

АЛГОРИТМЫ КОМПЕНСАЦИИ ТЕПЛОвого САМОВОЗДЕЙСТВИЯ

Ф.Ю. Канев, В.П. Лукин

Рассмотрены основные алгоритмы компенсации теплового самовоздействия. Определено влияние параметров оптической системы на нелинейные искажения лазерных пучков, выполнена оптимизация системы. Проведён сравнительный анализ эффективности и быстродействия априорной (программной) коррекции, фазового сопряжения и апертурного зондирования.

Введение

Возникающий при распространении лазерного излучения в атмосфере эффект теплового самовоздействия приводит к значительным нелинейным искажениям пучков [1]. Уменьшить искажения возможно за счет оптимизации параметров оптической системы, а также используя алгоритмы управления пучком, которые условно можно разделить на методы фазовой (априорной и адаптивной) и амплитудно-фазовой коррекции.

Под оптимизацией параметров системы понимается выбор апертуры излучателя, задание оптимального распределения поля, предварительное задание фокусировки, в случае импульсного излучения — выбор длительности импульсов и их частоты следования и т.д.

Априорное фазовое управление пучком — это введение предискажений в фазовый профиль на основе данных о состоянии атмосферы и параметрах сигнала. Алгоритм не является итерационным, изменение фазового профиля возможно только при изменении регистрируемых параметров.

Адаптивное фазовое управление — задание профиля фазы в зависимости от информации о распределении поля в плоскости наблюдения или информации о данных отраженного сигнала в плоскости апертуры источника. В зависимости от метода управления регистрируется распределение амплитуды, фазы, или спектральные характеристики пучка. Алгоритмы имеют, как правило, итерационный характер сходимости.

Амплитудно-фазовое управление отличается от чисто фазового только тем, что на основе измеренных параметров пучка осуществляется задание на входе в нелинейную среду как амплитудного, так и фазового распределения поля.

В настоящей статье рассмотрены эти основные методы компенсации теплового самовоздействия. Отметим, что для характеристики поля в плоскости наблюдения разными авторами использовались различные параметры, поэтому сопоставление эффективности коррекции в п. 4 проведено лишь для некоторых алгоритмов управления (программная коррекция, фазовое сопряжение, апертурное зондирование, обращение волнового фронта).

В связи с тем что для изучения коррекции самовоздействия широко используются методы численного эксперимента, целесообразно привести типичную вычислительную схему, в которую обычно входит [2] совместное решение уравнения квазиоптики, описывающего распространение излучения, и материального уравнения. Нелинейные свойства среды характеризуются параметром

$$R = \frac{2k^2 a_0^3 I_0}{n_0 \rho C_p V_0} \frac{\partial n}{\partial T}, \quad (1)$$

определяемым по средней скорости ветра V_0 . В (1) a_0 — начальный радиус пучка; T — температура среды, остальные обозначения являются общепринятыми. Пространственные переменные модели нормированы следующим образом: в плоскости, перпендикулярной направлению распространения, — на начальный радиус пучка a_0 , в направлении распространения — на дифракционную длину $z_d = ka_0^2$. Временным масштабом задачи является конвективное время $\tau_V = a_0/V_0$.

Световое поле в плоскости наблюдения характеризуется критерием фокусировки $J(t)$ и максимальной плотностью мощности $I_m(t)$.

$$J(t) = \frac{1}{P_0} \iint \rho(x, y) I(x, y, z_0, t) dx dy, \quad (2)$$

где P_0 — полная мощность пучка; ρ — апертурная функция.

$$I_m(t) = \max_{x, y} I(x, y, z_0, t). \quad (3)$$

В дальнейшем эффективность коррекции самовоздействия рассматривается с использованием приведенных параметров.

1. Оптимизация параметров оптической системы

Известно [3], что картина стационарного распределения интенсивности в фокальной плоскости гауссовского пучка, распространяющегося в условиях самовоздействия, обусловлена, в своих главных чертах, действием ветрового сноса тепла и дефокусировкой излучения (см. рис. 1). Для коллимированных пучков и относительно низких параметров нелинейности ($|R| < 40$) уменьшить искажения возможно заданием начальной фокусировки. При фиксированной кривизне фазового профиля дифракционная перетяжка приближается к излучателю с увеличением нелинейности [3, 4], т. е. оптимальное значение параметра фокусировки δ_R должно быть отличным от значения, определенного для линейной среды. По результатам расчетов в [3] была получена эмпирическая формула для определения оптимального δ_R :

$$\delta_R = 1/[1 + 0,05 z |R|] z. \quad (4)$$

На рис. 2 приведен график зависимости максимальной плотности мощности в фокальной плоскости пучка от параметра δ_R при различных значениях параметра нелинейности $|R|$. Из графика видна возможность увеличения максимальной плотности мощности I_{\max} приблизительно на 40% для расстояния $z = 0,25z_d$ при оптимизации параметра фокусировки.

Учитывая анизотропию распределения поля пучка в плоскости наблюдения (см. рис. 1), повышение максимальной плотности мощности возможно достичь цилиндрической фокусировкой пучка по оси, перпендикулярной направлению движения среды [3]. Распределение интенсивности в фокальной плоскости излучателя для этого случая изображено на рис. 3 (параметры среды и пучка совпадают с рис. 1). Здесь наиболее характерно значительно меньшее смещение энергетического центра тяжести пучка по сравнению с рис. 1, а также сужение области сечения пучка по уровню $0,5I_m$ (заштрихованная часть), что указывает на повышение плотности мощности.

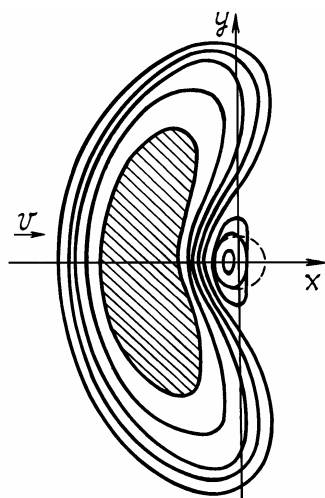


Рис. 1. Стационарное распределение плотности мощности в фокальной плоскости лазерного излучателя ($R = -60$, $z_0 = 0,25z_d$)

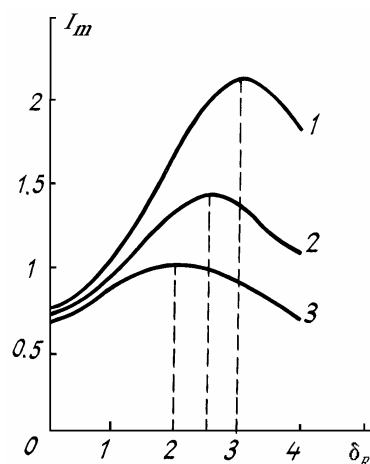


Рис. 2. Зависимость максимальной плотности мощности в фокальной плоскости ($z_0 = 0,25z_d$) пучка от параметра фокусировки при различных значениях параметра нелинейности R . Кривая 1 — $R = -40$; 2 — $R = -60$; 3 — $R = -80$

С целью сравнения характеристик различных пучков в [3] были проведены расчеты тепловых искажений трех типов гауссовских пучков: коллимированного, фокусированного и цилиндрически фокусированного. На рис. 4 показаны зависимости плотности мощности от расстояния до приемника для параметров нелинейности $R = -60$ (а), $R = -80$ (б). В обоих режимах значения I_m для цилиндрической фокусировки (кривая 3) лежат выше соответствующих значений коллимированного пучка (кривая 1) при всех длинах трасс z , в то время как превышение над фокусированным пучком (кривая 2) наблюдается только в ограниченном диапазоне расстояний (заштрихованная область). По мере усиления нелинейности среды эта область сдвигается в сторону меньших z (рис. 4, б).

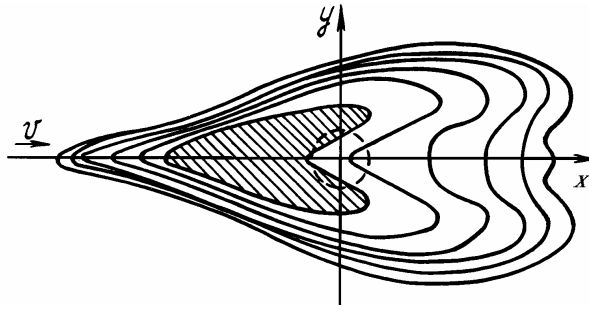


Рис. 3. Распределение плотности в фокусе цилиндрической линзы (параметры те же, что и на рис. 1)

Еще одним способом улучшения энергетических характеристик лазерного излучения в условиях теплового самовоздействия является сканирование пучком в окрестности начала координат [4, 5]. При этом формируется канал с более благоприятными оптическими свойствами. Исследование нестационарной самосогласованной задачи программного сканирования выполнено в [4]. На рис. 5 приведены временные диаграммы переходных процессов для двух типов траекторий: поперечное качание (а) и круговое сканирование (б). В обоих случаях с увеличением амплитуды смещения пучка увеличивается максимальная плотность мощности I_m , движение которой наблюдается по довольно сложной траектории, не совпадающей с траекторией сканирования. Для круговой траектории удается добиться почти четырехкратного увеличения I_m . В отличие от неподвижных пучков характеристики излучения при сканировании не выходят на стационарный уровень.

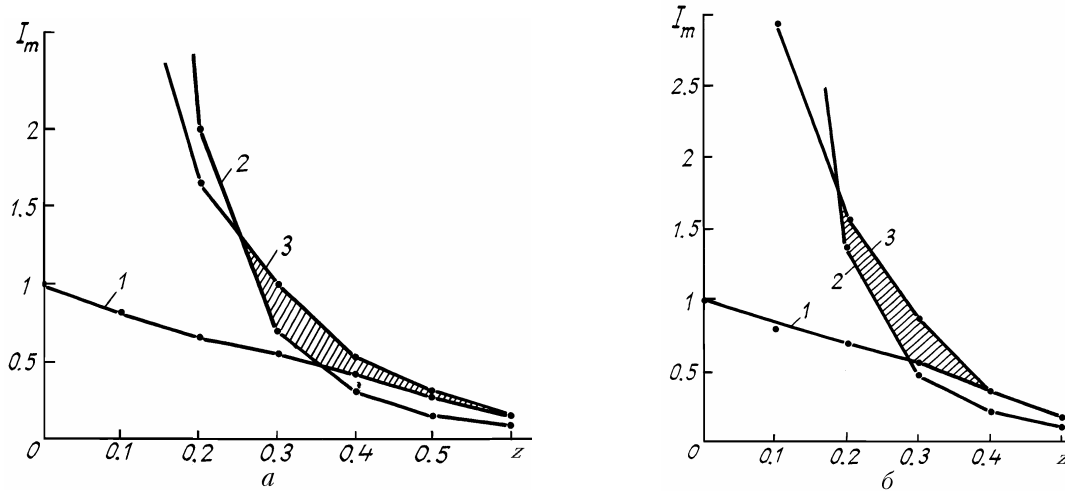


Рис. 4. Зависимость максимальной плотности мощности от расстояния до приемника для двух значений параметра нелинейности: $R = -60$ (а), $R = -80$ (б). Кривая 1 — коллимированный пучок; 2 — сфокусированный пучок; 3 — цилиндрическая фокусировка пучка

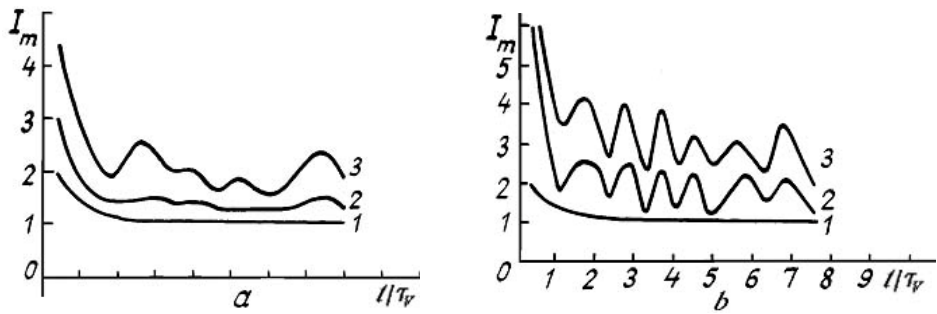


Рис. 5. Переходные процессы при сканировании пучком, (а) — поперечное качание, (б) — круговое сканирование. Кривая 1 — неподвижный пучок; 2 — сканирование с амплитудой $2a_g$, параметр $a_g = a_0 z_0$; 3 — сканирование с амплитудой $4a_g$

Все перечисленные методы оптимизации были рассмотрены для пучков, распространяющихся на горизонтальных трассах. Свою специфику имеет оптимизация оптической системы, предназначенной для работы на вертикальных трассах. Транспортировка энергии в таких условиях рассматривалась в

[5, 6] для коллимированного и фокусированного гауссовского и кольцевого пучков. Количественный анализ полученных в расчетах дифракционных картин показывает, что распространение коллимированного гауссовского пучка сопровождается теми же эффектами, что и в случае горизонтального распространения. Существенные отличия наблюдаются в поведении сфокусированного пучка. Так, если на горизонтальной трассе мощность вторичного максимума фокального пятна составляет 3–4% от полной мощности пучка, то на вертикальной трассе происходит перераспределение энергии излучения из главного максимума во вторичный по мере увеличения начальной мощности излучения.

Количественный анализ результатов говорит о том, что переход от горизонтальных трасс к вертикальным сопровождается увеличением более чем на порядок максимальной, передаваемой через атмосферу плотности мощности как для коллимированных, так и для фокусированных пучков. Увеличение размеров апертуры также приводит к увеличению оптимальной мощности: для фокусированного пучка наблюдается практически линейная зависимость оптимальной мощности передатчика от радиуса апертуры, возрастание максимальной плотности мощности на приемнике более быстрое, чем квадратичное.

Еще одной возможностью оптимизации является выбор начального амплитудно-фазового распределения пучка. Так, сравнение кольцевого пучка с гауссовским фокусированным показывает, что у гауссовского почти вдвое меньшая максимальная плотность мощности, для кольцевого также характерно меньшее смещение на ветер и большая компактность дифракционного пятна. Более сложные вариации амплитудного профиля пучка рассматривались в [6], где поиск оптимального распределения осуществлялся в классе гауссовских, супергауссовских и гипергауссовских пучков. Было обнаружено, что для получения наибольшей мощности на мишени необходимо более плотное заполнение излучающей апертуры (гипергауссовский и супергауссовский профили, гауссовский пучок «двойной ширины»).

2. Алгоритмы фазового управления

В разделе рассматриваются основные методы фазовой коррекции теплового самозодействия: априорное задание корректирующего профиля и итерационные алгоритмы — фазовое сопряжение и апертурное зондирование.

2.1. Априорная (программная) коррекция

В предложенном авторами [7] алгоритме в фазовый профиль пучка вносятся предсказания, определяемые по данным о состоянии атмосферы и параметрам излучения. Согласно [7] корректирующий фазовый профиль определяется как

$$U(x, y) = -\frac{1}{2} \int_0^{z_0} dz R(z) \int_0^x I(\xi, y) d\xi, \quad (5)$$

где $R(z)$ — параметр нелинейности среды; $I(\xi, y)$ — нормированный профиль интенсивности пучка в плоскости $z = 0$; z_0 — длина трассы. Как видно из формулы, предсказания вычисляются без учета дифракционной расходимости, излучения, т. е. подобный подход может быть оправдан только для коротких трасс. Развитие метода выполнено авторами [8], предложившими использовать в формуле (5) не распределение $I(\xi, y)$, а решение линейного уравнения распространения пучков.

Как будет показано при сравнении методов коррекции, априорная компенсация самозодействия обладает относительно высокой эффективностью. Кроме того, данный алгоритм не является итерационным, т. е. быстрое действие коррекции определяется только временем регистрации параметров и быстрым действием исполнительного элемента адаптивной системы (корректора волнового фронта).

Необходимо отметить также ряд недостатков априорной коррекции. В частности, ошибки в измерении скорости ветра и протяженности тепловой линзы приводят к снижению эффективности управления [9]. В случайно-неоднородной среде при наличии высокочастотных пульсаций скорости ветра на трассе применение алгоритма целесообразно лишь в ограниченном, достаточно узком диапазоне [10].

2.2. Адаптивное управление — алгоритм фазового сопряжения

В основанном на принципе оптической обратимости методе фазового сопряжения корректирующая поверхность на каждом из итерационных шагов вычисляется следующим образом:

$$U(x, y, t) = -\varphi(x, y, t - \tau_d). \quad (6)$$

Здесь φ — фаза рассеянной объектом волны (измеряется в плоскости $z = 0$); τ_d — характерное время адаптивной системы. Как видно, в алгоритме не реализовано обращение волнового фронта, для осуществления которого необходимо также управление амплитудой пучка. Кроме того, за время τ_d оптическая сила тепловой линзы может существенно измениться как за счет вариации фазового про-

филя пучка, так и в случае изменения параметров атмосферы (т. е. можно полагать, что информация о неоднородностях показателя преломления на трассе «устаревает»). Несмотря на отрицательное влияние перечисленных факторов для пучков малой мощности ($|R| = 7$) [2, 11] или при компенсации «тонкой» тепловой линзы [12], применение фазового сопряжения приводит к существенному росту энергетических характеристик поля в плоскости наблюдения. При компенсации распределенной нелинейной линзы ($|R| \geq 14$, $z_0 = 0,5z_d$) с использованием рассматриваемого алгоритма, на объекте фокусировки возникают незатухающие осцилляции параметров излучения.

Для повышения устойчивости управления авторами [2] предложена модификация фазового сопряжения, алгоритм которой может, быть записан как:

$$U(x, y, t) = (1-\alpha)U(x, y, t-\tau_d) - \alpha\varphi(x, y, t-\tau_d). \quad (7)$$

Здесь $U(x, y, t-\tau_d)$ – фазовый профиль пучка в момент времени $t-\tau_d$; α – положительная константа, не превышающая единицу. Заметим, что при использовании (7) необходим подбор коэффициента α , от величины которого зависит время оптимизации параметров пучка.

В модификации фазового сопряжения

$$U(x, y, t) = (1-\alpha(t-\tau_d)) U_{\max}(x, y) - \alpha(t-\tau_d)\varphi(x, y, t-\tau_d) \quad (8)$$

предусмотрено адаптивное изменение коэффициента α , который уменьшается на итерациях, приводящих к снижению концентрации поля в плоскости наблюдения [13]. В формуле (8) U_{\max} – фазовый профиль, обеспечивший наилучшие результаты коррекции за время наблюдения.

Теоретические исследования эффективности и устойчивости приведенных алгоритмов в [2, 11, 13] выполнены в приближении стационарной рефракции, т. е. авторами полагалось, что между последовательными итерационными шагами имеется достаточно большой промежуток времени, в течение которого тепловая линза в канале распространения пучка полностью устанавливается («медленная» адаптивная система). Введение переменной времени в уравнение взаимодействия излучения со средой позволяет определить время поиска экстремума целевой функции управления (t_{opt}) и оценить влияние переходных процессов на устойчивость коррекции [5, 14]. При этом реализация (6) и (7) в «быстрой» адаптивной системе ($\tau_d < \tau_V$) не вносит принципиальных особенностей в характер сходимости алгоритмов. Изменение эффективности и устойчивости адаптивной фокусировки возможно ожидать при дальнейшем сокращении характерного времени системы.

В условиях нестационарной ветровой рефракции интерес представляет реализация (8), использование которого предполагает выбор фазы U_{\max} и адаптивное уменьшение коэффициента α , для чего необходима не только регистрация фазы отраженной волны, но и текущая информация об изменениях параметров поля в плоскости наблюдения. При этом в процессе коррекции на вариации параметров, связанные с изменением фазового профиля, накладываются осцилляции, обусловленные переходными процессами. Поэтому, при адаптации по неустановившемуся полю в качестве U_{\max} запоминается случайная фаза, коэффициент α изменяется нерегулярным образом. Так, в [14] показано, что реализация итерационной процедуры (8) возможна только по установившемуся полю. Процесс сходимости алгоритма (8) иллюстрируется на рис. 6.

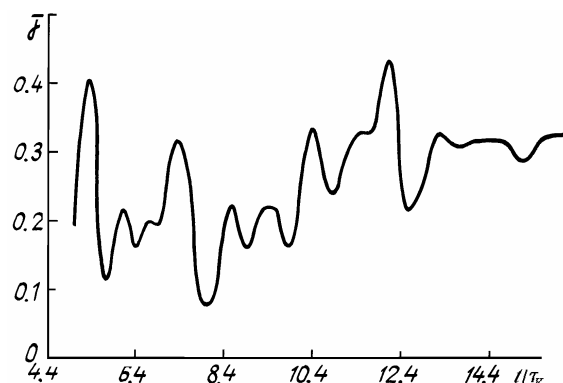


Рис. 6. Изменение критерия фокусировки $J(t)$ в процессе адаптивного управления пучком. Алгоритм модифицированного фазового сопряжения (8), реализованный по установившимся параметрам светового поля $R = -20$, $z_0 = 0,5z_d$

При использовании методов фазовой коррекции актуальной является проблема оптимизации базиса координат управления (проблема выбора оптимального числа степеней свободы исполнительного элемента системы). Результаты подобных исследований, выполненных в классе низших полиномов Цернике, опубликованы автором [15] (использовался алгоритм (6)), показавшим, что коррекция низ-

ших aberrаций фазы в условиях умеренной нелинейности обеспечивает эффективность управления порядка 80% по сравнению со значениями, полученными в идеальной системе (без ограничений на задаваемый профиль фазы). Анализ компенсации самовоздействия, выполненный для более широкого диапазона параметров [16], позволил заключить, что необходимое число степеней свободы зависит от условий распространения пучка, в частности, при переходе к коротким трассам и одновременном возрастании нелинейности среды увеличивается относительный вклад полиномов третьего и четвертого порядков.

Характерной для методов фазового сопряжения и априорного управления пучком является проблема задания адаптивным зеркалом корректирующего фазового профиля $U(x, y)$, точность воспроизведения которого зависит от параметров зеркала и метода аппроксимации. В [17] предложен так называемый коллокационный метод, согласно которому зеркалу в точках закрепления сервоприводов придаются смещения, равные фазовому сдвигу в соответствующих точках. Исследования, выполненные с использованием численной модели упругой пластины, показали, что на основе данного метода достигается удовлетворительная точность задания фазы для зеркала с 8–10 сервоприводами. Так, применение зеркала в алгоритме (8) приводит к уменьшению концентрации поля в плоскости наблюдения на 10–12% по сравнению с идеальным корректором.

Интегральные методы аппроксимации фазы (например, метод наименьших квадратов [18]) позволяют сократить число сервоприводов приблизительно вдвое без уменьшения точности воспроизведения заданной поверхности.

2.3. Адаптивное управление — алгоритм апертурного зондирования

Алгоритм апертурного зондирования может быть записан следующим образом:

$$\mathbf{F}(t) = \mathbf{F}(t - \tau_d) + \alpha(t - \tau_d) \text{grad}J(x, y, t - \tau_d), \quad (9)$$

где \mathbf{F} — вектор координат управления; J — целевая функция; α — величина градиентного шага. Компонентами вектора $\text{grad}J$ являются производные $\partial J / \partial F_i$ ($i = 1, \dots, N$, N — число степеней свободы корректора), определяемые в процессе пробных вариаций. Как можно видеть, для реализации алгоритма необходима текущая информация о распределении интенсивности поля в плоскости наблюдения.

Проблема аппроксимации зеркалом заданного фазового профиля при реализации апертурного зондирования не возникает, но, как и в случае фазового сопряжения, эффективность управления зависит от типа исполнительного элемента. Зависимость качества компенсации от числа степеней свободы зеркала рассмотрена в [19, 20], где показано, что для коррекции умеренной нелинейности на протяженных трассах достаточно управления по низшим полиномам: наклонам, фокусировкам, астигматизмам. Привлечение зеркала более сложной конструкции целесообразно лишь в случаях, когда среда обладает высокой нелинейностью и протяженность тепловой линзы мала.

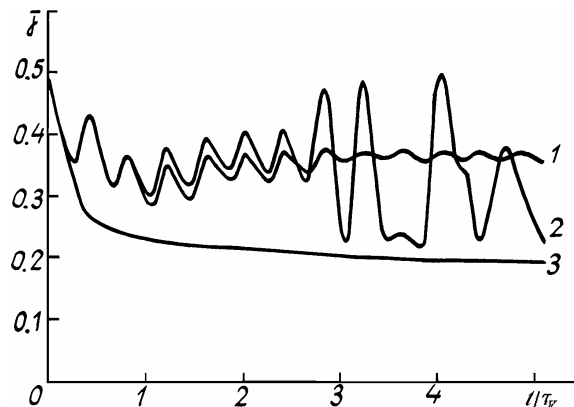


Рис. 7. Изменение критерия фокусировки $J(t)$ в процессе адаптивного управления пучком. Алгоритм апертурного зондирования, реализованный по неустановившимся параметрам светового поля. $R = -20$, $z_0 = 0,5z_d$. Кривая 1 — величина градиентного шага $\alpha = 0,5$; 2 — $\alpha = 1,0$; 3 — управление отсутствует

Исследование коррекции в условиях нестационарной рефракции позволило установить, что полное время «восхождения на холм» составляет при управлении по установившимся параметрам около $100\tau_V$ [14]. При управлении по неустановившемуся полю возникает проблема вычисления направления градиентного шага, связанная с тем, что в процессе пробных вариаций невозможно определить, что вызывает изменения критерия — малые вариации фазового профиля или осцилляции поля в процессе установления тепловой линзы. Влияние перечисленных факторов на изменение целевой функции возможно разделить, если пробные вариации выполнять за время, меньшее характерного времени развития переходных процессов τ_V . При этом за счет перехода к управлению по неустановившимся параметрам удается сократить время t_{opt} приблизительно в 20 раз. Особенностью реализации данного

алгоритма является немонокотное изменение параметров пучка в плоскости наблюдения (рис. 7). Это означает, что невозможно осуществить адаптивное изменение длины градиентного шага α , т.е. необходим априорный выбор величины коэффициента. При неудачном выборе в системе возникают незатухающие колебания (кривая 2 рис. 7).

Влияние помех на характер сходимости управления возможно уменьшить при замене градиентных алгоритмов на процедуры поиска экстремума, в основу которых заложен симплекс-метод [21], подробно описанный в одной из статей этого сборника.

3. Амплитудно-фазовое управление пучком

К методам амплитудно-фазового управления относится алгоритм обращения волнового фронта (ОВФ). В ОВФ-системе пучок света отражается от бликующей точки на объекте и проходит трассу распространения в обратном направлении (в качестве опорного может быть использован также луч лазера, направленный навстречу основному пучку). Неоднородности среды оказывают на пространственные свойства встречного сигнала такое же действие, как и на прямую волну. Согласно принципу оптической обратимости, сигнал с волновым фронтом, обратным фронту опорного, будет оптимально сфокусирован в неоднородной среде. То есть для реализации ОВФ на входе в среду нужно задать пучок с требуемым распределением амплитуды и фазы.

Применение алгоритма в нелинейной среде имеет ряд особенностей. В частности, при компенсации установившейся тепловой линзы процесс управления имеет итерационный характер сходимости, для сред с умеренной нелинейностью ($|R| = 20$) максимальные значения целевой функции достигаются за 2–3 итерационных шага. С увеличением нелинейности ($|R| = 30$) в «медленной» адаптивной системе возникают незатухающие осцилляции параметров поля, подавление которых возможно при сокращении промежутка времени между итерационными шагами (рис. 8).

В [22, 23] обращение волнового фронта осуществлялось с использованием эффекта вынужденного рассеяния Манделштама–Бриллюэна (ВРМБ), развивающегося в активной среде. Авторами показана принципиальная возможность компенсации тепловой дефокусировки ВРМБ-зеркалами как в условиях лабораторного эксперимента, так и на основе методов численного моделирования.

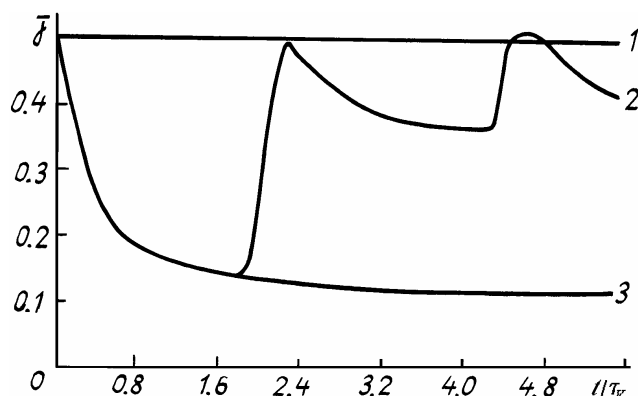


Рис. 8. Реализация алгоритма обращения волнового фронта. $R = -30$, $z_0 = 0,5z_d$. Кривая 1 – характерное время адаптивной системы $\tau_d = 0,3 \tau_r$, 2 – $\tau_d = 1,8\tau_r$; 3 – управление отсутствует

Организация амплитудно-фазового управления в оптико механических системах рассмотрена в [24, 25] где исследовалось обращение волнового фронта в схеме двухзеркальной адаптивной установки. Работа системы основана на преобразовании фазовых возмущений в амплитудные при распространении волны в пространстве. Так, управляя фазой пучка с помощью первого зеркала, в плоскости второго возможно получить требуемое распределением амплитуды. Вторым зеркалом осуществляется задание фазового профиля. Отметим, что для реализации ОВФ в такой системе необходима информация о распределении амплитуды и фазы опорного сигнала.

Алгоритм обращения волнового фронта обладает рядом несомненных достоинств, к которым нужно отнести высокое быстродействие, высокое качество коррекции искажений, малую зависимость эффективности от нелинейности среды [26]. Но, несмотря на преимущества, сложности аппаратной реализации ОВФ ограничивают практическое применение метода.

4. Сопоставление алгоритмов коррекции самовоздействия

Определенные на основе методов численного эксперимента свойства алгоритмов коррекции самовоздействия систематизированы в таблице. Такие параметры, как время оптимизации (время поиска экстремума целевой функции) t_{opt} и результирующие значения критерия фокусировки J_{opt} приведены для параметров: $|R| = 20$, $z_0 = 0,5z_d$. Начальное значение J (коллимированный пучок) в этом случае составляет 0,19.

Так как алгоритм программной коррекции не является итерационным (время задания оптимальной фазы определяется временем регистрации параметров атмосферы и пучка) в качестве t_{opt} здесь записано время установления тепловой линзы. Характеристики апертурного зондирования и алгоритма (7) приведены для реализации управления по неустановившемуся полю. Модифицированное фазовое сопряжение (8) реализовано по установившимся параметрам.

Из данных таблицы можем заключить, что рассмотренные методы коррекции существенно отличаются по своим основным характеристикам. Наиболее перспективным является, по-видимому, алгоритм обращения волнового фронта, широкое применение которого ограничивается сложностью аппаратной реализации.

Характеристика алгоритмов коррекции самовоздействия

Алгоритм управления	Исполнительный элемент адаптивной системы	Информация, необходимая для реализации управления	Характер сходимости алгоритма управления	Время поиска экстремума целевой функции τ_{opt}/τ_V	Результирующие значения критерия фокусировки J_{opt}
Априорная коррекция (5)	Адаптивное зеркало	Параметры пучка, параметры атмосферы, длина трассы	Априорное определение оптимального фазового профиля	5	0.33
Фазовое сопряжение (6)	Адаптивное зеркало	Фаза отраженной от объекта волны (в плоскости $z = 0$)	Итерационный. Расходимость для сред с высокой нелинейностью (при $ R \geq 10$)	При $ R = 20$ в системе возникают незатухающие колебания	
Модификация фазового сопряжения (7)	Адаптивное зеркало	Фаза отраженной волны ($z = 0$), фазовый профиль пучка на предыдущей итерации	Итерационный. Расходимость при неудачном выборе коэффициента α	7	0.32
Модификация фазового сопряжения (8)	Адаптивное зеркало	Фаза отраженной волны ($z = 0$), максимальное значение целевой функции управления и соответствующий фазовый профиль	Итерационный характер сходимости	20	0.33
Апертурное зондирование (9)	Адаптивное зеркало	Текущее значение целевой функции управления	Итерационный характер расходимости при неудачном выборе коэффициента α	5	0.34
ОВФ в двухзеркальной адаптивной системе	Два зеркала, разделенных заполненным линейной средой промежуток	Распределение амплитуды и фазы отраженной волны в плоскости $z = 0$	Характер сходимости зависит от быстрой адаптивной системы	Значение целевой функции практически не изменяется	0.50

Алгоритмы адаптивного фазового управления обеспечивают приблизительно одинаковую эффективность коррекции теплового самовоздействия. Минимальное время t_{opt} зарегистрировано для апертурного зондирования.

1. Уолш Д., Ульрих П. Б. Распространение лазерного пучка в атмосфере // М.: Мир, 1981. С. 278–386.
2. Ахманов С. А., Воронцов М. А., Кандидов В. П. и др. // Известия вузов. Сер. Радиофизика. 1980. Т. 23. № 1. С. 1–37.
3. Коняев П. А., Лукин В. П. // Известия вузов. Физика. 1983. № 11. С. 6–29.
4. Зуев В. Е., Коняев П. А., Лукин В. П. // Известия вузов. Физика. 1985. № 11. С. 6–29.
5. Лукин В. П. Атмосферная адаптивная оптика. Новосибирск: Наука, 1986. 286 с.
6. Коняев П. А., Лукин В. П., Фортес Б. В. // Оптика атмосферы. 1990. Т. 3. № 12. С. 1279–1285.
7. Bradely L. C., Неггман J. // Appl. Opt. 1974. V. 13. № 2. P. 331–335.
8. Выслоух В. А., Егоров К. Д., Кандидов В. П. // Известия вузов. Сер. Радиофизика. 1979. Т. 22. № 4. С. 434–440.
9. Коняев П. А., Лукин В. П., Фортес Б. В. // XV Всесоюз. конференция по распространению радиоволн. (Тезисы докл.). Алма-Ата, 1987. С. 379.
10. Канев Ф. Ю., Чесноков С. С. // Оптика атмосферы. 1990. Т. 3. № 6. С. 598–603.

11. Воронцов М.А., Шмальгаузен В.И. Принципы адаптивной оптики. М.: Наука, 1985. 560 с.
12. Коняев П.А., Лукин В.П., Фортес Б.В. //Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 10. С. 71–85.
13. Канев Ф.Ю., Чесноков С.С. //Квантовая электроника. 1987. Т. 14. № 10. С. 2125–2127.
14. Канев Ф.Ю., Чесноков С.С. //Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 11. С. 1195–1199.
15. Nahrsted D.A. //Appl. Opt. 1983. V. 22. № 2. P. 244–252.
16. Тельпуховский И.Е., Чесноков С.С. //XI Всесоюзн. симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере и водных средах. (Тезисы докл.). Томск. 1991. С. 153.
17. Канев Ф.Ю., Чесноков С.С. //Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 3. С. 302–307.
18. Канев Ф.Ю., Липунов Е.А., Чесноков С.С. //Вестник МГУ. Сер. Физика. Астрономия. 1990 Т. 31. № 3. С. 49–53.
19. Кандидов В.П., Криндач Д.П., Митрофанов О.А., Попов В.В. //Оптика атмосферы. 1990. Т. 3. № 12. С. 1286–1293.
20. Чесноков С.С. //Квантовая электроника. 1983. Т. 10. № 6. С. 1160–1165.
21. Малафеева И.В., Тельпуховский И.Е., Чесноков С.С. //XI Всесоюзн. симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере и водных средах. (Тезисы докл.). Томск, 1991. С. 154.
22. Васильев О.А., Лебедев С.С. //Оптика атмосферы. 1990. Т. 3. № 2. С. 174–181.
23. Васильев О.А., Коломиец Ю.Н., Лебедев С.С., Семенов Л.П. // Оптика атмосферы. 1990. Т. 3. № 12. С. 1312–1320.
24. Высотина И.В., Розанов Н.Н., Семенов В.Е., Смирнов В.А. //Известия вузов. Физика. 1985. Т. 28. № 11. С. 42–50.
25. Розанов Н.Н., Семенов В.Е. //Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. № 24. С. 1531–1534.
26. Канев Ф.Ю., Лукин В.П. //XI Всесоюзн. симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере и водных средах. (Тезисы докл.). Томск, 1991. С. 130.

Институт оптики атмосферы СО АН СССР,
Томск

Поступила в редакцию
26 сентября 1991 г.

F.Yu. Kanev, V.P. Lukin. Algorithms of Compensation for Thermal Blooming.

Some basic methods commonly used for compensating the thermal blooming effects are considered. The influence of an optical system parameters on the nonlinear distortions of beams is determined and the optimization of the system is carried out. A comparative analysis of the effectiveness and response times of such correction algorithms as *a priori* (programmed) correction, phase conjugation, and aperture sensing is performed.