

В.П. Лукин

## Некоторые особенности формирования опорных источников

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 28.09.2005 г.

Начиная с 80-х гг., исследуется вопрос применения опорных источников в системах адаптивной оптики для задач формирования лазерных пучков в атмосфере. В качестве искажающих факторов обычно рассматриваются атмосферная турбулентность, рефракция и тепловое самовоздействие излучения. Опорный источник представляет собой когерентный лазерный пучок, распространяющийся навстречу основному излучению через те же неоднородности среды, что и исходный пучок. Возможна угловая и пространственная отстройка опорного и исходного пучков в пределах области изопланатизма трассы.

Из общих свойств волнового параболического уравнения для сред, обладающих свойством взаимности флуктуаций, известно, что элементарная сферическая волна идеально восстанавливается операцией обращения волнового фронта только для случая, когда эта операция применяется в пределах бесконечной исходной апертуры.

Рассматриваются возможности использования протяженных диффузно рассеивающих объектов и большемерных зеркальных целей в качестве опорных источников. Диффузно рассеивающая поверхность (или объем) формирует отраженную волну, обладающую рядом свойств, позволяющих практически в любом направлении сформировать ненаправленный опорный источник, который может стать достаточно эффективным опорным источником для широкого исходного пучка.

### Введение

В работах [1–12] нами всесторонне исследовался вопрос применения когерентных опорных источников в системах адаптивной оптики для задач формирования лазерных пучков в атмосфере. В качестве искажающих факторов были рассмотрены атмосферная турбулентность и тепловое самовоздействие излучения.

Опорный источник представляет собой когерентный лазерный пучок, распространяющийся навстречу исходному пучку излучения через те же неоднородности среды. Возможна угловая и пространственная отстройка опорного и исходного пучков в пределах области изопланатизма трассы [12]. Были рассмотрены случаи двухцветной коррекции, когда длины волн исходного и опорного излучения различны [14, 15].

Данная работа ставит своей целью определить предельные возможности когерентных адаптивных систем, работающих на основе алгоритма фазового сопряжения флуктуаций в опорной волне. При этом эффективность фазовых адаптивных систем сопоставляется с эффективностью системы обращения волнового фронта.

### Алгоритм обращения волнового фронта

Для адаптивных оптических систем, как систем с оптической обратной связью, корректирующих искажения структуры оптического излучения, од-

ним из важнейших является принцип взаимности, или оптической обратимости, обуславливающий тождественность флуктуаций в элементарных волнах для прямого и обратного распространения. В работе с помощью данного принципа и следствий из него доказывается возможность описания адаптивных оптических систем с обратной связью на основе введения «опорного» источника в контур текущего контроля за параметрами случайно-неоднородной среды, в которой распространяется излучение [10, 11, 13, 15].

Известно, что для линейных сред поле волны, прошедшей слой случайно-неоднородной среды, можно представить в виде суперпозиции от распределения поля на излучающей апертуре

$$U(x, \rho) = \int d^2 \rho_1 U(x_0, \rho_1) G(x, \rho; x_0, \rho_1), \quad (1)$$

где  $U(x_0, \rho_1) = U_0(\rho_1)$  – начальное поле;  $G(\dots)$  – функция Грина задачи. Операция обращения волнового фронта преобразует волну  $U(x, \rho)$  в комплексно-сопряженную ей –  $U^*(x, \rho)$ . На обратном пути оптическая волна проходит через те же самые оптические неоднородности, в результате на входной плоскости имеем поле

$$U(x_0, \rho) = \iint d^2 \rho_1 d^2 \rho_2 U^*(x_0, \rho_1) G^*(x, \rho_2; x_0, \rho_1) G(x_0, \rho; x, \rho_2). \quad (2)$$

Из-за взаимности среды функции Грина ортогональны:

$$\iint d^2\rho_1 d^2\rho_2 G^*(x, \rho_2; x_0, \rho_1) G(x_0, \rho; x, \rho_2) = \delta(\rho_1 - \rho_2) \quad (3)$$

и как результат имеем

$$U(x_0, \rho) = U^*(x_0, \rho).$$

Таким образом, в двухпроходных схемах операция обращения волнового фронта, которая преобразует  $G(\dots)$  в  $G^*(\dots)$ , полностью компенсирует действие случайной среды. Фактически, если представить функцию Грина в форме  $G(\dots) = A \exp(iS)$ , тогда при обращении волнового фронта получаем отражение, в котором воспроизводится амплитуда волны, а знак полной фазы меняется на противоположный.

В итоге основной элемент коррекции искажений, основанный на алгоритме обращения волнового фронта, представляет собой сопряжение полной фазы поля сферической волны, так как функция Грина — это и есть сферическая волна. Отсюда следует, что подобная коррекция способна исправить практически любые флуктуации [5, 13], обусловленные действием случайно-неоднородных сред.

### Оптимальная фазовая коррекция в случайно-неоднородной среде

В настоящем разделе приведены расчеты средней интенсивности сфокусированного гауссова пучка в турбулентной атмосфере с помощью адаптивной оптической системы, работающей по алгоритму фазового сопряжения. Рассмотрим один из возможных вариантов [7, 10] выбора *оптимальной корректирующей фазы* для задачи фокусировки пучка излучения.

Известно, что для линейных сред поле волны, прошедшей слой случайно-неоднородной среды, можно представить в виде суперпозиции от распределения поля на излучающей апертуре в виде (1). Начальное распределение поля  $U_0(\rho)$  запишем в виде

$$U_0(\rho) = A(\rho) \exp[i\varphi(\rho)], \quad (4)$$

где  $A(\rho)$  и  $\varphi(\rho)$  — амплитуда и фаза начального распределения поля. Фаза  $\varphi(\rho)$  управляется с помощью адаптивного устройства. Если воспользоваться для функции Грина фазовым приближением [14] вида

$$G(x_1, \rho; x_0, \rho_1) = G_0(x_1, \rho; x_0, \rho_1) \exp[iS(x_1, \rho; x_0, \rho_1)], \quad (5)$$

где  $G_0(x_1, \rho; x_0, \rho_1)$  — функция Грина для свободного пространства, а фаза  $S(x_1, \rho; x_0, \rho_1)$  характеризует собой флуктуации на трассе, получаем, подставив (5), (4) в (1):

$$U(x_1, \rho) = \iint d^2\rho_1 A(\rho_1) G_0(x_1, \rho; x_0, \rho_1) \exp[iS(x_1, \rho; x_0, \rho_1) + i\varphi(\rho_1)]. \quad (6)$$

Если целью коррекции является максимизация функционалов интенсивности в плоскости  $x_1$ , то

получаем условие для оптимальной фазовой коррекции

$$\varphi(\rho_1) = -S(x_1, \rho; x_0, \rho_1). \quad (7)$$

Условие (7) оказывается зависящим от точки наблюдения  $\rho$ . Для максимизации параметра Штреля

$$I(x_1, 0) = I(0) = \iint d^4\rho_{1,2} A(\rho_1) A^*(\rho_2) G_0(x_1, 0; x_0, \rho_1) G_0^*(x_1, 0; x_0, \rho_2)$$

условие (7) переходит в

$$\varphi(\rho_1) = -S(x_1, 0; x_0, \rho_1), \quad (8)$$

т.е. начальная фаза распределения (4) должна быть сопряжена фазе точечного источника, помещенного в начале координат [7, 13]. При построении адаптивной системы для коррекции искажений может применяться измеренная фаза волны от опорного точечного бакеана.

Таким образом, используемая для коррекции по алгоритму фазового сопряжения фаза от опорного источника полностью совпадает с фазой, максимизирующей функционалы от интенсивности для точки, соответствующей положению точечного опорного источника. Это может служить основой построения экспериментального алгоритма коррекции при работе с опорными источниками. При расчете эффективности применения алгоритма коррекции важным моментом является то, какое используется приближение для расчета функции  $S(x_1, \rho; x_0, \rho_1)$ .

### Независимый опорный источник

В работах [4–8, 15] начала 80-х гг. был всесторонне исследован вопрос о применении независимых опорных источников в системах адаптивной оптики для задач формирования лазерных пучков в атмосфере.

Из общих свойств волнового параболического уравнения можно показать [7, 11], что для сред, обладающих свойством взаимности флуктуаций, элементарная сферическая волна идеально восстанавливается операцией обращения волнового фронта только для случая, когда эта операция применяется в пределах бесконечной исходной апертуры. В реальности исходная апертура ( $\Omega = ka^2/x$ ) должна быть такой, чтобы ею перехватывалось все рассеянное излучение.

Применение апертуры конечного размера и потеря информации об амплитудном распределении, т.е. применение алгоритма фазового сопряжения для фазы опорной волны, измеренной в пределах исходной апертуры, обеспечивают эффективное подавление флуктуаций (в области «слабых» флуктуаций интенсивности) при условии, что выполняется неравенство

$$\Omega\Omega_0 < 1,$$

где  $\Omega = ka^2/x$  — волновое число исходной апертуры,  $\Omega_0$  — волновое число для апертуры опорного излучения. Получаем, что чем шире ( $\Omega \gg 1$ ) ис-

ходный пучок, тем более опорное излучение должно быть похоже на сферическую волну, с другой стороны, — узкий пучок ( $\Omega \rightarrow 0$ ) требует в качестве опорной плоскую волну. Это в равной степени касается коррекции распределения средней интенсивности исходного пучка и подавления остаточных флуктуаций интенсивности [5, 6, 12].

Было обнаружено [2, 12], что для адаптивной коррекции в условиях теплового самовоздействия для широких лазерных пучков наиболее эффективен узкий в дифракционном смысле опорный источник.

На рис. 1 приведен результат расчета коррекции теплового самовоздействия фокусированного лазерного пучка по опорному источнику различных размеров; при уменьшении размера опорного источника происходило увеличение эффективности коррекции.

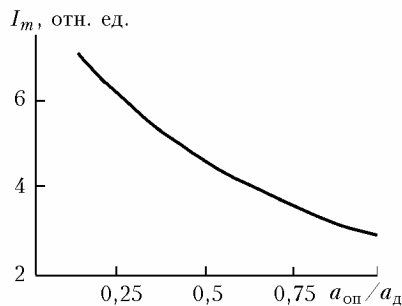


Рис. 1. Зависимость максимальной интенсивности  $I_m$  в поперечном сечении фокусированного лазерного пучка как функция размера опорного источника. По оси абсцисс отложено отношение размера опорного источника к размеру дифракционного пучка  $a_d$  — в вакууме. Дистанция  $x = ka^2 = 0,25$ . В условиях самовоздействия излучения в отсутствие коррекции значение  $I_m = 1,1$

Особое место занимает проблема коррекции изображения в астрономических приложениях [9, 12]. Здесь идеальная волна (без флуктуаций) практически близка к плоской, поэтому чем выше будет расположен точечный опорный источник, тем ближе сферическая волна от лазерной опорной звезды (ЛОЗ) к плоской и эффективнее коррекция.

### Опорный источник на основе отражения

Безусловно, важен вопрос формирования опорного источника путем отражения от протяженных объектов [2, 12]. Если на таком объекте есть эффективный точечный рассеиватель-отражатель, то мы имеем дело с опорной сферической волной. Практически всегда, когда речь шла о ЛОЗ, мы имели дело с точечным светящимся объектом, полученным в результате фокусировки, который не разрешается исходной апертурой.

Интересны возможности протяженных диффузно рассеивающих объектов и большеразмерных зеркальных целей. Особое место здесь занимает эффект увеличения фазовых флуктуаций по срав-

нению с прямой трассой удвоенной протяженности [16, 17]. Некоторые аспекты применения уголкового отражателя для создания опорного источника были рассмотрены в [2, 18].

В то же время диффузно рассеивающий объект формирует отраженную волну, обладающую рядом интересных свойств, позволяющих практически в любом направлении сформировать ненаправленный опорный источник, который может стать достаточно эффективным опорным источником для широкого исходного пучка.

### Зеркальное отражение

Остаются открытыми вопросы протяженных диффузно рассеивающих объектов и большеразмерных зеркальных целей. В конце 70-х гг. определенный интерес вызвали работы по описанию особенностей фазовых флуктуаций зеркально отраженных волн в атмосфере, которые прошли через турбулентность дважды. Например, это могут быть безграничное плоское зеркало, уголкового (двухгранные и трехгранные) отражатели или их матрицы. В данной постановке решался ряд задач: оптическая волна (плоская, ограниченный пучок, сферическая волна) проходит по атмосферной трассе, отражается от безграничного зеркала и проходит по трассе повторно.

Особое место занимал эффект увеличения фазовых флуктуаций для отраженных волн [17] по сравнению с флуктуациями на прямой трассе удвоенной протяженности. Этот эффект потребовал [3] для задач адаптивной оптики (АО) разработки *алгоритма оптимальной коррекции*, который определялся формулой

$$\varphi_{\text{опт}}(\rho) = \varphi^{\text{исх}}(\rho) - A\varphi^{\text{оп}}(\rho),$$

где  $A$  — оптимальный коэффициент управления АО, минимизирующий ошибку. Необходимо иметь в виду, что мы рассматриваем только одношаговые алгоритмы коррекции, не подразумевающие итерационные процедуры. Интересно отметить, что этот оптимальный коэффициент  $A$  зависит от способа получения информации, от параметров оптической трассы и оптического пучка.

Одной из особенностей является формирование опорного излучения (бакена, опорного источника, опорной звезды в астрономии) на основе части исходного излучения, отраженного назад. Когда размер отражателя или отдельного пятна на отражателе достаточно мал, фактически формируется точечный опорный источник, но когда отражатель протяженный, определенные особенности в поведении такой волны появляются в связи с тем, что волны проходят через слой неоднородностей дважды: один раз к отражателю и второй — от него.

Рассмотрим фазовые флуктуации в приближении метода плавных возмущений. Ограниченный волновой пучок [3] распространяется вдоль оптической оси после отражения от плоского зеркала,

установленного на расстоянии  $L$  от передающей апертуры и перпендикулярно оси  $x$ , размер зеркала выбран так, что можно пренебречь дифракцией на нем. Анализ статических характеристик показал, что отраженные волны обладают целым рядом особенностей, включая анизотропию свойств. Для оценки чувствительности измеряемых величин к неоднородностям показателя преломления различных масштабов мы ввели спектральные фильтрующие функции  $f_{\chi,S}(L \leftrightarrow L, \rho)$  ( $\chi$  — для флуктуаций интенсивности,  $S$  — для флуктуаций фазы), которые связывают корреляционные функции  $B_{\chi,S}(L \leftrightarrow L, \rho)$  и спектральную плотность турбулентности  $\Phi_n(\kappa)$ :

$$B_{\chi,S}(L \leftrightarrow L, \rho) = 4\pi^2 \int_0^{\infty} d\kappa \kappa \Phi_n(\kappa) J_0(\kappa \rho) f_{\chi,S}(L \leftrightarrow L, \rho). \quad (9)$$

После вычисления интеграла в (9) приходим к следующей аналитической форме для этих функций:

$$f_{\chi,S}(L \leftrightarrow L, \rho) = \kappa^2 L [1 + \sin(\kappa^2 L / k) / (\kappa^2 L / k)] [1 \mp \cos(\kappa^2 L / k)]. \quad (10)$$

Различие между этими фильтрующими функциями и соответствующими функциями в падающей на отражатель волне для трассы двойной протяженности представлено на рис. 2. Здесь кривые 1 и 2 соответствуют спектральным фильтрующим функциям для трассы двойной протяженности (длины  $2L$ ) и кривые 1' и 2' — фильтрующим функциям в отраженной волне.

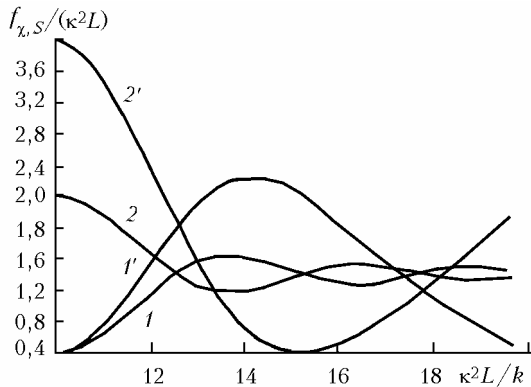


Рис. 2. Спектральные фильтрующие функции флуктуаций интенсивности и фазы для прямой и зеркально отраженной плоской волны

По кривым 2 и 2' видно существенное отличие фазовых флуктуаций в отраженной и падающей волнах: высокие частоты более подавлены, а низкие более выражены. Таким образом, статистические характеристики флуктуаций в отраженных волнах обладают целым рядом особенностей, которые необходимо принимать во внимание, например, при развитии систем адаптивной коррекции, которые используют алгоритм «обращения», т.е. фор-

мируют опорный источник на основе отражения.

При сопоставлении оптических фильтрующих функции [3, 12] для прямого распространения исходной плоской волны и волны, дважды прошедшей через атмосферу после отражения от бесграничного плоского зеркала, видно, что вклад различных частот во флуктуации прямого (исходного) пучка и отраженного назад, прошедшего дважды через одни и те же неоднородности, существенно различен. Это означает, что простым масштабированием невозможно согласовать эти функции и отраженная от плоского зеркала волна не может быть хорошей опорной волной.

Некоторые аспекты применения уголкового отражателя для создания опорного источника были рассмотрены в [18].

### Опорный источник на основе рассеянного излучения

В работе [19] было показано, как общее выражение функции взаимной когерентности поля  $\Gamma_2^0(\mathbf{R}, \rho)$  для теплового источника (т.е. источника, у которого радиус когерентности поля  $\rho_k \rightarrow 0$ ) может быть аппроксимировано следующим выражением:

$$\Gamma_2^0(\mathbf{R}, \rho) = b^2 I(\mathbf{R}) \delta(\rho). \quad (11)$$

Для этого случая  $b = \lambda / \sqrt{2\pi}$ , т.е. начальный радиус когерентности термического источника или полностью диффузно отражающего тела сравним с длиной волны излучения. Для полностью некогерентного источника

$$\Gamma_2^0(\mathbf{R}, \rho) = \frac{\lambda^2}{2\pi} I(\mathbf{R}) \delta(\rho).$$

А на расстоянии  $x$  от источника, как показано в [19], в турбулентной среде

$$\Gamma_2(x, \mathbf{R}, \rho) = \frac{U_0^2 k^2 a^2 \rho_k^2}{x^2} \exp\{ik\mathbf{R}\rho/x - \frac{k^2 a^2 \rho^2}{4x^2} - \frac{\pi k^2}{4} \int_0^x H(x', \rho x'/x) dx'\}. \quad (12)$$

Для модуля комплексной степени когерентности

$$|\gamma(x, \mathbf{R}, \rho)| = \exp\{-\frac{k^2 a^2 \rho^2}{4x^2} - \frac{\pi k^2}{4} \int_0^x H(x', \rho x'/x) dx'\}. \quad (13)$$

Следовательно, видны две противоположные тенденции изменения радиуса пространственной когерентности изначально полностью некогерентного излучения. С одной стороны, он увеличивается пропорционально  $d_0 = 2x/ka$  (что обусловлено уменьшением видимого углового размера  $\gamma_s = a/x$  источника) и, с другой стороны, уменьшается ввиду потери когерентности поля в турбулентной среде.

Диффузно рассеивающая поверхность (или объем) формирует отраженную волну, обладающую следующими свойствами [19]: когерентность в от-

раженной волне в условиях вакуума определяется таким образом, что радиус поперечной когерентности равняется

$$\rho_k \approx \lambda / \Theta,$$

где  $\Theta$  — угол, под которым виден объект из плоскости исходного пучка, или его элемент в пределах поля зрения датчика. Получаем  $\Theta \approx d/x$ . Если пучок размера  $a$  фокусируется на расстоянии  $x$ , имеем  $d \approx \lambda x/a$ , тогда  $\rho_k \approx a$ . В турбулентной среде когерентность в отраженной волне будет убывать как в сферической волне.

Мы можем выразить комплексную степень когерентности через структурную функцию фазы

$$|\gamma(x, \mathbf{R}, \rho)| = \exp\left\{-\frac{1}{2}D_S(x, \rho)\right\}. \quad (14)$$

Сравнивая выражения (13) и (14), приходим к виду

$$D_S(x, \rho) = \frac{k^2 a^2 \rho^2}{2x^2} + \frac{\pi k^2}{2} \int_0^x H(x', \rho x'/x) dx'. \quad (15)$$

В результате расчетов в (15) с колмогоровским спектром турбулентности мы получаем, при условии, что внешний масштаб турбулентности  $\kappa_0^{-1} \gg \rho$ :

$$D_S(x, \rho) = \frac{k^2 a^2 \rho^2}{2x^2} + 2,91 k^2 \rho^{5/3} \int_0^x dx' C_n^2(x') (x'/x)^{5/3}. \quad (16)$$

Таким образом, структурная функция фазы для такого поля оказывается состоящей из двух частей: дифракционной квадратичной —  $\rho^2/\rho_k^2$  и турбулентной —  $3,44(\rho/\rho_{\text{тур}})^{5/3}$ . Можно сделать квадратичную аппроксимацию во втором члене и привести все это к квадратичной зависимости.

Главный вывод заключается в том, что диффузно рассеивающий объект отражает волны, обладающие такими свойствами, которые позволяют формировать ненаправленный источник почти в любом направлении, и этот источник может стать эффективным опорным источником для адаптивного формирования широкого исходного пучка излучения. Эти аналитические выводы, в целом, подтверждают результаты численного моделирования [21].

Следует отдельно оговориться, что сделанные здесь выводы касались только так называемой полной фазовой коррекции, а при частичной коррекции (когда корректируются только отдельные моды фазового распределения) некоторые положения могут быть неверны.

### Адаптивное управление лазерным пучком на горизонтальных трассах в нижней атмосфере

Приведем некоторые результаты численного моделирования адаптивной оптической системы для коррекции действия турбулентности и теплового

самовоздействия излучения. Методом численного анализа было выполнено исследование влияния положения опорного источника на качество коррекции с использованием фазового сопряжения.

### Действие турбулентности и адаптивное управление

Начальный размер фокусированного гауссова пучка составлял 0,5 м, длина фокусировки 3 км, длина трассы 3 км, длина волны 1,315 мкм, скорость ветра  $v = 2$  м/с, структурная постоянная  $C_n^2 = 5,2 \cdot 10^{-15}$  см $^{-2/3}$ . Предполагалось, что адаптивная система работает с идеальным датчиком волнового фронта и идеальным или модовым корректором, в качестве опорного излучения используется отраженный от объекта сигнал, т.е. граничные условия для опорного сигнала задаются следующим образом:

$$E_r(\rho, L) = E(\rho, L)R(\rho); \quad (17)$$

$$R(\rho) = R(x, y) = R_0 \exp\left[-\frac{(x^2 - n_1 a_0)^2 + y^2}{(n_2 a_0)^2}\right], \quad (18)$$

где  $a_0$  — эффективный размер дифракционно-ограниченного пучка в исходной плоскости;  $n_1$  — сдвиг наиболее яркого участка (блика) на отражателе, нормированный на размер пучка,  $n_2$  — нормированный размер яркого участка (блика). Меняя величины  $n_1$  и  $n_2$ , можно изменять размер опорного источника и его положение.

В результате численного эксперимента получаем эффективность работы адаптивной системы, где используется отражатель, у которого наиболее яркая область, имеющая дифракционные размеры ( $n_2 = 1$ ), смещена относительно оси системы ( $n_1 = 0, 2, 4$ ).

В табл. 1 представлены параметры пучка после коррекции: координаты центра тяжести  $x_c$  и  $y_c$ ,  $P_d$  — доля энергии, выраженной в процентах, в пределах фокального пятна и плотность мощности излучения  $I_m$  в точке с максимальной интенсивностью в сечении пучка. Мощность пучка составляла 10 кВт.

Таблица 1

$n_1$	$x_c$ , мм	$y_c$ , мм	$P_d$ , %	$I_m$ , кВт/см $^2$
0	-0,1	-0,3	22	7,68
2	9,4	0,1	0,3	7,88
4	18,7	0,0	0,1	7,92

В табл. 2 показаны результаты расчетов при угловом размере отражающего пятна больше, чем разрешение системы, что соответствует значениям  $n_2 > 1$  и  $n_1 = 0$ .

Таблица 2

$n_2$	$x_c$ , мм	$y_c$ , мм	$P_d$ , %	$I_m$ , кВт/см $^2$
1	-0,1	-0,3	22	7,68
2	-0,3	-1,2	19	7,27
4	-0,8	-2,8	13	7,06
8	-1,0	-3,5	7	5,67

Эти результаты показывают, что при увеличении размера опорного источника эффективность коррекции резко ухудшается и доля энергии в пределах фокального пятна уменьшается в три раза.

Рассмотрим также ограничения, обусловленные конечным пространственным разрешением корректора. Согласно формуле из работы [20] остаточные искажения определяются числом степеней свободы корректора, т.е.

$$\Delta = C(N)(D/r_0)^{5/3}.$$

Здесь  $N$  — это число степеней свободы корректора;  $D$  — размер апертуры;  $r_0$  — радиус когерентности. В табл. 3 представлены параметры фокального пятна, получаемого при адаптивной коррекции искажений фокусируемого лазерного пучка при различном числе корректируемых мод.

Таблица 3

$N$	$P_d, \%$	$I_m, \text{кВт/см}^2$
3	3,7	1,25
6	8,4	2,96
10	11,9	4,11
21	16,4	5,71
45	19,3	6,72
Бесконечное число степеней свободы	22	7,68

Как видно из табл. 3, когда число  $N$  становится равным 45, концентрация поля в фокальном пятне достигает почти 90% от максимально достижимого значения, для достижения 50% этой величины  $N = 10$  уже достаточно.

### Влияние скорости управления

Чтобы определить требуемую скорость управления, введем временную задержку  $\Delta t$  в контур обратной связи управления адаптивной системы (табл. 4).

Таблица 4

$\Delta t, \text{мс}$	$P_d, \%$	$I_m, \text{кВт/см}^2$
0	22	7,60
5	15,5	5,95
10	7,6	3,02
15	4,9	1,67
20	3,3	1,13

Как следует из данных табл. 4, эффективное управление возможно при временной задержке в адаптивной системе не более 5–10 мс, что соответствует полосе частот 100–200 Гц.

### Эффект теплового самовоздействия и адаптивная коррекция

Рассмотрим также численно коррекцию искажений, обусловленных эффектами теплового самовоздействия излучения, и возможности адаптивной коррекции. Пусть начальные параметры фокусируемого гауссова пучка будут следующими: начальный пучок представляет собой урезанный гаусс

размером  $a_0 = 0,5$  м, фокусировка осуществляется на всей длине трассы, т.е.  $f = L = 3$  км, длина волны  $\lambda = 1,315$  мкм, скорость ветра  $v = 2$  м/с, коэффициент поглощения атмосферы  $\alpha = 1,252 \cdot 10^{-7} \text{см}^{-1}$ , начальная мощность  $P_0 = 10; 25$  и  $100$  кВт, адаптивная система моделируется как система с идеальным датчиком волнового фронта и модальным корректором (табл. 5). Опорный источник представляет собой отраженный сигнал или источник размер меньше предельного разрешения передатчика, т.е. практически — это точечный опорный источник.

Таблица 5

$P_0, \text{кВт}$	$x_c, \text{мм}$	$P_d, \%$	$I_m, \text{кВт/см}^2$
10	-8,8	0,04	4,22
25	-18,5	0,07	3,52
100	-55,2	0,01	3,16

В этих расчетах эффективный размер неурезанного гауссова фокального пятна составлял 3,54 мм. В отсутствие теплового самовоздействия примерно 62% (для неурезанного) и 37% (для урезанного пучка) энергии попадает в пределы дифракционного пятна. Распределение интенсивности для этих трех пучков показано на рис. 3. Размер кадра равнялся 142 мм для первых двух картинок и 284 мм для третьей картинке.

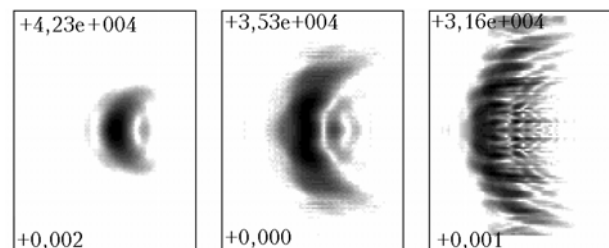


Рис. 3. Зависимость распределения интенсивности от уровня мощности источника в условиях теплового самовоздействия. Цифры на рисунках соответствуют минимальному и максимальному значениям

В табл. 6 показано влияние различных модовых составляющих корректора на качество пучка в области фокусировки.

Как видно из табл. 6, для пучков с энергией до 10 кВт квадратичные aberrации практически не влияют на эффективность коррекции. На уровне 25 кВт коррекция дефокусировки нестабильна, эффективность коррекции уменьшается. Исключение квадратичных aberrаций из управления увеличивает в результате эффект коррекции. В этом случае стабильное адаптивное управление возможно, начиная с момента времени  $t = D/v = 0,25$  с. Таким образом, высокая скорость адаптивного управления не является столь необходимой для компенсации эффектов теплового самовоздействия.

Поскольку увеличение степени свободы корректора выше 15 не приводит к существенным улучшениям результата коррекции, требования к пространственному разрешению адаптивного зеркала остаются достаточно скромными.

Таблица 6

$N$	Коррекция дефокусировки	Коррекция астигматизма	$x_c$ , мм	$P_d$ , %	$I_m$ , кВт/см <sup>2</sup>
$P_0 = 10$ кВт					
3	Выключена	Выключена	0,2	1,89	3,96
6	Включена	Включена	0,7	1,51	3,01
10	»	»	1,5	2,2	4,45
10	Выключена	»	0,5	2,06	4,74
10	»	Выключена	2,0	2,25	4,34
15	»	»	1,6	2,21	4,35
21	»	»	1,7	2,22	4,38
45	»	»	1,6	2,22	4,36
$P_0 = 25$ кВт					
3	Выключена	Выключена	-1,0	1,32	3,49
6	Включена	Включена	-6,6	0,65	1,9
10	»	»	-2,5	1,05	5,24
10	Выключена	»	-0,6	1,34	6,68
10	»	Выключена	2,2	2,71	5,76
15	»	»	3,0	2,34	5,23
21	»	»	3,7	2,08	5,25
45	»	»	-	-	-

Примечание.  $N$  – число корректируемых мод, во второй и третьей колонках указывается наличие или отсутствие при коррекции дефокусировки и астигматизма, т.е. мод с номерами 3, 4 и 5.

Как видно из табл. 6, увеличение мощности источника в 2,5 раза (от 10 до 25 кВт) дает только 30%-е увеличение концентрации энергии на объекте. Это означает, что оптимальная мощность источника при данных параметрах трассы составляет примерно 25 кВт. И дальнейшее увеличение мощности (скажем, до 100 кВт) приводит к существенному увеличению тепловых aberrаций в пучке.

### Коррекция тепловых и турбулентных aberrаций

Источник представляет собой урезанный гауссов пучок размером 0,5 м, длина фокусировки  $f = 3$  км, длина волны  $\lambda = 1,315$  мкм, структурная постоянная по трассе  $C_n^2 = 5,16 \cdot 10^{-16}$  см<sup>-2/3</sup>, коэффициент поглощения атмосферы  $\alpha = 1,252 \cdot 10^{-7}$  см<sup>-1</sup>, мощность в пучке 10 и 25 кВт. Адаптивная система имеет в своем составе идеальный датчик волнового фронта и модальный корректор. Опорный источник представляет собой неразрешаемый передающей апертурой блик на объекте (табл. 7).

Таблица 7

$P_0$ , кВт	$P_d$ , %	$I_m$ , кВт/см <sup>2</sup>
10	1,93	3,94
25	2,1	4,27

Для определенности используем на объекте зеркальный блик размером, равным дифракционному размеру пучка, для фокусированного пучка поперечный размер равен  $L/ka$ .

Мы предполагаем, что для пучков общей мощностью  $P = 10$  кВт квадратичные aberrации были компенсированы с помощью управления зеркалом, а мощностью  $P = 25$  кВт эти aberrации были ис-

ключены. Распределение интенсивности в поперечном сечении пучков было усреднено за временной интервал 0,25–0,5 с.

### Выводы

Изложенные результаты позволяют заключить, что основные трудности связаны с коррекцией действия турбулентности. Эти трудности, в первую очередь, обусловлены значительными амплитудными флуктуациями, имеющими место как на протяженных высотных трассах, так и на приземных атмосферных трассах при больших зенитных углах.

С другой стороны, существует проблема строгих требований к полосе частот адаптивной оптической системы. Оценки требуемой частотной полосы дают величину выше (порядка 1 кГц), чем позволяют иметь реальные системы (около 100 Гц). И эти ограничения связаны с высокой скоростью движения объекта.

Коррекция лазерных пучков по методу «введения предсказаний» с использованием сигнала, отраженного от объекта, движущегося со скоростью, близкой к скорости звука, дает пессимистические результаты для такой коррекции даже тогда, когда адаптивная система имеет нулевую временную задержку. Это обусловлено конечностью скорости света. Уменьшение эффективности адаптивной коррекции наиболее четко прослеживается на протяженных высотных атмосферных трассах [21, 22].

Трудности коррекции теплового самовоздействия имеют место в основном на горизонтальных трассах. В рассмотренных примерах коррекция теплового самовоздействия устойчива только тогда, когда aberrации, обусловленные тепловым самовоздействием, слабы (уровень мощности до 10 кВт). При увеличении мощности до 25 кВт появляется

нестабильность пучка как целого и концентрация энергии на объекте увеличивается по сравнению с мощностью 10 кВт незначительно.

В случае быстро движущегося объекта нелинейные аберрации пучка концентрируются около излучающей апертуры, так что влияние теплового самовоздействия меньше и эффективность коррекции становится выше. Если коррекция турбулентных аберраций в какой-либо схеме возможна, то возможна и коррекция теплового самовоздействия. Поэтому требования к адаптивной системе должны в первую очередь определяться турбулентными искажениями [23].

Настоящее исследование выполнено при частичной финансовой поддержке Программы Президиума РАН № 16 (часть 3, проект 1 «Дневной астроклимат Сибири и проблемы построения адаптивного телескопа») и Комплексного интеграционного проекта СО РАН 2003–2006 гг. «Современный адаптивный телескоп».

1. *Лукин В.П.* Об эффективности компенсации фазовых искажений оптической волны // Квант. электрон. 1977. Т. 4. № 4. С. 923–927.
2. *Лукин В.П.* Использование локационных сигналов для коррекции нелинейных искажений оптических пучков // Зондирование физико-химических параметров атмосферы с использованием мощных лазеров. Томск: ИОА СО РАН, 1979. С. 132–142.
3. *Лукин В.П.* Фазовые флуктуации зеркально отраженных оптических волн // Оптика и спектроскопия. 1980. Т. 48. Вып. 3. С. 594–599.
4. *Лукин В.П.* Коррекция случайных угловых смещений оптических пучков // Квант. электрон. 1980. Т. 7. № 6. С. 1270–1279.
5. *Лукин В.П.* Сравнительные характеристики некоторых алгоритмов коррекции // Оптика электрон. 1981. Т. 8. № 10. С. 2145–2153.
6. *Лукин В.П.* Адаптивная фазовая коррекция в ограниченных волновых пучках / Препр. ИОА СО РАН. Томск, 1982. 46 с.
7. *Лукин В.П., Черноцкий М.И.* Принцип взаимности и адаптивное управление параметрами оптического излучения // Квант. электрон. 1982. Т. 9. № 5. С. 952–958.

8. *Лукин В.П.* «Квазимодовая» коррекция изображения, прошедшего через случайно-неоднородную среду // Квант. электрон. 1983. Т. 10. № 5. С. 993–1001.
9. *Лукин В.П., Матюхин В.Ф.* Адаптивная коррекция изображения // Квант. электрон. 1983. Т. 10. № 12. С. 2465–2473.
10. *Лукин В.П., Черноцкий М.И.* О распространении обращенных волн в случайно-неоднородной среде // Изв. вузов. Физ. 1985. Т. 29. № 5. С. 952–958.
11. *Малахов А.Н., Саичев А.И.* О влиянии сноса неоднородностей по трассе распространения пучка на эффективность работы систем, обрабатывающих волновой фронт // Изв. вузов. Радиофиз. 1981. Т. 24. № 11. С. 1356–1362.
12. *Лукин В.П.* Атмосферная адаптивная оптика. Новосибирск: Наука, 1986. 248 с.
13. *Аксенов В.П., Миронов В.Л.* Фазовое приближение метода Гюйгенса–Кирхгофа в задачах дифракции оптических волн в турбулентной среде / Препр. ИОА СО РАН. Томск, 1978. 19 с.
14. *Адаптивная оптика* / Под ред. Д. Фрида. М.: Мир, 1980. 456 с.
15. *Lukin V.P.* Efficiency of some correction systems // Opt. Lett. 1979. V. 4. N 1. P. 15–17.
16. *Lukin V.P., Pokasov V.V.* Optical wave phase fluctuations // Appl. Opt. 1981. V. 20. N 1. P. 121–135.
17. *Lutomirski R.F., Warren R.E.* Atmospheric distortions in a retroreflected laser signal // Appl. Opt. 1975. V. 14. N 4. P. 840–846.
18. *Ботыгина Н.Н., Лукин В.П., Фризен А.Г.* Модовая коррекция турбулентных искажений оптических волн // Квант. электрон. 1986. Т. 13. № 8. С. 1652–1656.
19. *Гурвич А.С., Миронов В.Л., Кон А.И., Хмелевцов С.С.* Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 277 с.
20. *Noll R.J.* Zernike polynomials and atmospheric turbulence // J. Opt. Soc. Amer. 1976. V. 68. N 3. P. 207–211.
21. *Лукин В.П.* Исследование коррекции турбулентных искажений на основе фазового сопряжения при наличии дислокаций волнового фронта // Оптика атмосф. и океана. 2001. Т. 14. № 12. С. 1170–1175.
22. *Лукин В.П., Фортес Б.В.* Искусственные опорные источники и неизопланарность флуктуаций // Оптика атмосф. и океана. 2002. Т. 15. № 2. С. 206–212.
23. *Lukin V.P., Fortes B.V.* Phase-correction of turbulent distortions of an optical wave propagating under strong intensity fluctuations // Appl. Opt. 2002. V. 41. N 27. P. 5616–5624.

#### *V.P. Lukin. Some peculiarities in formation of reference sources.*

Since 80s, the problem of reference sources (adaptive optics systems) application to studies of laser beam formation in atmosphere is under investigation. As the disturbing factors, the atmospheric turbulence, refraction, and thermal blooming are usually considered. The reference source is a coherent laser beam propagating to principal radiation through the same medium inhomogeneities as the initial beam. The angular and spatial tuning of the reference and initial beams is possible within the limits of the path isoplanatism.

It is well-known from general properties of the parabolic wave equation for media with reciprocal fluctuations that the elemental spherical wave can be reconstructed ideally by the wave front transform operation only in the case of the operation applying in the limits of an infinite initial aperture.

A possibility of making use of the extended diffusively scattering objects and large-size mirror targets as the reference sources is under consideration. A diffusively scattering surface (or volume) form a reflected wave with a series of interesting properties, which allow formation of non-directed reference source practically in any direction, which can serve as an efficient reference source for a wide initial beam.