (1.19). Поле поперечных смещений описывает движение деформируемого зеркала под действием заданных поперечных сил во времени. Данная модель позволяет оценить влияние переходных процессов, возникающих при деформациях поверхности, на сходимость и быстродействие алгоритмов управления адаптивной системой.

Уравнения (1.18) и (1.19), описывающие деформации гибкого зеркала, включают в себя матрицу жесткости, отражающую форму гибкого зеркала под влиянием заданных поперечных сил, приложенных в точках расположения управляющих элементов или актюаторов. Актюаторы размещаются на сетке, как минимум через один узел, что позволяет рассчитать функцию отклика.

Проблема при построении численной модели деформируемого зеркала заключается в том, что для расчета матрицы жесткости применяется стандартная процедура обращения матрицы, выполняемая на основе методов последовательных приближений и накладывающая ограничения на размерность обрабатываемой матрицы, а следовательно, и на количество задаваемых актюаторов, ограничивая его числом 25.

Редуцирование матрицы жесткости позволяет увеличить ее размерность до 169×169 , что существенно сокращает время расчета модели зеркала. С помощью редуцированной матрицы жесткости можно рассчитать поле поперечных смещений в узлах гибкого зеркала для числа актюаторов, не превышающего 81.

С целью дальнейшего увеличения числа степеней свободы в модели деформируемого зеркала на основе решения уравнения (1.18) представлен еще один способ, повышающий размерность матрицы жесткости без изменения расчетной схемы. Этот

способ основан на экстраполивании матрицы жесткости, согласно которому деформация представлена как суперпозиция функций отклика и получена на основе численного моделирования, а не в эксперименте [52].

Матрица жесткости размерностью $(n^2 \times n^2)$ представляет собой совокупность из n одинаковых блоков (матриц) размерностью $(n \times n)$. Количество блоков совпадает с числом степеней свободы зеркала. Данной матрице соответствует модель деформируемого зеркала с числом актюаторов, равным $(n/2 + 1)^2$. Каждый i -й блок является функцией отклика данного актюатора на воздействие заданной поперечной силы P_i :

$$f(x_i, y_i) = \exp\left(-\frac{(x_i - x_{0i})^2 + (y_i - y_{0i})^2}{\varpi_0^2}\right),$$

где ϖ_0 — ширина функций отклика. В численной модели деформируемого зеркала ширина функций отклика зависит от шага расчетной сетки и размерности матрицы жесткости.

Если экстраполировать функцию отклика каждого блока таким образом, чтобы увеличивать размерность каждого блока, например от $(n \times n)$ до $(n + 4) \times (n + 4)$, то можно из матрицы жесткости размерностью $(n^2 \times n^2)$ получить матрицу жесткости размерностью $(n + 4)^2 \times (n + 4)^2$ и построить модель деформируемого зеркала с числом актюаторов, равным $((n + 4)/2 + 1)^2$. Аналогичным образом можно довести число актюаторов до 289 для матрицы жесткости размерностью 1089×1089 , состоящей из 33 блоков размерностью 33×33 каждый. Этим числом ограничиваются возможности данной программы, моделирующей деформируемое зеркало. В табл. 1.1 представлены соотношения размерности матрицы жесткости, размерности расчетной сетки, в узлах которой размещаются актюаторы, количества актюаторов в случае «крестообразной» конфигурации и максимально возможного в численной модели числа актюаторов.

Тем не менее 289 сервоприводов все еще недостаточно для решения многих задач адаптивной оптики, особенно в области астрономии.

Таблица 1.1

Размерность матрицы жесткости ($n^2 \times n^2$)	Размерность сетки ($n \times n$)	Число степеней свободы для «крестообразной» конфигурации n	Полное число степеней свободы ($n/2 + 1$) ²
25 × 25	5 × 5	5	9
81 × 81	9 × 9	9	25
169 × 169	13 × 13	13	49
289 × 289	17 × 17	17	81
441 × 441	21 × 21	21	121
625 × 625	25 × 25	25	169
841 × 841	29 × 29	29	225
1089 × 1089	33 × 33	33	289

Другой способ, позволяющий повысить размерность матрицы жесткости, основан на изменении расчетной схемы. Значения управляющих воздействий, аппроксимирующих форму зеркала с минимальной квадратической ошибкой, определяются на основе метода наименьших квадратов, согласно которому минимизируется функционал

$$\Phi(x, y) = |\varphi - \mathbf{W}|^2 = \sum_{i=1}^{N_{\Sigma}} (\varphi_i - W_i)^2. \quad (1.20)$$

Воспроизводимая фаза φ и прогиб зеркала $\mathbf{W}$ имеют вид векторов $\varphi = \{\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_{N_{\Sigma}}\}$, $\mathbf{W} = \{W_1, W_2, \dots, W_{N_{\Sigma}}\}$, где $N_{\Sigma} = N^2$ — полное число узлов сетки в плоскости XOY . Прогиб зеркала $\mathbf{W}$ выражается через матрицу жесткости $[K]$:

$$\mathbf{W} = [K]^{-1} \mathbf{P}, \quad (1.21)$$

где $\mathbf{P} = \{P_1, P_2, \dots, P_m\}$ — вектор управляющих сил, приложенных в узлах размещения актюаторов, его размерность $m = (N/2 + 1)^2$ является числом координат управления. Подстановка выражения (1.21) в (1.20) дает соотношение

$$\sum_{j=1}^m \chi_{lj} P_j = d_l(\varphi), \quad l = 1, 2, \dots, m. \quad (1.22)$$

Элементы χ_{lj} матрицы жесткости $[K]$ размерностью $(m \times m)$ вычисляются один раз с учетом конкретной конфигурации закрепления актюаторов и используются в дальнейшем без изменения. Компоненты d_l размерностью m зависят от значений аппроксимируемой функции и вычисляются каждый раз при решении уравнения (1.22). Значения управляющих воздействий P_j , обеспечивающих форму зеркала с минимальной квадратической ошибкой, определяются при решении уравнения (1.22).

Еще один способ, позволяющий повысить размерность матрицы жесткости, заключается в замещении операции обращения матрицы жесткости операцией ортогонализации по методу Грама—Шмидта [51]. Согласно этому методу строки матрицы K преобразуются таким образом, что матрица K трансформируется в ортогональную матрицу R , которая обладает свойствами

$$R^{-1} = R^T. \quad (1.23)$$

Матрицы K и R имеют один и те же ранг и определитель и представляют один тот же линейный оператор в одном и том же базисе координат.

Чтобы сформировать ортогональную матрицу R , строится вспомогательная матрица Q , элементами первой строки которой являются элементы матрицы K , т.е.

$$q_{0j} = k_{0j}, \quad (1.24)$$

где $j = 0, 1, \dots, m$.

Первая строка матрицы R образуется делением элементов первой строки матрицы K на норму $\|Q_0\| = \sum_{j=0}^m k_{0j}k_{0j}$:

$$r_{0j} = k_{0j} / \|Q_0\|. \quad (1.25)$$

Далее вычисляются скалярные произведения текущей строки исходной матрицы и всех вычисленных на предыдущих шагах строк ортогональной матрицы:

$$(R_k K_i) = \sum_{j=0}^m r_{kj} k_{ij}. \quad (1.26)$$

Из текущей строки матрицы K вычитаются предыдущие строки матрицы R , умноженные на соответствующие скалярные произведения, и получаются текущие строки вспомогательной матрицы:

$$q_{ij} = k_{ij} - r_{kj}(R_k K_i) \quad (1.27)$$

и текущие строки ортогональной матрицы:

$$r_{ij} = \frac{k_{ij} - r_{kj}(R_k K_i)}{\|Q_i\|}. \quad (1.28)$$

Таким образом, прогиб зеркала W вычисляется по формуле

$$W = R^T P, \quad (1.29)$$

где R – матрица жесткости, преобразованная ортогонализацией матрицы K (1.21).

Следует заметить, что увеличение числа актюаторов в численной модели зеркала, требующее дополнительных вычислений, ведет к росту погрешностей в расчетах.

1.3. Программная реализация модели адаптивной системы

Типичная адаптивная система состоит из следующих блоков (рис. 1.2): элемент генерации сигналов управления (компьютер с программой алгоритма и соответствующая электрическая схема) 5, элемент формирования фазы (обычно это зеркало), рассчитанный на основе алгоритма управления 2, оптический тракт (пучок, распространяющийся в атмосфере) 1, 3, 4, цепь обратной связи 6.

Реализация численной модели адаптивной системы представляет собой программное приложение, составленное из нескольких независимых программных модулей, оформленных в виде исполняемых программ. Связь между программами и обмен данными были выполнены на основе СОМ-технологии (Component Object Model), которая обеспечивает устойчивость приложения в целом и автономность каждого модуля. Сбой одного из модулей не приводит к сбою всего приложения, ошибки при распределении памяти в одной из программ

не влияют на работу остальных программ, так как каждая из них работает в отдельном адресном пространстве.

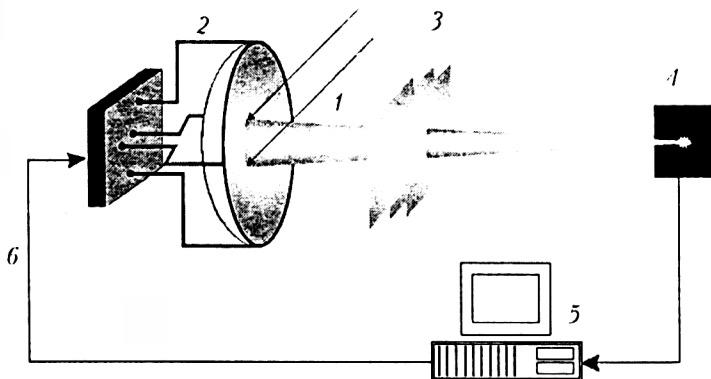


Рис. 1.2. Модель адаптивной оптической системы: 1 – лазерный пучок; 2 – деформируемое зеркало; 3 – искажающая оптическая неоднородность; 4 – плоскость фокусировки; 5 – устройство формирования сигналов управления; 6 – цепь обратной связи

Рассматриваемое приложение состоит из трех программ: программы, моделирующей распространение гауссова пучка в турбулентной атмосфере (AOS), программы, анализирующей амплитудно-фазовое распределение (Dsl), и программы, моделирующей деформации адаптивного зеркала (FlexMir). Реализация связей между программами показана на рис. 1.3.

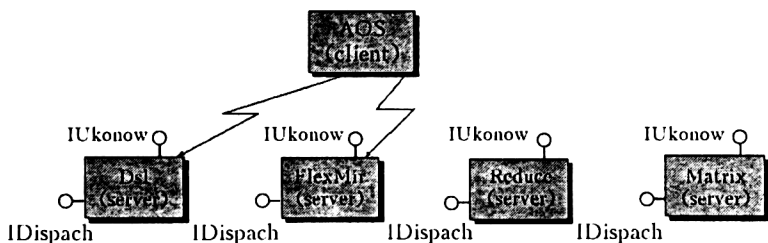


Рис. 1.3. Схема программной реализации модели адаптивной системы на основе COM-технологии

В данном приложении AOS является клиентом, который инициализирует программы Dsl и FlexMir через интерфейс

автоматизации IDispatch. При этом в Dsl передаются распределения амплитуды и фазы и указатель алгоритма, по которому выполняется вычисление дислокаций. После обработки полученных данных Dsl выдает количество особых точек, зарегистрированных в пучке.

В блоке Matrix рассчитывается матрица жесткости заданной размерности в соответствии с выбранной конфигурацией актюаторов, которая затем считывается программой Reduce. Редуцирование означает понижение размерности матрицы жесткости согласно условию, что на модель действуют только поперечные силы, и информации об отсутствии воздействия на модель зеркала внешних сил в точках, где актюаторы отсутствуют. Таким образом, чем меньше актюаторов будет задано на модели, тем меньшую размерность будет иметь редуцированная матрица.

Программа FlexMir формирует модель деформируемого зеркала следующим образом: в точках размещения актюаторов приложены управляющие воздействия, равные поперечному смещению актюаторов, которые образуют динамическое поле поперечных смещений в узлах модели деформируемого зеркала. Поле поперечных смещений описывает движение деформируемого зеркала под действием заданных поперечных сил. Для определения смещений деформируемого зеркала в узлах более мелкой «оптической» сетки применяется сплайновая интерполяция. В AOS возвращается вычисленный профиль адаптивного зеркала.

Программа AOS является основным программным модулем, входящим в распределенное приложение. В нем моделируется распространение лазерного излучения в турбулентной атмосфере и в условиях теплового самовоздействия. Программа была разработана для проведения исследований эффективности алгоритмов адаптивного управления для компенсации искажений, обусловленных тепловым самовоздействием, турбулентностью, упругими деформациями зеркала, с целью прогнозирования эффективности компенсации на основе выбора оптимальных параметров корректирующего зеркала и способов, оптимизирующих известные алгоритмы управления и обеспечивающих эффективность адаптивной коррекции.

Глава 2

КОРРЕКЦИЯ ТЕПЛОВОГО САМОВОЗДЕЙСТВИЯ. ОСОБЕННОСТИ УПРАВЛЕНИЯ ПРИ НАЛИЧИИ ЛОКАЛЬНЫХ ЭКСТРЕМУМОВ

2.1. Распространение лазерного излучения в условиях самовоздействия и алгоритмы коррекции тепловых искажений

Известно, что при распространении лазерных пучков в атмосфере за счет молекулярного поглощения световой энергии на трассе распространения происходит нагрев среды, в результате которого изменяются параметры пучка (пучок дефокусируется, изменяется форма его поперечного сечения, происходит отклонение от прямолинейного распространения), что в конце концов ведет к потере мощности лазерного излучения. Это явление, называемое тепловым самовоздействием [43, 53], играет роль тепловой линзы на трассе распространения.

В 90-е гг. был выполнен ряд экспериментов по регистрации параметров лазерных пучков, распространяющихся в условиях теплового самовоздействия. Так, в работе [47] была дана оценка влияния вынужденной конвекции на характер искажений излучения. Исследованию распространения мощного пучка на трассе, сформированной двумя различными участками, были посвящены работы [21, 22, 54]. На первом участке, до входа в атмосферу, излучение проходило в области, где поток среды формировался только за счет самонаведенной конвекции, второй отрезок являлся атмосферной трассой. Показано, что при малой мощности излучения вклад в суммарные искажения от участков трассы со свободной и вынужденной конвекцией приблизительно одинаков, при увеличении мощности и наличии ветра искажения в большей степени обусловлены наличием участка вынужденной конвекции.

В последние десятилетия XX в. большое внимание уделялось проблеме коррекции тепловых искажений. Было проведено несколько успешных лабораторных экспериментов по компенсации самовоздействия [55, 56]. В результате фазового управления пучком [55] интенсивность излучения в плоскости наблюдения удалось увеличить в 2–4 раза. Эксперименты сопровождались теоретическими исследованиями. Дальнейшее развитие методов коррекции проведено в работах [57, 58]. Проанализированы возможности снижения искажающих факторов посредством выбора параметров излучения [3].

Экспериментально [59] и теоретически [5, 33, 60, 61] показано, что если мощность излучения превышает некоторое значение, то в результате управления на основе фазового сопряжения невозможно получить устойчивое увеличение концентрации светового поля, в плоскости наблюдения возникают незатухающие осцилляции параметров пучка и, таким образом, усредненные характеристики излучения снижаются и эффективность компенсации искажений падает.

Для подавления осцилляций авторы [62] теоретически обосновывают факт, что уменьшение числа степеней свободы корректора ведет к повышению стабильности фазового сопряжения. Но, с другой стороны, снижение числа координат управления ведет к уменьшению эффективности коррекции.

В одной из первых работ по распространению лазерного пучка [43] было отмечено, что компенсация нелинейных искажений лазерного излучения, выполняемая на основе алгоритма фазового сопряжения, является неустойчивой. Авторы отмечают, что, начиная с некоторого значения пороговой мощности, применение алгоритма приводит к росту расходимости корректируемого пучка и это не позволяет существенно увеличить концентрацию светового поля в плоскости наблюдения. Но, наряду с расходимостью, наблюдается нестабильность колебательного характера [5, 31, 32], т.е. осцилляции параметров излучения. Механизм развития осцилляций описан в работе [27]. Авторы полагают, что развитие автоколебательного режима объясняется размыканием петли обратной связи в адаптивной системе. «Сильная» дефокусирующая «линза» на трассе приводит к обрыву связи и уменьшению концентрации поля на

объекте фокусировки. С течением времени локальная «тепловая линза» перемещается в направлении ветра, и после ее выхода за пределы пучка обратная связь восстанавливается, параметры излучения в плоскости наблюдения возрастают.

Методы коррекции тепловых искажений [31, 34, 35, 40] развиваются в основном по двум направлениям. Первое направление ориентировано на оптимизацию параметров лазерного источника: длины волны, формы и длительности импульса, размеров апертуры, амплитудно-фазового распределения в сечении пучка на основе априорной информации о состоянии среды и распространяющегося в ней излучения. Второе направлено на адаптивное управление параметрами лазерного источника на основе измеряемой информации о состоянии среды и распространяющегося в ней излучения.

Адаптивное управление использует методы обращения волнового фронта, методы фазового сопряжения, в основе которых лежит принцип обратимости оптических лучей, а также методы апертурного зондирования, основанные на максимизации некоторых функционалов, характеризующих качество фокусировки излучения. Управление на основе методов фазового сопряжения достаточно точно фокусирует излучение в случаях точечной мишени, линейной среды и сравнительно коротких трасс, когда дифракционными эффектами можно пренебречь. Для протяженного объекта алгоритм фазового сопряжения становится итерационным, и, таким образом, методы фазового сопряжения являются типичными градиентными методами оптимизации интерференционного критерия качества.

Нелинейность среды увеличивает время переходного процесса «среда—пучок», что ведет к расходимости алгоритма фазового сопряжения. Для улучшения сходимости имеет смысл использовать модифицированный алгоритм [5], который способен обеспечить более высокую устойчивость коррекции искажений в нелинейной среде по сравнению с обычным фазовым сопряжением. Алгоритм модификации фазового сопряжения замечателен тем, что фаза прямой волны лишь частично заменена сопряженной фазой отраженной волны:

$$U(x, y, t) = (1 - \alpha)U(x, y, t - \tau_d) - \alpha\varphi(x, y, t), \quad (2.1)$$

где $U(x, y, t)$ — фазовый профиль пучка в момент времени t ; $\varphi(x, y, t)$ — фаза отраженной от объекта волны; τ_d — время между итерациями; α — некоторый положительный коэффициент, не превышающий единицы.

В условиях нелинейной среды оказывается более предпочтительным алгоритм, построенный на методе апертурного зондирования [18]. В нем заложен принципиально другой метод организации управления, согласно которому изменение координат управления $\mathbf{U} = \{U_1, U_2, \dots, U_N\}$ выполняется по формуле:

$$U(x, y, t) = U(x, y, t - \tau_d) + \alpha(t - \tau_d) \text{grad} J(x, y, z_0, t - \tau_d). \quad (2.2)$$

Выбирается критерий качества J , который можно измерить непосредственно в процессе работы. Затем в волновой фронт $U(x, y, t)$ вводятся пробные возмущения $\partial J / \partial U_i$ (компоненты вектора $\text{grad} J$ $i = 1, \dots, N$, N — число координат управления), которые умножаются на величину градиентного шага $\alpha(t - \tau_d)$ и оказывают воздействие на систему. И наконец, регистрируются изменения критерия, которые определяют коррекцию излучения.

Для оценки качества коррекции обычно используется критерий фокусировки:

$$J(t) = \frac{1}{P_0} \iint \rho(x, y) I(x, y, z_0, t) dx dy, \quad (2.3)$$

где $I(x, y, z_0, t)$ — интенсивность рассеянного поля в плоскости приемной апертуры, которую описывает функция $\rho(x, y) = \exp[-(x^2 + y^2) / a_0^2]$; P_0 — полная мощность пучка в плоскости z_0 . Критерий имеет смысл мощности световой волны, падающей в пределы приемной апертуры. Для протяженных трасс в качестве критерия может быть использована пиковая интенсивность в плоскости наблюдения:

$$I_m = \frac{cn_0}{8\pi} \max_{x, y} |E(x, y, z_0, t)|^2. \quad (2.4)$$

Алгоритм (2.2) характеризуется тем, что в процессе пробных вариаций определяются, во-первых, величина и, во-вторых,

направление итерационного шага, если же при вычислении пробных возмущений находить только направление движения на экстремум, а величину шага задавать коэффициентом $\alpha(t - \tau_d)$, то будет иметь место алгоритм модифицированного апертурного зондирования [38]:

$$U(x, y, t) = U(x, y, t - \tau_d) \operatorname{sign} \left(\frac{\Delta J(t - \tau_d)}{\Delta U_i(t - \tau_d)} \right), \quad (2.5)$$

где sign — функция взятия знака.

Значительное преимущество по сравнению с вышеизложенными градиентными алгоритмами коррекции по быстрдействию имеет симплекс-метод [36, 37, 40, 41, 63]. Алгоритм, основанный на симплексном поиске, заключается в том, что движение к оптимуму в N -мерном пространстве управляемых переменных осуществляется последовательным отражением некоторой фигуры, называемой симплексом, с $N + 1$ вершинами, не принадлежащими одновременно ни одному пространству меньшей размерности. Обычно используются регулярные симплексы, для которых расстояния между вершинами равны.

Чтобы определить направление движения к экстремуму, во всех вершинах симплекса измеряют значения целевой функции. При поиске максимума движение происходит от вершины с наименьшим значением целевой функции к противоположной грани (ребру в 2-мерном случае) симплекса. Шаг поиска выполняется переходом от предыдущего симплекса к следующему путем исключения наихудшей вершины и построения ее зеркального отражения относительно грани (ребра), общей для обоих симплексов. Многократное отражение наихудших вершин приводит к движению центра симплекса к экстремуму по некоторой ломаной линии. За исключением начального момента, когда нужно вычислить $N + 1$ -е значение целевой функции, на каждый шаг поиска требуется всего одно обращение к целевой функции. На рис. 2.1 изображена процедура поиска экстремума критерия фокусировки J на основе симплекс-метода.

При сравнении траекторий поиска экстремума на рис. 2.1 видно, что экстремум на основе симплекс-метода достигается за семь определений симплекса, а на основе апертурного зондирования — за двенадцать шагов.

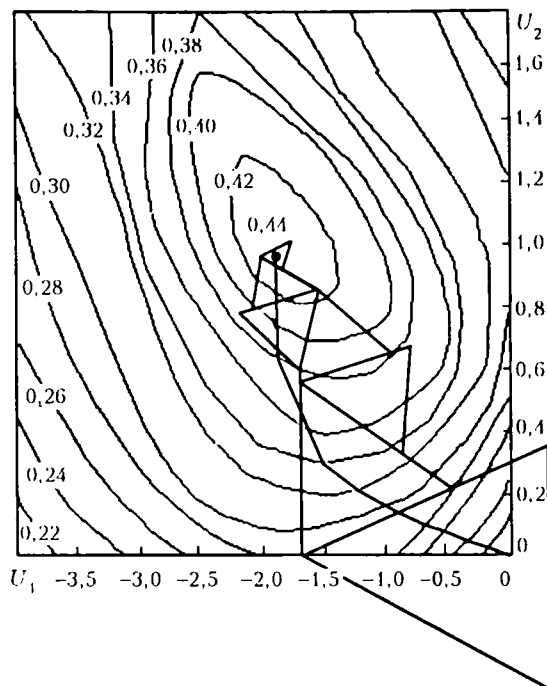


Рис. 2.1. Траектория поиска экстремума целевой функции (максимума в распределении критерия фокусировки) в пространстве координат управления U_1 , U_2 (наклон и фокусировка) на основе симплекс-метода и траектория поиска экстремума той же функции градиентным методом с переменным шагом, пропорциональным локальной крутизне целевой функции. $Z = 0,5Z_d$, $R_0 = -20$

При фокусировке на точечный объект фазовое сопряжение, апертурное зондирование и симплекс-метод приводят к оптимизации одного и того же критерия и в этом смысле они эквивалентны. Но их различия весьма существенны.

Градиентные методы обеспечивают отыскание лишь локального экстремума функционала, характеризующего качество коррекции, в то время как фазовое сопряжение предполагает выбор хорошего начального приближения фазового профиля, обеспечивающего с самого начала управление в окрестности глобального экстремума функционала качества. Но при этом фазовое сопряжение лишь в линейной среде обладает сходимостью.

Таким образом, проблема реализации адаптивного управления пучком в нелинейной среде до настоящего времени полностью не решена и, как утверждают авторы [5], алгоритмы адаптивного управления необходимо оптимизировать.

Далее будет показано, что при управлении в условиях теплового самовоздействия на основе фазового сопряжения причина, объясняющая развитие осцилляций параметров излучения, заключается в невыполнении принципа оптической обратимости.

Эффективность адаптивной системы зависит от устойчивости алгоритмов управления и скорости их сходимости [5]. Градиентные алгоритмы при компенсации нелинейных искажений лазерного излучения обладают необходимой устойчивостью. Но к их минусам следует отнести недостаточное быстродействие и отсутствие хорошего начального приближения фазового профиля, наличие же которого обеспечило бы функционирование адаптивной системы в окрестности глобального экстремума критерия качества с начала коррекции. Повышение быстродействия градиентных алгоритмов и поиск глобального экстремума критерия качества будут рассмотрены в главе 2.

Математическая постановка задачи коррекции лазерного пучка в условиях теплового самовоздействия заключается в решении системы уравнений (1.1)–(1.3). Распространение излучения в условиях теплового самовоздействия основано на методе фазового экрана или на приближении тонкой «тепловой линзы». При распространении лазерного излучения в начале трассы возмущения среды слабо влияют на распределение интенсивности, и изменение интенсивности можно рассчитать таким же образом, как в линейной среде, а возмущения показателя преломления уже в начале трассы приводят к большим фазовым искажениям, которые в процессе распространения способствуют искажению распределения интенсивности. Рассчитав фазовые искажения в этой части трассы, можно найти распределение интенсивности вдоль всей трассы, используя задачу распространения в линейной среде.

Развитие переходного процесса в системе «лазерный пучок – атмосфера» в условиях теплового самовоздействия иллюстрируется на рис. 2.2 и 2.3.

На рис. 2.2 представлено изменение критерия фокусировки J для различных моментов времени, нормированных на конвективное время $\tau_v = a_0/V_x$ в зависимости от параметра нелинейности R_0 .

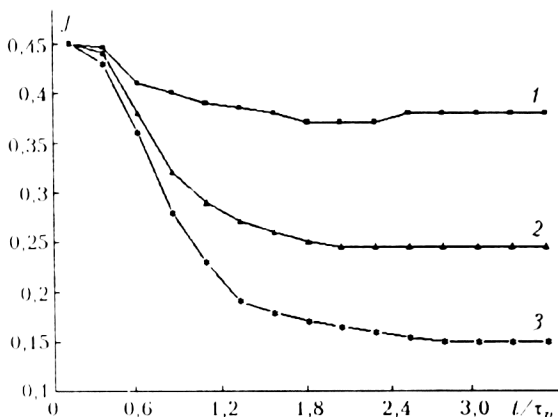


Рис. 2.2. Изменение критерия фокусировки во времени при отсутствии управления. $R_0 = -5$ (1); $R_0 = -15$ (2); $R_0 = -25$ (3); $Z = 0,5 Z_d$

На рис. 2.3 иллюстрируется распределение интенсивности пучка в плоскости наблюдения.

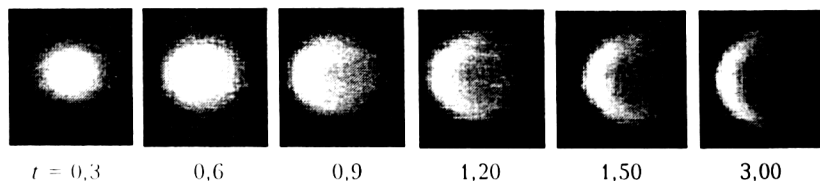


Рис. 2.3. Изменение во времени интенсивности светового поля в плоскости наблюдения в условиях теплового самовоздействия при отсутствии управления. $R_0 = -25$; $Z = 0,5 Z_d$

В начальные моменты времени $t < 0,3$ искажения практически отсутствуют. Далее пучок дефокусируется без потери осевой симметрии в интервале $0,3 \leq t \leq 0,6$. Затем в интервале $0,9 \leq t \leq 3,0$ энергетический центр пучка смещается в направлении, противоположном движению потока воздуха. Дефоку-

сировка в горизонтальном и вертикальном направлениях становится различной, и пучок приобретает характерную серповидную форму. Этот процесс сопровождается соответствующим уменьшением критерия фокусировки J (см. рис. 2.2).

**2.2. Особенности компенсации тепловых
искажений лазерного излучения на основе
алгоритмов фазового сопряжения
и обращения волнового фронта**

Известно, что в основе метода фазового сопряжения лежит принцип оптической обратимости, который заключается в соблюдении двух моментов:

- прямой и опорный пучки проходят через одни и те же оптические неоднородности;
- вне зависимости от характера оптических неоднородностей трассы комплексная амплитуда прямого пучка в плоскости наблюдения совпадает с амплитудой опорного.

При выполнении принципа оптической обратимости никакие ограничения на длину трассы не накладываются, и это означает, что при распространении пучков дифракционные эффекты могут быть значительными. В работах [20, 21] было показано, что если мощность излучения превышает некоторое значение, то в результате управления на основе фазового сопряжения невозможно получить устойчивое увеличение концентрации светового поля, при этом в плоскости наблюдения возникают незатухающие осцилляции параметров пучка.

Причиной нестабильности колебательного характера при коррекции на основе фазового сопряжения является невыполнение принципа оптической обратимости. Был проведен численный эксперимент, согласно которому управление осуществлялось для одного искажающего экрана, помещенного на середине трассы. Решение выполнялось в приближении стационарной ветровой рефракции, т.е. изменения в фазовый профиль вносились с интервалами времени, много большими, чем конвективное время τ_0 , т.е. переходные процессы не учитывались.

Управление на основе фазового сопряжения в нелинейной среде является итерационным процессом. На первом шаге начальный фазовый профиль пучка является плоским. В результате

фазового сопряжения пучок фокусируется, на искажающем экране уменьшается его радиус, повышается концентрация поля, и критерий фокусировки J , регистрируемый в плоскости наблюдения, увеличивается с 0,13 до 0,15. При этом уменьшается размер «тепловой линзы», т.е. изменяется распределение температуры, поэтому опорный пучок дефокусируется в меньшей степени. На следующем шаге меньшим становится радиус фокусировки корректируемого пучка, что приводит к увеличению диаметра пучка на фазовом экране, уменьшению значения критерия фокусировки J до 0,06 и соответственно к увеличению размеров «тепловой линзы», т.е. к изменению распределения температуры. Затем следует увеличение дефокусировки опорного излучения, приводящее к увеличению фокусировки прямого пучка. В системе развиваются автоколебания (рис. 2.4).

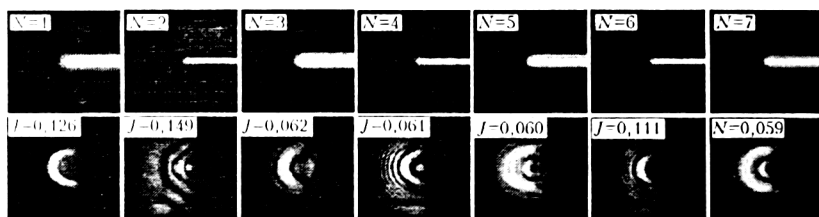


Рис. 2.4. Распределение температуры на искажающем экране (верхний ряд) и распределение интенсивности в плоскости наблюдения (нижний). N – номер итерации; $Z = 0,5Z_d$; $R_0 = -25$

При реализации в нелинейной среде фазового сопряжения принцип оптической обратимости не выполняется дважды. Во-первых, опорный и корректируемый пучки проходят трассу с различными неоднородностями, так как изменение фазового профиля корректируемого пучка приводит к изменению распределения температуры и, как следствие, к изменению показателя преломления на трассе распространения. Во-вторых, выполняется управление лишь фазой пучка, но амплитуда на входе в среду отличается от амплитуды опорного излучения.

При управлении на основе обращения волнового фронта (ОВФ) оба условия оптической обратимости выполняются согласно конструктивным особенностям ОВФ, что обеспечивает

устойчивость управления даже в нелинейной среде. Совсем иначе совершается управление на основе алгоритма обращения волнового фронта в случае, когда тепловая линза является распределенной. Значения критерия фокусировки J , полученные при коррекции теплового самовоздействия в случае распределенной тепловой линзы, приведены на рис. 2.5.

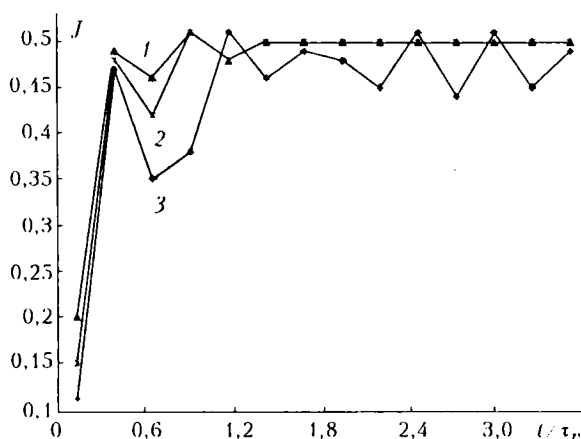


Рис. 2.5. Изменение критерия фокусировки при управлении пучком на основе ОВФ. Кривая 1 — $R_0 = -20$; 2 — $R_0 = -25$; 3 — $R_0 = -30$; $Z = 0,5Z_d$

На начальных итерациях наблюдаются осцилляции концентрации поля, которые затухают, если $|R_0| \leq 25$. При этом чем ниже нелинейность среды, тем меньшее число итераций необходимо для затухания. Если $|R_0| > 25$, то осцилляции критерия фокусировки J продолжаютсся с небольшой амплитудой.

Чтобы объяснить осцилляции критерия фокусировки J на начальных итерациях для алгоритма ОВФ, был проведен эксперимент с распределенной тепловой линзой, в котором регистрировалось распределение температуры и амплитуды излучения на ближайшем к источнику экране и на экране, ближайшем к плоскости фокусировки. При управлении «тепловая линза» как бы «опрокидывается» и в дальнейшем остается неизменной. На первых итерациях, когда происходит этот процесс, распределение температуры меняется и значения критерия

фокусировки J осциллируют. После стабилизации температурного поля на трассе распространения значения критерия фокусировки J не изменяются, но после некоторого порогового значения интенсивности температура не стабилизируется и в системе продолжают развиваться колебания параметров излучения.

Сравнение алгоритмов управления ФС и ОВФ на основе численных экспериментов позволяет заключить, что потеря устойчивости фазового сопряжения в нелинейной среде обусловлена невыполнением принципа оптической обратимости при реализации алгоритма. В средах с низкой нелинейностью ($|R_0| \leq 25$) обращение волнового фронта обеспечивает полную компенсацию искажений пучков, с увеличением мощности излучения в плоскости наблюдения развиваются осцилляции параметров поля. Появление колебаний здесь также объясняется невыполнением принципа оптической обратимости.

2.3. Эффективность градиентных алгоритмов управления и симплекс-метода для лазерного излучения, распространяющегося в нелинейной среде

При коррекции лазерного излучения на основе градиентных алгоритмов управления и симплекс-метода в нелинейных средах существенное значение имеет поиск глобального максимума критерия качества целевой функции [5]. Описанные выше градиентные методы и симплекс-метод позволяют отыскивать лишь локальные экстремумы.

В основе процедуры поиска экстремума лежит метод «восхождения на холм», работающий по схеме: регистрация значений целевой функции J , пробное воздействие, период «ожидания», в течение которого завершаются обусловленные воздействием переходные процессы, регистрация значений приращения ΔJ , градиентный шаг, период «ожидания», регистрация значений J , пробное воздействие и т.д.

Быстродействие управления зависит от полного времени «восхождения на холм», которое определяется некоторым числом градиентных шагов, а время, затрачиваемое на каждый градиентный шаг, т.е. на определение целевой функции, складывается из следующих временных промежутков:

- времени изменения поверхности корректора при пробном воздействии;
- времени, в течение которого пучок распространяется до плоскости регистрации;
- времени для регистрации параметров излучения.

Таким образом, чтобы повысить быстродействие управления, необходимо минимизировать число вызовов целевой функции за счет сокращения числа градиентных шагов или числа обращений к целевой функции на каждом из градиентных шагов. Сократить число вызовов целевой функции на каждом градиентном шаге, не меняя размерности базиса, можно переходом от градиентных алгоритмов коррекции к симплекс-методу.

2.3.1. Поиск экстремума аналитически заданной функции

Рассмотрим задачу поиска экстремума аналитически заданной N мерной функции $f(x_1, x_2, \dots, x_N)$, имеющей вид

$$\frac{x_1^2}{a_1^2} + \frac{x_2^2}{a_2^2} + \dots + \frac{x_N^2}{a_N^2} = f^2(x_1, x_2, \dots, x_N). \quad (2.6)$$

Область значений функции (2.6) — множество положительных чисел. При поиске максимума функции (2.6) особое внимание уделяется определению зависимости быстродействия метода наискорейшего спуска (процедуры поиска экстремума) от различных параметров всех трех алгоритмов: длины градиентного шага (длины ребра для симплекс-метода) α , размерности базиса управления N и от заданной точности определения экстремума ϵ .

Зависимость числа вызовов целевой функции от величины градиентного шага α иллюстрируется на рис. 2.6. Для всех трех алгоритмов область значений градиентного шага α делится на две области: область оптимальных значений α ($\alpha > 0,2$), где каждый алгоритм обеспечивает максимальное быстродействие, т.е. число вызовов целевой функции минимально, и область неоптимальных α ($\alpha < 0,2$), где быстродействие недостаточно для управления, так как число вызовов целевой функции растет пропорционально уменьшению величины градиентного шага.

Из рис. 2.6 видно, что в области оптимальных значений α быстродействие алгоритма апертурного зондирования в 2–3 раза уступает быстродействию модифицированного апертурного зондирования и чуть меньше быстродействию симплекс-метода. В области неоптимальных значений α приоритет двух последних алгоритмов сохраняется, но для них область неоптимальных α значительно уже ($\alpha < 0,05$), а область оптимальных α соответственно шире ($\alpha > 0,05$).

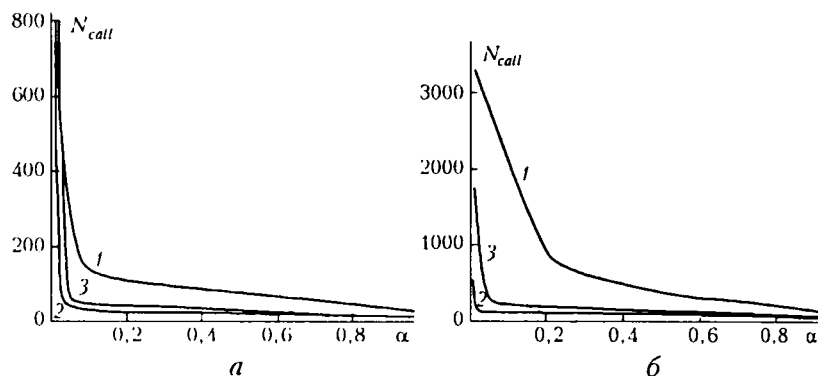


Рис. 2.6. Зависимость числа вызовов целевой функции N_{call} от величины градиентного шага α : а — управление по двум координатам; б — по восьми. Кривая 1 — алгоритм апертурного зондирования; 2 — модификация апертурного зондирования; 3 — алгоритм, основанный на симплекс-методе

Таким образом, для каждого из рассматриваемых алгоритмов при управлении необходимо выбрать оптимальное значение длины градиентного шага α (длины ребра в случае симплекс-метода).

На рис. 2.7 иллюстрируется зависимость числа вызовов целевой функции от числа координат управления N .

При увеличении числа координат управления от 1 до 8 и в области оптимальных (рис. 2.7, а) и неоптимальных α (рис. 2.7, б) становится очевидным уменьшение быстродействия приблизительно в 1,5–2 раза для алгоритма модифицированного апертурного зондирования и симплекс-метода, и приблизительно в 4–6 раз для алгоритма апертурного зондирования.

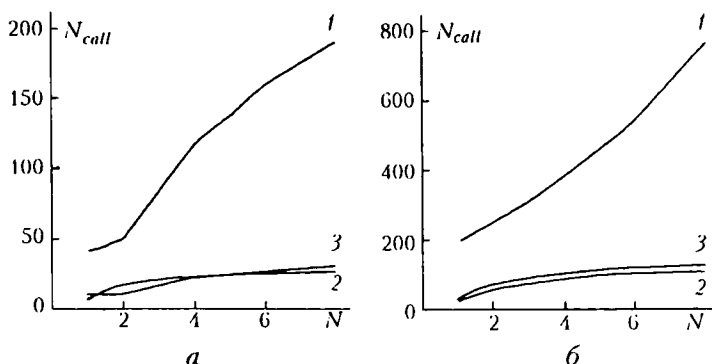


Рис. 2.7. Зависимость числа вызовов целевой функции N_{call} от размерности базиса управления N : а — область оптимальных значений градиентного шага α ; б — область неоптимальных α . Кривая 1 — алгоритм апертурного зондирования; 2 — модифицированного апертурного зондирования; 3 — алгоритм, основанный на симплекс-методе

Зависимость быстродействия алгоритмов управления от заданной точности определения экстремума ϵ представлена на рис. 2.8 в пространстве восьми координат управления для оптимального значения градиентного шага α . При низкой точности определения экстремума ϵ ($\epsilon > 1\%$) быстродействие всех трех алгоритмов управления отличается друг от друга незначительно.

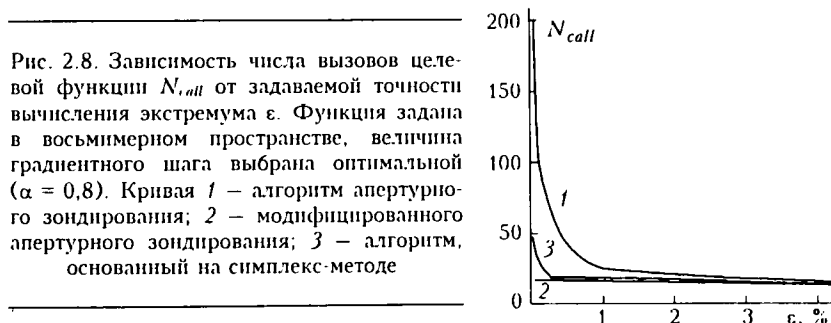


Рис. 2.8. Зависимость числа вызовов целевой функции N_{call} от задаваемой точности вычисления экстремума ϵ . Функция задана в восьмимерном пространстве, величина градиентного шага выбрана оптимальной ($\alpha = 0,8$). Кривая 1 — алгоритм апертурного зондирования; 2 — модифицированного апертурного зондирования; 3 — алгоритм, основанный на симплекс-методе

Но с увеличением точности $\epsilon < 1\%$ число вызовов целевой функции N_{call} возрастает в 1,5–2 раза для алгоритма модифицированного апертурного зондирования и для симплекс-метода. Особенно сильное уменьшение быстродействия (до 10 раз) наблюдается для алгоритма апертурного зондирования.

2.3.2. Фокусировка в линейной среде на основе градиентных алгоритмов

Решение задачи управления в линейной среде заключается в том, что первоначально плоский фазовый профиль пучка в результате управления фокусируется в плоскости наблюдения, что позволяет предварительно определить оптимальное значение градиентного шага α для управления в нелинейной среде.

В качестве исполнительных элементов адаптивной системы были взяты два деформируемых зеркала с четырьмя и восьмью актюаторами и корректор, реализующий низшие полиномы Цернике: наклон, фокусировку, астигматизм, кому и сферическую аберрацию. Основные характеристики управления пучком в линейной среде приведены в табл. 2.1 для симплекс-метода, апертурного зондирования и его модификации. $Z = 0,5Z_d$.

Как и в случае поиска экстремума для аналитически заданной функции, в задаче фокусировки в линейной среде для градиентных алгоритмов область всех значений градиентного шага α делится на области оптимальных и неоптимальных значений α . В области оптимальных значений α число вызовов целевой функции N_{call} аналогично случаю аналитической функции возрастает особенно резко для алгоритма апертурного зондирования. Основной характеристикой эффективности управления в задаче фокусировки является результирующее значение критерия фокусировки J . Приведенные в табл. 2.1 данные показывают, что существует зависимость значения критерия фокусировки J от типа корректора. Для всех трех алгоритмов управления в области оптимальных значений α зеркало с четырьмя актюаторами дает значение критерия фокусировки J приблизительно 0,64; для зеркала с восьмью актюаторами значение J меняется от 0,65 до 0,70; наиболее эффективный результат получается, когда в качестве корректора используется набор полиномов Цернике, в этом случае значение критерия $J = 0,79$.

Кроме того, наблюдается зависимость результирующих значений критерия J от величины градиентного шага α . Эта зависимость имеет особенность, характерную для всех трех алгоритмов, например для симплекс-метода при использовании

зеркала с четырьмя актюаторами при оптимальной длине $\alpha=0,2$ значение критерия фокусировки $J=0,57$, а при использовании зеркала с восьмью актюаторами при $\alpha=0,2$ $J=0,51$.

Таблица 2.1

Характеристики алгоритмов управления пучком в линейной среде

Корректор	Алгоритм управления							
Набор полиномов Цернике	<i>Симплекс-метод</i>							
	α	0,05	0,1	0,3	0,5	0,7	0,9	1,1
	N_{coll}	76	41	27	28	26	34	31
	J	0,79	0,79	0,79	0,79	0,79	0,79	0,79
Зеркало с четырьмя актюаторами	α	0,1	0,5	5	10	18	19	20
	N_{coll}	—	63	26	31	21	22	37
	J	—	0,63	0,64	0,64	0,64	0,64	0,64
Зеркало с восьмью актюаторами	α	0,1	0,2	0,5	1	5	10	12
	N_{coll}	—	68	62	24	36	51	—
	J	—	0,51	0,55	0,54	0,65	0,66	—
	<i>Апертурное зондирование</i>							
Набор полиномов Цернике	α	0,05	0,1	0,5	0,7	1,1	1,5	3
	N_{coll}	169	101	45	25	17	17	21
	J	0,74	0,77	0,79	0,79	0,79	0,79	0,79
Зеркало с четырьмя актюаторами	α	5	50	100	150	200	300	500
	N_{coll}	—	36	26	21	16	16	26
	J	—	0,64	0,64	0,64	0,64	0,64	0,64
Зеркало с восьмью актюаторами	α	20	50	70	100	150	170	—
	N_{coll}	—	145	118	105	82	—	—
	J	—	0,68	0,69	0,70	0,70	—	—
	<i>Модификация апертурного зондирования</i>							
Набор полиномов Цернике	α	0,06	0,1	0,3	0,5	0,7	0,9	1,1
	N_{coll}	73	57	29	29	21	33	41
	J	0,79	0,79	0,79	0,79	0,79	0,79	0,79
Зеркало с четырьмя актюаторами	α	0,05	0,1	0,2	1	5	10	12
	N_{coll}	—	96	76	32	30	36	46
	J	—	0,58	0,61	0,64	0,64	0,64	0,64
Зеркало с восьмью актюаторами	α	0,1	0,2	0,5	1	5	10	12
	N_{coll}	—	65	63	42	36	48	—
	J	—	0,51	0,54	0,59	0,65	0,65	—

Объяснение этого факта заключается в особенностях механизма управления. Управление прекращается, когда значение целевой функции на некотором шаге отличается от значения функции на предыдущем шаге на величину, не превосходящую некоторого значения ε . Если длина градиентного шага α выбрана достаточно малой и целевая функция имеет «плоскую» вершину, то с приближением к экстремуму приращение ΔJ от шага к шагу уменьшается и при $\Delta J \leq \varepsilon$ управление прекращается, даже если экстремум не был достигнут. Поэтому при неудачном выборе длины градиентного шага результирующее значение критерия фокусировки J уменьшается.

2.3.3. Адаптивная фокусировка в условиях стационарной ветровой рефракции

При коррекции теплового самовоздействия для всех трех алгоритмов управления область всех значений градиентного шага α , так же как и в модельной задаче для аналитической функции (п. 2.3.1) и для фокусировки в линейной среде (п. 2.3.2), делится на области оптимальных и неоптимальных значений α . При этом на быстродействие алгоритмов, т.е. на число вызовов целевой функции J , влияет параметр нелинейности R_0 (1.3). Области оптимальных и неоптимальных значений градиентного шага α для различных значений параметра нелинейности R_0 будут различны.

Основные характеристики градиентных алгоритмов управления для $R_0 = -5$, $Z = 0,5Z_d$ приведены в табл. 2.2, для $R_0 = -20$ и $Z = 0,5Z_d$ — в табл. 2.3.

В первой колонке цифр табл. 2.2 и 2.3 содержатся результаты компенсации теплового самовоздействия при неоптимальной длине градиентного шага α (длине ребра в случае симплекс-метода), в третьей — при оптимальном значении α . Вторая и четвертая колонки содержат результаты, близкие к результатам при оптимальном значении длины градиентного шага α .

В диапазоне параметра нелинейности R_0 от -5 до -20 все вышевыявленные особенности сохраняются: быстродействие всех трех алгоритмов при коррекции наведенной тепловой

линзы определяется длиной градиентного шага (длиной ребра для симплекс-метода) α , размерностью базиса управления и типом корректора.

Таблица 2.2

Характеристики алгоритмов управления пучком
в условиях теплового самовоздействия

Корректор	Алгоритм управления				
Набор полиномов Цернике	<i>Симплекс-метод</i>				
	α	0,1	0,5	0,6	0,7
	N_{call}	43	13	12	22
	J	0,7	0,7	0,7	0,7
Зеркало с четырьмя актюаторами	α	0,5	15	16	17
	N_{call}	62	34	29	41
	J	0,54	0,55	0,55	0,55
Зеркало с восьмью актюаторами	α	0,1	13	20	25
	N_{call}	148	53	42	69
	J	0,46	0,57	0,56	0,55
Набор полиномов Цернике	<i>Апертурное зондирование</i>				
	α	0,1	0,6	0,7	0,8
	N_{call}	97	45	29	37
	J	0,7	0,7	0,7	0,7
Зеркало с четырьмя актюаторами	α	50	150	250	350
	N_{call}	—	21	16	21
	J	—	0,56	0,56	0,56
Зеркало с восьмью актюаторами	α	50	100	136	150
	N_{call}	—	118	100	100
	J	—	0,61	0,61	0,62
Набор полиномов Цернике	<i>Модификация апертурного зондирования</i>				
	α	0,1	0,6	0,8	0,9
	N_{call}	45	25	21	41
	J	0,7	0,7	0,7	0,7
Зеркало с четырьмя актюаторами	α	0,2	1	5	10
	N_{call}	66	36	21	36
	J	0,5	0,55	0,55	0,55
Зеркало с восьмью актюаторами	α	0,5	1	3	5
	N_{call}	118	73	62	73
	J	0,61	0,62	0,62	0,62

Таблица 2.3

**Характеристики алгоритмов управления пучком
в условиях теплового самовоздействия**

Корректор	Алгоритм управления				
	<i>Симплекс-метод</i>				
Набор полиномов Чернике	α	0,1	0,5	0,6	0,7
	N_{coll}	65	33	26	29
	J	0,41	0,42	0,41	0,42
Зеркало с четырьмя актюаторами	α	0,5	17	18	19
	N_{coll}	72	36	21	35
	J	0,35	0,35	0,32	0,34
Зеркало с восьмью актюаторами	α	0,5	3	4	5
	N_{coll}	75	48	43	53
	J	0,37	0,38	0,40	0,42
	<i>Апертурное зондирование</i>				
Набор полиномов Чернике	α	0,1	0,6	0,7	0,8
	N_{coll}	—	101	73	93
	J	—	0,38	0,39	0,40
Зеркало с четырьмя актюаторами	α	50	200	300	400
	N_{coll}	—	21	16	21
	J	—	0,3	0,36	0,36
Зеркало с восьмью актюаторами	α	10	20	40	60
	N_{coll}	—	37	28	38
	J	—	0,37	0,37	0,37
	<i>Модификация апертурного зондирования</i>				
Набор полиномов Чернике	α	0,1	0,4	0,6	0,7
	N_{coll}	69	4	33	37
	J	0,41	0,42	0,42	0,42
Зеркало с четырьмя актюаторами	α	0,5	1	5	9
	N_{coll}	7	4	26	31
	J	0,35	0,36	0,36	0,36
Зеркало с восьмью актюаторами	α	0,1	1	2	2,5
	N_{coll}	118	55	46	55
	J	0,35	0,40	0,40	0,39

2.4. Управление по установившимся параметрам светового поля

Эффективность адаптивной системы зависит от устойчивости алгоритмов управления и скорости их сходимости [5]. Тепловое самовоздействие в нелинейной среде характеризуется наличием переходных процессов, обусловленных воздействием на излучение тепловой линзы. Тепловая линза образуется под влиянием вынужденной конвекции и предполагает изменение параметров излучения при переходе «среда—линза—среда».

Наиболее простой метод реализации апертурного зондирования заключается в управлении по установившемуся полю, т.е. система после регистрации критерия фокусировки J совершает пробное воздействие и «ожидает», когда завершатся все переходные процессы, обусловленные воздействием, затем вычисляется приращение ΔJ и алгоритм управления совершает градиентный шаг.

На рис. 2.9 представлено изменение критерия фокусировки J относительно времени t , выраженного в τ_v ($\tau_v = a_0/V_x$; a_0 — начальный радиус пучка; V_x — поперечная составляющая скорости ветра).

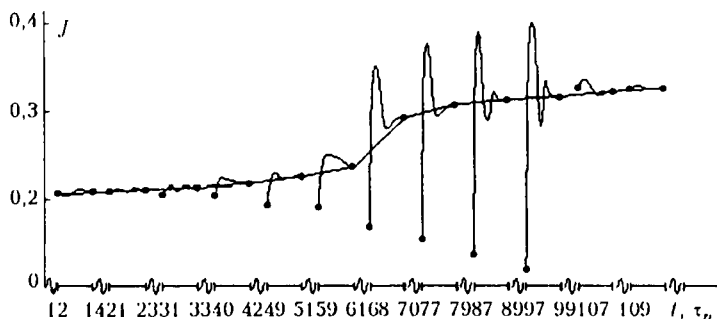


Рис. 2.9. Изменение критерия фокусировки J во времени при управлении на основе апертурного зондирования, реализованного по установившимся параметрам светового поля

Из рис. 2.9 видно, что управление по установившимся параметрам светового поля завершается лишь в момент $100\tau_v$. Управление характеризуется устойчивостью, но наличие периодов «ожидания» на каждом градиентном шаге значительно ограничивает быстродействие системы в целом.

2.5. Управление по неустановившемуся полю. Устойчивость и быстродействие коррекции

Особенности коррекции самовоздействия по неустановившемуся полю, т.е. управления по неустановившимся до завершения переходных процессов в системе «пучок—среда» параметрам, на основе градиентных методов и симплекс-метода были отмечены в работах [37, 40, 41, 63]. Показано, что необходимым условием устойчивости коррекции в этом случае является выделение сигнала, несущего информацию об изменениях целевой функции на фоне переходных процессов, протекающих в системе «пучок—среда», если время между любыми изменениями поверхности зеркала значительно меньше характерного времени переходных процессов.

Исследования выполнялись посредством решения задачи коррекции тепловой линзы (1.1)–(1.3) на основе апертурного зондирования в пространстве двух координат управления U_1 , U_2 (наклон и фокусировка). Параметры задачи: $R_0 = -20$, $Z = Z_{NL} = 0,5Z_d$. Для повышения быстродействия коррекции была проведена оптимизация величины градиентного шага. Рис. 2.10 иллюстрирует изменение критерия фокусировки J (2.6) для различных значений длины градиентного шага, каждое из которых в выбранном пространстве координат управления задается парой чисел α_t , $\alpha_f \leq 1,0$ (нормированы на радиус входного пучка) относительно времени t .

Длина градиентного шага для кривой 1 — $\alpha_t = 1,0$, $\alpha_f = 0,1$; 2 — $\alpha_t = 0,5$, $\alpha_f = 0,05$; 3 — $\alpha_t = 1,0$, $\alpha_f = 0,05$; 4 — $\alpha_t = 0,3$, $\alpha_f = 0,03$. Кривая 5 — изменение критерия при априорном задании оптимальных координат управления.

Оказалось, что только для третьей кривой ($\alpha_t = 1,0$, $\alpha_f = 0,05$) значение критерия фокусировки J достигает 0,39, при остальных значениях длины градиентного шага $J = 0,38$. Таким образом, точность определения экстремума практически не зависит от величины градиентного шага.

Из рис. 2.10 видно, что величиной градиентного шага определяется время, необходимое для достижения экстремума, и время нахождения управления в области экстремума. Если в первом случае ($\alpha_t = 1,0$, $\alpha_f = 0,1$) управление достигает экс-

тремума за $5\tau_v$, и находится в области экстремума в течение $1\tau_v$, то в четвертом ($\alpha_l = 0,3$, $\alpha_f = 0,03$) управление достигает экстремума за $14\tau_v$ и находится в положении экстремума в течение $6\tau_v$. Таким образом, увеличение длины градиентного шага ведет к уменьшению времени достижения управлением экстремума и уменьшению времени нахождения системы в положении экстремума.

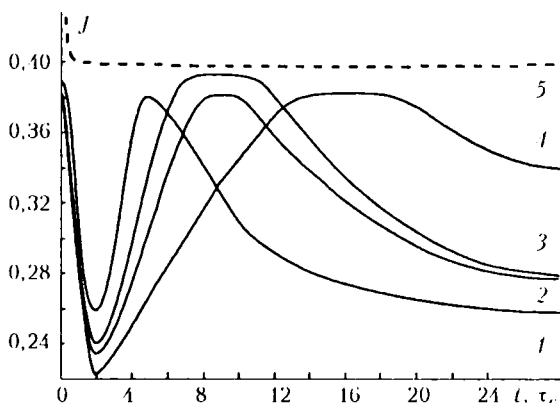


Рис. 2.10. Изменение критерия фокусировки J во времени при управлении на основе апертурного зондирования, реализованного по неустановившимся параметрам светового поля

В ходе исследований было отмечено, что после определения экстремума целевой функции адаптивная система выходит из области экстремума еще до завершения процесса управления. Чтобы выяснить причину этого, следует рассмотреть распределение целевой функции управления как функцию времени. На рис. 2.11 линии равного уровня изображают распределение критерия фокусировки J в качестве целевой функции в пространстве двух координат управления U_1 , U_2 (наклон и фокусировка) для различных моментов времени: $t = 0,3$ (а), $0,8$ (б), $1,25$ (в). Параметры задачи: $R_0 = -20$, $Z = Z_{NL} = 0,5Z_d$.

Каждая точка приведенных на рис. 2.11 «холмов» рассчитывалась по следующему алгоритму: задавались определенные значения координат управления для адаптивного корректора и решалась задача нестационарной ветровой рефракции в течение

заданного времени. Очевидно, что координаты экстремума со временем смещаются по направлению возрастания координат.

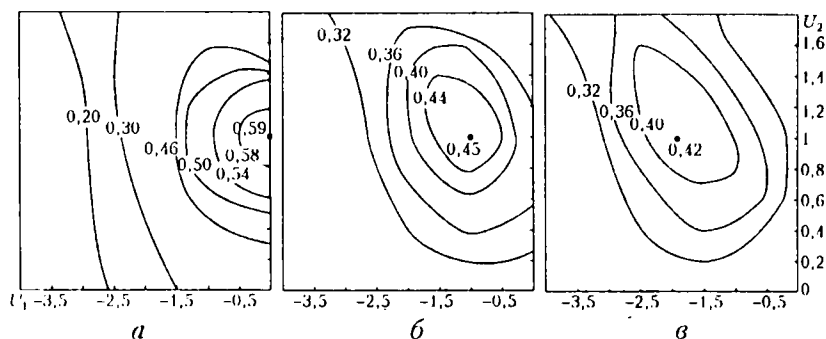


Рис. 2.11. Распределение критерия фокусировки J в пространстве координат управления U_1 , U_2 (наклон и фокусировка) в различные моменты времени: $t = 0,3$ (а), $0,8$ (б), $1,25$ (в)

Из рис. 2.12 видно, что после достижения экстремума координаты процесса управления продолжают увеличиваться, особенно фокусировка, которая может в 2 раза превысить оптимальное значение. В этом и состоит причина выхода системы из области экстремума до завершения процесса управления.

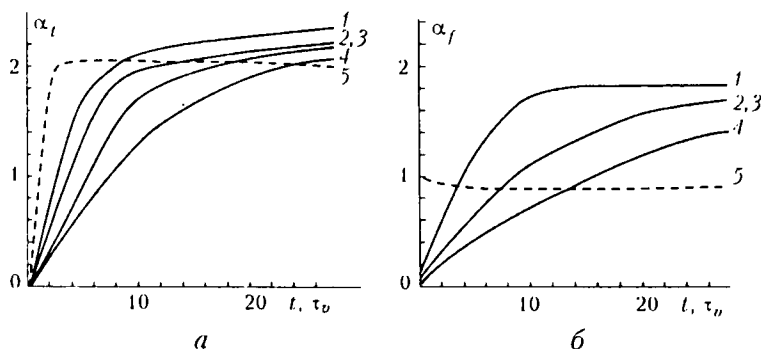


Рис. 2.12. Изменение во времени координат управления корректора: наклона (а), фокусировки (б). Длина градиентного шага для кривой 1 — $\alpha_t = 1,0$, $\alpha_f = 0,1$; 2 — $\alpha_t = 0,5$, $\alpha_f = 0,05$; 3 — $\alpha_t = 1,0$, $\alpha_f = 0,05$; 4 — $\alpha_t = 3,0$, $\alpha_f = 0,03$. Кривая 5 — изменение координат максимума целевой функции при нагреве среды пучком

Таким образом, не удастся выбрать оптимальное значение длины градиентного шага, способное удержать адаптивную систему в области экстремума, т.е. в режиме оптимальной фокусировки, так как система либо отстает от движения экстремума, либо движется слишком быстро. Чтобы убедиться в этом предположении, следует взять в качестве целевой функции «замороженный холм», который моделируется с условием, что в каждый момент времени определяется экстремум функции, и эта функция не изменяется за время выполнения алгоритмом управления пробных вариаций. Решается задача нестационарной ветровой рефракции с координатами, соответствующими максимуму целевой функции ($\alpha_t = 2,0$, $\alpha_f = 1,0$) в течение $3\tau_v$. Затем при фиксированной «тепловой линзе» варьируются координаты процесса управления, и на объекте рассчитывается световое поле. Параметры задачи: $R_0 = -20$, $Z = Z_{NL} = 0,5Z_d$.

На рис. 2.13 представлено распределение критерия фокусировки J во времени, полученное при «замороженной тепловой линзе» в различные моменты времени: $t = 0,3(a)$, $0,8(b)$, $1,25(в)$.

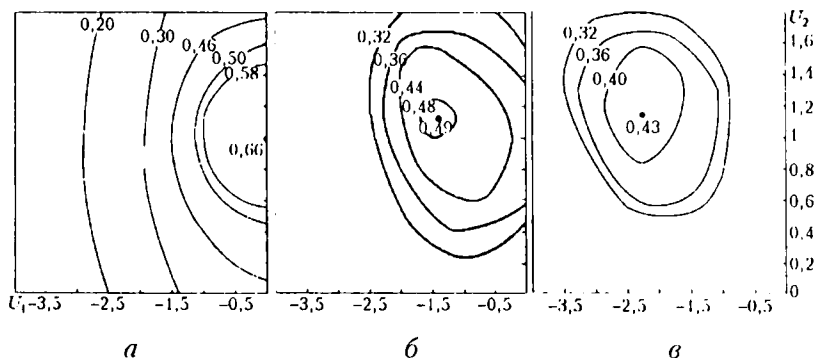


Рис. 2.13. Распределение критерия фокусировки J в пространстве координат управления U_1 , U_2 (наклон и фокусировка), полученное при «замороженной тепловой линзе» в различные моменты времени: $t = 0,3(a)$, $0,8(б)$, $1,25(в)$

После прогрева среды пучком при неизменной величине градиентного шага, превышающей оптимальную величину, координаты управления U_1 , U_2 и критерий фокусировки J должны

осциллировать в области экстремума. При этом амплитуда осцилляций должна быть прямо пропорциональна величине градиентного шага. Однако численный эксперимент этого не подтверждает.

Из рис. 2.13 видно, что распределение критерия фокусировки J во времени, полученное при «замороженной тепловой линзе» отличается от распределения J для исследуемой целевой функции, представленного на рис. 2.11: оптимальная фокусировка для «замороженного холма» заметно растет. Такое распределение критерия фокусировки J объясняет движение алгоритма управления в направлении перефокусировки. И причина невозможности точного определения координат экстремума заключается именно в отличии «замороженного холма» от целевой функции, экстремум которой определяется.

Таким образом, апертурное зондирование по неустановившимся параметрам светового поля является неустойчивым, так как алгоритм не всегда обеспечивает точное определение экстремума. В лучшем случае попадает в область экстремума. При этом система с течением времени выходит из области экстремума и движется в сторону больших значений фокусировки. Время нахождения системы в области экстремума зависит от величины градиентного шага.

Однако если выбрать момент, когда целевая функция достигла своего экстремума, и прекратить процесс управления в этот момент, т.е. не дать системе выйти из области экстремума, то можно добиться устойчивости градиентных алгоритмов управления по неустановившимся параметрам светового поля.

Для этого в алгоритм вводится условие прекращения управления, как только значение критерия фокусировки J начнет уменьшаться. Чтобы это условие не привело к прекращению коррекции в самом начале, когда критерий фокусировки J может уменьшиться из-за переходных процессов, обусловленных нагревом среды, действие накладываемого условия начинается после прогрева среды пучком, т.е. когда переходные процессы, связанные с нагревом среды, полностью прекратились. Момент времени, когда следует прекратить управление, для различных алгоритмов будет разным.

На рис. 2.14 показано, что когда в момент времени $5t_c$ начало действовать условие прекращения управления, уровень критерия фокусировки J для алгоритмов апертурного зондирования с параметрами $\alpha_t = 1,0$, $\alpha_f = 0,1$ и $\alpha_t = 1,0$, $\alpha_f = 0,05$ только достиг максимального значения критерия фокусировки, в то время для алгоритма модифицированного апертурного зондирования

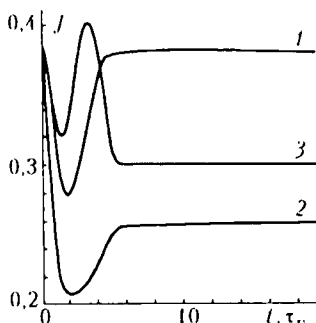
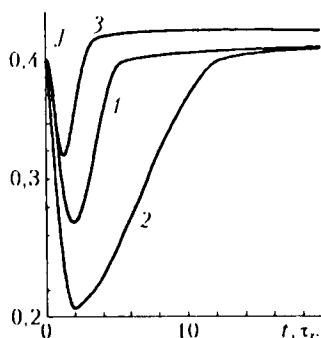


Рис. 2.14. Изменение критерия фокусировки J для алгоритмов: апертурного зондирования ($\alpha_t = 1,0$, $\alpha_f = 0,1$) — кривая 1; ($\alpha_t = 1,0$, $\alpha_f = 0,05$) — 2; модифицированного апертурного зондирования ($\alpha_t = 0,5$, $\alpha_f = 0,05$) — 3. Адаптивное управление прекращается в момент времени $5\tau_c$.

с параметрами $\alpha_t = 0,5$, $\alpha_f = 0,05$ уровень J уже вышел из области экстремума, поэтому результирующие значения J на рис. 2.14 для рассматриваемых алгоритмов значительно отличаются. Параметры численного эксперимента: $Z = Z_{Nl} = 0,5Z_d$, $R_0 = -20$.

Практически одинаковые результирующие значения критерия J для рассматриваемых алгоритмов представлены на рис. 2.15, когда коррекция прекращается в момент нахождения алгоритма в максимуме.

Рис. 2.15. Изменение критерия фокусировки J для алгоритмов: апертурного зондирования ($\alpha_t = 1,0$, $\alpha_f = 0,1$) — кривая 1; ($\alpha_t = 1,0$, $\alpha_f = 0,05$) — 2; модифицированного апертурного зондирования ($\alpha_t = 0,5$, $\alpha_f = 0,05$) — 3, и прекращение управления системой в максимуме критерия фокусировки. Адаптивное управление прекращается при достижении экстремума целевой функции



Небольшое отличие в поиске экстремума объясняется выбором длины градиентного шага. Параметры численного эксперимента: $Z = Z_{Nl} = 0,5Z_d$, $R_0 = -20$.

Таким образом, при управлении адаптивной системой по неустановившимся параметрам поля, как и в случае стационарной ветровой рефракции, необходимым условием является выбор оптимальной длины градиентного шага и, кроме того, для обеспечения устойчивости управления и точности определения экстремума необходимо остановить управление в момент достижения критерием фокусировки максимума.

2.6. Проблема реализации адаптивной коррекции при наличии локальных экстремумов в пространстве координат управления

Показано [18], что эффективность алгоритмов управления, построенных на основе градиентных методов поиска экстремума целевой функции, существенно снижается, если в пространстве координат управления пучком наряду с глобальным экстремумом присутствуют локальные. В данном разделе монографии определяются точные границы областей параметров, в которых возникают локальные экстремумы и в которых они отсутствуют, дается оценка влияния локальных экстремумов на снижение эффективности управления лазерным пучком на основе градиентных алгоритмов и определяется точность обнаружения глобального экстремума на фоне локальных, рассмотрены пути преодоления локальных экстремумов.

2.6.1. Определение глобального максимума аналитически заданной функции

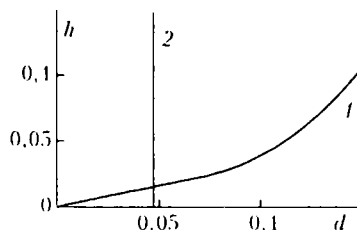
Чтобы определить особенности поиска глобального экстремума на фоне локальных, рассмотрим задачу поиска экстремума аналитически заданной функции одной переменной (2.6), имеющей один глобальный и два локальных максимума, расположенных симметрично относительно глобального.

Анализ выполнялся на основе алгоритма апертурного зондирования (2.2) и его модификации (2.5). Несмотря на наличие локальных экстремумов, алгоритмы в некоторых случаях сразу определяли глобальный экстремум.

Границы областей, в которых алгоритмы всегда останавливаются на глобальном экстремуме, были определены варьиро-

ванием ширины d и высоты h локальных экстремумов; d , h — нормированы на соответствующие размеры глобального экстремума. Кривая 1 на рис. 2.16 делит множество параметров всех локальных экстремумов на область, расположенную ниже кривой, в которой алгоритм апертурного зондирования определяет первый встретившийся экстремум, в данном случае локальный,

Рис. 2.16. Область параметров, в которой определяется глобальный экстремум для алгоритма апертурного зондирования, выделяется кривой 1 и расположена выше, для алгоритма модифицированного апертурного зондирования — кривой 2 и расположена слева по отношению к кривой



и область выше кривой, где алгоритм сразу определяет глобальный экстремум.

Так как величина итерационного шага определяется производными $\Delta J / \Delta F_i$, т.е. скоростью изменения критерия фокусировки, то алгоритм, перешагивая узкие и достаточно высокие локальные экстремумы, для которых производная довольно велика, остановится на относительно широком и невысоком локальном экстремуме, имеющем соответственно небольшую производную.

Для алгоритма модифицированного апертурного зондирования величина градиентного шага определяется как $\beta \text{sign}(\Delta J / \Delta F_i)$, где β — коэффициент, который задает величину итерационного шага и не зависит от величины производной $\Delta J / \Delta F_i$, поэтому поведение модификации апертурного зондирования (2.5) определяется только шириной экстремума (линия 2 на рис. 2.16).

Таким образом, для определения глобального экстремума необходимо подобрать величину градиентного шага и алгоритм управления, при этом выбор алгоритма полностью зависит от характеристик исследуемой функции, т.е. формы локальных экстремумов.

2.6.2. Определение глобального экстремума целевой функции на фоне локальных экстремумов при коррекции стационарной ветровой рефракции

При управлении в пространстве координат U_1 , U_2 (наклон и фокусировка) распределение критерия фокусировки J (2.3) имеет вид «холма», изображенного на рис. 2.17 линиями равного уровня, каждое значение которого соответствует определенным значениям наклона и фокусировки.

Результаты, представленные на рис. 2.17, получены для случая стационарной ветровой рефракции, т.е. переходные процессы, развивающиеся при взаимодействии излучения со средой, при решении задачи управления в условиях теплового самовоздействия не учитывались.

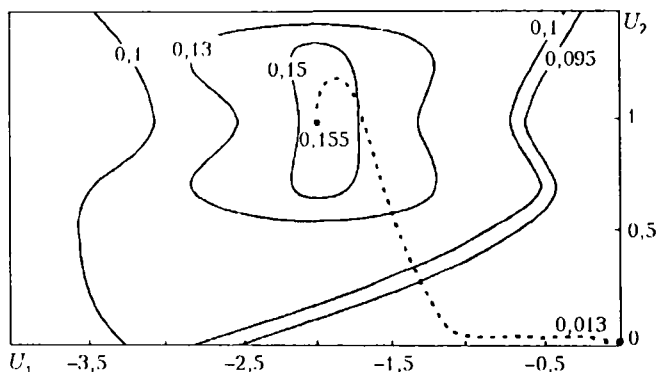


Рис. 2.17. Распределение критерия фокусировки J в пространстве координат управления. Пунктирная линия — траектория движения управления адаптивной системой на основе апериурного зондирования к экстремуму

Параметры численного эксперимента: длина трассы $Z = 0,5Z_d$; протяженность нелинейного слоя $Z_{NL} = 0,1Z_d$; параметр нелинейности $R_0 = -70$; радиус приемной апертуры намного меньше радиуса входной апертуры: $r_a = a_0/4$. Распределение критерия фокусировки J в пространстве координат «наклон — фокусировка» имеет один экстремум. В качестве алгоритма управления адаптивной системой использовался ал-

горитм апертурного зондирования. Если система определит вторичный экстремум, то эффективность управления значительно уменьшится. В представленном примере алгоритм движется по направлению большего наклона, т.е. к глобальному экстремуму.

При увеличении протяженности нелинейного слоя Z_{NI} от $0,1Z_d$ до $0,25Z_d$ в пространстве координат управления появляется вторичный экстремум, величина которого примерно в 6 раз меньше основного (рис. 2.18). Алгоритмы и апертурного зондирования, и его модификации движутся в направлении большего наклона, т.е. к глобальному экстремуму.

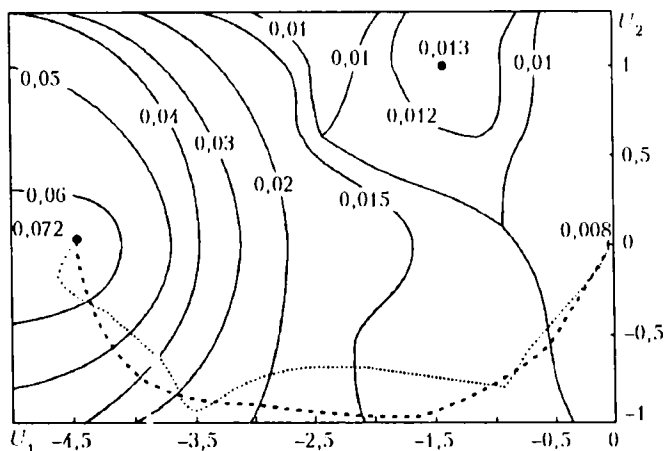


Рис. 2.18. Распределение критерия фокусировки J в пространстве координат управления при увеличении протяженности нелинейного слоя. Пунктирная линия — траектория движения управления адаптивной системой на основе апертурного зондирования к экстремуму; точечная — на основе его модификации

При увеличении нелинейности среды, т.е. модуля параметра R_0 , в пространстве координат управления проявляются уже два локальных экстремума, величина которых приблизительно на 30% меньше величины глобального (рис. 2.19).

Управление адаптивной системой посредством и алгоритма апертурного зондирования (2.5), и его модификации (2.8) приводит к тому, что коррекция в обоих случаях завершается

в локальном экстремуме. Пунктирная и точечная линии на рис. 2.19 соответствуют траекториям движения алгоритмов. Увеличение фокусировки, наклона или итерационного шага β не позволяет алгоритмам вывести управление адаптивной системой на глобальный экстремум. Параметры численного эксперимента: $Z = 0,5Z_d$, $Z_{NI} = 0,1Z_d$, $R_0 = -100$, $r_a = 0,25a_0$.

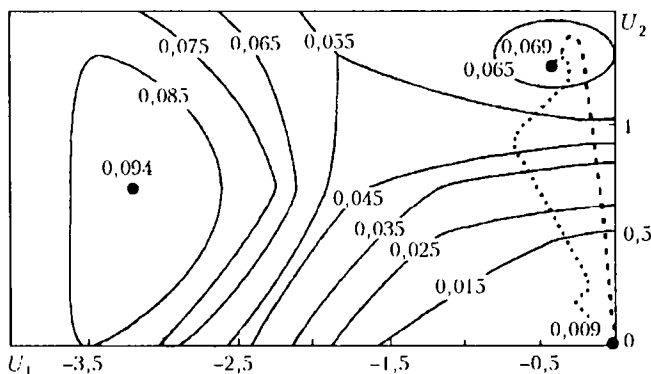


Рис. 2.19. Распределение критерия фокусировки J в пространстве координат управления при увеличении нелинейности среды. Пунктирная линия — траектория движения управления адаптивной системой на основе апертурного зондирования к экстремуму; точечная — на основе его модификации

Уменьшить влияние локальных экстремумов и даже добиться их уничтожения можно путем «сглаживания холма», которое происходит при увеличении радиуса апертуры приемника $r_0 = a_0$. Фильтрация значений целевой функции приводит к сглаживанию локальных экстремумов. Алгоритмы апертурного зондирования и его модификации определяют положение глобального экстремума. После фильтрации значений целевой функции координаты глобального экстремума могут быть определены только приблизительно. Параметры численного эксперимента: $Z = 0,5Z_d$, $Z_{NI} = 0,1Z_d$, $R_0 = -100$, $r_a = a_0$.

На рис. 2.20 сохранился только один экстремум, его координаты примерно соответствуют координатам глобального экстремума на рис. 2.19.

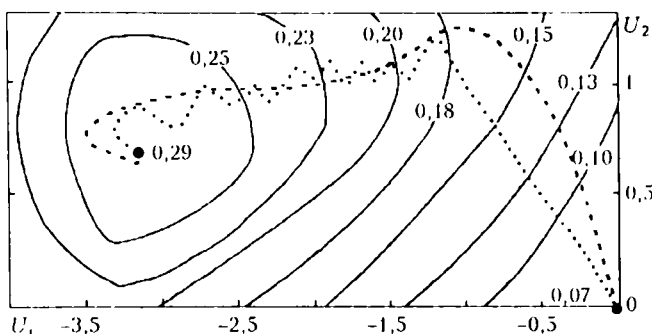


Рис. 2.20. Распределение критерия фокусировки J в пространстве координат управления при увеличении радиуса апертуры приемника. Пунктирная линия — траектория движения управления адаптивной системой на основе апертурного зондирования к экстремуму; точечная — на основе его модификации

После приблизительного определения координат максимума можно уменьшить радиус приемной апертуры и провести более точный поиск экстремума.

2.7. Реализация адаптивной коррекции нестационарной ветровой рефракции

При решении задачи нестационарной ветровой рефракции анализ управления выполнялся в однородной среде в приближении (1.1), (1.2). Реализация управления адаптивной системой по неустановившимся параметрам светового поля рассматривалась в разд. 2.5, где показано, что сходимость и апертурного зондирования, и его модификации зависит от величины градиентного шага α . В данном случае управление адаптивной системой характеризуется тем, что в течение некоторого времени после включения лазерного пучка целевая функция имеет только один экстремум, координаты которого изменяются при нагреве среды пучком.

2.7.1. Оценка точности определения экстремума при управлении по неустановившимся параметрам

Каждая точка приведенных на рис. 2.21 «холмов» рассчитывалась по следующему алгоритму: задавались определенные значения координат управления для адаптивного корректора

и решалась задача нестационарной ветровой рефракции в течение заданного времени: $t = 0,3(a)$, $t = 0,8(b)$, $t = 1,3(в)$, $t = 3,0(z)$.

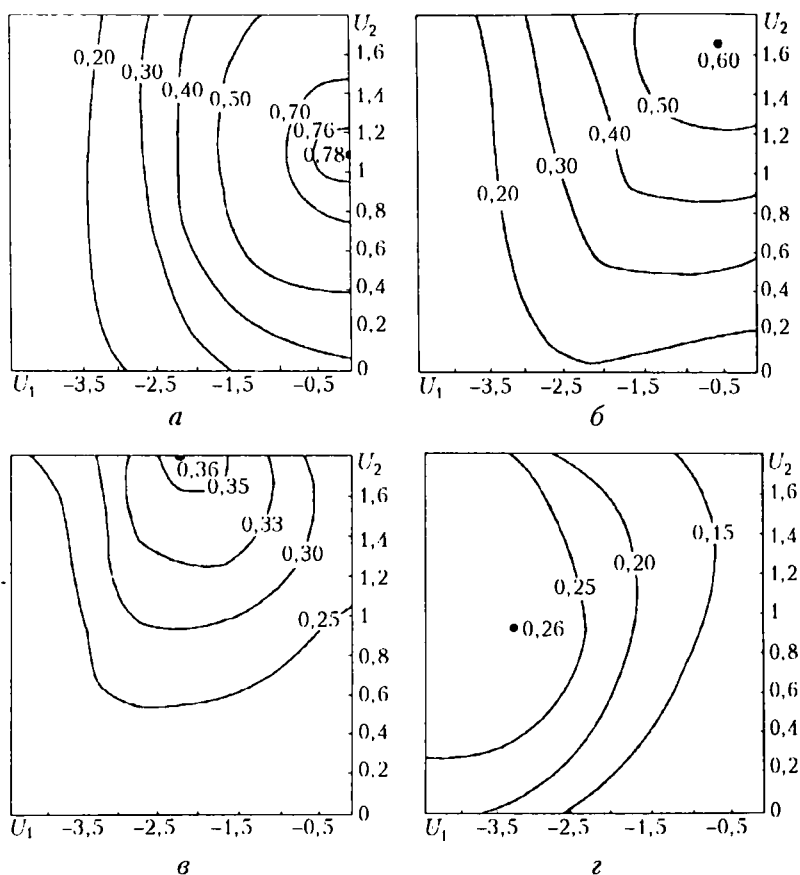


Рис. 2.21. Распределение критерия фокусировки J в пространстве координат U_1 , U_2 (наклон и фокусировка) в различные моменты времени для управления адаптивной системой на основе апертурного зондирования

Параметры численного эксперимента: $Z = 0,5Z_d$, $Z_{Nl} = 0,1Z_d$, $R_0 = -100$, $r_a = a_0$. Из рис. 2.21 видно, что экстремум со временем совершает «движение».

Таким образом, если в каждый момент времени адаптивная система будет находиться в точке экстремума, т.е. алгоритм коррекции теплового самовоздействия будет точно отслеживать положение экстремума во время переходных процессов в системе «среда — пучок», то тем самым будет обеспечена наиболее высокая эффективность управления.

Скорость изменения профиля корректора определяется интервалом времени между двумя последовательными итерационными шагами и величиной градиентного шага α (рис. 2.22). Параметры численного эксперимента: $Z = 0,5Z_d$, $Z_{N1} = 0,1Z_d$, $R_0 = -100$, $r_a = a_0$.

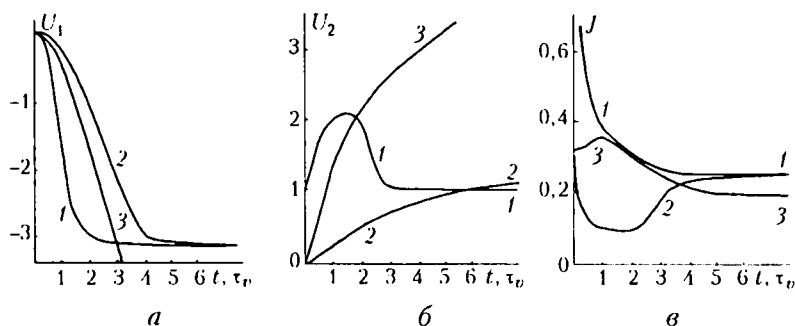


Рис. 2.22. Изменение наклона U_1 (а), фокусировки U_2 (б), критерия фокусировки J (в) при нагреве среды — кривая 1 ($\alpha_t = 1,0$; $\alpha_f = 0,05$). Соответствующие изменения координат экстремума и критерия фокусировки J при управлении на основе алгоритма апертурного зондирования — 2 ($\alpha_t = 0,25$; $\alpha_f = 0,02$) и 3 ($\alpha_t = 0,25$; $\alpha_f = 0,05$)

Из рис. 2.22 видно, что при малом α ($\alpha_t = 1,0$, $\alpha_f = 0,05$) алгоритм достигает максимума к моменту $15\tau_v$ и остается в экстремуме неограниченное время. Управление идет медленно, и изменение координат максимума в начальные моменты времени не отслеживается.

Если α приближено к оптимальному значению ($\alpha_t = 0,25$, $\alpha_f = 0,02$), то в интервале от 0 до $4\tau_v$ алгоритм не останавливается в экстремуме и рост фокусировки приводит к перефокусировке пучка.

При дальнейшем увеличении α ($\alpha_f = 0,25$, $\alpha_f = 0,05$) наклон и фокусировка в начальные моменты наиболее близки к координатам экстремума и далее существенно превышают их. Критерий фокусировки J в интервале от τ_e до $2\tau_e$ практически совпадает с значением критерия фокусировки в экстремуме, но далее становится значительно меньше.

Таким образом, не удастся подобрать оптимальное значение градиентного шага, способное отслеживать изменение координат экстремума в начальные моменты времени и удерживать адаптивную систему в режиме оптимальной фокусировки после завершения нагрева среды пучком.

В первом случае система выходит из экстремума после попадания в него из-за особенностей применения апертурного зондирования в нелинейной среде.

Чтобы объяснить выход системы из экстремума для второго и третьего вариантов, рассмотрим управление пучком в следующем предположении. Допустим, что в каждый момент времени апертурное зондирование определяет экстремум функции (см. рис. 2.21), и каждая точка этой функции является решением задачи нестационарной ветровой рефракции. Предположим, что функция не изменяется за время выполнения градиентного шага, т.е. время между пробными вариациями много меньше характерного времени изменения «тепловой линзы». Тогда можно ожидать, что координаты управления и критерий фокусировки после прогрева среды пучком при величине градиентного шага, большей оптимальной, будут осциллировать в области экстремума. Амплитуда осцилляций будет пропорциональна величине градиентного шага α .

Численные эксперименты этого не подтверждают, и причина того, что координаты экстремума определяются неточно, состоит в отличии «замороженного холма» от функции (см. рис. 2.21). Этот факт подтверждается следующим численным экспериментом. Решается задача нестационарной ветровой рефракции с координатами управления, соответствующими максимуму целевой функции ($\alpha_f = 0,3$, $\alpha_f = 0,01$) до момента $3\tau_e$, затем при фиксированной тепловой линзе варьируются координаты управления и рассчитывается световое поле на объекте. Параметры численного эксперимента: $Z = 0,5Z_d$, $Z_{Nl} = 0,1Z_d$, $R_0 = -100$, $r_a = a_0$.

Для «замороженного холма» (рис. 2.23) оптимальная фокусировка почти в два раза больше ($\alpha_t = 0,3$, $\alpha_f = 0,02$), наклон остался без изменения. Алгоритм имеет тенденцию движения в направлении перефокусировки.

Так как целевая функция управления адаптивной системой, введенная в алгоритм, отличается от функции, экстремум которой необходимо определить, то можно сделать вывод, что управление адаптивной системой на основе апертурного зондирования по неустановившимся параметрам светового поля является неустойчивым. Алгоритм управления обеспечивает только попадание в область экстремума.

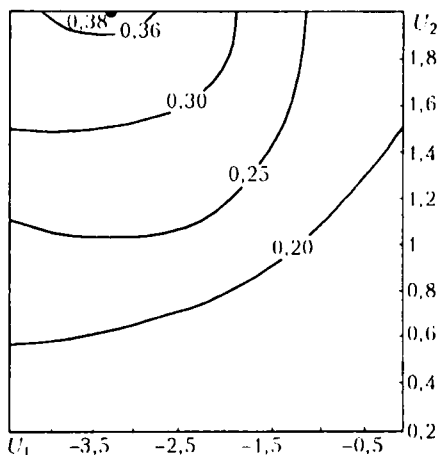


Рис. 2.23. Распределение критерия фокусировки J в пространстве координат управления U_1 , U_2 (наклон и фокусировка) при «замороженной тепловой линзе»

С течением времени система выходит из области экстремума и движется в направлении роста значений фокусировки. Время нахождения алгоритма управления в области экстремума зависит от величины градиентного шага α .

2.7.2. Особенности нестационарной ветровой рефракции при наличии локальных экстремумов

Условия возникновения и влияние локальных экстремумов на эффективность апертурного зондирования в условиях стационарной ветровой рефракции были рассмотрены в разд. 2.6. Для интенсивных лазерных пучков с параметрами $Z = 0,5Z_d$, $Z_{Nl} = 0,1Z_d$, $R_0 = -100$ при радиусе апертуры приемника, равном $1/4$ начального радиуса пучка, в пространстве координат управления «наклон – фокусировка» наряду с глобальным экстремумом появляется локальный.

Можно утверждать, что в начальные моменты времени $t < 3\tau_r$ присутствует только один экстремум, второй возникает при $t \geq 3\tau_r$ (рис. 2.24).

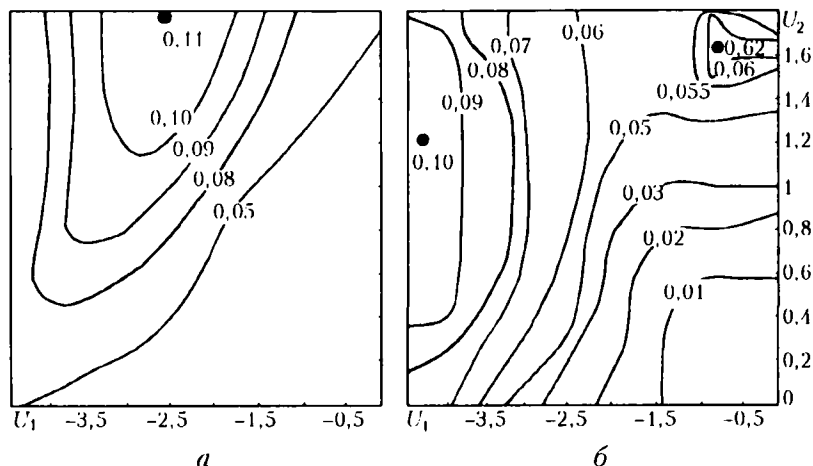


Рис. 2.24. Распределение критерия фокусировки J для мощного лазерного пучка. Возникновение экстремумов в моменты времени: $t = 1,3$ (а) и $3,0$ (б)

Во время прогрева среды пучком алгоритм достаточно точно отслеживает движение глобального экстремума и влияние локальных экстремумов не сказывается на эффективности коррекции. Проблема состоит в том, что достаточно сложно удерживать адаптивную систему в экстремуме, так как глобальный экстремум со временем совершает движение.

На рис. 2.25 представлено изменение координат управления: наклона U_1 , фокусировки U_2 и критерия фокусировки J в условиях возникновения локальных экстремумов для различных значений градиентного шага α . Параметры численного эксперимента: $Z = 0,5Z_d$, $Z_{Nl} = 0,1Z_d$, $R_0 = -100$, $r_a = a_0/4$.

В результате подбора α удастся добиться того, что алгоритм находит глобальный экстремум с координатами $\alpha_f = 1,0$, $\alpha_f = 0,6$, значением критерия фокусировки $J = 0,10$ и удерживается в нем достаточно долго (кривые 1 на рис. 2.25). При

уменьшении α адаптивная система движется в направлении локального экстремума (кривые 3), а при увеличении градиентного шага α алгоритм расходится (кривые 2).

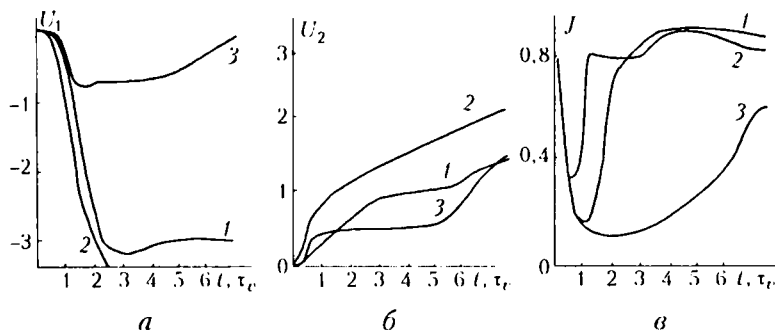


Рис. 2.25. Изменение наклона U_1 (а), фокусировки U_2 (б), критерия фокусировки J (в) при управлении. Кривая 1 — попадание в глобальный экстремум ($\alpha_i = 1,0$; $\alpha_f = 0,6$); 2 — увеличение градиентного шага, ведущее к быстрому выходу из области экстремума ($\alpha_i = 1,0$; $\alpha_f = 0,8$); 3 — прекращение управления в локальном экстремуме ($\alpha_i = 0,8$; $\alpha_f = 0,6$)

Наиболее надежным способом коррекции по неустановившимся параметрам является управление в начальные моменты времени только по наклону при фиксированной фокусировке (рис. 2.26). Управление попадает в область глобального экстремума. Затем управление адаптивной системой идет одновременно по наклону и по фокусировке, которая не меняется, оставаясь равной оптимальному значению для линейной среды. Параметры численного эксперимента: $Z = 0,5Z_d$, $Z_{N1} = 0,1Z_d$, $R_0 = -100$, $r_a = a_0/4$.

При сравнении с рис. 2.25 очевидно, что наклон в алгоритме приближается к соответствующей координате глобального экстремума (кривые 1 и 2). Можно сказать, что при нагреве среды пучком алгоритм управления отслеживает изменение наклона достаточно точно, что позволяет адаптивной системе попасть в область, близкую к глобальному экстремуму. Точное определение координаты глобального экстремума по фокусировке практически невозможно.

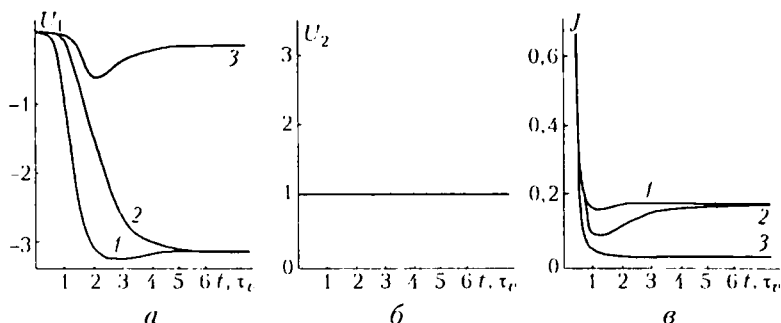


Рис. 2.26. Изменение наклона U_1 (а), фокусировки U_2 (б) и критерия фокусировки J (в) при управлении по наклону при фиксированной фокусировке. Кривая 1 — управление, которое прекращается в глобальном экстремуме ($\alpha_r = 1,0$); кривая 2 аналогична кривой 1 ($\alpha_r = 0,5$); кривая 3 — прекращение управления в локальном экстремуме ($\alpha_r = 0,25$)

Таким образом, на основе методов численного эксперимента выполнена оценка градиентных алгоритмов управления лазерным пучком в условиях теплового самовоздействия на устойчивость и быстродействие. Установлено что, при управлении адаптивной системой по неустановившимся параметрам поля, как и в случае стационарной ветровой рефракции, необходимо выбрать оптимальную длину градиентного шага и для обеспечения устойчивости управления и точности определения экстремума остановить управление в момент достижения критерием фокусировки максимума.

Апертурное зондирование, реализованное по неустановившимся параметрам, обеспечивает лишь приблизительное определение координат экстремума даже для целевой функции, имеющей только один экстремум. С течением времени алгоритм выходит из области экстремума и движется в направлении увеличения фокусировки. Время, в течение которого алгоритм находится в области экстремума, зависит от величины градиентного шага α : чем меньше значение α , тем больше временной интервал, в течение которого алгоритм находится в экстремуме.

При нагреве среды пучком практически невозможно подобрать значение величины градиентного шага, обеспечивающее постоянное отслеживание экстремума. При малых значе-

ниях α алгоритм в начальные моменты времени «отстает» от движения «холма» и находит экстремум только после завершения нагрева среды пучком. При слишком больших значениях α алгоритм быстро выходит из области экстремума.

В условиях проявления локальных экстремумов «медленное» движение алгоритма (при малом значении величины градиентного шага) приводит к тому, что управление прекращается в локальном экстремуме.

При управлении только по наклону при фиксированной фокусировке возможно точное отслеживание изменения соответствующей координаты глобального экстремума как в начальные моменты времени, так и при дальнейшем управлении. Такой вариант управления приводит к тому, что после завершения переходных процессов алгоритм находится в области глобального экстремума. В дальнейшем, для более точного определения координат управление происходит по обеим координатам с малой величиной шага α , при этом локальные экстремумы уже не будут влиять на эффективность.

При увеличении мощности излучения в пространстве координат управления пучком появляются локальные экстремумы, которые затрудняют поиск глобального экстремума посредством апертурного зондирования и его модификации как наиболее эффективных с точки зрения устойчивости и быстродействия алгоритмов. Выполнена оценка снижения эффективности коррекции теплового самовоздействия, обусловленная наличием локальных экстремумов, и определена область параметров задачи, в которой проявляются локальные экстремумы. Рассмотрен один из возможных методов преодоления локальных экстремумов, заключающийся в увеличении апертуры приемника. Координаты экстремума в этом случае находятся с несколько меньшей точностью, чем при малых площадях регистрирующих устройств. Но после приблизительного определения координат экстремума становятся возможными уменьшение апертуры и более точный поиск координат точки экстремума.

Глава 3

ВЛИЯНИЕ АКТИВНОГО ЗЕРКАЛА НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ АДАПТИВНОЙ КОРРЕКЦИИ

3.1. Адаптивные зеркала

Идея создания адаптивного зеркала, т.е. зеркала с управляемой в реальном времени формой поверхности, начала разрабатываться Линником в 1957 г. именно с целью компенсации влияния атмосферной турбулентности.

В последние годы создано множество управляемых зеркал, которые соответствуют определенным требованиям к корректорам волнового фронта и могут быть классифицированы в соответствии с многообразием проблем адаптивной оптики [8, 46].

Адаптивное зеркало представляет собой исполнительное устройство с отражающей поверхностью, профиль которой может изменяться. Амплитуда деформаций, число степеней свободы и полоса пропускания частот поверхности адаптивного зеркала должны удовлетворять определенным требованиям, чтобы обеспечить заданную эффективность компенсации флуктуаций фазы оптического излучения.

3.1.1. Типы и конструкции адаптивных зеркал

По конструкции адаптивные корректоры условно делятся на два класса: сегментированные зеркала и зеркала с непрерывной поверхностью. Для коррекции изображения, искажения которого вызваны флуктуациями волнового фронта световой волны в турбулентной атмосфере, используются оба типа зеркал. Эти корректоры должны одновременно обладать высоким быстродействием (10^{-2} – 10^{-3} с) и достаточно большим диапазоном угловых смещений (0,1–100 угл. с) [67].

Есть еще один тип корректора — пространственный модулятор фазы, получивший в настоящее время широкое распространение, он не может быть классифицирован в данной схеме.

По функциям отклика корректоры можно разделить на две группы: зеркала с локальной и зеркала с модальной функцией отклика. Под функцией отклика обычно понимается деформация поверхности, вызванная воздействием одного актюатора при нулевых управляющих сигналах на остальные актюаторы [26]. Предполагается, что общий изгиб поверхности представляет собой суперпозицию деформаций, инициируемых каждым актюатором. Функции отклика обладают сравнительно низкочастотным пространственным спектром. Поэтому при компенсации фазы световой волны адаптивным зеркалом происходит подавление низких частот пространственного спектра.

К первой группе, согласно конструктивным особенностям, относятся сегментированные, мембранные, пластины с локальной функцией отклика актюаторов, корректоры на основе электрически управляемых жидкокристаллических транспарантов. Ко второй — пластины с актюаторами, пленочные, биморфные зеркала.

Сегментированные адаптивные зеркала (рис. 3.1) состоят из нескольких подвижных сегментов, которые могут либо смещаться в направлении, перпендикулярном поверхности, либо смещаться и наклоняться.

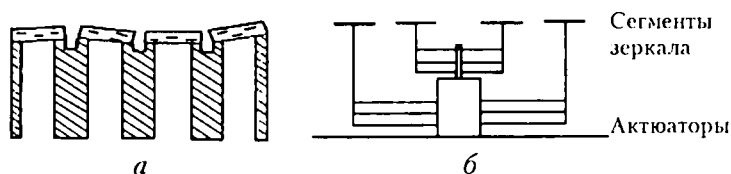


Рис. 3.1. Сегментированные зеркала: *а* — корректирует наклон; *б* — задает смещение

Сегментированные корректоры применяются чаще для создания первичных зеркал адаптивных наземных и космических телескопов, так как позволяют уменьшить массу телескопа за счет уменьшения жесткости конструкции, обеспечить температурную стабильность за счет большей жесткости отдельных элементов и требуемую точность обработки элементов.

В конструкции мембранных корректоров (рис. 3.2) над поверхностью мембраны толщиной 0,5–1 мкм на определенном расстоянии помещается прозрачный электрод, к которому приложено напряжение.

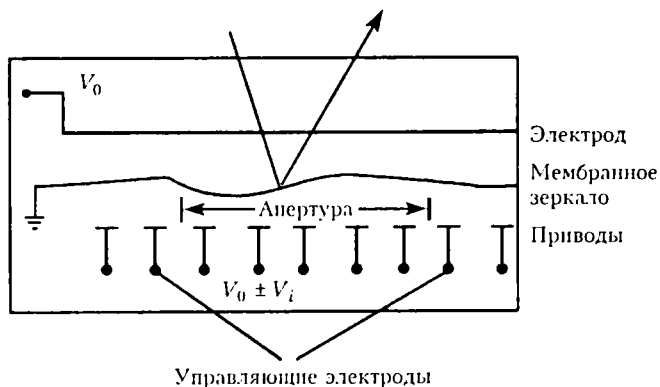


Рис. 3.2. Мембранное зеркало

Группа управляющих электродов расположена под мембраной, которая представляет собой набор проводящих пластинок под напряжением, мембрана заземлена.

Пластины с локальной функцией отклика актюаторов (рис. 3.3) состоят из отражающей подложки и опоры.

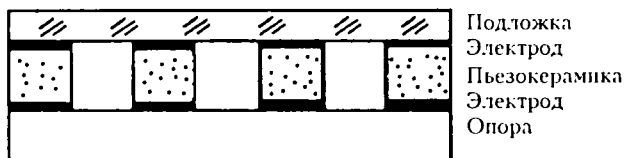


Рис. 3.3. Пластина с локальной функцией отклика актюаторов

Между опорами размещаются актюаторы, действие которых направлено по нормали к поверхности подложки. Амплитуда перемещения поверхности определяется динамическим диапазоном актюатора, упругими свойствами отражающей пластины, ее толщиной и расстоянием между актюаторами. Использование в качестве актюаторов специальных пьезокерами-

ческих пакетов позволяет увеличить амплитуду перемещения поверхности зеркала и при этом сохранить высокое быстродействие.

В качестве исполнительного элемента помимо зеркала в последнее время применяется пространственный модулятор фазы [64–66] на основе жидкокристаллических электрически управляемых транспарантов (рис. 3.4).



Рис. 3.4. Жидкокристаллический модулятор фазы

Действие корректоров данного типа заключается в следующем: в зазор (приблизительно 3 мкм) между двумя кварцевыми пластинами заливается вещество, показатель преломления которого меняется в зависимости от прикладываемого напряжения. На внутренних поверхностях пластин нанесены прозрачные электроды, форма которых может представлять сетку из достаточно большого числа элементов, к каждому из которых подводится управляющее напряжение в диапазоне от 0 до 30 В с частотой модуляции несколько килогерц. Функции отклика представляют собой ступеньки, дислоцированные в местах размещения актюаторов.

У модулятора фазы по сравнению с зеркалом имеются определенные преимущества, связанные с конструкторскими особенностями: низкое напряжение, необходимое для управления прибором (менее 1 В), малая потребляемая мощность, малые размеры прибора, отсутствие движущихся частей, долговечность, глубокая модуляция фазы (десятки длин волн).

К недостаткам фазового модулятора следует отнести сложности, связанные с формированием заданного фазового профиля:

каждый электрод обеспечивает только сдвиг фазы по одной координате, задать наклон практически невозможно.

Общим недостатком зеркал с локальной функцией отклика является необходимость большого количества актюаторов для компенсации низших аберраций волнового фронта.

Корректоры с модальной функцией отклика предполагают наличие изгибающего момента, деформирующего поверхность зеркала. Недостатком этого типа зеркал является ограниченность компенсируемых посредством этих зеркал аберраций волнового фронта.

По конструкции пластина с актюаторами (рис. 3.5) представляет собой тонкую пластину с консолями, на каждую из которых прикладывается внешняя нагрузка. Недостатком этого типа зеркал является ограниченность компенсируемых ими аберраций волнового фронта.

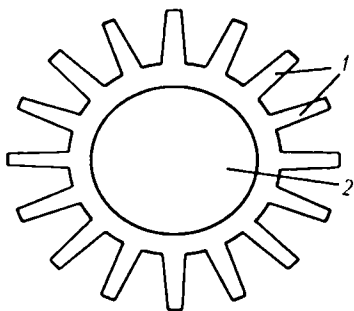


Рис. 3.5. Пластина с актюаторами: 1 – управляющие консоли; 2 – деформируемая зеркальная поверхность

Конструкция пленочных зеркал (рис. 3.6): на одну сторону квадратной стеклянной пластины размером 22×22 мм и толщиной 0,12 мм нанесен отражающий слой, образующий оптическую поверхность. На другой стороне пластины приклеена полимерная пьезоэлектрическая пленка

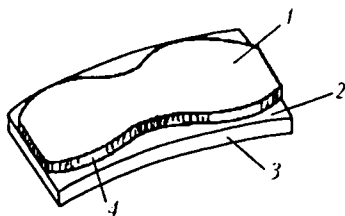


Рис. 3.6. Пленочное зеркало: 1, 2 – электроды; 3 – стеклянная пластина; 4 – пленка

толщиной 30 мкм, на которую с обеих сторон нанесены путем напыления электроды. Пленка вырезана так, что при подаче на

электроды напряжения она деформирует зеркало в одном направлении.

Зеркало на основе биморфного пьезоэлемента (рис. 3.7) представляет собой круглую кварцевую подложку толщиной 0,6 мм, на которую наклеен пьезокерамический диск толщиной 0,4 мм с электродами.

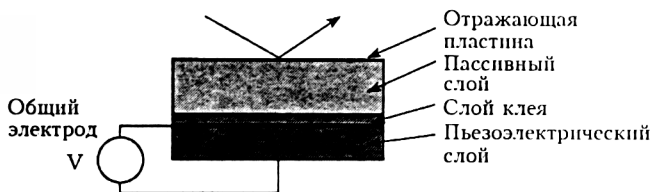


Рис. 3.7. Биморфное зеркало

При подаче управляющего напряжения на электроды, нанесенные на пьезокерамику, под действием обратного пьезоэффекта верхняя пластина расширяется, а нижняя сокращается, возникает изгибающий момент, который деформирует поверхность зеркала.

Выбор числа управляющих электродов и варьирование их положения на поверхности пьезопластины позволяют воспроизвести большое число aberrаций волнового фронта. Кроме того, биморфные зеркала обладают большим диапазоном перемещения поверхности.

Основным преимуществом зеркал с модальной функцией отклика актюаторов является возможность воспроизведения крупномасштабных aberrаций волнового фронта при помощи небольшого числа управляющих элементов. Именно такие aberrации вносят основной вклад в спектр фазовых искажений световых пучков, распространяющихся в случайно-неоднородных средах. К недостаткам модальных корректоров следует отнести достаточно сложную процедуру управления фазовой поверхностью из-за модальности функции отклика, а также трудность коррекции мелкомасштабных aberrаций при помощи таких зеркал.

По сложности изготовления и количеству актюаторов зеркала делятся на корректоры, предназначенные для компенсации

искажений лазерных пучков, распространяющихся в случайно-неоднородных средах, и корректоры, разрабатываемые для задач наземной астрономии.

Несмотря на многообразие проблем в адаптивной оптике и, соответственно, большое количество типов адаптивных зеркал, автором работы [49] сформулированы основные требования к адаптивным корректорам:

- динамический диапазон — 1–10 мкм; для коррекции тепловых искажений амплитуда деформаций зеркала — порядка одной длины волны, т.е. 10,6 мкм;
- эффективность воспроизведения аберраций (т.е. компенсация максимального количества аберраций должна быть обеспечена минимальным числом актюаторов);
- быстродействие корректора;
- температурная стабильность;
- простота изготовления и применения.

Обычно в качестве критерия коррекции фазовых искажений в адаптивной оптике используется число Штреля [26], которое представляет собой отношение интенсивности в центре изображения при наличии искажений к интенсивности в отсутствие искажений: $St = I/I_0$, где I — интенсивность в центре фокального пятна; I_0 — интенсивность для идеальной системы без аберраций. Коррекция эффективна, если число Штреля превышает 0,8 [48]. При малой остаточной ошибке коррекции число Штреля вычисляется по интенсивности:

$$I = \exp[-(4\pi/\lambda)^2 \sigma^2], \quad (3.1)$$

где σ^2 — среднеквадратическая ошибка коррекции по апертуре, зависящая от числа актюаторов и их функций отклика.

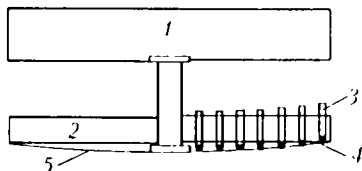
3.1.2. Примеры адаптивных зеркал

В настоящее время конструкторско-технологические решения задачи коррекции изображения представлены следующими примерами.

Вторичные зеркала многоканального адаптивного телескопа MMT [68] и Большого телескопа — бинокля (Large Binocu-

lar Telescope) [69], используемые в качестве корректора волнового фронта, представляют собой гибкое зеркало (рис. 3.8). Отражающая поверхность зеркала 5 диаметром 640 мм изготовлена из стекла.

Рис. 3.8. Адаптивное вторичное зеркало телескопа MMT



Управление зеркалом осуществляется системой из 320 актюаторов 4, расположенных в узлах квадратной сетки. Терморегуляция происходит за счет охлаждаемых «пальцев» 3. Зеркало закреплено на опоре 1, дополнительная жесткость достигается за счет введения в конструкцию массивной стеклянной пластины 2.

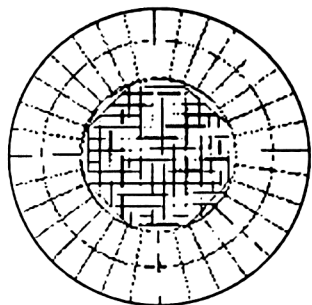
Многоканальные деформируемые зеркала, разрабатываемые фирмой Xinetex (США), представляют собой зеркала с непрерывной поверхностью и с 37, 97, 349 управляющими элементами. Зеркало с 97 актюаторами создано для телескопа на Colar Alto, с 349 актюаторами — для телескопа Hale, установленного на горе Mt. Palomar.

Адаптивное зеркало с непрерывной поверхностью, разработанное Optical Science Laboratory (Великобритания), имеет диаметр 270 мм и управляется системой из 7 магнитострикционных приводов. Зеркало предназначено для коррекции низкочастотных aberrаций волнового фронта в адаптивном телескопе.

Зеркало, изготовленное компанией Laserdot, может использоваться для работы в адаптивной системе телескопа 8-м класса [70]. Оно имеет непрерывную гибкую отражающую поверхность, диаметр рабочей апертуры 110 мм, управление осуществляется системой из 250 актюаторов. Приводы — пьезоэлектрические, механически соединены с отражающей поверхностью.

Униморфное адаптивное зеркало [71] для компенсации атмосферной турбулентности состоит из активного пьезокерамического элемента, приклеенного к зеркальной поверхности,

размещение актюаторов показано на рис. 3.9. Зеркало обладает следующими характеристиками: толщина — 0,5 мм, диаметр активной области — 38 мм, диаметр зеркала — 75,5 мм, число активных актюаторов — 156, число актюаторов на периферии — 64.



Сегментированное зеркало компании Trux enterprises (США) [72], построенное в 1985 г., имеет 1500 степеней свободы (500 актюаторов,

Рис. 3.9. Униморфное адаптивное зеркало

каждый из которых управляется по двум наклонам и смещению) и предназначено для работы на частотах до 1 кГц, максимальное смещение составляет 8 мкм (рис. 3.10).

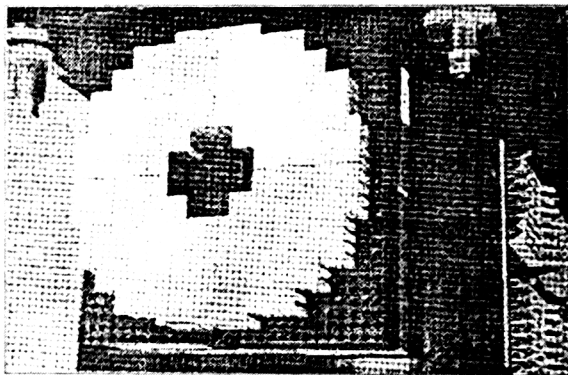


Рис. 3.10. Зеркало из 500 сегментов

Такое зеркало имеет наибольшее число актюаторов. Оно создавалось для работы в системах вооружения. В настоящее время разрабатывается аналогичное зеркало для использования в наземных телескопах.

Прототип зеркала, изображенного на рис. 3.11, имеет отражающую поверхность, деформации которой обеспечиваются системой из 25 актюаторов, предполагаемая частота работы 10 кГц.

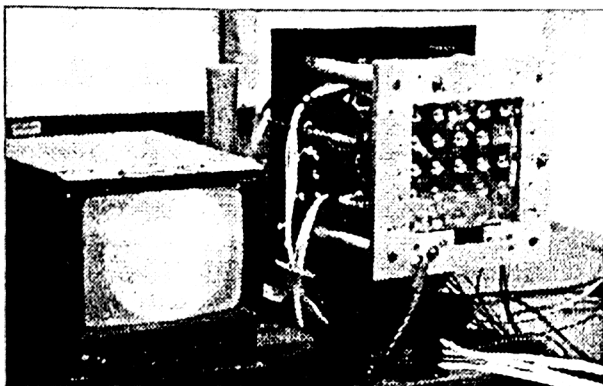


Рис. 3.11. Прототип зеркала для наземной астрономии

Для систем, компенсирующих искажения, обусловленные термодетформациями оптики, создано зеркало с отличающимися характеристиками (рис. 3.12). Отражающая поверхность имеет диаметр 400 мм и деформируется 39 электромагнитными актюаторами. Оригинален способ их крепления: на концах стержней сделаны углубления, из которых откачан воздух, и атмосферное давление достаточно жестко

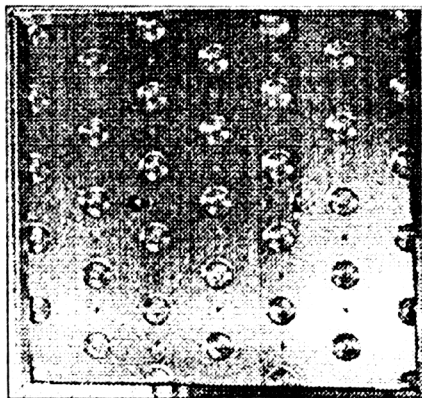


Рис. 3.12. Зеркало для коррекции термодетформаций оптики

соединяет приводы с пластиной зеркала. Рабочая частота составляет 10 Гц, но этого достаточно для эффективной коррекции термодетформаций.

Мембранные зеркала («active micro mirror», «micromachined membrane deformable mirror») [73–76], предназначенные для работы на высоких частотах, имеют отражающую поверхность диаметром несколько сантиметров. Такое мембранное зеркало

состоит из тонкой мембраны, подвешенной на силиконовой раме над системой электростатических актюаторов. Верхний электрод приклеен к стеклу и является прозрачным, нижние электроды — набор алюминиевых пластинок (см. рис. 3.2).

При наличии разности потенциалов между нижними и верхними электродами отражающая пластина деформируется. Если площадь мембраны не более 5 см^2 , толщина мембраны выбирается порядка нескольких микрометров, с увеличением площади толщина может быть увеличена до 20–30 мкм. Полоса частот достигает нескольких кГц. Мембранные зеркала, изготавливаемые Г.В. Вдовиным [74–76], имеют следующие параметры: размер мембраны от 1 до 50 мм; форма мембраны может быть прямоугольной, круглой или эллиптической; время отклика от 200 мкс до 5 мс. Основными достоинствами данного корректора являются его относительно невысокая стоимость и простота изготовления.

Введение мембранных зеркал позволяет радикально увеличить число степеней свободы корректора, используемого в адаптивных системах наземных телескопов, но при этом необходимо расширить их динамический диапазон, т.е. максимально допустимые смещения отражающей поверхности. Достичь этого можно посредством многослойного зеркала [77], которое находится на стадии проектирования. Работа этого корректора предполагает следующее: небольшие смещения поверхности с высокими пространственными частотами будут проводиться на основе мембранного зеркала, а смещения с большой амплитудой и малыми пространственными частотами — при деформациях подложки мембраны (рис. 3.13).



Рис. 3.13. Многослойное адаптивное зеркало

Интерес к корректорам на основе биморфного пьезоэлемента в настоящее время связан с созданием датчика кривизны

волнового фронта, предложенного Roddier [78], который позволяет получать непосредственно управляющие напряжения без дополнительных вычислений. И хотя такое измерение волнового фронта приводит к ошибкам коррекции [79], которые могут быть устранены лишь посредством вычислительной техники, биморфные зеркала продолжают считаться одними из наиболее перспективных типов адаптивных зеркал для использования в современных астрономических системах [80, 81] и для коррекции крупномасштабных аберраций волнового фронта лазерных пучков.

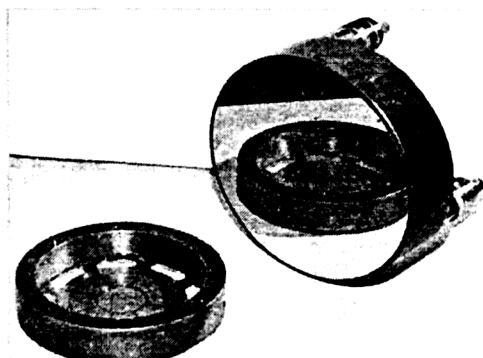


Рис. 3.14. Биморфное адаптивное зеркало

Для коррекции турбулентных искажений пучков в ИПЛИТ РАН (г. Шатура, А.В. Кудряшов, А.Л. Рукосуев, В.В. Самаркин) производят пьезокерамические зеркала (рис. 3.14) с диаметром рабочей апертуры 40–50 мм; толщиной 3–5 мм; с 8, 13, 18, 33 актюаторами; смещение составляет 7–15 мкм; первый резонанс равен 2–7 кГц; отражающая поверхность изготавливается из стекла, кварца, меди.

3.2. Эффективность управления в зависимости от числа актюаторов и конфигурации их размещения

На этапе проектирования адаптивной системы возникает проблема выбора оптимальных параметров для корректирующего зеркала. Численное моделирование позволяет провести

оптимизацию количества и конфигурации расположения управляющих элементов адаптивного зеркала. Чтобы проанализировать: каким образом связана эффективность адаптивной коррекции с количеством актюаторов и конфигурацией их расположения, было построено несколько численных моделей гибких зеркал.

Представленные на рис. 3.15 модели зеркала с силовым управлением характеризуются различным числом актюаторов и их расположением.

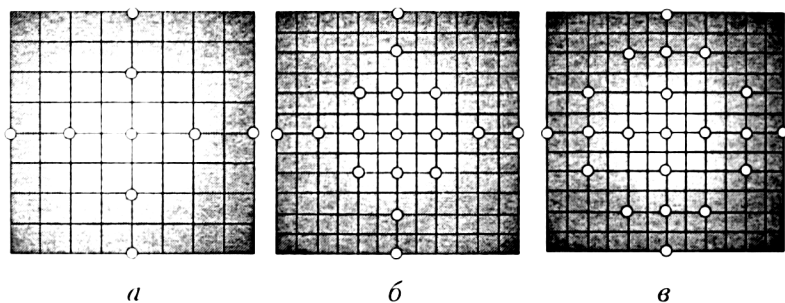


Рис. 3.15. Модели адаптивных зеркал с различным числом актюаторов и их расположением

Модель *а* соответствует «крестообразной» конфигурации размещения актюаторов. Модель *б* с 17 актюаторами отличается от модели *а* с 9 и модели *в* с 21 актюатором большей плотностью их расположения в центральной части модели зеркала, соответствующей области, занимаемой пучком.

Конструкция адаптивного зеркала определяется в основном искажениями, для компенсации которых оно используется. Атмосферные aberrации могут быть представлены набором полиномов Цернике $Z(\mathbf{r})$. Для определения точности воспроизведения полиномов Цернике использовались модели зеркал, изображенные на рис. 3.15.

Выполнение этих исследований позволило определить оптимальные параметры корректора с целью прогнозирования эффективности компенсации нелинейных искажений при его использовании. Аппроксимация осуществлялась совмещением фазового профиля с поверхностью зеркала в точках закрепле-

ния актюаторов. Точность воспроизведения фазового профиля гибким зеркалом характеризовалась среднеквадратическим отклонением:

$$\varepsilon = \left\{ \frac{\iint (\varphi - W)^2 f dx dy}{\iint \varphi^2 f dx dy} \right\}^{1/2}, \quad (3.2)$$

где $\varphi(\mathbf{r}) = \sum_{l=0}^{\infty} a_l Z_l(\mathbf{r})$ — фазовый профиль поверхности, задаваемой полиномами Цернике в круге радиуса r_c ; W — фазовый профиль зеркала; $f = \exp[-(x^2 + y^2)/r_c^2]$ — весовая функция; r_c — радиус весовой функции.

Коррекция нелинейных искажений осуществлялась на трассе длиной $0,5Z_d$, где Z_d — дифракционная длина. Трасса была разделена на два отрезка: участок длиной Z_{Nl} , занимаемый распределенной тепловой линзой, и участок линейного распространения длиной Z_l . Нелинейность среды определялась параметром R_0 (1.3), пропорциональным интенсивности излучения. Пучок в плоскости $Z_0 = Z_{Nl} + Z_l$ характеризовался критерием фокусировки J (2.3). Управление осуществлялось на основе алгоритма модифицированного фазового сопряжения (2.1). Параметры численного эксперимента: $Z_{Nl} = 0,5Z_d$, $Z_l = 0$, $R_0 = -30$. Качество воспроизведения низших полиномов с использованием моделей зеркал a , b , $в$ (рис. 3.15), иллюстрируется на рис. 3.16.

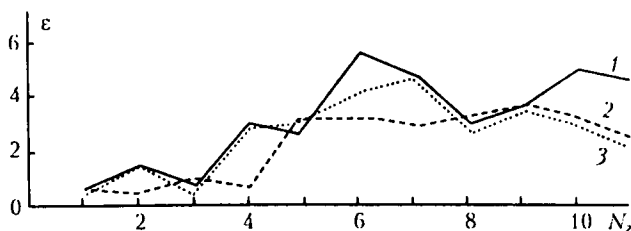


Рис. 3.16. Точность воспроизведения полиномов Цернике ε моделями адаптивных зеркал с различным числом и расположением актюаторов: кривые 1, 2 и 3 соответствуют моделям зеркал a , b и $в$; N_2 — число полиномов, воспроизводимых гибким зеркалом

Из рис. 3.16 следует, что среднеквадратическое отклонение ε является практически одинаковым для всех моделей зеркал, но несколько выше для модели *a*, которая имеет наименьшее число актюаторов, т.е. зеркало с меньшим числом актюаторов воспроизводит заданный полиномами Цернике фазовый профиль менее точно. Сравнение кривых 2 и 3 позволяет утверждать, что зеркало с более плотным размещением актюаторов в центральной части модели при воспроизведении сложных фазовых профилей обладает большей эффективностью адаптивной коррекции.

На рис. 3.17 иллюстрируется среднеквадратическая ошибка воспроизведения полиномов Цернике в зависимости от радиуса весовой функции r_c . Кривая 3 представляет собой воспроизведение фазового профиля по всей поверхности зеркала. Параметры численного эксперимента: $Z_{Nl} = 0,5Z_d$, $Z_l = 0$, $R_0 = -30$.

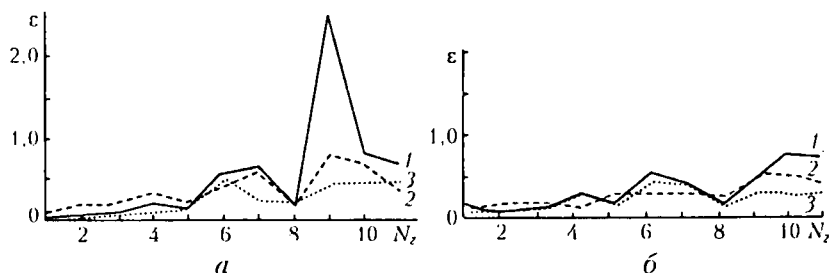


Рис. 3.17. Точность воспроизведения полиномов Цернике в зависимости от радиуса весовой функции r_c для соответствующих моделей зеркала *a* и *б* (см. рис. 3.15). Кривая 1 — $r_c = 0,1d_m$; 2 — $0,2d_m$; 3 — $0,5d_m$; d_m — длина стороны зеркала

При $r_c = 0,5d_m$ модели зеркала *a* и *б* (см. рис. 3.15), как видно на рис. 3.17, обеспечивают практически одинаковые значения среднеквадратической ошибки, но с уменьшением радиуса весовой функции r_c модель зеркала (рис. 3.15, б) с более плотным размещением актюаторов в центральной части воспроизводит полиномы Цернике более точно, чем модель *a*.

Проведенные исследования для ряда численных моделей зеркала показали, что точность воспроизведения фазовых профилей и адаптивного управления, в конечном счете, определя-

ется в основном количеством актюаторов, вернее плотностью расположения актюаторов в области определения весовой функции, соответствующей области, занимаемой пучком, и практически не зависит от конфигурации их размещения на поверхности деформируемого зеркала.

Чтобы оценить, как влияет геометрия управляющих элементов в зависимости от мощности нелинейных искажений на эффективность адаптивной коррекции, был проведен ряд численных экспериментов с параметрами: $Z_{Nl}=0,5Z_d$, $Z_l=0$, $R_0=-30$. В результате выявлено, что компенсация распределенной тепловой линзы с умеренной «оптической силой» реализуется всеми зеркалами (см. рис. 3.15) с одинаковой эффективностью. Но с увеличением нелинейности ($R_0=-90$) среднеквадратическое отклонение ϵ , характеризующее точность воспроизведения фазовых профилей, возрастает, причем для модели зеркала *a* в большей степени, чем для модели *б*, хотя эффективность компенсации остается приблизительно одинаковой для всех корректоров. Точность аппроксимации иллюстрируется на рис. 3.18, где изображены сечения фазового профиля и соответствующего прогиба зеркала плоскостью XOZ . Очевидно, что среднеквадратическая ошибка для модели зеркала *б* меньше, чем для модели *a*.

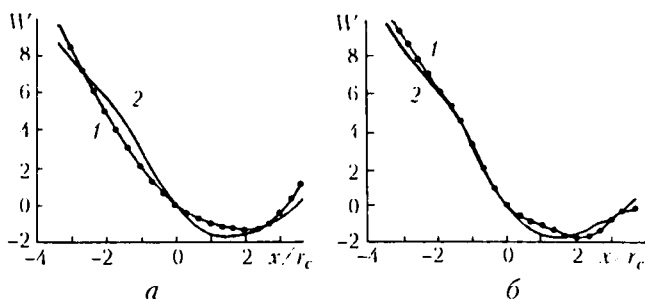


Рис. 3.18. Усеченные плоскостью XOZ прогиб зеркала и корректируемая фазовая поверхность. Профиль фазовой поверхности — 1, зеркала — 2; *a*, *б* соответствуют моделям зеркала на рис. 3.15

Более сложные фазовые поверхности наблюдаются для протяженного слоя нелинейности (рис. 3.19). Параметры численного эксперимента: $Z_{Nl}=0,1Z_d$, $Z_l=0,4Z_d$, $R_0=-90$.

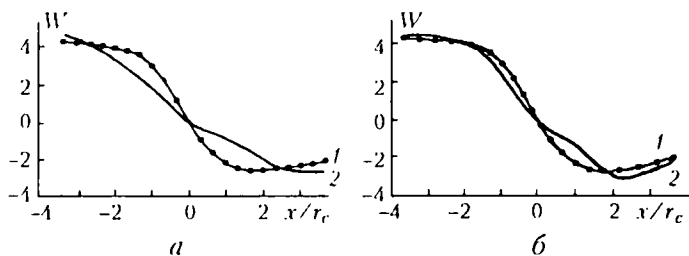


Рис. 3.19. Усеченные плоскостью XOZ прогиб зеркала и корректируемая фазовая поверхность, наблюдаемая в случае протяженного нелинейного слоя. Профиль фазовой поверхности — 1, зеркала — 2; $a, б$ соответствуют моделям зеркала на рис. 3.15

В условиях данного численного эксперимента модель a (см. рис. 3.15) уже не воспроизводит характерные особенности фазы, хотя модель $б$ еще обеспечивает необходимую концентрацию поля в плоскости регистрации. Но для обоих случаев точность воспроизведения фазового профиля возрастает, особенно для модели a . Дальнейшее увеличение «оптической силы» тонкой «тепловой линзы» ведет к дальнейшему возрастанию среднеквадратического отклонения ϵ для обеих моделей зеркала.

Как следствие, уменьшаются результирующие значения критерия фокусировки J , особенно для модели зеркала a , использование которого не обеспечивает рост критерия качества в процессе управления пучком с высокой интенсивностью.

Таким образом, эффективность компенсации нелинейных искажений гибким корректором зависит от плотности размещения актюаторов в центральной части модели зеркала, соответствующей области, занимаемой пучком. Этот вывод относится прежде всего к случаям распространения лазерного излучения с высокой интенсивностью ($|R_0| \geq 90$).

При распространении лазерного излучения с небольшой интенсивностью ($|R_0| \leq 30$) поверхность фазового профиля имеет несложную форму и хорошо корректируется. В данном случае обе представленные модели зеркала a и $б$ (см. рис. 3.15) обеспечивают приблизительно одинаковые результаты коррекции.

3.3. Переходные процессы, развивающиеся при колебаниях отражающей поверхности зеркала

В разд. 3.2 численные исследования проводились на основе статической модели зеркала, т.е. не учитывались колебания отражающей поверхности, возникающие при деформациях корректора под воздействием внешних сил. В данном разделе выполнено дальнейшее развитие модели упругого зеркала решением системы уравнений (1.19) методом Рунге—Кутты четвертого порядка точности, в результате чего получается динамическое поле поперечных смещений, рассчитанных в узлах модели упругого зеркала (рис. 3.20).

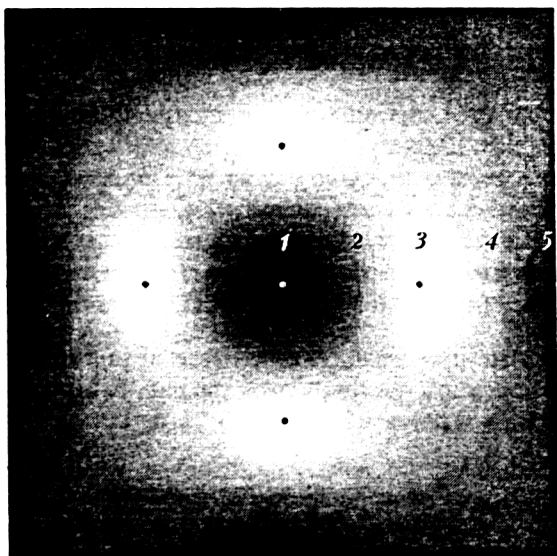


Рис. 3.20. Модель гибкого зеркала с точками закрепления актюаторов. Для пронумерованных узлов сетки оценивались параметры в плоскости регистрации

Поперечные смещения описывают движение отражающей поверхности зеркала под действием заданных поперечных сил в точках закрепления актюаторов и образуют фазовую поверхность зеркала.

Формирование фазы пучка $\varphi(x, y, t)$ упругим зеркалом описывается уравнением:

$$\varphi(x, y, t) = 2kW(x, y, t), \quad (3.3)$$

где $W(x, y, t)$ — деформации зеркала; k — волновое число.

При воздействии поперечных сил на зеркало в точках размещения актюаторов возникают колебания отражающей поверхности деформируемого зеркала, которые проявляются как осцилляции параметров, регистрируемые в плоскости наблюдения (рис. 3.21). Параметры численного эксперимента: $Z_{Nl} = 0,1Z_d$, $Z_l = 0,4Z_d$, $R_0 = -20$.

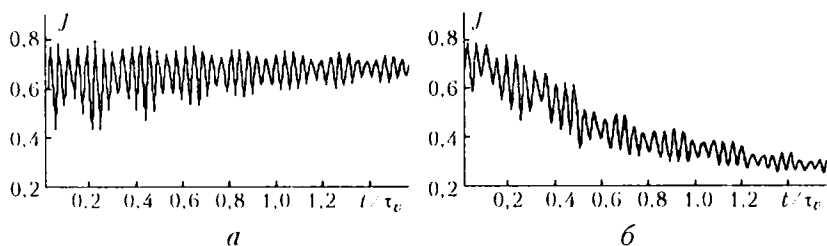


Рис. 3.21. Осцилляции критерия фокусировки J в плоскости наблюдения при воздействии на зеркало внешних сил: в линейной среде — а; нелинейной — б

Переходные процессы, связанные с деформациями зеркала в линейной среде иллюстрируются на рис. 3.21, а и в условиях теплового самовоздействия на рис. 3.21, б.

3.4. Управление пучком с учетом переходных процессов

При исследовании адаптивной коррекции атмосферных искажений лазерного излучения было установлено, что переходные процессы, развивающиеся в адаптивной оптической системе, оказывают значительное влияние на эффективность и быстродействие алгоритмов управления. Данные переходные процессы по причинам возникновения и по характеру воздействия на управление адаптивной системой могут быть представлены как переходные процессы двух типов:

- процессы, связанные с особенностями взаимодействия излучения с атмосферой в условиях теплового самовоздействия;
- процессы, развивающиеся при фазовом управлении, обусловленные собственными колебаниями отражающей поверхности глубокого зеркала.

И те и другие переходные процессы ведут к существенным изменениям параметров излучения в плоскости наблюдения.

В работе [82] было показано, что, несмотря на колебания регистрируемых параметров излучения, адаптивная коррекция может быть реализована с использованием традиционных алгоритмов управления пучком: апертурного зондирования [1] и фазового сопряжения [2]. Необходимым условием адаптивной коррекции переходных процессов первого типа является то, что период изменения параметров пучка в процессе управления должен быть много меньше характерного времени переходного процесса.

Для коррекции переходных процессов второго типа необходимо, чтобы частота управляющих воздействий отличалась от частоты колебаний, развивающихся в адаптивной системе. Чтобы выявить механизмы, влияющие на подавление переходных процессов, возникающих в результате воздействия на корректор внешних сил в точках размещения актюаторов, были проведены численные эксперименты на основе динамической модели зеркала (см. рис. 3.20).

3.4.1. Влияние переходных процессов на устойчивость фазового сопряжения

Эффективность и быстродействие алгоритма фазового сопряжения с учетом переходных процессов, обусловленных собственными колебаниями зеркала, исследовались при решении задачи компенсации тепловой дефокусировки, т.е. при решении системы уравнений (1.1)–(1.3). В качестве корректора была построена модель динамического зеркала (1.19), позволяющая учитывать переходные процессы, возникающие при изменении нагрузки, т.е. при смещениях актюаторов, геометрия размещения которых соответствует рис. 3.20.

Известно [36], что переходные процессы, связанные с упругими деформациями, приводят к расхождению алгоритма

фазового сопряжения. В связи с этим управление в численных экспериментах по компенсации тепловой дефокусировки осуществлялось на основе алгоритма модифицированного фазового сопряжения (2.1), согласно которому фаза прямой волны частично заменяется на сопряженную фазу отраженной. Величина сопряженной фазы отраженной волны варьируется коэффициентом α , принимающим значение от 0,0 до 1,0. Фазовое сопряжение соответствует значению $\alpha = 1,0$.

На рис. 3.22 представлено изменение критерия фокусировки J для различных значений коэффициента α . Параметры численных экспериментов: $Z = 0,5Z_d$, $R_0 = -20$.

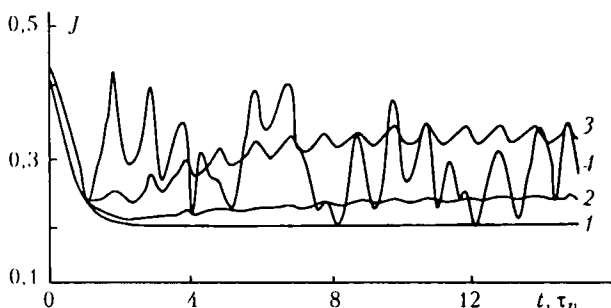


Рис. 3.22. Изменение критерия фокусировки J при управлении на основе алгоритма модифицированного фазового сопряжения: кривая 1 — решение задачи распространения без коррекции; 2 — компенсация «тепловой линзы» на основе управления алгоритмом модифицированного фазового сопряжения с коэффициентом $\alpha = 0,2$ (2), $0,4$ (3), $1,0$ (4)

Из рис. 3.22 видно, что чем больше коэффициент α , тем выше амплитуда осцилляций критерия фокусировки J в плоскости наблюдения, возникших в результате собственных колебаний упругого зеркала. Для реализации устойчивого управления на основе фазового сопряжения необходимо уменьшить амплитуду колебаний отражающей поверхности, что может быть достигнуто двумя способами. Первый способ заключается в увеличении коэффициента затухания собственных колебаний зеркала γ . На рис. 3.23 представлены смещения отражающей поверхности зеркала $W(x_i, y)$ в точках размещения управляющих элементов (x_i, y) , рассмотренных в соответствии с рис. 3.20.

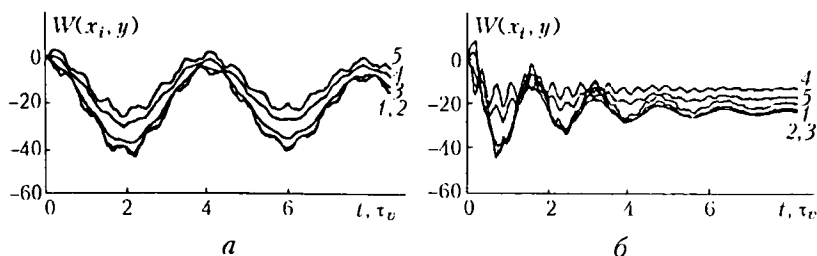


Рис. 3.23. Смещения отражающей поверхности модели зеркала; пронумерованные на рис. 3.20 узлы с управляющими элементами соответствуют номерам кривых; а — коэффициент затухания $\gamma = 0,001$; б — $\gamma = 0,01$

Чтобы изменить амплитуду колебаний отражающей поверхности зеркала, необходимо внести изменения в конструкцию зеркала, что на этапе работающей в режиме измерений адаптивной системы практически невозможно.

Второй способ, позволяющий уменьшить амплитуду колебаний отражающей поверхности зеркала, основан на изменении характера воздействия внешних сил в точках размещения актюаторов, при условии, что нагрузка на зеркало в точках приложения внешних сил увеличивается постепенно, достигая максимально возможных значений.

В целях определения максимально возможных значений внешних сил P_{iopt} , обеспечивающих оптимальную фокусировку, на начальном этапе, т.е. до включения зеркала в алгоритм управления, было рассмотрено воспроизведение динамическим зеркалом поверхности U_{opt} , соответствующей оптимальной фокусировке в линейной среде на трассе $Z = 0,5Z_d$.

При управлении использовался алгоритм модифицированного фазового сопряжения (2.1), поскольку в нелинейной среде он обеспечивает коррекцию искажений, а в линейной определяет оптимальную фокусировку. В обоих случаях процедура является итерационной. Компоненты P_{iopt} вектора внешних сил $\mathbf{P}_{iopt}$, приложенных в точках закрепления актюаторов, входящие в правую часть уравнения (1.19), находились методом наименьших квадратов.

Чтобы реализовать устойчивое управление, с учетом переходных процессов, связанных с упругими деформациями,

приводящими к расходимости алгоритмов фазового сопряжения, необходимо уменьшить амплитуду колебаний отражающей поверхности. Выполнить это становится возможным при плавном изменении действия внешних сил на зеркало, т.е. если воздействия P_i достигают максимально возможных значений $P_{i\text{opt}}$ не «скачкообразно», а плавно возрастая, т.е. задаются не в виде ступенчатой функции:

$$\begin{cases} P_i = 0, & t < t_1, \\ P_i = P_{i\text{opt}}, & t \geq t_1, \end{cases} \quad (3.4)$$

а как непрерывные монотонно возрастающие функции:

$$\begin{cases} P_i = 0, & t < t_1, \\ P_i = P(t), & t_1 \leq t \leq t_2, \\ P_i = P_{i\text{opt}}, & t \geq t_2, \end{cases} \quad (3.5)$$

где $i = 1, 2, \dots, N$, N — число актюаторов; $P_{i\text{opt}}$ — значения внешних сил, найденные по методу наименьших квадратов, при воспроизведении зеркалом поверхности U_{opt} . На рис. 3.24 представлен характер изменения нагрузки на зеркало.

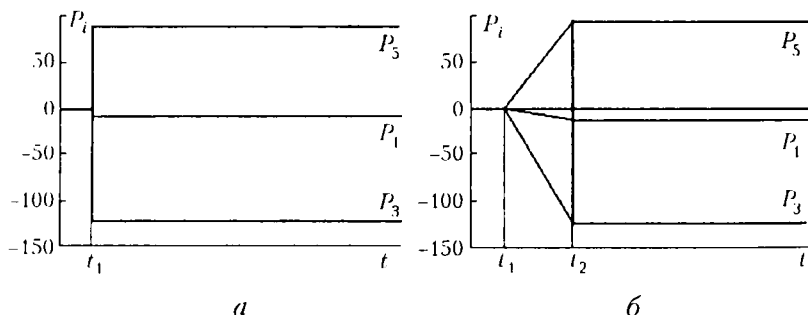


Рис. 3.24. Изменение нагрузки на зеркало: а — ступенчатое; б — плавное

Амплитуда колебаний пиковой интенсивности I_m (2.4) значительно уменьшится при плавном изменении нагрузки на зеркало в сравнении со ступенчатым (рис. 3.25).

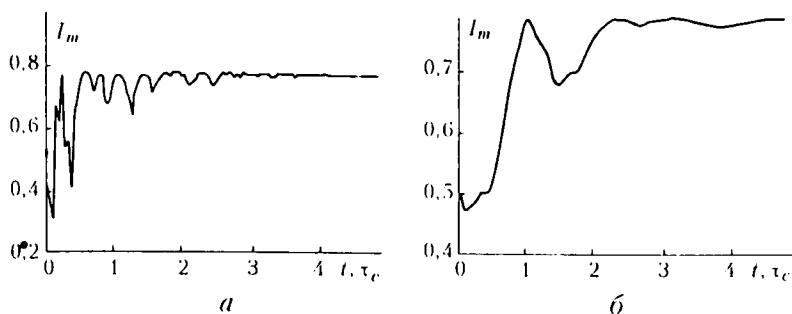


Рис. 3.25. Осициляции пиковой интенсивности I_m при ступенчатом воздействии внешних сил — *а*; при плавном изменении нагрузки на зеркало — *б*

Из рис. 3.26 видно, что смещение отражающей поверхности в центральной точке модели зеркала (см. рис. 3.20) при управлении на основе модифицированного фазового сопряжения с коэффициентом затухания $\gamma = 0,01$ представляет собой колебания точки при ступенчатом воздействии внешних сил и характеризуется гладкой кривой при плавном изменении нагрузки в данной точке зеркала.

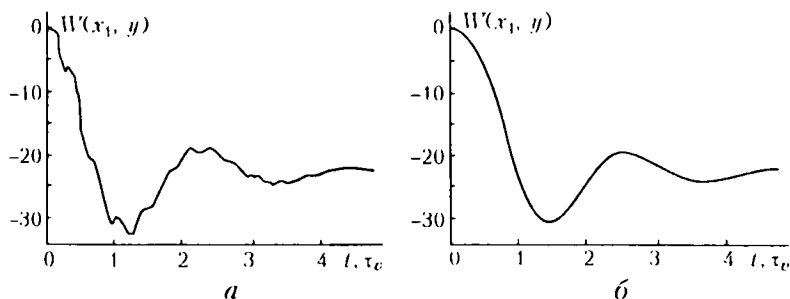


Рис. 3.26. Колебания центральной точки отражающей поверхности зеркала при ступенчатом воздействии внешних сил — *а*; при плавном изменении нагрузки на зеркало — *б*

Полная картина изменения характера сходимости алгоритма модифицированного фазового сопряжения в линейной среде при переходе от ступенчатого изменения нагрузки на зеркало к плавному приведена на рис. 3.27.

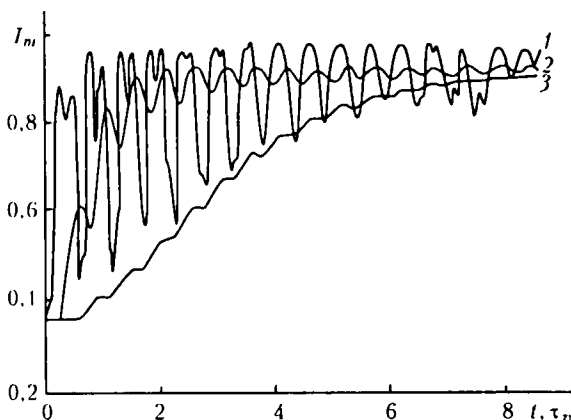


Рис. 3.27. Изменение пиковой интенсивности при управлении в линейной среде. Кривая 1 соответствует ступенчатому изменению нагрузки на зеркало; 2 и 3 — плавному изменению нагрузки

Значения внешних сил P_i на каждом итерационном шаге определялись методом наименьших квадратов и поэтому при переходе от итерации к итерации изменялись «скачкообразно». Кривая 1, представляющая ступенчатое изменение нагрузки на зеркало, характеризуется достаточно высокой амплитудой осцилляций пиковой интенсивности I_m (2.4) в плоскости регистрации. Кривая 2 соответствует плавному изменению воздействия внешних сил на зеркало, и в этом случае амплитуда осцилляций пиковой интенсивности уменьшается в несколько раз. Кривая 3 также представляет плавное изменение нагрузки на зеркало, но отличается от кривой 2 меньшим значением коэффициента α , характеризующим величину сопряженной фазы.

Из рис. 3.27 следует, что уменьшение амплитуды колебаний и устойчивый рост концентрации светового поля в плоскости наблюдения достигаются при плавном изменении нагрузки на зеркало.

При коррекции теплового самовоздействия на основе алгоритма модифицированного фазового сопряжения (2.1) с включением в адаптивную систему модели упругого динамического зеркала и при плавном изменении нагрузки на зеркало в итерационном процессе стабильность управления сохраняется

(рис. 3.28). Параметры численного эксперимента: $Z_{Nl} = 0,1Z_d$, $Z_l = 0,4Z_d$, $R_0 = -20$.

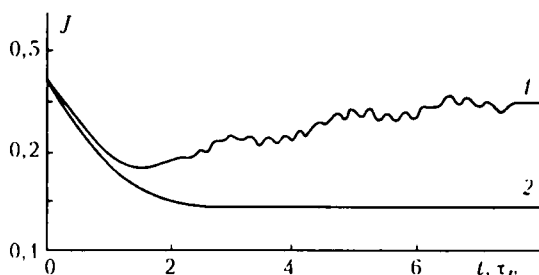


Рис. 3.28. Изменение критерия фокусировки J при управлении в нелинейной среде на основе алгоритма модифицированного фазового сопряжения при плавном изменении нагрузки на зеркало: изменение критерия фокусировки J при наличии управления — 1; при отсутствии — 2

Адаптивная фокусировка в задаче компенсации теплового самовоздействия при управлении на основе модифицированного фазового сопряжения обеспечивает рост критерия фокусировки J приблизительно в 2 раза, что совпадает со значением данного параметра для идеального устройства формирования фазы [82].

3.4.2. Влияние переходных процессов на быстродействие апертурного зондирования

Для оценки влияния на эффективность компенсации действия переходных процессов, обусловленных собственными колебаниями отражающей поверхности, рассматривалось управление пучком на основе алгоритма апертурного зондирования (2.2), который в линейной среде является примером «восхождения на холм» (рис. 3.29).

При реализации апертурного зондирования, когда в системе развиваются переходные процессы, наиболее сложным является выделение отклика регистрируемого параметра на пробное воздействие, так как часто невозможно определить, чем вызвано изменение критерия фокусировки J — пробным воздействием на зеркало или осцилляциями поля в процессе установления.

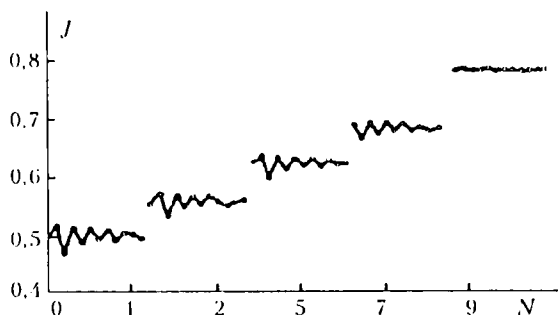


Рис. 3.29. «Восхождение на холм» по установившимся параметрам светового поля в линейной среде

Поэтому наиболее простой метод реализации апертурного зондирования заключается в управлении по установившемуся полю (разд. 2.4), при этом система после регистрации критерия фокусировки J совершает пробное воздействие и ожидает, когда завершатся все переходные процессы, обусловленные воздействием, затем вычисляется приращение ΔJ , делается градиентный шаг (рис. 3.29).

Наличие периодов «ожидания» на каждом градиентном шаге ограничивает быстродействие системы в целом. Повысить быстродействие системы можно, если уменьшить периоды «ожидания», т.е. уменьшить длительность переходных процессов. Для этого необходимо оптимизировать конструкцию зеркала с целью увеличения коэффициента затухания. Но можно провести фильтрацию регистрируемых параметров, которая уменьшит амплитуду осцилляций критерия фокусировки J в плоскости наблюдения.

Фильтрация параметров осуществляется следующим образом: после регистрации критерия фокусировки J и пробного воздействия система не ожидает, когда завершатся все переходные процессы, а в некоторый момент времени t_1 вычисляется приращение ΔJ и делается градиентный шаг. Тем самым уменьшается период «ожидания», или длительность переходных процессов. На рис. 3.30 представлено изменение критерия фокусировки J в результате одного пробного воздействия, на-

чиная с момента времени t_1 осцилляции параметров обусловлены только воздействием на зеркало.

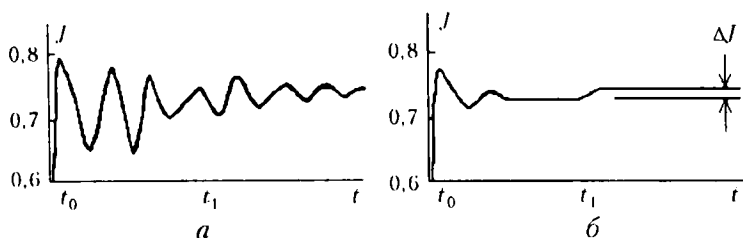


Рис. 3.30. Выделение отклика на пробное воздействие: *а* — сигнал до фильтрации критерия фокусировки J ; *б* — сигнал после фильтрации

Управление в линейной среде по неустановившемуся полю при введении фильтрации регистрируемых параметров характеризуется тем, что затухание колебаний зеркала практически отсутствует (рис. 3.31).

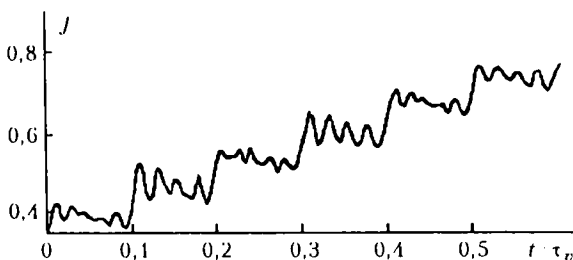


Рис. 3.31. Управление в линейной среде по неустановившимся параметрам при введении фильтрации регистрируемых параметров

Из рис. 3.31 видно, что максимальная частота пробных вариаций приблизительно в 4 раза меньше частоты собственных колебаний корректора. Дальнейшее уменьшение периода «ожидания» ведет к расхождению алгоритма апертурного зондирования.

Таким образом, введение фильтрации сигнала позволяет реализовать управление по неустановившимся параметрам светового поля и существенно повысить быстродействие апертурного зондирования.

При распространении лазерного излучения в нелинейной атмосфере в адаптивной системе протекают переходные процессы, связанные с нагревом среды пучком, которые возникают после включения лазерного источника, а также после любого изменения фазового профиля [82]. Также было показано, что для реализации апертурного зондирования период «ожидания» при формировании сигналов управления должен быть значительно меньше характерного времени изменения «тепловой линзы» τ_r : $\tau_r = a_0/V$; a_0 — начальный радиус пучка; V — скорость ветра.

При реализации управления в нелинейной среде с учетом собственных колебаний корректора полагалось, что эти колебания являются достаточно высокочастотными и в течение нескольких периодов «тепловая линза» не меняется. Работа системы по алгоритму «восхождение на холм» в нелинейной среде по неустановившимся параметрам с использованием фильтра показана на рис. 3.32. Кривая 2 соответствует изменению критерия фокусировки J для пучка с плоским фазовым профилем.

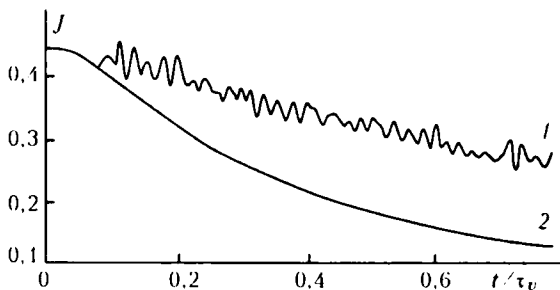


Рис. 3.32. Управление по одной координате в условиях теплового самовоздействия. Кривая 1 — изменение критерия фокусировки J в результате управления; 2 — при отсутствии управления. $Z_{Nl} = 0,1Z_d$, $Z_l = 0,4Z_d$, $R_0 = -40$

Таким образом, следует отметить, что в результате управления достигается существенное повышение концентрации светового поля в плоскости наблюдения. Несмотря на развитие переходных процессов, связанных с собственными колебаниями корректора, на основе алгоритма апертурного зондирования

можно реализовать управление пучком как и в линейной, так и в нелинейной средах, при этом повышение быстродействия коррекции достигается посредством фильтрации регистрируемых параметров.

В результате проведенных исследований на основе численной модели динамического зеркала можно сформулировать следующие выводы.

Чтобы оценить влияние адаптивного зеркала на эффективность компенсации флуктуаций фазы лазерного излучения в зависимости от алгоритма управления, от числа степеней свободы зеркала, от интенсивности искажений и от характера неустойчивостей, развивающихся при распространении лазерного излучения, была применена численная модель деформируемого зеркала, наиболее адекватная реальному деформируемому зеркалу. Данная численная модель позволяет варьировать число степеней свободы зеркала, конфигурацию размещения актюаторов, коэффициент затухания зеркала, величину и характер действия внешних сил в точках размещения актюаторов.

В результате исследований с использованием численной модели деформируемого зеркала показано, что эффективность компенсации нелинейных искажений гибким корректором зависит от плотности актюаторов в центральной части модели зеркала, соответствующей области занимаемой пучком, и не зависит от конфигурации размещения.

Коррекция атмосферных искажений с использованием динамического зеркала на основе алгоритмов фазового сопряжения и апертурного зондирования с учетом переходных процессов, связанных с осцилляциями корректора и вносящих ряд особенностей в процесс адаптивного управления, дает устойчивый рост регистрируемых параметров. Подавление влияния собственных колебаний зеркала может быть реализовано плавным изменением нагрузки на зеркало при управлении на основе фазового сопряжения или введением фильтрации параметров в каналах управления адаптивной системы, если управление реализовано на основе апертурного зондирования.

Глава 4

ОСОБЕННОСТИ АДАПТИВНОГО УПРАВЛЕНИЯ В УСЛОВИЯХ ТУРБУЛЕНТНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ

При распространении когерентного излучения в случайно-неоднородной среде (особенно в условиях «сильных» флуктуаций интенсивности) волновой фронт приобретает вид негладкой многолистной поверхности с особенностями типа «винтовой лестницы» в точках, в которых интенсивность светового поля равна нулю. Причиной появления таких особенностей является интерференция различных угловых компонент [83], в результате которой интенсивность в плоскости наблюдения имеет локальные экстремумы, в том числе экстремумы, имеющие значение нуль. Локальность экстремума здесь означает существование точки экстремума в некоторой окрестности соседних точек. Локальные экстремумы и соответствующие им точки на поверхности волнового фронта стали предметом многих исследований.

Отмечено [84], что винтовые дислокации или оптические вихри ведут себя подобно заряженным частицам. Они могут вращаться вокруг оси пучка, сходитьсь друг с другом, расходиться и уничтожаться при столкновении. Классифицировано несколько типов особых точек с идентичными общими свойствами. Возможны преобразования одних типов дислокаций в другие, например краевых в винтовые или краевых в дислокации смешанного краевинтового типа и т.д. Показано [85, 86], что интерференция поля от нескольких источников плоских или сферических волн дает возможность локализовать дислокации, определить их свойства, классифицировать, но не позволяет проследить за процессами их возникновения и аннигиляции. Динамика этих процессов была рассмотрена при решении задачи дифракции пучка с искаженным волновым

фронтом [87], в задаче нелинейной рефракции пучка с первоначально параболическим фазовым профилем [29, 88] и при решении ряда задач по исследованию спекл-поля в случайно-неоднородной среде [89, 90].

Д. Фридом были рассмотрены природа явления винтовых дислокаций (Branch-Points, по Фриду) и природа реконструкции волнового фронта в адаптивной оптике [91–93]. Д. Фрид предлагает разложить фазу на потенциальную и вихревую составляющие. Потенциальная часть может быть измерена датчиком Гартмана. Неизмеренная вихревая часть понижает эффективность коррекции. Д. Фрид предлагает алгоритм выделения вихревой части фазы, позволяющий восстановить поверхность, имеющую разрывы.

Метод восстановления фазовой поверхности, имеющей особые точки, из интерферометрических измерений описан в работе [94]. В [95] рассмотрен метод восстановления фазовой поверхности, имеющей разрывы, по измерениям локальных наклонов, при этом датчик волнового фронта должен быть идеальным.

Эффективность двух методов восстановления фазы анализируется в работе [24]. Согласно одному методу после определения особых точек в них вычисляется скрытая фаза. Второй метод следует из условия неопределенности наклонов и является более эффективным для коррекции излучения.

В работе [94] в предположении, что аннигиляция дислокаций приведет к исчезновению особых точек на волновой поверхности и получению гладкого волнового фронта, показано, что волновой фронт способен сохранять память о существовавших на нем дислокациях. После их аннигиляции на волновой поверхности остаются ограниченные области, полная фаза которых превышает значения фазы в соседних областях. Этот эффект необходимо учитывать при фазовой компенсации.

Авторами [98, 99] предложено использовать в адаптивной системе два гибких адаптивных зеркала: посредством первого аннигилировать дислокации, а вторым зеркалом обращать уже гладкий волновой фронт.

Модели дислокаций волнового фронта, полученные в реальном эксперименте для пучка, прошедшего линзу Гаусса,

представлены в работе [100], где приведена эволюция дислокаций: их рождение, развитие и аннигиляция, и показана возможность управления положением оптических вихрей в пространстве путем изменения параметров пучка или положения линзы.

Генерации и движению дислокаций посвящен ряд работ. Влияние дислокаций на качество пучков оценено авторами [101]. В работе [102] показано, что поведением дислокаций можно управлять, варьируя относительный фазовый сдвиг двух когерентных пучков, их амплитуду или геометрию траекторий. Авторы [103] также показали, что движение дислокаций может быть обусловлено градиентом амплитуды, градиентом фазы или нелинейностью среды.

Эксперимент по регистрации дислокаций в фокальной плоскости линзы был выполнен в работе [104]. В фазовый профиль помимо фокусировки была внесена сферическая aberrация. С помощью микроскопа, включенного в систему интерферометра, особые точки определялись по нулю интенсивности и равенству интеграла от градиента фазы 2π . Экспериментально зарегистрировано несколько фазовых разрывов в области, занимаемой пучком. Метод локализации особых точек в предположении, что дислокации можно представить как экстремумы векторного потенциала V , связанного согласно теории электромагнитного поля с градиентами поля g формулой $\text{grad } V = \text{rot } g$, предложен авторами [105].

В работах [106, 107] предложено практическое использование извлечения дислокаций в задачах биологии, биофизики, акустики. Захват микрочастицы производится лазерным пучком (гауссовым), имеющим особую точку в волновом фронте. Частица должна быть оптически более плотной, чем окружающая среда, и иметь размеры не более 40 нм. Этот метод позволяет удерживать в положении равновесия частицы с высоким и низким показателем преломления.

Еще одно практическое применение оптических вихрей заключается в использовании их в астрономических целях [108], где показано, что затемнение яркого источника фазовым экраном, вносящим дислокацию в волновой фронт, приводит к об-

разованию «окна», в котором может быть виден расположенный рядом источник с меньшей интенсивностью.

Ряд проблем, связанных с особенностями адаптивной коррекции [96], например исследование влияния дислокаций на эффективность адаптивного управления лазерным пучком и создание оптимального корректора волнового фронта, требует проведения дополнительных исследований. При этом особое внимание нужно уделить локализации центров винтовых дислокаций и установлению положения точных нулей интенсивности на фоне многочисленных локальных экстремумов, определению закономерностей между турбулентностью, статистическими свойствами светового поля и числом дислокаций фазового профиля при распространении излучения в случайно-неоднородной среде. Сглаживание волнового фронта, содержащего дислокации, до обращения волнового фронта позволит совершать фазовую коррекцию посредством адаптивной системы с одним деформируемым зеркалом.

Сглаживание фазы — это восстановление непрерывного волнового фронта из основных значений фазы путем суммирования градиента фазы вдоль некоторого пути «захлопывания» пары дислокаций противоположной ориентации, или, иными словами, доопределение тех точек волнового фронта, которые зарегистрированы как дислокации. Создана теория, и разработана техника «сшивки» фазы.

Авторы [109, 110] представили несколько алгоритмов, сглаживающих волновой фронт. Эти алгоритмы характеризуются локальным подходом к проблеме, согласно которому градиенты фазы суммируются вдоль некоторого пути. В результате работы этих алгоритмов из волнового фронта получается карта, на которой указаны качественные значения фазы. После оценивания карты волнового фронта выбираются пути, по которым проводится суммирование градиентов фазы, в результате получается сглаженная поверхность волнового фронта, не содержащая дислокаций.

Чтобы оценить эффективность коррекции турбулентных искажений лазерного излучения при наличии дислокаций в его фазе, необходимо создать способы идентификации дислокаций,

а также оценить их точность. В данной главе представлено несколько алгоритмов, регистрирующих дислокации в фазовом профиле гауссова пучка, распространяющегося в вакууме и в турбулентной атмосфере.

Количество дислокаций, регистрируемых в волновом фронте пучка, зависит от длины трассы распространения, радиуса пучка, размерности сетки, в которой выполняется идентификация дислокаций. Чтобы провести количественный анализ эффективности алгоритмов регистрации дислокаций, для пучка, распространяющегося в условиях свободной дифракции, вносится дислокация, искусственно заданная в качестве начального условия.

Адаптивная коррекция турбулентных искажений выполняется посредством зеркала, моделируемого тонкой упругой пластиной. Сравнение эффективности коррекции атмосферной турбулентности деформируемым зеркалом на основе фазового сопряжения с результатами для идеального корректора, позволяющего восстановить волновой фронт без каких-либо ограничений, показывает необходимость в проведении предварительной «сшивки» поверхности волнового фронта.

Эффективность адаптивной коррекции зависит от интенсивности турбулентных искажений, в свою очередь рост интенсивности характеризуется увеличением количества регистрируемых дислокаций в фазовом профиле пучка. Все это позволяет предположить, что наличие в фазовом профиле пучка большого числа дислокаций является одной из причин неэффективной коррекции, особенно в области сильных турбулентных искажений.

Другая причина неэффективной коррекции проявляется в статистических свойствах турбулентных искажений: оценив дисперсию фазовых искажений на основе динамической модели турбулентности, можно прогнозировать эффективность адаптивной коррекции.

4.1. Алгоритмы идентификации дислокаций в волновом фронте светового поля

Так как образование винтовых дислокаций обусловлено особенностями фазового профиля, то представленные ниже алгоритмы идентификации дислокаций основаны прежде всего

на анализе волнового фронта. Согласно определению [94, 98], винтовые дислокации — это точки волновой поверхности, при обходе вокруг которых по замкнутому контуру в плоскости, перпендикулярной к направлению распространения, фаза световых колебаний изменяется на величину $2\pi m$, где m — целое, называемое топологическим зарядом дислокации. В точках дислокаций наблюдается нуль или минимум интенсивности, близкий к нулю. На основе этого определения разработаны три алгоритма регистрации дислокаций.

Первый алгоритм предусматривает предварительный анализ распределения интенсивности с целью выявления локальных минимумов. Определив точки, в которых интенсивность имеет минимальные значения в некоторой заданной окрестности, алгоритм анализирует фазу на предмет наличия разрыва величиной, близкой к 2π . Знак величины разрыва задает либо левую, либо правую ориентацию винтовых дислокаций.

При построении второго алгоритма полагалось, что винтовые дислокации являются топологическим нарушением структуры волнового фронта, поэтому анализу подвергаются разности значений фазы в соседних точках.

Топология соседних с винтовой дислокацией точек такова, что должен быть прирост от точки к точке и разность между значениями в первой и последней рассматриваемых точках должна быть близка 2π . Следует заметить, что по аналогии с этим алгоритмом строится искусственная дислокация.

Если положение дислокации на поверхности волнового фронта не совпадает с узлом сетки, то исследуются несколько соседних узлов, которые удовлетворяют необходимым условиям определения дислокаций. В результате вместо одной дислокации будет зарегистрировано несколько. И чем больше размерность сетки или чем меньше ее размер, тем большее число точек попадает в разряд вероятных дислокаций.

Чтобы решить эту проблему, имеет смысл использовать алгоритм, согласно которому поверхность волнового фронта условно разбивается на квадраты и каждый квадрат исследуется на присутствие в нем дислокации, фазовый набег рассчитывается по периметру квадрата.

Способ, обеспечивающий идентификацию винтовых дислокаций на основе анализа только распределения интенсивности в лазерном пучке, основан на получении интерференционной картины.

Интерференция исследуемого поля с плоской волной дает картину, в которой присутствуют ветвления полос, являющиеся критерием наличия дислокаций в волновом фронте. Алгоритм интерференционного контроля сканирует интерферограмму и исследует скан на наличие периодичности интерференционных полос, определяет ширину полосы, включающую минимальное и максимальное значения. Существенное увеличение ширины полосы на скане означает попадание в область расположения дислокации.

Таким образом, для определения дислокаций могут быть применены четыре алгоритма:

1. Алгоритм определяет точки локального минимума амплитуды, затем в фазовом профиле находит точки, соответствующие нулям интенсивности и вычисляет приращение фазы при обходе точек по замкнутому контуру. Если при вычислении приращения наблюдается скачок, приблизительно равный 2π , то точка является дислокацией (LocMins & PhaseGrad).

2. Исследуется только фазовый профиль. Алгоритм основан на предположении о том, что в области дислокации фаза имеет только один разрыв величиной 2π и является топологически непрерывной и монотонно возрастающей функцией во всех остальных точках контура, окружающего дислокацию (Shared Beam Disl).

3. Алгоритм исследует фазовый профиль, разбивая область, в которой определяется фаза, на квадраты. По периметру каждого квадрата выполняется обход. Если при обходе обнаруживается скачок, равный 2π , то из этого следует, что в данном квадрате находится дислокация (PhaseGrad_SquarePerim).

4. Алгоритм определяет дислокацию как точку разветвления полос интерференционной картины для двух когерентных пучков, один из которых содержит в себе искажения, внесенные атмосферной турбулентностью или искусственным образом, второй пучок не имеет искажений.

4.2. Регистрация дислокаций в волновом фронте с искусственно заданной особой точкой

Для получения дислокации в гауссовом пучке начальный фазовый профиль был задан в виде винтовой поверхности (рис. 4.1, *а*), которая построена следующим образом: при обходе центральной точки по часовой стрелке (можно наоборот) значения функции независимо от радиуса равномерно увеличиваются от 0 до 2π .

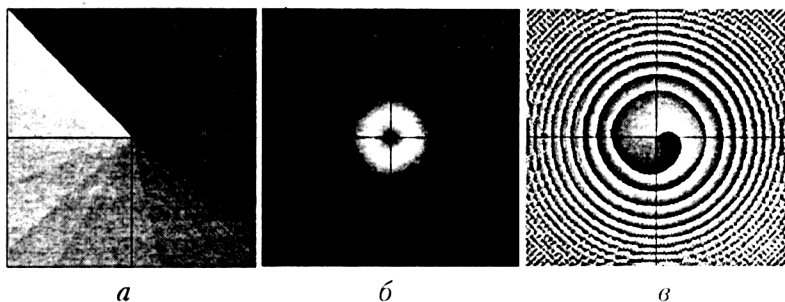


Рис. 4.1. Начальный фазовый профиль пучка, заданный в виде винтовой поверхности (*а*). Амплитудный (*б*) и фазовый (*в*) профили пучка, прошедшего расстояние $Z = 0,5Z_d$ в линейной среде

Пучок, имеющий такую фазу на входе, проходит расстояния 0,05–0,5 дифракционной длины в линейной среде без искажающих факторов и приобретает распределение амплитуды в виде кольца (рис. 4.1, *б*) с локальным минимумом в центре. Распределение фазы (рис. 4.1, *в*) закручено в виде спирали и при этом не является гладким.

На рис. 4.2 представлен процесс развития фазового профиля искусственной дислокации в зависимости от длины трассы распространения Z . Пучок, имеющий начальный фазовый профиль в виде винтовой поверхности (см. рис. 4.1, *а*), по мере распространения по трассе преобразуется в пучок с более сложным фазовым профилем в виде закрученной спирали.

Если вывести на экран распределение амплитуды в логарифмическом масштабе, то наряду с основным минимумом в центре пучка выявится большое число менее выраженных локальных минимумов. Присутствие этих локальных минимумов

обусловлено особенностями дискретного представления функций, в частности наложением частот в процессе преобразования Фурье. Очевидно, и это будет показано ниже, что наличие и характер искажений зависят также и от размерности сетки N_{grid} , отношения размера сетки l_{grid} к радиусу пучка a_0 и длины трассы распространения Z .

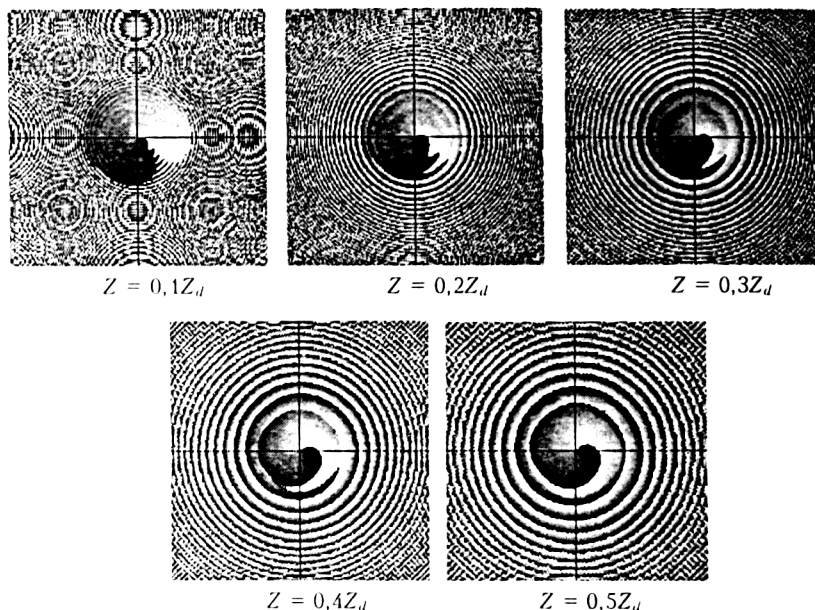


Рис 4.2 Развитие фазового профиля пучка, имеющего начальный фазовый профиль в виде винтовой поверхности, в зависимости от длины трассы распространения Z , $l_{grid}/a_0 = 15$, $N_{grid} = 512$

Определение дислокаций, в конечном счете, заключается в выделении полезной информации на фоне шума, наведенного ограничениями дискретности вычислений. Во всех численных экспериментах поиск дислокаций проводился в области, занимаемой пучком и ограниченной энергетическим радиусом. Регистрация особых точек выполняется только в центральной части расчетной сетки, так как на периферии точность задания всех функций резко падает.

На рис. 4.3 приведены фазовые профили для пучка, прошедшего расстояние $Z = 0,1Z_d$ при различных значениях отношения размера расчетной сетки l_{grid} к радиусу пучка a_0 . Определение дислокаций на трассе $Z = 0,1Z_d$ посредством всех трех алгоритмов, основанных на анализе фазового профиля, дает одну особую точку, расположенную в центре (рис. 4.3).

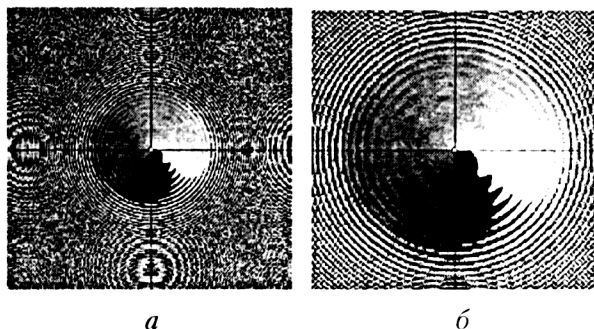


Рис. 4.3. Регистрация дислокаций на трассе $Z = 0,1Z_d$ первым алгоритмом с параметрами: $l_{grid}/a_0 = 15$, $N_{grid} = 512$ (а) и $l_{grid}/a_0 = 8$, $N_{grid} = 512$ (б)

Увеличение длины трассы ведет к росту регистрируемого числа дислокаций, при $Z = 0,5Z_d$ первый алгоритм идентифицирует 15 дислокаций (рис. 4.4).

Зависимость числа дислокаций от параметров задачи иллюстрируется данными табл. 4.1 для первого (LocMins & Phase Grad), второго (Shared Beam Disl) и третьего (PhaseGrad_Square Perim) алгоритмов.

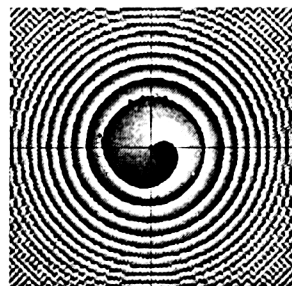


Рис. 4.4. Регистрация дислокаций на трассе $Z = 0,5Z_d$ первым алгоритмом с параметрами: $l_{grid}/a_0 = 15$; $N_{grid} = 512$

Из табл. 4.1 видно, что с увеличением длины трассы количество регистрируемых дислокаций растет. И кроме того, число дислокаций для более мелкой расчетной сетки l_{grid} превосходит

число дислокаций для более крупной сетки, т.е. на крупной расчетной сетке первый и второй алгоритмы регистрируют дислокации с меньшей точностью.

Таблица 4.1

Зависимость числа дислокаций, регистрируемых первым, вторым и третьим алгоритмами, от размерности сетки N_{grid} , от отношения размера сетки l_{grid} к радиусу пучка a_0 и от длины трассы распространения Z

Параметр	Алгоритм				
	$Z = 0,1Z_d$	$Z = 0,2Z_d$	$Z = 0,3Z_d$	$Z = 0,4Z_d$	$Z = 0,5Z_d$
<i>Первый</i>					
$l_{grid}/a_0 = 15,$ $N_{grid} = 512$	1	19	26	21	15
$l_{grid}/a_0 = 10,$ $N_{grid} = 512$	1	4	7	27	49
$l_{grid}/a_0 = 15,$ $N_{grid} = 256$	1	13	18	17	20
$l_{grid}/a_0 = 10,$ $N_{grid} = 256$	1	7	5	23	37
<i>Второй</i>					
$l_{grid}/a_0 = 15,$ $N_{grid} = 512$	2	46	19	21	14
$l_{grid}/a_0 = 10,$ $N_{grid} = 512$	2	2	1	22	41
$l_{grid}/a_0 = 15,$ $N_{grid} = 256$	2	42	43	29	34
$l_{grid}/a_0 = 10,$ $N_{grid} = 256$	2	1	1	23	34
<i>Третий</i>					
$l_{grid}/a_0 = 15,$ $N_{grid} = 512$	1	1	2	4	4
$l_{grid}/a_0 = 10,$ $N_{grid} = 512$	1	1	3	7	6
$l_{grid}/a_0 = 15,$ $N_{grid} = 256$	1	1	1	5	4
$l_{grid}/a_0 = 10,$ $N_{grid} = 256$	1	2	1	3	7

Оба эти факта могут быть объяснимы следующим образом: алгоритмы регистрируют предположительно завышенное число дислокаций, так как если положение дислокации на поверхности волнового фронта не совпадает с узлом сетки, то исследуются несколько соседних, и в результате вместо одной дисло-

кации будет зарегистрировано несколько. Этот факт особенно характерен для второго алгоритма. Чем больше размерность сетки или чем меньше ее размер, тем большее число точек попадает в разряд вероятных дислокаций.

Третий алгоритм (табл. 4.1), согласно которому поверхность волнового фронта условно разбивается на квадраты и фазовый набег рассчитывается по периметру квадрата, на первый взгляд позволяет зарегистрировать число дислокаций более точно.

Но в этом способе есть также свои недостатки: разбивая поверхность волнового фронта на крупные квадраты и исследуя каждый квадрат на присутствие в нем дислокации, мы из поля зрения теряем те дислокации, которые присутствуют в том же квадрате либо расположены на границе рассматриваемых квадратов.

Разбиение на мелкие квадраты, пропорциональные размеру расчетной сетки, дает также завышенное число дислокаций. Размер квадрата должен немного превышать размер расчетной сетки. Тогда, даже в случае несовпадения положения дислокации на поверхности волнового фронта с узлом сетки, будет зарегистрирована лишь одна дислокация.

Кроме того, третий алгоритм устанавливает лишь факт присутствия дислокации в некоторой области фазовой поверхности, но не локализует ее, а следовательно, может быть применен лишь при получении статистики дислокаций.

Кардинально отличным методом идентификации дислокаций является определение дислокации как точки ветвления интерференционных полос. Для реализации этого алгоритма моделировалась интерференция двух когерентных пучков. В начальный фазовый профиль одного вводился наклон, во второй — наклон и винтовая поверхность (рис. 4.5).

Распространение пучков было рассмотрено на трассах от 0,2 до 0,5 дифракционной длины. Интерференционные картины получены при $Z = 0,2Z_d$ и $0,5Z_d$ (рис. 4.6).

Из рис. 4.6 видно, что во всем диапазоне длин трасс наблюдается только одна точка ветвления полос, находящаяся в центре сетки и соответствующая введенной дислокации в начальный фазовый профиль.

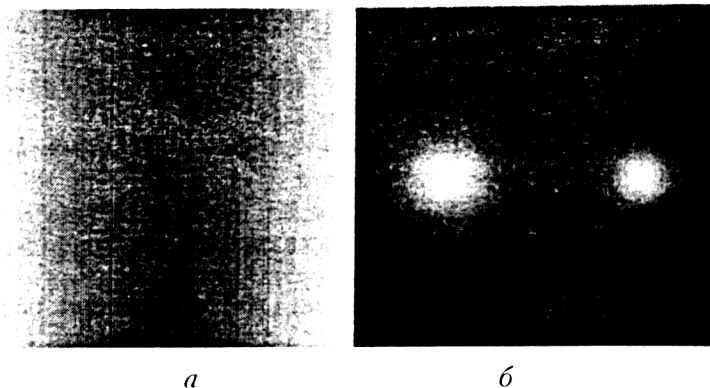


Рис. 4.5. Начальное распределение фазы (а) и амплитуды (б). В фазу в областях, занимаемых каждым из пучков, введены наклоны, при этом в один из пучков введена искусственно заданная дислокация

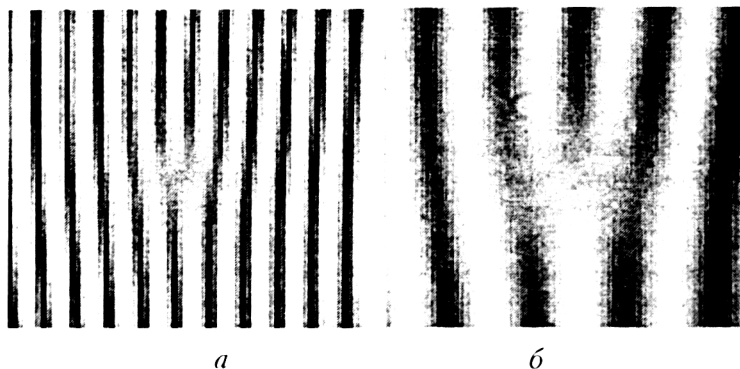


Рис. 4.6. Интерференционная картина на трассе $Z = 0,2Z_d$ (а) и $0,5Z_d$ (б). В начальный профиль одного интерферирующего пучка помещена искусственная дислокация, которой соответствует точка ветвления интерференционных полос

Приведенные выше результаты позволяют заключить, что первые три алгоритма, основанные на анализе фазового профиля, могут точно определить наличие дислокаций только в условиях незначительных искажений, т.е. на малых длинах трасс и при небольших значениях отношения размера сетки l_{grid} к радиусу пучка a_0 . На протяженных трассах, т.е. при

$Z \geq 0,2Z_d$, число особых точек возрастает, для второго алгоритма особенно. Поэтому алгоритмы, анализирующие фазовый профиль, имеет смысл использовать только для качественных оценок статистики дислокаций в гауссовом пучке. Для точного определения дислокации в гауссовом пучке следует применять интерференционный контроль.

4.3. Появление и статистика дислокаций в гауссовом пучке, распространяющемся в турбулентной атмосфере

Сценарий распространения лазерного пучка в атмосфере представлен на рис. 4.7 и может быть описан следующим образом: гауссов пучок (рис. 4.8, а) проходит турбулентную атмосферу, описанную системой уравнений (1.7) и представленную в данном случае одним случайным фазовым экраном (рис. 4.8, б), положение которого на пути распространения пучка может меняться. Пучок искажается и приобретает в плоскости наблюдения характерные амплитудное распределение (рис. 4.8, в) и фазовый профиль (рис. 4.8, з).

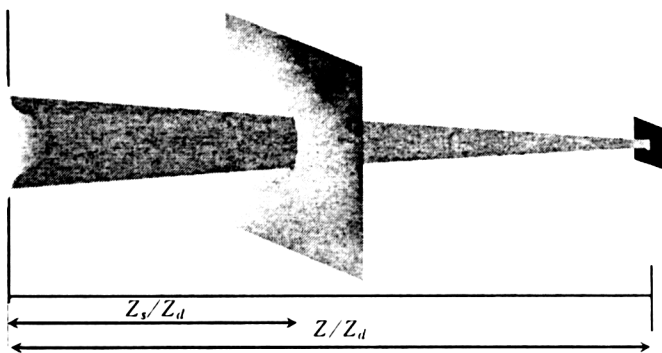


Рис. 4.7. Схема численного эксперимента по распространению лазерного излучения в турбулентной атмосфере

Фазовый профиль пучка имеет вид негладкой многолистной поверхности и даже при визуальном изучении содержит особые точки. Параметры численного эксперимента: $Z = 0,5Z_d$, $r_0 = 1,0$.

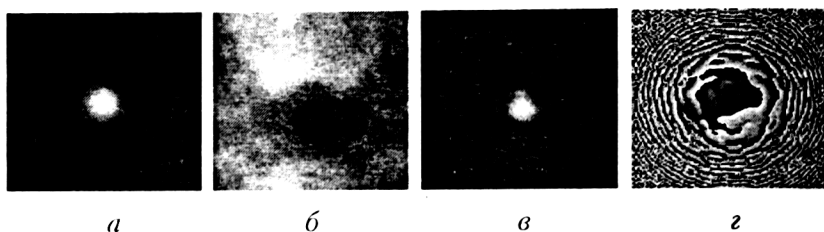


Рис. 4.8. Распределение интенсивности гауссова пучка (а), турбулентный экран на трассе распространения гауссова пучка (б), распределение интенсивности пучка в плоскости наблюдения (в), фазовый профиль гауссова пучка, распространяющегося в турбулентной среде (г)

Определение дислокаций выполняется на основе численных методов, согласно которым непрерывные функции амплитуды и фазы представляются сеточными аналогами. При дискретном представлении методы регистрации дислокаций имеют ограниченную точность. В частности, нужно учитывать, что нули интенсивности могут попадать между узлами сетки, т.е. нулевые точки не регистрируются с абсолютной достоверностью. В связи с этим при реализации первого алгоритма в распределении интенсивности определяется положение не нулей, а локальных минимумов.

Кроме того, на краях расчетной сетки при задании экспоненциальной функции и выполнении преобразования Фурье возникает случайный шум, который ведет к тому, что плотность дислокаций на краях сетки в десятки раз превышает их плотность в центральной области. Поскольку вся энергия пучка сосредоточена в центре, то особые точки вычислялись только в центральной области, равной приблизительно двум энергетическим радиусам пучка.

Точность определения дислокаций алгоритмами, анализирующими фазовый профиль, иллюстрируется на рис. 4.9, где представлены результаты регистрации дислокаций: а — алгоритм определяет дислокацию как интеграл по замкнутому контуру фазовой поверхности с предварительным анализом распределения интенсивности, б — дислокация является результатом анализа точки фазовой поверхности, имеющей топологию роста значений фазы в соседних точках, в — алгоритм исследует

каждый квадрат фазовой поверхности, вычисляя фазовый набег по его периметру.

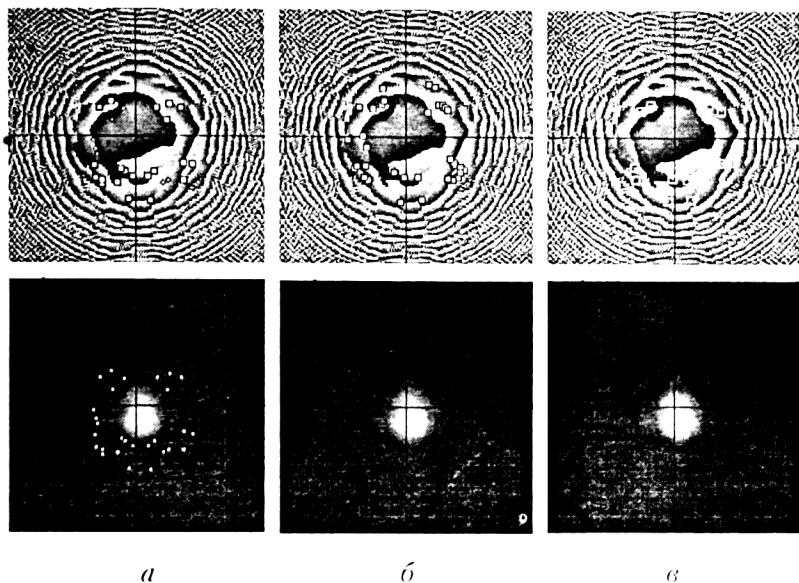


Рис. 4.9. Регистрация локальных минимумов в амплитудном профиле пучка (нижний ряд), распространяющегося через турбулентную атмосферу на трассе $Z = 0,1Z_d$, $l_{grd}/a_0 = 15$, $N_{grd} = 512$, и определение особых точек в фазовом профиле (верхний ряд) на основе трех алгоритмов (а, б, в)

Первый алгоритм (а) определяет 21 дислокацию: из них в 12 прирост фазы происходит в направлении часовой стрелки, в 9 — против; второй (б) регистрирует 48 дислокаций: 19 ориентированы по часовой стрелке и 29 — против; третий (в) насчитывает 11 дислокаций, из которых 9 ориентированы по часовой стрелке и 2 — против.

Из рис. 4.9 видно, что практически все дислокации, локализованные в центральной области, регистрируются алгоритмами. Но в двух первых случаях присутствуют точки, не являющиеся дислокациями. Число таких точек для второго алгоритма (рис. 4.9, б) больше, чем для первого (рис. 4.9, а).

Анализ только фазового профиля на наличие в данной точке фазовой поверхности дислокации, очевидно, является недостаточным условием точности регистрации дислокации. В третьем случае не все особые точки идентифицированы как дислокации, что является также недостатком. Таким образом, наиболее точным алгоритмом регистрации дислокаций из трех рассмотренных является первый, в котором анализируется амплитудный профиль пучка на выявление локальных минимумов как необходимое условие особенности точки и затем вычисление градиента фазовой поверхности в некоторой окрестности этих точек как достаточное условие присутствия подобия «винтовой лестницы» на фазовой поверхности.

Статистические данные сравнения точности алгоритмов регистрации дислокаций приведены на рис. 4.10: в условиях сильной турбулентности ($r_0 = 0,03$) — кривая 1 и слабой ($r_0 = 0,1$) — 2.

При получении качественных оценок работы алгоритмов для повышения достоверности расчетов использовались сетки различных размерностей и все переменные были описаны как вещественные с двойной точностью. Значения радиуса Фрида r_0 для кривых 1, 2 нормированы на $10a_0$, что соответствует размеру сетки.

На рис. 4.10 количество дислокаций рассматривается в различных сечениях трассы распространения при различных характеристиках фазового экрана, т.е. различных значениях радиуса Фрида r_0 . Анализ кривых дает следующие закономерности:

- количество особых точек увеличивается с увеличением интенсивности турбулентности;

- при высокой интенсивности искажений число дислокаций резко возрастает с увеличением длины трассы, при меньшей интенсивности наблюдается плавный рост;

- во всех трех случаях при увеличении длины трассы количество дислокаций не возрастает неограниченно, а стремится к некоторому постоянному значению, т.е. имеет тенденцию к насыщению, что уже было показано авторами [111].

В рамках применяемой здесь колмогоровской теории турбулентности случайный фазовый экран является функцией

радиуса Фрида r_0 и внешнего масштаба L_0 . Известно [28], что от внешнего масштаба зависит дисперсия флуктуаций волнового фронта:

$$\sigma^2 = 0,78k^2 C_n^2 L L_0^5 \quad (4.1)$$

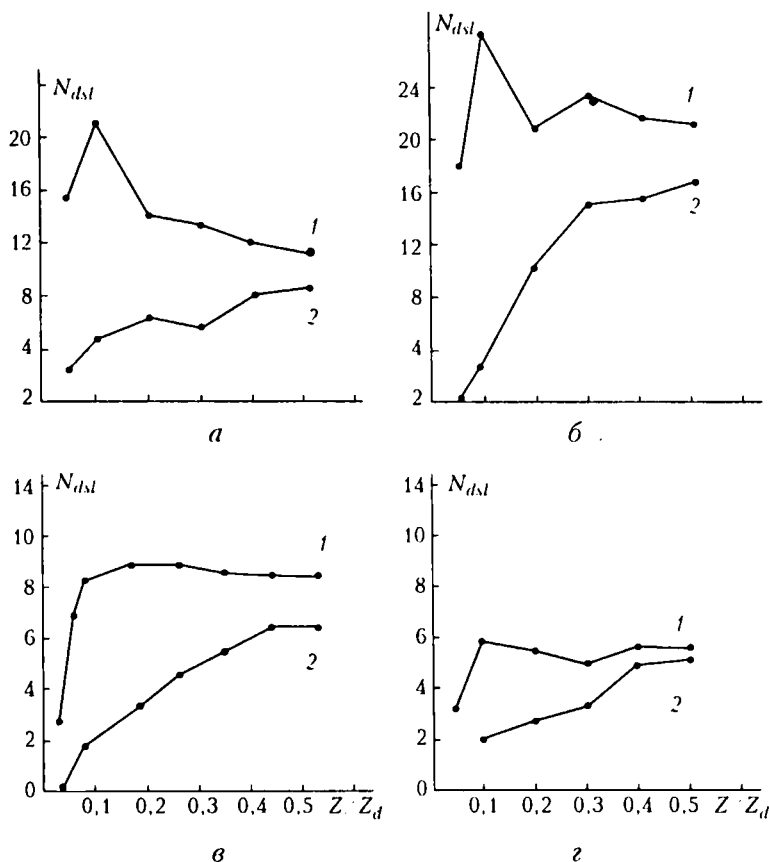


Рис. 4.10. Статистика дислокаций в различных сечениях трассы распространения для алгоритмов, анализирующих фазовый профиль в зависимости от продольной координаты $z = Z/Z_d$ (а, б, в); г соответствует алгоритму, построенному на анализе интерференционной картины

С увеличением внешнего масштаба дисперсия фазы растет. В определенной зависимости от внешнего масштаба находится и число дислокаций на поверхности волнового фронта (рис. 4.11).

Влияние внешнего масштаба на число дислокаций проявляется до значения 5. Это следует из того, что структурная функция $D_n(\rho)$, соответствующая спектру (1.7), насыщается на значение $3,7(L_0/r_0)^5$ ³, достигая единичного уровня насыщения при $\rho/L_0 = 5$, что согласуется со значением для дисперсии фазы (4.1).

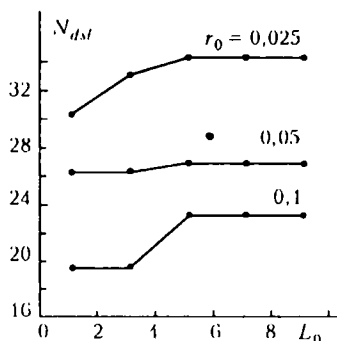


Рис. 4.11. Зависимость числа дислокаций от внешнего масштаба турбулентности L_0

Численность дислокаций для данного численного эксперимента регистрировалась на середине трассы $Z = 0,25Z_d$ для всех значений радиуса Фрида r_0 .

4.4. Исследование эффективности фазового сопряжения

Коррекция турбулентных искажений осуществляется на основе фазового сопряжения, поэтому предполагает анализ фазового профиля излучения на выявление в нем дислокаций.

Управление излучением, реализованное на основе фазового сопряжения, задает фазу светового поля в плоскости передачи в виде

$$\varphi(x, y) = -\psi(x, y), \quad (4.2)$$

где $\psi(x, y)$ — фаза опорной световой волны, в которой присутствуют разрывы, вносимые аргументом комплексной амплитуды поля, задающим фазу прямой волны в виде

$$\varphi(x, y) = \text{Arg}[E(x, y)]. \quad (4.3)$$

Для аппроксимации фазового профиля необходимо провести предварительное «сглаживание». Для этого был использован алгоритм «сшивки» фазовой поверхности.

Областью определения функции (4.3) является интервал $(-\pi, +\pi)$, на границах которого рассчитанная фаза не определена, и меняется от $+\pi$ до $-\pi$ или от $-\pi$ до $+\pi$. «Сшить» фазу — значит, получить полную фазу, имеющую вид

$$\varphi(x, y) = \text{Arg}[E(x, y)] + 2\pi m, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (4.4)$$

Алгоритм «сшивки» фазовой поверхности определяет целое число m для каждой точки поля. Значение m зависит от числа разрывов фазы 2π по спирали с центром, совпадающим с центром зеркала.

На рис. 4.12 в верхнем ряду приведены примеры фазовых профилей для коррекции на трассе длиной $Z = 0,5Z_d$ турбулентных искажений с различной интенсивностью до «сшивки» фазового профиля, в среднем ряду — после «сшивки». На рис. 4.12, а фазовый профиль после применения алгоритма «сшивки» не изменился, так как на этом участке отсутствуют разрывы фазы величиной, близкой к 2π .

В нижнем ряду изображены точки, в которых проведено сглаживание, их значения получены простым вычитанием соответствующих значений фазовой поверхности после сглаживания из значений фазовой поверхности до сглаживания. Светлый тон изображения точки (в нижнем ряду) соответствует $-m$, черный означает $+m$.

Алгоритм «сшивки» фазового профиля следует применять в области, занимаемой пучком, ограниченной энергетическим радиусом r :

$$\sigma(t) = \left[\frac{1}{P_0 a_0} \iint (r - r_c)^2 I(x, y, t) dx dy \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (4.5)$$

где a_0 — радиус передающей апертуры;

$$r_c = \frac{1}{P_0 a_0} \iint r I(x, y, t) dx dy$$

— смещение энергетического радиуса, так как на периферии точность задания фазы резко понижается, а применение алгоритма

«сшивки» по всей фазовой поверхности ведет к значительному искажению фазового профиля (рис. 4.13). Параметры численного эксперимента: $Z = 0,5Z_d$.

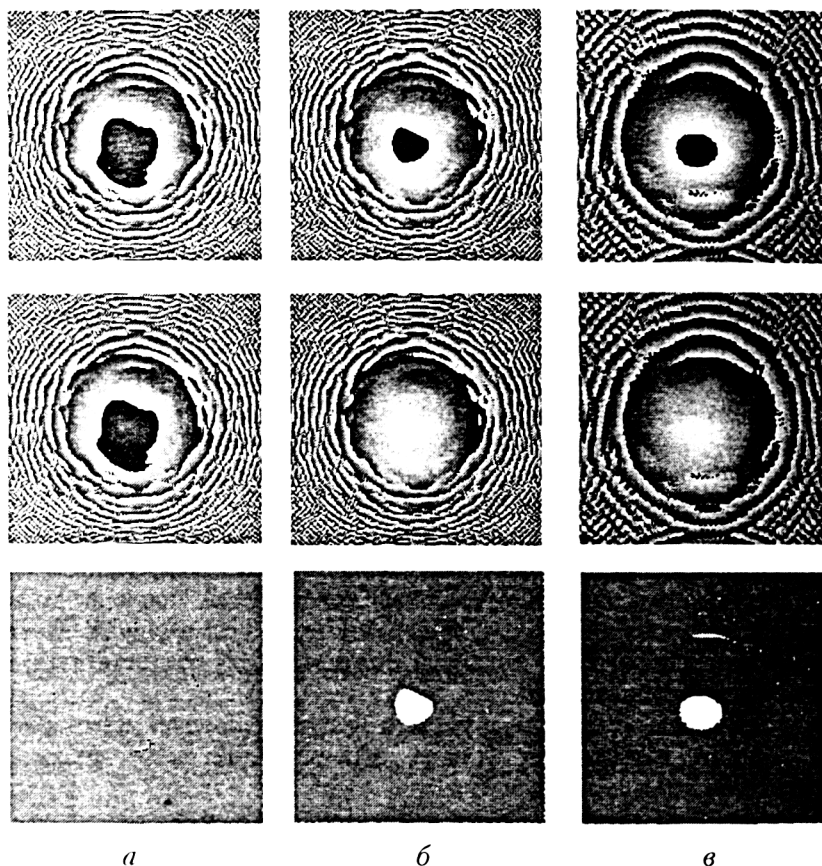


Рис. 4.12. В верхнем ряду представлены фазовые профили до сглаживания, в среднем — после, в нижнем — изображения точек поля, в которых проведено сглаживание: *a* — $r_0 = 0,06$; *б* — $0,08$; *в* — $0,1$

Для иллюстрации преимущества алгоритма «сшивки» в исследуемой адаптивной системе использовались для сравнения два различных исполнительных элемента:

- идеальный корректор, который воспроизводит волновой фронт без ограничений;
- деформируемое зеркало, соответствующее модели a на рис. 3.15.

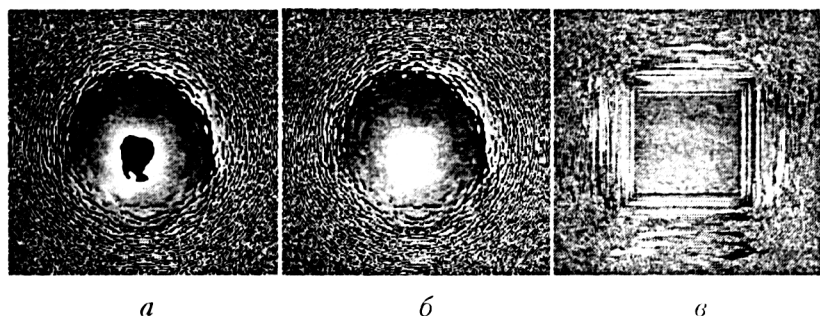


Рис. 4.13. Фазовый профиль излучения после прохождения через турбулентный экран, расположенный на середине трассы без «сшивки» (a), после применения алгоритма «сшивки» в области, занимаемой пучком (b), после применения алгоритма «сшивки» по всей поверхности фазы (c)

Необходимость выполнения «сшивки» следует из результатов табл. 4.2, где представлены значения критерия фокусировки J (2.3) для реализации фазового экрана без управления в первом столбце и в остальных столбцах при фазовом сопряжении с использованием коллимированного опорного пучка.

Таблица 4.2
Значения критерия фокусировки J при управлении на основе фазового сопряжения

Без управления	Идеальное ФС	Зеркало без «сшивки» фазы	Зеркало со «сшивкой» фазы
0,26	0,51	0,10	0,40

Коррекция выполнялась на трассе длиной $Z = 0,5Z_d$ при $r_0 = 0,1$. Случайный фазовый экран в данных численных экспериментах располагался в начале трассы, поэтому дислокации в области регистрации отсутствовали.

Компенсация искажений в рассматриваемых условиях обладает высокой эффективностью при использовании идеального

корректора, критерий фокусировки увеличивается в 2 раза. Зеркало без «сшивки» не обеспечивает адаптивной фокусировки и при этом уменьшает плотность световой энергии в плоскости наблюдения. При включении операции «сшивки» зеркало обеспечивает результаты коррекции, близкие к идеальному корректору.

Положение экрана на середине трассы приводит к появлению дислокаций в плоскости передающей апертуры. Результаты коррекции коллимированного пучка идеальным корректором и деформируемым зеркалом представлены на рис. 4.14.

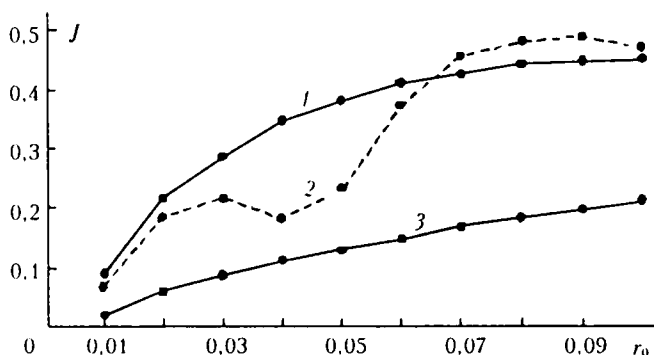


Рис. 4.14. Зависимость критерия фокусировки J от радиуса Фрида r_0 при управлении на основе фазового сопряжения для реализации фазового экрана, помещенного в середине трассы распространения коллимированного пучка. Кривая 1 — идеальный корректор в качестве исполнительного элемента системы; 2 — деформируемое зеркало; 3 — адаптивное управление отсутствует

В области слабых турбулентных искажений, соответствующей $r_0 \geq 0,07$, деформируемое зеркало обеспечивает даже более высокие значения критерия фокусировки J в сравнении с идеальным корректором. При наличии особых точек число m имеет завышенное значение, так как разрывы обусловлены не только вычислением фазы в виде аргумента комплексной функции (4.3), но и присутствием дислокаций. В этом случае актюатор зеркала смещается на большую величину, чем этого требует алгоритм управления, и пучок получается перефокусированным. Фазовое сопряжение сводит прямой пучок к таким

же параметрам, что и у опорного, а перефокусировка прямого пучка относительно опорного приводит к более высокой концентрации энергии излучения в плоскости наблюдения.

В области сильных турбулентных искажений, соответствующей $r_0 < 0,04$, для которой характерно наличие большого числа особых точек, качество коррекции с использованием зеркала значительно ниже, чем с использованием идеального корректора.

Для расходящегося пучка в качестве опорного эффективность коррекции возрастает (рис. 4.15).

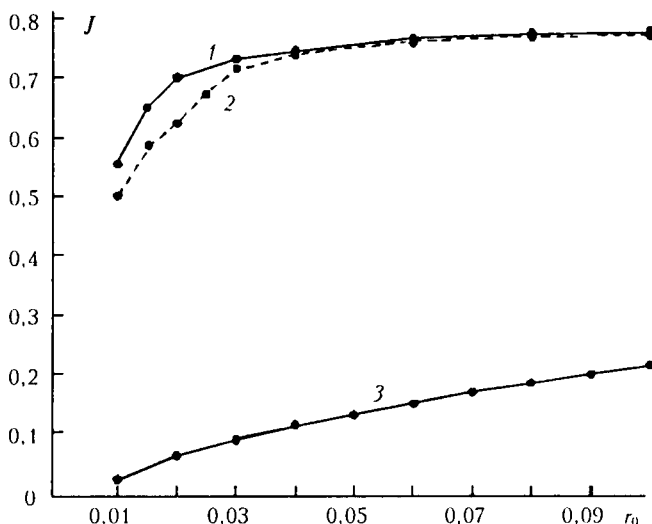


Рис. 4.15. Зависимость критерия фокусировки J от радиуса Фрида r_0 при управлении на основе фазового сопряжения для фазового экрана, помещенного в середине траектории распространения расходящегося пучка. Кривая 1 — идеальный корректор в качестве исполнительного элемента системы; 2 — гибкое зеркало; 3 — адаптивное управление отсутствует

В неискажающей среде в результате фазового сопряжения прямой пучок сводится к сфокусированному пучку. При наличии турбулентности на траектории распространения с использованием идеального корректора получаются высокие значения

критерия фокусировки J . Небольшое уменьшение эффективности присутствует в области сильных флуктуаций, там, где число особых точек возрастает. Увеличение концентрации поля за счет перефокусировки при использовании зеркала в данном случае принципиально невозможно.

С целью обеспечения достоверности результатов были проведены серии экспериментов, усредненных по 50 реализациям. Усредненные значения критерия J , полученные в результате управления, представлены на рис. 4.16.

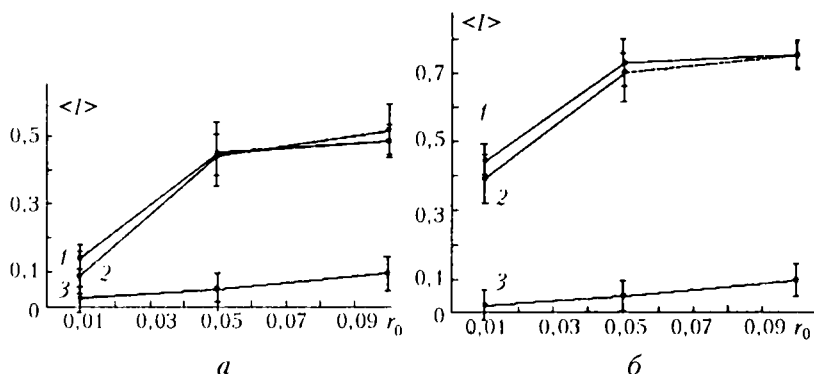


Рис. 4.16. Усредненные по 50 реализациям значения критерия фокусировки J , полученные при управлении на основе фазового сопряжения для реализации фазового экрана, помещенного в середине трассы распространения пучков: a — коллимированного; b — расходящегося. Кривая 1 — идеальный корректор в качестве исполнительного элемента системы; 2 — деформируемое зеркало; 3 — адаптивное управление отсутствует

Как и для отдельно взятой реализации, для коллимированного пучка при малой интенсивности турбулентных искажений зеркало позволяет получить более высокие результаты, чем для идеального корректора из-за дислокаций, приводящих к перефокусировке. С возрастанием турбулентности эффективность коррекции деформируемым зеркалом падает, при этом идеальный корректор обеспечивает более высокие значения критерия. Для расходящегося пучка значения критерия, характеризующие качество коррекции деформируемым зеркалом, ниже результатов идеальной коррекции для всех значений r_0 .

Чтобы показать, что уменьшение критерия фокусировки на отдельных реализациях при увеличении интенсивности турбулентных искажений обусловлено также дислокациями, фазовый экран поместили в плоскость передающей апертуры. В этом случае в фазе опорного пучка особые точки отсутствуют и, как видно из рис. 4.17, при использовании идеального корректора результаты адаптивной коррекции не зависят от r_0 , искажения полностью скомпенсированы.

При включении деформируемого зеркала значения критерия убывают с ростом интенсивности искажений и оказываются ниже результатов для идеального корректора при любых r_0 . Такие же характерные результаты получены и для серии экспериментов.

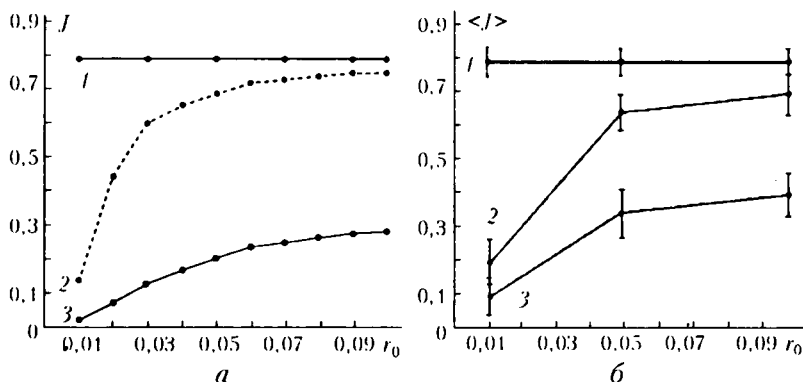


Рис. 4.17. Зависимость критерия фокусировки J от радиуса Фрида r_0 при управлении на основе фазового сопряжения для реализации фазового экрана, помещенного в плоскости передающей апертуры, где опорный пучок дефокусирован (а). Усреднение по 50 реализациям (б). Кривая 1 — идеальный корректор в качестве исполнительного элемента системы; 2 — деформируемое зеркало; 3 — адаптивное управление отсутствует

Управление пучком, реализованное на основе фазового сопряжения посредством деформируемого зеркала при малой интенсивности турбулентных искажений для широкого диапазона флуктуаций, характеризуется высокой эффективностью, сравнимой с эффективностью, достигаемой при использовании идеального корректора. При возрастании интенсивности искажений эффективность управления резко снижается.

4.5. Коррекция турбулентных искажений высокой интенсивности адаптивным зеркалом с большим числом степеней свободы

Адаптивная коррекция турбулентных искажений излучения в системе, имеющей большое число степеней свободы, исследовалась авторами [7]. Теоретические исследования были выполнены для системы, имеющей 256 каналов управления, эксперимент был проведен на системе с 37 каналами. Наиболее высокую скорость сходимости итерационного процесса обеспечивал алгоритм параллельных возмущений (parallel perturbation algorithm), построенный на основе апертурного зондирования. Дальнейшая оптимизация быстродействия алгоритма адаптивной коррекции [6, 10] позволила увеличить число каналов управления до 256×256 и достичь сходимости алгоритма за 10–20 итераций.

В данном исследовании адаптивная коррекция проводилась на основе фазового сопряжения. При низкой интенсивности турбулентных искажений адаптивное зеркало с небольшим числом актюаторов обеспечивает высокую эффективность адаптивного управления, сравнимую с эффективностью идеального корректора [112].

На рис. 4.18 представлены результаты распространения излучения без коррекции с характерными значениями критерия фокусировки $J=0,249$ и идеальной коррекции — $J=0,411$. Параметры численного эксперимента: $Z=0,25Z_d$, $r_0=0,2$.

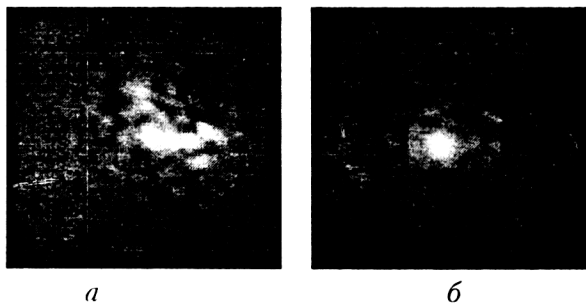


Рис. 4.18. Распределение интенсивности в плоскости наблюдения без коррекции — *а*; идеальная коррекция — *б*

С ростом интенсивности искажений использование адаптивного зеркала с небольшим числом актюаторов в качестве корректора становится нецелесообразным из-за того, что волновой фронт приобретает вид негладкой многолистной поверхности с особенностями. В этом случае возможным решением является применение зеркала с большим числом степеней свободы.

Для увеличения числа степеней свободы модели деформируемого зеркала, например до 100 актюаторов, в работе [113] предложен метод экстраполяции матрицы жесткости, посредством которой вычисляются деформации поверхности зеркала в узлах размещения актюаторов.

На рис. 4.19 представлены результаты численного эксперимента с параметрами: $Z = 0,25Z_d$, $r_0 = 0,03$.

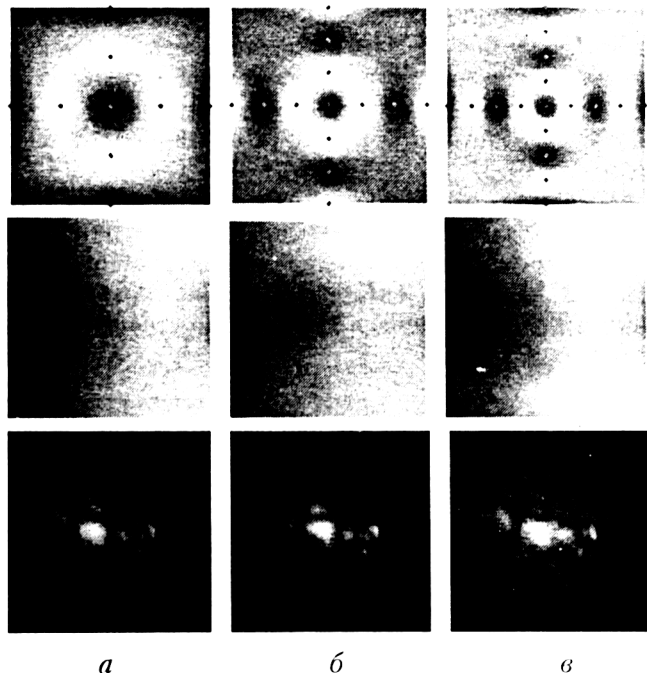


Рис. 4.19. Распределение интенсивности в плоскости наблюдения (нижний ряд) после коррекции адаптивным зеркалом. Средний ряд — профили деформируемого зеркала, верхний — анализируемые модели зеркал

В верхнем ряду представлены модели зеркал, в нижнем — распределения интенсивности; в среднем — профили моделей деформируемого зеркала с 9, 13, 17 актюаторами соответственно, воспроизводящих поверхность волнового фронта в процессе коррекции. Модели *а* соответствует значение критерия фокусировки $J=0,231$; *б* — $J=0,353$; *в* — $J=0,321$.

Видно, что зеркало с 17 актюаторами воспроизводит более сложную поверхность волнового фронта и, следовательно, должно лучше компенсировать турбулентные искажения высокой интенсивности, чем зеркало с 9 актюаторами.

Модели зеркал с 13 и 17 актюаторами получены посредством экстраполяции матрицы жесткости (разд. 1.2), рассчитанной для модели зеркала с 9 актюаторами. Из-за сложности вычисления этот способ ограничен заданием 17 актюаторов при «крестообразном» их размещении на модели зеркала. Для анализа эффективности коррекции «крестообразная» конфигурация размещения актюаторов в численной модели зеркала является достаточной, поскольку критерий фокусировки J рассчитывается в области, занимаемой пучком и ограниченной энергетическим радиусом (4.5).

Другой метод, позволяющий увеличить число актюаторов в модели зеркала, основан на вычислении матрицы жесткости (см. разд. 1.2) для определенной конфигурации актюаторов, размещенных на одном квадранте модели зеркала, и отражении данного квадранта поворотом на три оставшиеся квадранта (рис. 4.20).

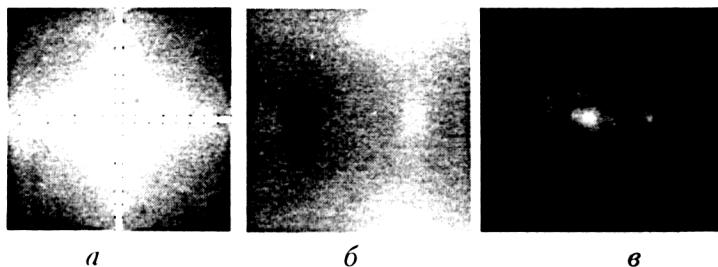


Рис. 4.20. Модель зеркала, полученная отражением первого квадранта на три остальных, — *а*; изображение профиля деформируемого зеркала, воспроизводящего поверхность волнового фронта в процессе коррекции, — *б*; распределение интенсивности в плоскости наблюдения после коррекции — *в*

Это позволяет задать в модели зеркала при «крестообразной» конфигурации их размещения 33 актюатора. Численный эксперимент с параметрами $Z = 0,25Z_d$, $r_0 = 0,02$ показал, что эффективность коррекции зеркалом с 33 актюаторами в качестве адаптивного корректора значительно возрастает: $J = 0,375$.

Анализ рис. 4.19 и 4.20 показывает, что корректор с 33 актюаторами воспроизводит более сложную поверхность волнового фронта, чем корректор с 17 актюаторами, но незначительно лучше компенсирует высоко интенсивные турбулентные искажения. При этом зеркало с 13 актюаторами дает более высокое качество коррекции, чем зеркало с 17 актюаторами.

На рис. 4.21 показано, что деформируемые зеркала с 9 – 33 актюаторами в области малоинтенсивных турбулентных искажений ($r_0 \geq 0,7$) обеспечивают достаточно высокое качество адаптивной коррекции, сравнимое с эффективностью идеального корректора, и качество коррекции практически не зависит от числа актюаторов в модели зеркала.

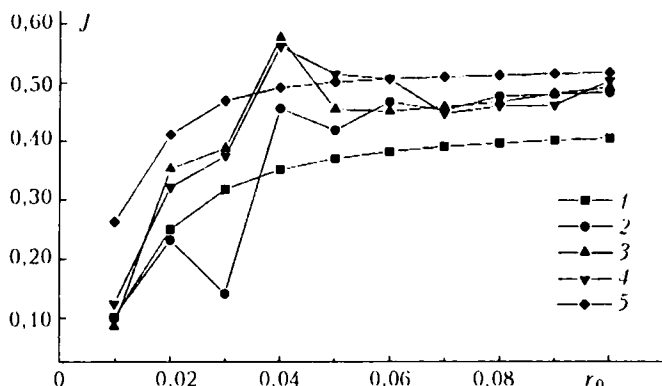


Рис. 4.21. Зависимость критерия фокусировки J от значения радиуса Фрида r_0 . Кривая 1 – распространение лазерного излучения в турбулентной атмосфере без коррекции; 2 – коррекция деформируемым зеркалом с 9 актюаторами; 3 – с 13; 4 – с 17 актюаторами; 5 – идеальная коррекция. $Z = 0,25Z_d$

С ростом интенсивности искажений, т.е. с уменьшением значения радиуса Фрида r_0 , качество коррекции зеркалами всех представленных моделей снижается, поскольку волновой фронт когерентного пучка, распространяющегося в случайно-

неоднородной среде с высокой интенсивностью искажений, является негладкой поверхностью с особыми точками. Например, для значения радиуса Фрида $r_0 = 0,01$ при положении фазового экрана на середине трассы число дислокаций достигает не нескольких десятков.

В области искажений средней интенсивности ($0,4 \leq r_0 \leq 0,7$) коррекция приводит к перефокусировке прямого пучка, которая возникает в результате применения процедуры сглаживания в точках, где разрывы обусловлены не только вычислением фазы, но и дислокациями [113]. Актюатор смещается на большую величину, чем того требует алгоритм управления. Фазовое сопряжение сводит параметры прямого пучка к параметрам опорного, и перефокусировка прямого пучка относительно опорного сигнала приводит к более высокой концентрации энергии излучения в плоскости наблюдения.

В области сильных турбулентных искажений $r_0 \leq 0,4$ число дислокаций возрастает и при сглаживании дислокации разных знаков погашают друг друга, актюатор смещается на недостаточную величину, значительно уступая критерию качества фокусировки J для идеального корректора.

В табл. 4.3 представлены результаты численного эксперимента с параметрами $Z = 0,25Z_d$, $r_0 = 0,02$ по усреднению значений критерия фокусировки J , характеризующих адаптивную коррекцию. Усреднение проводилось по 50 реализациям.

Таблица 4.3
Результаты адаптивной коррекции и усреднения значений критерия фокусировки по 50 реализациям

Управление	$\langle J \rangle$	J^*
Без коррекции	0,23	0,12
Зеркалом с 9 актюаторами	0,28	0,27
Зеркалом с 13 актюаторами	0,27	0,17
Зеркалом с 17 актюаторами	0,28	0,19
Зеркалом с 33 актюаторами	0,28	0,22
Идеальным корректором	0,39	0,16

Из табл. 4.3 следует, что увеличение числа актюаторов в модели деформируемого зеркала не способствует повышению эффективности коррекции; для всех моделей усредненное значение критерия фокусировки практически одинаково.

4.6. Влияние дислокаций на эффективность коррекции адаптивным зеркалом

В результате сглаживания уничтожается часть информации о лазерном пучке, так как поверхность постоянной фазы светового поля изменяется. Потеря информации при «слабых» турбулентных искажениях незначительна, поскольку в этой области турбулентных искажений дислокации практически отсутствуют. При «сильных» флуктуациях турбулентности поверхность волнового фронта становится более изрезанной и многолистной. Точное обращение волнового фронта поля с дислокациями посредством деформируемого зеркала даже с достаточно большим числом степеней свободы практически невозможно.

Для обращения волнового фронта зеркалом необходимо, чтобы поверхность постоянной фазы светового поля полностью совпадала с поверхностью зеркала. Нельзя изогнуть зеркало так, чтобы оно повторило форму волнового фронта вблизи дислокации. Кроме того, чем больше актюаторов задано на модели зеркала, тем больше вероятность размещения актюатора в точке, где может быть дислокация. При решении уравнения (1.21) значение деформации зеркала должно быть приближено к значению волнового фронта, которое в случае дислокации не определено. Для аппроксимации поверхности волнового фронта поверхностью зеркала необходимо определить значение волнового фронта в точке, где зарегистрирована дислокация.

Так как две дислокации противоположных знаков при наложении аннигилируют [114], то повысить эффективность фазовой коррекции можно, благодаря способности этих точек попарно аннигилировать. На рис. 4.22 представлены две искусственно моделируемые дислокации противоположных знаков и результат их интегрирования.

Известно [114], что при распространении лазерного излучения в случайно-неоднородной среде вдоль трассы распространения z точки «нулей» амплитуды описывают случайные траектории с характерными поперечными и продольными масштабами неоднородностей. Траектории возникают и обрываются только в точках слияния траекторий дислокаций противоположных знаков, т.е. наличие на поверхности волнового фронта

дислокации означает попадание в начало либо в конец той траектории, которую образует пара дислокаций противоположных знаков.

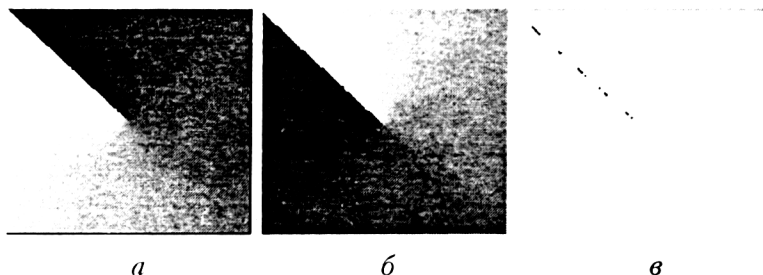


Рис. 4.22. Фазовый профиль, заданный в виде винтовой поверхности (*а*); фазовый профиль той же дислокации с противоположным знаком направления прироста фазы (*б*); *в* – результат интегрирования пары дислокаций *а* и *б*

Поскольку управление лазерным пучком проводится на основе информации, которая содержится на данной фазовой поверхности, может быть применен следующий подход к проблеме аннигиляции дислокаций, основанный на представлении дислокации в виде винтовой поверхности, занимающей некоторую область волнового фронта.

На рис. 4.23 приведены все виды винтовых дислокаций, модель которых идеальна. Модели дислокаций различаются знаком фазового приращения и направлением роста фазы.

Реальные дислокации отличаются от искусственно моделируемых дислокаций неравномерным шагом фазового приращения. Но все дислокации (и реальные, и искусственные) характеризуются тем, что полное фазовое приращение составляет 2π . При этом дислокации винтового типа различаются знаком приращения фазы и направлением роста фазы (по часовой стрелке и против часовой стрелки). Согласно этому на рис. 4.23 представлены схемы возможных моделей дислокаций винтового типа. При интегрировании аннигилируют следующие пары: дислокация *а* (рис. 4.23) с дислокацией *г* и дислокация *б* с дислокацией *в*. Интегрирование дислокаций *а* и *в*, хотя их вращения противоположно направлены, в результате не приведет к их

аннигиляции. Аналогичные результаты дает интегрирование дислокаций b и z .

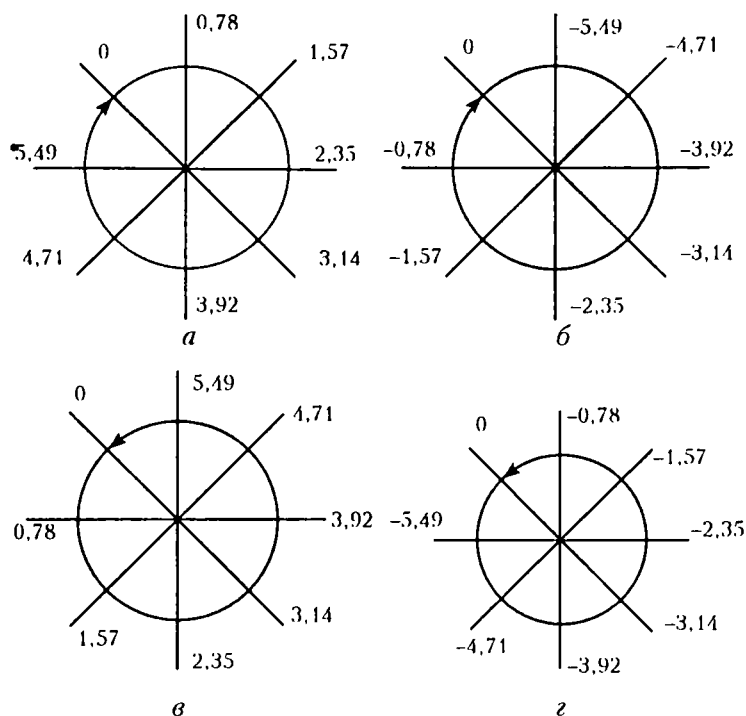


Рис. 4.23. Схемы моделей дислокаций с различными знаками фазового приращения и направлением роста фазы

На рис. 4.22 показано, что дислокация аннигилирует с дислокацией противоположного знака, которая определена в этой же области волнового фронта при интегрировании их друг с другом. С учетом этого качества дислокаций был проведен численный эксперимент: лазерный пучок проходит через турбулентный экран, имитирующий высоко интенсивные искажения. После регистрации дислокации на поверхности волнового фронта к ней суммируется дислокация противоположного знака.

Численный эксперимент показал, что дислокации являются не единственной причиной низкой эффективности адаптивной

коррекции в условиях сильной турбулентности посредством деформируемого зеркала. В силу того что деформируемое зеркало может достаточно точно воспроизвести лишь гладкую и непрерывно монотонную поверхность фазы, полученную в результате предварительного применения алгоритма «спивки» (разд. 4.4), можно утверждать, что причина низкой эффективности адаптивной коррекции посредством деформируемого зеркала заключается не в дислокациях и не в их количестве. Поскольку зеркало воспроизводит фазовую поверхность, то именно дисперсия фазовых искажений должна определять эффективность адаптивной коррекции.

4.7. Зависимость эффективности адаптивной коррекции от статистических свойств турбулентного экрана

Более детальное рассмотрение прохождения лазерного излучения через различные случайные фазовые экраны (1.6) с радиусом Фрида $r_0=0,02$, расположенные на середине трассы, т.е. $Z=0,25Z_d$, показало, что эффективность коррекция турбулентных искажений деформируемым зеркалом зависит от статистических свойств турбулентности.

Реализация экрана с $N_{vr}=8$ характеризуется ростом критерия фокусировки $J=0,324$ для зеркала с числом актюаторов $N=13$ и $J=0,344$ — для зеркала с $N=17$, в сравнении с результатами распространения без управления: $J=0,175$. Реализация экрана с $N_{vr}=7$ и тем же значением радиуса Фрида $r_0=0,02$ характеризуется значительным снижением критерия качества. Для $N_{vr}=7$ без управления $J=0,117$. При управлении деформируемым зеркалом с числом актюаторов $N=13$ критерий фокусировки J уменьшается до 0,101; для $N=17$ — до 0,113. При этом для обеих реализаций случайного экрана и $N_{vr}=7$ и 8 регистрируется одинаковое число дислокаций: $N_{dl}=28$. Численный эксперимент подтверждает, что не наличие дислокаций является основной причиной неэффективной коррекции турбулентных искажений адаптивным зеркалом.

Анализ рис. 4.24 позволяет предположить, что эффективность адаптивной коррекции турбулентных искажений зависит

от дисперсии фазовых флуктуаций $\sigma^2 = 1,013(D/r_0)^5$, D — диаметр апертуры, особенно в области «сильных» турбулентных искажений, где дисперсия достаточно велика [46].

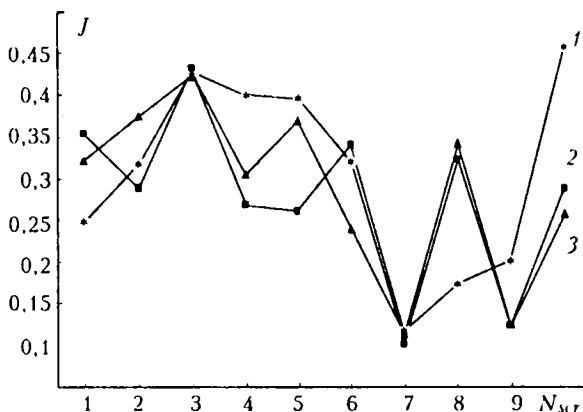


Рис. 4.24. Критерий фокусировки J в зависимости от номера случайного фазового экрана $N_{сл}$. Кривая 1 соответствует распространению лазерного излучения в турбулентной атмосфере без управления, 2 — результаты коррекции посредством деформируемого зеркала с 13 актюаторами, 3 — с 17

Чтобы показать, что качество коррекции для разных случайных фазовых экранов зависит от статистических параметров турбулентности, была применена численная модель динамической турбулентности [27], которая адекватна последовательности фазовых экранов, представляющих турбулентные искажения в следующие с интервалом $\Delta t = 2\frac{1}{5}(\Delta\rho/V)$ моменты

времени. Угол между направлением ветра и осью OX θ был равен 30° . Смещение фазового экрана по оси абсцисс $D_x = N_x \Delta\rho$, где N_x — число неповторяющихся турбулентных искажений, смещение по оси ординат $D_y = (V_y \times D_x) / V_x$.

Период точного повторения цикла неповторяющихся турбулентных искажений составляет $N_x = N_y \text{ctg}(\theta)$, где N_y — число неповторяющихся турбулентных искажений по оси ординат. Турбулентность «плывет» в направлении заданной скорости

ветра. Для гауссова пучка, проходящего через каждый случайный фазовый экран из последовательности экранов, описывающей динамическую модель турбулентности, в плоскости наблюдения определялось значение критерия фокусировки, пропорциональное интенсивности рассеянного поля в плоскости приемной апертуры (2.3). Параметры численного эксперимента: $Z = 0,25Z_d$, $r_0 = 0,02$.

Дисперсия интенсивности

$$s^2 = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n (J_k - \langle J \rangle)^2$$

для кривой 1 (рис. 4.25) составляет 0,00009, для 2 — 0,013.

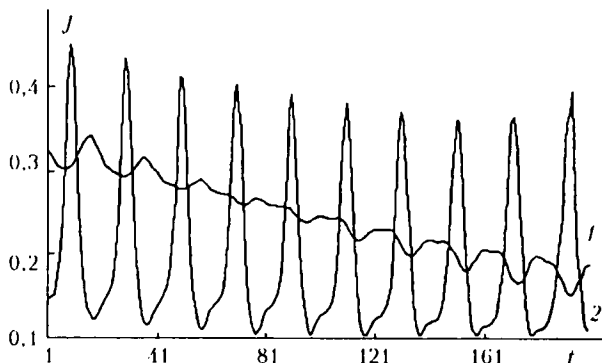


Рис. 4.25. Изменение критерия фокусировки в моменты времени, следующие с интервалом $\Delta t = 2\frac{1}{5}(\Delta r/V)$. Кривая 1 соответствует случайному фазовому экрану $N_{\alpha r} = 8$; 2 — $N_{\alpha r} = 7$

Очевидно, что, чем меньше дисперсия интенсивности лазерного излучения в плоскости наблюдения для случайного фазового экрана, на основе которого реализована динамическая модель турбулентности, тем эффективней коррекция посредством деформируемого зеркала, и при этом соблюдается условие роста критерия фокусировки с увеличением числа степеней свободы деформируемого зеркала (см. рис. 4.24). Эффективность адаптивной коррекции деформируемым зеркалом

определяется дисперсией фазовых флуктуаций турбулентного экрана, как и эффективность идеальной коррекции, что соответствует результатам численного эксперимента с параметрами: $Z = 0,25Z_d$, $r_0 = 0,02$. Результаты идеальной коррекции представлены на рис. 4.26.

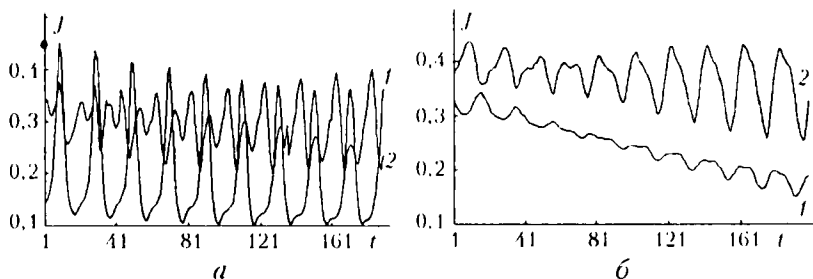


Рис. 4.26. Изменения критерия фокусировки в моменты времени, следующие с интервалом $\Delta t = 2\frac{1}{5}(\Delta\rho/V)$ для фазового экрана $N_{s,r} = 7$ — а; $N_{s,r} = 8$ — б. Кривая 1 — распространение лазерного излучения в турбулентной атмосфере без коррекции; 2 — идеальная коррекция

Из рис. 4.26 следует, что идеальная коррекция работает как дифференцирующий фильтр. При невысокой дисперсии фазовых флуктуаций идеальный корректор обеспечивает полностью компенсацию турбулентных искажений. Для высокой дисперсии фазовых флуктуаций даже идеальная коррекция компенсирует лишь часть турбулентных искажений.

Можно утверждать, что адаптивная коррекция турбулентных искажений на основе фазового сопряжения зависит от дисперсии фазы в большей степени, нежели от наличия в волновом фронте даже достаточно большого числа дислокаций.

На основании вышеизложенного можно сделать следующие выводы.

Представленные способы регистрации дислокаций в фазовом профиле гауссова пучка, распространяющегося в вакууме и в турбулентной атмосфере, позволяют локализовать дислокации на поверхности волнового фронта.

Алгоритмы, анализирующие фазовый профиль, имеет смысл использовать только для качественных оценок статистики

дислокаций в гауссовом пучке. Для точного определения дислокации в гауссовом пучке следует применять интерференционный контроль.

Наличие дислокаций в фазовом профиле опорного пучка существенно влияет на эффективность коррекции турбулентных искажений при использовании в качестве исполнительного элемента гибкого зеркала с непрерывной отражающей поверхностью. В результате анализа зарождения дислокаций, выявления зависимости их числа и точек локализации от параметров среды и длины трассы распространения получены следующие закономерности: при высокой интенсивности искажений число дислокаций резко возрастает с увеличением длины трассы, при меньшей интенсивности наблюдается более плавный рост; независимо от величины интенсивности с увеличением длины трассы количество дислокаций не возрастает неограниченно, а стремится к некоторому постоянному значению, т.е. имеет тенденцию к насыщению.

При малой интенсивности турбулентных искажений, т.е. при малом числе дислокаций, деформируемое зеркало обеспечивает высокую эффективность адаптивной коррекции, сравнимую с эффективностью, достигаемой при использовании идеального корректора.

Увеличение числа степеней свободы деформируемого зеркала позволяет повысить эффективность коррекции искажений, особенно в области «сильных» турбулентных искажений.

Эффективность адаптивной коррекции на основе алгоритма фазового сопряжения посредством деформируемого зеркала зависит от статистических свойств фазового экрана, моделирующего турбулентные искажения, в частности от дисперсии фазовых флуктуаций, которая для «сильных» турбулентных искажений может быть достаточно велика.

Заключение

Созданное на основе объектно-ориентированного программирования приложение является численной моделью типовой адаптивной системы, которая позволяет моделировать турбулентные и тепловые искажения пучков, при этом включает в себя модель деформируемого зеркала и блок анализа амплитудно-фазового распределения. Изменения, вносимые в конфигурацию системы, предполагают использование нескольких алгоритмов управления пучком, в частности алгоритмы апертурного зондирования, фазового сопряжения, симплексного поиска экстремума целевой функции.

Экспериментальное подтверждение основных результатов, полученных нами в численных экспериментах на основе данного программного приложения, представлено реализацией адаптивной оптической системы с замкнутой обратной связью, управление в которой осуществляется на основе фазового сопряжения, включающей в себя биморфное деформируемое зеркало [11, 115].

С применением численного эксперимента был решен ряд актуальных проблем адаптивной оптики.

Одной из них является оптимизация известных алгоритмов адаптивного управления, компенсирующих тепловые искажения. Решение этой проблемы проводилось апробированием алгоритмов с учетом того, что в их основе лежат принципиально различные методы организации управления. Алгоритмы фазовой коррекции основаны на принципе обратимости оптических лучей, поэтому оптимизация состоит в изменении сценария управления: фаза прямого пучка лишь частично заменена на фазу опорного. Такая модификация фазового сопряжения обеспечивает оптимальную фокусировку в линейной среде и сходимость алгоритма управления в задаче коррекции тепловой линзы.

В основе градиентных алгоритмов лежит процедура определения экстремума функционала, характеризующего качество фокусировки излучения в плоскости регистрации. Оптимизация в этом случае заключается в сокращении периода «ожидания» после пробного воздействия в процедуре «восхождения на холм». Проблема поиска глобального максимума на фоне локальных, которые появляются при росте нелинейности среды, решается увеличением радиуса пучка на приемной апертуре, что приводит к фильтрации распределения целевой функции и сглаживанию локальных экстремумов, при этом управление достигает области глобального экстремума, а последующее уменьшение радиуса приемной апертуры позволяет определить его точные координаты.

Для решения другой важной проблемы эффективной адаптивной коррекции, состоящей в появлении осцилляций параметров светового поля в плоскости наблюдения в результате собственных колебаний отражающей поверхности деформируемого зеркала после воздействия внешних сил в точках закрепления актюаторов, была использована модель динамического зеркала. С ее помощью оценено влияние на адаптивное управление переходных процессов, обусловленных воздействием внешних сил для компенсации как теплового самовоздействия, так и атмосферной турбулентности.

Включение модели динамического зеркала в адаптивную систему с условием постепенного возрастания нагрузки на зеркало в итерационном процессе модифицированного фазового сопряжения позволило обеспечить рост критерия качества фокусировки при коррекции теплового самовоздействия. При управлении пучком на основе апертурного зондирования в нелинейной среде с включением модели динамического зеркала быстрое действие коррекции достигается посредством фильтрации регистрируемых параметров светового поля в плоскости наблюдения. В численном эксперименте с использованием модели деформируемого зеркала показано, что эффективность компенсации нелинейных искажений зеркалом определяется только плотностью размещения актюаторов в центральной части зеркала, соответствующей области занимаемой пучком, и не зависит только от конфигурации размещения актюаторов.

Адаптивная коррекция турбулентных искажений характеризуется появлением на поверхности волнового фронта дислокаций. Чтобы оценить их влияние на эффективность управления посредством деформируемого зеркала в качестве исполнительного элемента адаптивной системы, были разработаны алгоритмы идентификации дислокаций. Алгоритмы, основанные на анализе амплитудного распределения и фазового профиля, позволяют локализовать центры винтовых дислокаций. Алгоритмы были использованы для получения качественных оценок статистики дислокаций в гауссовом пучке при распространении его в турбулентной атмосфере. Во всех численных экспериментах поиск дислокаций проводился в области, занимаемой пучком, ограниченной энергетическим радиусом, так как на периферии точность задания всех функций значительно падает.

Число дислокаций в фазовом профиле пучка зависит от длины трассы, от размера расчетной сетки, от значений радиуса Фрида r_0 , характеризующих «силу» турбулентных искажений, что выражается в ряде закономерностей.

Численные эксперименты по коррекции турбулентных искажений на основе фазового сопряжения посредством адаптивного зеркала, моделируемого тонкой упругой пластиной, с предварительным сглаживанием корректируемой поверхности волнового фронта, по эффективности коррекции в области слабых флуктуаций интенсивности сравнимы с результатами для идеального корректора. Для аппроксимации фазового профиля был разработан алгоритм «сглаживания» фазовой поверхности, согласно которому для каждой точки поля алгоритм, двигаясь от центра к периферии по спирали, определяет число разрывов и затем вычисляет полную фазу. Причем количество разрывов обусловлено не только вычислением фазы в виде аргумента комплексной функции, но и присутствием дислокаций. Алгоритм «сглаживания» фазового профиля применялся в области, занимаемой пучком и ограниченной энергетическим радиусом.

В предположении, что увеличение числа актюаторов в численной модели деформируемого зеркала позволит повысить эффективность адаптивной коррекции турбулентных искажений, особенно в области высокой интенсивности, было проведено

усовершенствование численной модели деформируемого зеркала посредством редуцирования матрицы жесткости, ее экстраполяции и комбинирования нескольких матриц жесткости.

Редуцирование матрицы жесткости, предполагающее изменение расчетной схемы, и вычисление управляющих воздействий, аппроксимирующих форму гибкого зеркала, на основе метода наименьших квадратов позволяют значительно сократить время вычисления матрицы жесткости и увеличить ее размерность.

Другие способы, позволяющие провести дальнейшую оптимизацию численной модели гибкого корректора, т.е. увеличить число управляющих элементов, заключаются в использовании матрицы жесткости без изменения ее расчетной схемы.

Первый способ, который состоит в экстраполяции матрицы жесткости, задающей прогиб деформируемого зеркала, определяется числом актюаторов и конфигурацией их размещения. Второй способ заключается в сращивании четырех матриц жесткости, одна из которых является оригиналом, остальные — ее отображением в результате поворота.

Анализ результатов ряда численных экспериментов показал, что для отдельно взятой реализации искажающего экрана увеличение числа актюаторов в численной модели деформируемого зеркала характеризуется повышением эффективности коррекции «сильных» турбулентных искажений посредством деформируемого зеркала. Однако усреднение критерия фокусировки по ансамблю случайных фазовых экранов, моделирующих турбулентные искажения, не подтверждает этот результат. Часть реализаций случайных фазовых экранов корректируются эффективно, и при этом наблюдается рост эффективности адаптивной коррекции с увеличением числа степеней свободы деформируемого зеркала, в отличие от другой части, в которой не обеспечивается адаптивная фокусировка. При этом в обоих случаях регистрируется практически одинаковое число дислокаций.

Очевидно, что эффективность адаптивной коррекции турбулентных искажений зависит также от статистических свойств турбулентного экрана, в частности от дисперсии фазовых флуктуаций, которая значительно возрастает в области «силь-

ных» турбулентных искажений. На модели динамической турбулентности, которая представляет собой совокупность вариаций «замороженного» случайного фазового экрана, моделируемых в следующие друг за другом моменты времени, показано, что эффективность адаптивной коррекции определяется дисперсией интенсивности излучения в плоскости наблюдения, пропорциональной дисперсии фазовых флуктуаций турбулентных искажений. Чем меньше дисперсия интенсивности лазерного излучения в плоскости наблюдения, тем эффективней адаптивная коррекция, и при этом наблюдается рост критерия фокусировки с увеличением числа степеней свободы деформируемого зеркала.

Эффективность адаптивной коррекции турбулентных искажений определяется дисперсией фазовых флуктуаций в большей степени, чем наличием дислокаций в волновом фронте. Это утверждение следует из того, что дисперсия фазовых флуктуаций пропорциональна «силе» турбулентных искажений, в то время как наличие и число дислокаций в волновом фронте зависит не только от радиуса Фрида, характеризующего «силу» турбулентных искажений, но и от длины трассы, а также от размера расчетной сетки, т.е. параметра, который определяется ресурсами численного моделирования и не является физической величиной.

Литература

1. Воронцов М.А., Кандидов В.П., Сухоруков А.П., Чесноков С.С. Управление лазерными пучками в нелинейной среде. Проблемы подавления нелинейных искажений // Изв. вузов. Радиофизика. 1980. Т. 44. № 8. С. 1622–1630.
2. Herrmann J. Properties of phase conjugate adaptive optics system // J. Opt. Soc. Am. 1977. V. 67. № 3. P. 290–295.
3. Dudorov V.V., Kolosov V.V. Optimization of laser propagation for extensive turbulent atmospheric paths in conditions of thermal blooming // Proc SPIE. 2002. V. 5026. P. 212–218.
4. Колосов В.В., Сысоев С.И. Анализ некоторых алгоритмов минимизации угловой расходимости частично когерентного оптического излучения // Оптика атмосф. 1990. Т. 3. № 1. С. 83–89.
5. Ахманов С.А., Воронцов М.А., Кандидов В.П., Сухоруков А.П., Чесноков С.С. Тепловое самовоздействие световых пучков и методы его компенсации // Изв. вузов. Физика. 1980. Т. 23. № 1. С. 1–37.
6. Vorontsov M.A. Decoupled stochastic parallel gradient descent optimization for adaptive optics: integrated approach for wave-front sensor information fusion // J. Opt. Soc. Am. 2002. V. 19. № 2. P. 356–368.
7. Vorontsov M.A., Sivokon V.P. Stochastic parallel-gradient-descent techniques for high-resolution wave-front phase distortion // J. Opt. Soc. Am. 1998. V. 15. № 10. P. 1745–2758.
8. Адаптивная оптика: Сб. статей. М.: Мир, 1980. 456 с.
9. Воронцов М.А., Корябин А.В., Шмальгаузен В.П. Управляемые оптические системы. М.: Наука, 1988. 270 с.
10. Weyrauch T., Vorontsov M.A. Dynamic wave front distortion compensation with a 134-control-channel submillisecond adaptive system // Optics Lett. 2002. V. 27. № 9. P. 751–753.
11. Александров А.Г., Завалова В.Е., Кудряшов А.В., Панченко В.В., Рукосуев А.Л., Самаркин В.В. Адаптивная оптика для мощных лазеров со сверхкороткими импульсами излучения: Сб. трудов // М.: ИПЛИТ РАН, 2005. С. 55–61.
12. Михельсон И.И. Оптика астрономических телескопов и методы их расчета. М.: Физ.-мат. лит-ра, 1995. 383 с.
13. Землянов А.А. Нелинейное распространение лазерного излучения в атмосфере // Оптика атмосф. и океана. 1995. Т. 8. № 1–2. С. 89–112.
14. Кандидов В.П., Чесноков С.С., Выслоух В.А. Метод конечных элементов в задачах механики // М.: Изд-во МГУ, 1976. 178 с.
15. Кандидов В.П. Статистика интенсивных световых пучков в турбулентной атмосфере // Оптика атмосф. и океана. 1985. Т. 49. № 3. С. 442–450.

16. Кандидов В.П., Криндач Д.П., Митрофанов О.А., Попов В.В. Адаптивная коррекция фазовой компенсации нелинейных искажений при тепловом самовоздействии светового пучка // Оптика атмосф. и океана. 1990. Т. 3. № 12. С. 1286–1292.
17. Кандидов В.П., Чесноков С.С., Шленов С.А. Компьютерное моделирование формирования изображения протяженного объекта в турбулентной атмосфере // Оптика атмосф. и океана. 1998. Т. 11. № 4. С. 401–405; № 5. С. 517–525.
18. Воронцов М.А., Шмальгаузен В.П. Принципы адаптивной оптики. М.: Наука, 1985. 336 с.
19. Воробьев В.В. Тепловое самовоздействие лазерного излучения в атмосфере: Теория и модельный эксперимент. М.: Наука, 1987. 200 с.
20. Банах В.А., Смалыхо И.И. Распространение лазерных пучков на вертикальных и наклонных протяженных трассах через турбулентную атмосферу // Оптика атмосф. и океана. 1999. Т. 6. № 4. С. 377–384.
21. Банах В.А., Карасев В.В., Коняев П.А., Сазанович В.М., Цвык Р.Ш. Дефокусировка лазерного пучка в условиях теплового самовоздействия // Оптика атмосф. и океана. 1993. Т. 6. № 12. С. 1551–1556.
22. Банах В.А., Сазанович В.М., Цвык Р.Ш. Экспериментальные исследования распространения мощного излучения на атмосферной трассе // Оптика атмосф. и океана. 1995. Т. 8. № 3. С. 467–478.
23. Banach V.A., Falits A.V. Comparison of phase reconstruction algorithms when branch points are present // IX International Symp. Remote Sensing. Optics in Atmospheric Propagation and Adap. Systems. Proc. SPIE. 2002. V. 4884. P. 107–113.
24. Banach V.A., Falits A.V. Reconstruction of phase of the wave propagating in atmosphere under conditions of strong optical turbulence // Proc. SPIE. 2002. V. 5026. P. 94–99.
25. Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д. Современные проблемы атмосферной оптики. Т. 6. Нелинейная оптика атмосферы. М.: Гидрометеондат, 1989. 256 с.
26. Лукин В.П. Атмосферная адаптивная оптика. Новосибирск: Наука, 1986. 286 с.
27. Лукин В.П., Фортес Б.В. Адаптивное формирование пучков и изображений в атмосфере. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999. 211 с.
28. Лукин В.П., Фортес Б.В. Адаптивная коррекция сфокусированного пучка в условиях сильных флуктуаций интенсивности // Оптика атмосф. и океана. 2000. Т. 13. № 5. С. 515–520.
29. Лукин В.П., Фортес Б.В. О влиянии дислокаций волнового фронта на нестабильность фазового сопряжения при компенсации теплового самовоздействия // Оптика атмосф. и океана. 1995. Т. 8. № 3. С. 435–447.
30. Лукин В.П., Фортес Б.В., Канев Ф.Ю., Коняев П.А. Численная модель атмосферной оптической системы. Часть I, II, III // Оптика атмосф. и океана. 1995. Т. 8. № 3. С. 409–434.
31. Зуев В.Е., Коняев П.А., Лукин В.П. Минимизация атмосферных искажений оптических волн методами адаптивной оптики // Изв. вузов. Физика. 1985. Т. 28. № 11. С. 6–29.

32. Коняев П.А., Лукин В.П. Тепловые искажения фокусированных лазерных пучков в атмосфере // Изв. вузов. Физика. 1983. Т. 24. № 2. С. 79–89.
33. Коняев П.А. Нестабильности теплового самовоздействия // Оптика атмосф. и океана. 1992. Т. 5. № 12. С. 1261–1268.
34. Воронцов М.А., Чесноков С.С. Метод численного исследования адаптивных оптических систем апертурного зондирования // Изв. вузов. Физика. 1982. Т. 25. № 11. С. 1310–1318.
35. Егоров К.Д., Кандидов В.П., Чесноков С.С. Численное исследование распространения интенсивного лазерного излучения в атмосфере // Изв. вузов. Физика. 1983. Т. 24. № 2. С. 66–78.
36. Чесноков С.С. О компенсации тепловой дефокусировки трехэлементным адаптивным корректором // Квант. электрон. 1983. Т. 10. № 6. С. 1160–1165.
37. Выслоух В.А., Кандидов В.П., Чесноков С.С., Шленов В.А. Адаптивная фокусировка интенсивных световых пучков, распространяющихся в нерегулярных средах // Изв. вузов. Физика. 1985. Т. 28. № 11. С. 30–41.
38. Канев Ф.Ю., Чесноков С.С. Апертурное зондирование по неустановившимся параметрам светового поля в нелинейной среде // Квант. электрон. 1990. Т. 17. № 5. С. 590–592.
39. Малафеева Н.В., Чесноков С.С. Симплекс-метод в задаче динамической коррекции теплового самовоздействия световых пучков при флуктуациях параметров среды на трассе // Оптика атмосф. и океана. 1992. Т. 5. № 6. С. 1252–1257.
40. Малафеева Н.В., Чесноков С.С. Адаптивная компенсация нелинейных и турбулентных искажений световых пучков в атмосфере // Оптика атмосф. и океана. 1993. Т. 6. № 12. С. 1490–1499.
41. Малафеева Н.В., Чесноков С.С. Влияние быстродействия алгоритма симплексного поиска на эффективность адаптивной компенсации искажений светового пучка // Оптика атмосф. и океана. 1993. Т. 6. № 12. С. 1513–1518.
42. Chesnokov S.S., Skipetrov S.E. Optical resolution through atmospheric turbulence with finite outer scale // Opt. Comm. 1997. V. 141. № 34. P. 113–117.
43. Уолли Дж., Ульрих П. Тепловое расплывание лазерного пучка. Распространение лазерного пучка в атмосфере / Под ред. Д. Стробена. М.: Мир, 1981. 410 с.
44. Шишаков К.В., Шмальгаузен В.Н. Полиномальное разложение атмосферных аберраций // Оптика атмосф. 1990. Т. 3. № 12. С. 1244–1248.
45. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 719 с.
46. Тараненко Б.Г. Быстродействующие адаптивные зеркала и их эффективность при компенсации случайных фазовых возмущений // Изв. вузов. Физика. 1985. Т. 28. № 11. С. 106–117.
47. Сазанович В.В., Цвык Р.Ш. Исследования смещения энергетических центров лазерных пучков в условиях теплового самовоздействия // Оптика атмосф. и океана. 1993. Т. 6. № 12. С. 1528–1535.

48. Тараненко В.Г., Шанин О.И. Адаптивная оптика. М.: Радио и связь, 1990. 112 с.
49. Kudryashov A.V., Samarkin V.V. Bimorph mirrors for correction and formation of laser beam // Adaptive optics for Industry and Medicine. Ed. G. Love. World Scientific, 2000. P. 193–199.
50. Тимошенко С.П., Войновский-Кригер С. Пластинки и оболочки. М.: Физматгиз, 1963. 635 с.
51. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. М.: Наука, 1978. 830 с.
52. Schwartz W., Gluck S., Stadler E. et al. A route for a new micro machined deformable mirror for adaptive optics using MEMS technology // Proc. of the 3-rd International Workshop on Adaptive Optics for Industry and Medicine. 2002. P. 139–143.
53. Смит Д.К. Распространение мощного лазерного излучения. Тепловое искажение пучка // ТИИЭР. 1977. Т. 5. № 12. С. 59–103.
54. Аксенов В.П., Банах В.А., Валуев В.В., Зуев В.Е., Морозов В.В., Смалыхо И.Н., Цык Р.Ш. Мощные лазерные пучки в случайно-неоднородной атмосфере / Под ред. В.А. Банаха. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1998. 341 с.
55. Dunphy J.R., Smith D.C. Multiple-pulse thermal blooming and phase compensation // J. Opt. Soc. Am. 1977. V. 67. № 3. P. 295–297.
56. Pearson J.E. Thermal blooming compensation with adaptive optics // Optic Lett. 1978. V. 2. № 1. P. 7–9.
57. Выслоух В.А., Егоров К.Д., Кандидов В.П. Адаптивная система фазовой компенсации нелинейных искажений при тепловом самовоздействии светового пучка // Оптика атмосф. 1990. Т. 3. № 12. С. 1286–1293.
58. Выслоух В.А., Егоров К.Д., Кандидов В.П. Численный эксперимент по фазовой компенсации теплового самовоздействия световых пучков // Изв. вузов. Радиофизика. 1979. Т. 22. № 4. С. 435–440.
59. Schonfeld J.F., Johnson B. Pattern formation from thermal blooming phase compensation instability // J. Opt. Soc. Am. B. 1992. V. 9. № 10. P. 1800–1802.
60. Schonfeld J.F. Linearized theory of thermal-blooming phase-compensation instability with realistic adaptive-optics geometry // J. Opt. Soc. Am. B. 1992. V. 9. № 10. P. 1803–1812.
61. Karr J.Th. Atmospheric effects on laser propagation // Proc. SPIE. 1989. V. 1060. № 9. P. 120–128.
62. Дмитриев В.Д., Мишукова А.А., Лукин В.П., Сычев В.В. Особенности коррекции теплового самовоздействия излучения на атмосферных трассах с помощью «медленной» фазосопреженной адаптивной системы // Оптика атмосф. 1990. Т. 3. № 12. С. 1289–1272.
63. Chesnokov S.S., Davletshina I.V. Simplex method in problem of light-beam phase control // Appl. Opt. 1995. V. 34. № 36. P. 8375–8381.
64. Loktev M., Vdovin G., Naumov A., Saunter C., Kotova S., Guralinik I. Control of a modal liquid crystal wave front corrector // Proc. of the 3-rd International Workshop on Adaptive Optics for Industry and Medicine. 2002. P. 145–153.

65. *Martinez T., Wick D.V., Restaino S.R.* Foveated, wide field-of-view imaging system using a liquid crystal spatial light modulator // Proc. of the 3-rd International Workshop on Adaptive Optics for Industry and Medicine. 2002. P. 155–161.
66. *Sakarya S., Vdovin G., Sarro P.M.* Technology for integrated spatial light modulators based on reflective membranes // Proc. of the 3-rd International Workshop on Adaptive Optics for Industry and Medicine. 2002. P. 107–114.
67. *Черникова Н.А., Чесноков С.С.* Минимизация фазовых искажений лазерного пучка, распространяющегося в конвективных потоках // Оптика атмосф. 1988. Т. 1. № 2. С. 123–129.
68. *Bruns D.G., Barret T. K., Sandler D.G.* Force-Actuated Secondary Adaptive Mirror Prototype // Technical Digest of the Conference on Adaptive Optics. Garching. Germany. 1995. P. 118–123.
69. *Sakarya S., Vdovin G., Sarro P.M.* Technology for integrated spatial light modulators based on reflective membranes // Proc. of the 3-rd International Workshop on Adaptive Optics for Industry and Medicine. 2002. P. 107–114.
70. *Peysson J., Gaffard J.P., Jagourel P.* Laserdot Technology Improvement SAM 250 Adaptive Mirror // Proc. of ICO-1 Satellite Conference on Active and Adaptive Optics. Garching. Germany. 1993. P. 319–321.
71. *Cristensen A.W.* A Low Voltage Many Actuator Unimorph Mirror // Proc. of ICO-1 Satellite Conference on Active and Adaptive Optics. Garching. Germany. 1993. P. 241–245.
72. *Bruns D.G., Sandler D.G.* Innovative Deformable Mirror Designs for Custom Applications // Proc. of the Second International Workshop on Adaptive Optics for Industry and Medicine. Durham. England. 1999. P. 105–110.
73. *Robert G., Babadjian L., Spirikovitsh S.* The active Micro Mirror: A New Adaptive Optical Microcomponent // Proc. of the Second Internat. Workshop on Adaptive Optics for industry and Medicine. Durham. England. 1999. P. 99–104.
74. *Vdovin G.V.* Adaptive mirror micromachined in silicon // Thesis Delft Univ. of Technology. Delft: Delft Univ. Press. The Netherlands. 1995. 136 p.
75. *Vdovin G.V.* Current performance limits for micromachined membrane deformable mirror // Proc. of the 2d International Workshop on Adaptive Optics for Industry and Medicine. 1999. P. 118–122.
76. *Vdovin G.V., Sarro P.M.* Flexible mirror micromachined in silicon // Appl. Optics. 1995. V. 34. P. 2968–2972.
77. *Zamkotsian F., Dohlen K.* Prospects for MOEMS-based adaptive optical systems on extremely large telescopes // Proc. of Internat. Conf. «Beyond Conventional Adaptive Optics». 2001. P. 293–298.
78. *Roddier F.* A new concept in adaptive optics: curvature sensing and compensation // Appl. Optics. 1988. V. 27. P. 1223–1225.
79. *Schwartz C., Ribak E., Lipson S.G.* Bimorph adaptive mirrors and curvature sensing // Opt. Soc. Am. A. 1994. V. 11. № 2. P. 895–902.
80. *Bryant J.J., O'Byrne J.W., Minard R.A., Fekete P.W.* Low order adaptive optics at the Anglo-Australian telescope // Proc. Adaptive Optics Topical Meeting. Garching. 1995. P. 23–28.

81. *Roddier F.* The problems of adaptive optics design // *Adaptive Optics for Astronomy*. NATO ASI series Kluwer Academic. The Netherlands. 1991. P. 89–111.
82. *Кауса Ф.Ю., Лукин В.П.* Алгоритмы компенсации теплового самовоздействия // *Оптика атмосф.* 1991. Т. 4. № 12. С. 3–21.
83. *Berry M.* Singularities in waves and rays in *Physics of Defects*. Amsterdam: North-Holland, 1981. P. 457–542.
84. *Soskin M.S., Vasnetsov M.V.* Nonlinear singular optics // *Appl. Opt.* 1998. V. 7. P. 301–311.
85. *Baranova N.B., Mamaev A.V., Pilipetskiy N.F., Shkunov V.V., Zel'dovich B.Ya.* Wave-front dislocations: topological limitations for adaptive systems with phase conjugation // *J. Opt. Soc. Am.* 1985. V. 73. № 5. P. 525–528.
86. *Basistiy I.V., Soskin M.S., Vasnetsov M.V.* Optical wave-front dislocations and their properties. // *Optics Com.* 1995. V. 119. P. 604–612.
87. *Аксенов В.П., Банах В.А., Тихомирова О.В.* Пространственные и вихревые свойства оптических спекл-полей // *Оптика атмосф. и океана*. 1996. Т. 9. № 11. С. 1443–1449.
88. *Аксенов В.П., Банах В.А., Тихомирова О.В.* Потенциальные и вихревые свойства оптических спекл-полей // *Оптика атмосф. и океана*. 1999. Т. 9. № 12. С. 1450–1455.
89. *Майер Н.Н., Тартаковский В.А.* Дислокации фазы и минимально-фазовое разложение волнового фронта // *Оптика атмосф. и океана*. 1995. Т. 8. № 3. С. 448–450.
90. *Аксенов В.П., Колосов В.В., Тартаковский В.А., Фортес Б.В.* Оптические вихри в неоднородных средах // *Оптика атмосф. и океана*. 1999. Т. 12. № 10. С. 952–958.
91. *Fried D., Vaughn J.* Branch cuts in the phase function // *Appl. Opt.* 1992. V. 31. № 15. P. 1865–1882.
92. *Fried D.* Branch point problem in adaptive optics // *J. Opt. Soc. Am.* 1998. V. 15. № 10. P. 2759–2768.
93. *Fried D.* Adaptive optics wave function reconstruction and phase unwrapping when branch points are present // *Opt. Com.* 2001. V. 200. P. 43–72.
94. *Akerson J.J., Yang Yi.E., Hara Y., Wu Bae-Ian, Kong J.A.* Automatic phase unwrapping algorithms in synthetic aperture radar (SAR) interferometry // *IEICE Trans. Electron.* 2000. V.E83C. № 12. P. 1896–1904.
95. *Aksenov V.P., Tikhomiriva O.V.* Theory of singular phase reconstruction for an optical speckle field in the turbulent atmosphere // *J. Opt. Soc. Am.* 2002. V. 19. № 2. P. 345–355.
96. *Roggeman M.C., Koivunen A.C.* Branch point reconstruction in laser beam projection through turbulence with finite-degree of freedom phase-only wave front correction // *J. Opt. Soc. Am. A*. 2000. V. 17. № 1. P. 53–62.
97. *Аксенов В.П., Устинов А.В.* Последствие оптических вихрей в процессе пространственной эволюции «вихревых» лазерных пучков // *Оптика атмосф. и океана*. 2003. Т. 16. № 8. С. 675–679.
98. *Баранова Н.Б., Зельдович Б.Я.* Дислокации поверхности волнового фронта и нули амплитуды // *ЖЭТФ*. 1981. Т. 80. С. 1789–1797.

99. Baranova N.B., Mamaev A.V., Pilipetskiy N.F., Shkunov V.V., Zel'dovich B.Ya. Wave-front dislocations: topological limitations for adaptive systems with phase conjugation // J. Opt. Soc. Am. 1985. V. 73. № 5. P. 525–528.
100. Kreminskaya L.V., Soskin M.S., Khizhnyak A.I. The Gaussian lenses give birth to optical vortices in laser beams // Opt. Comm. 1998. V. 145. P. 377–384.
101. Ramee S., Simon R. Effects of holes and vortices on beam quality // J. Opt. Soc. Am. A. 2000. V. 17. № 1. P. 84–94.
102. Maleev I.D., Swartzlander G.A. Junior. Composite optical vortices // J. Opt. Soc. Am. B. 2003. V. 20. № 6. P. 1169–1176.
103. Rozas D., Law G.T., Swartzlander G.A. Junior. Propagation dynamics of optical vortices // J. Opt. Soc. Am. B. 1997. V. 14. № 11. P. 3054–3065.
104. Walford J.N., Nugent K.A., Roberts A., Scholten R.E. High-resolution phase imaging of phase singularities in the focal region of a lens // Optics Lett. 2002. V. 27. № 5. P. 345–347.
105. Le Bigot E.O., Wild W.J. Theory of branch point detection and its implementation // J. Opt. Soc. Am. A. 1999. V. 16. № 7. P. 1724–1729.
106. Gahagen K.T., Swartzlander G.A. Junior. Simulations trapping of low-index and high-index microparticles observed with an optical-vortex trap // J. Opt. Soc. Am. B. 1999. V. 16. № 4. P. 533–539.
107. Gahagen K.T., Swartzlander G.A. Junior. Trapping of low index microparticles in an optical vortex // J. Opt. Soc. Am. B. 1998. V. 15. № 2. P. 524–534.
108. Schwartz C., Ribak E., Lipson S. Bimorph adaptive mirrors and curvature sensing // J. Opt. Soc. Am. A. 1994. V. 11. № 2. P. 895–902.
109. Ghiglia D.C., Pritt M.D. Two-Dimensional Phase Unwrapping: Theory, Algorithms and Software. New York: John Wiley, 1998. 512 p.
110. Flynn T. J. Two-Dimensional phase unwrapping with minimum weighted discontinuity // J. Opt. Soc. Am. A. 1997. V. 14. № 10. P. 2692–2702.
111. Аксенов В.И., Колосов В.В., Тартаковский В.А., Фортес Б.В. Оптические вихри в неоднородных средах // Оптика атмосф. и океана. 1999. Т. 12. № 10. С. 952–958.
112. Kanev F.Yu., Lavrinova L.N., Lukin V.P. Correction of turbulent distortions based on the phase conjugation in the presence of phase dislocations in a reference beam // Atmos. Oceanic Opt. 2001. V. 14. № 12. P. 1075–1080.
113. Lavrinova L.N., Kanev F.Yu., Lukin V.P. Models of multiactuator adaptive mirrors // SPIE Proc. 2003. V. 5396. P. 150–156.
114. Baranova N.B., Zeldovich B.Ya., Mamaev A.V., Pilipetskiy N.F., Shkunov V.V. Dislocation density of the wave-front with a speckle structure of the light fields // J. of the experimental and theoretical physics. 1982. V. 83. № 5. P. 1702–1710.
115. Kudryashov A.V., Shamli'hausen V.I. Semipassive bimorph flexible mirrors for atmospheric adaptive optics applications // Opt. Eng. 1996. V. 35. № 11. P. 3064–3073.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	3
Глава 1. Численная модель адаптивной системы и ее программная реализация	9
1.1. Модели распространения когерентного излучения в условиях теплового самовоздействия и в турбулентной среде	9
1.2. Динамическая и статическая модели адаптивного зеркала	17
1.3. Программная реализация модели адаптивной системы	26
Глава 2. Коррекция теплового самовоздействия. Особенности управления при наличии локальных экстремумов	29
2.1. Распространение лазерного излучения в условиях самовоздействия и алгоритмы коррекции тепловых искажений	29
2.2. Особенности компенсации тепловых искажений лазерного излучения на основе алгоритмов фазового сопряжения и обращения волнового фронта	37
2.3. Эффективность градиентных алгоритмов управления и симплекс-метода для лазерного излучения, распространяющегося в пеллинейной среде	40
2.4. Управление по установившимся параметрам светового поля	49
2.5. Управление по неустановившемуся полю. Устойчивость и быстродействие коррекции	50
2.6. Проблема реализации адаптивной коррекции при наличии локальных экстремумов в пространстве координат управления	56
2.7. Реализация адаптивной коррекции нестационарной ветровой рефракции	61
Глава 3. Влияние активного зеркала на эффективность адаптивной коррекции	70
3.1. Адаптивные зеркала	70
3.2. Эффективность управления в зависимости от числа актюаторов и конфигурации их размещения	81
3.3. Переходные процессы, развивающиеся при колебаниях отражающей поверхности зеркала	87
3.4. Управление пучком с учетом переходных процессов	88
Глава 4. Особенности адаптивного управления в условиях турбулентных флуктуаций	100
4.1. Алгоритмы идентификации дислокаций в волновом фронте светового поля	104
4.2. Регистрация дислокаций в волновом фронте с искусственно заданной особой точкой	107

4.3. Появление и статистика дислокаций в гауссовом пучке, распространяющемся в турбулентной атмосфере	113
4.4. Исследование эффективности фазового сопряжения	118
4.5. Коррекция турбулентных искажений высокой интенсивности адаптивным зеркалом с большим числом степеней свободы	126
4.6. Влияние дислокаций на эффективность коррекции адаптивным зеркалом	131
4.7. Зависимость эффективности адаптивной коррекции от статистических свойств турбулентного экрана	134
Заключение	139
Литература	144

Научное издание

**Лавринова Лидия Николаевна
Лукин Владимир Петрович**

АДАПТИВНАЯ КОРРЕКЦИЯ ТЕПЛОВЫХ И ТУРБУЛЕНТНЫХ ИСКАЖЕНИЙ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЕФОРМИРУЕМЫМ ЗЕРКАЛОМ

Редактор — А.В. Лисевич
Технический редактор — Н.М. Пинагина
Корректор — А.В. Лисевич
Компьютерная верстка Л.К. Болотовой

Сдано на верстку 28.08.2008 г. Подписано к печати 12.11.2008 г.
Формат 60×84¹/₁₆. Печать офсетная. Бумага офсетная № 1.
Гарнитура «Кудряшов». Усл. печ. л. 8,9. Уч. изд. л. 10.
Тираж 450 экз. Заказ № 111.

Издательство Института оптики атмосферы СО РАН.
634021, г. Томск, пл. Академика Зueva, 1.
Тел.: (382-2) 49-23-84, 49-19-28.
Тираж отпечатан в типографии ИОА СО РАН.