

АДАПТИВНАЯ И ИНТЕГРАЛЬНАЯ ОПТИКА

УДК 535.417: 681.787

Адаптивная система формирования лазерных пучков в атмосфере, использующая некогерентные изображения в качестве опорных источников

В.П. Лукин*

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*

Поступила в редакцию 10.08.2012 г.

Рассматривается адаптивная фокусировка когерентного пучка излучения в турбулентной атмосфере. Выполнен расчет распределения средней интенсивности поля когерентного лазерного пучка, фокусируемого в турбулентной среде при адаптивной фазовой коррекции с использованием изображения некогерентного источника в качестве опорного источника. Показана возможность применения данных измерения дрожания изображения некогерентного источника при адаптивной фокусировке когерентного пучка излучения. Фазовые измерения в такой схеме можно осуществить корреляционным датчиком Гартмана.

Ключевые слова: коррекция, опорный источник, изображение, фаза, когерентность; correction, reference source, image, phase, coherence.

Введение

Известно, что в ряде практических приложений возникает задача фокусировки когерентного лазерного излучения через атмосферу, искажающие факторы которой, в том числе атмосферная турбулентность, становятся серьезным препятствием, ограничивающим предельно достижимые характеристики и возможности оптико-электронных систем [1–3]. Адаптивная оптика позволяет существенно снизить эти ограничения. Однако применение систем адаптивной фазовой коррекции требует использования дополнительного источника, обеспечивающего возможность проведения измерений фазовых искажений в канале распространения излучения. Такой источник называется опорным и может быть сформирован различными методами. Так, для задач астрономии и систем видения через атмосферу был выполнен ряд исследований [4–8] по использованию техники лазерных опорных звезд для обеспечения коррекции изображений.

Проблема фокусировки когерентного оптического излучения через атмосферу возникает, например, когда на удаленный объект осуществляется доставка энергии с помощью лазерного излучения. При этом в качестве опорного может выступать отраженное излучение от того объекта, на который фокусируется когерентное лазерное излучение [6–12]. Возможна ситуация, когда для обеспечения работы датчика волнового фронта адаптивной системы в качестве опорного источника используется изображение

объекта, которое подсвечивается либо Солнцем, либо излучением какого-либо дополнительного источника.

Рассматриваемый здесь подход может быть использован как при когерентном, так и при некогерентном «подсвечивании». Методы определения фазы по некогерентному опорному излучению описаны в [4, 11]. В работах [6, 12–14] впервые была показана возможность фокусировки когерентных и частично-когерентных пучков с использованием изображения точечного источника, в работах [15, 16] эти результаты были обобщены на случай отраженного от протяженного объекта излучения. При этом также были сформулированы условия эффективной коррекции при использовании изображения протяженного некогерентно освещенного объекта.

Эффективность системы адаптивной фокусировки

Оценки эффективности применения такой адаптивной коррекции аналитически ранее не проводились, поэтому необходимо ответить на вопрос, насколько эффективна такая адаптивная фокусировка когерентного лазерного излучения с точки зрения концентрации и передачи энергии в атмосфере. В настоящей статье рассматривается задача фокусировки когерентного лазерного излучения в турбулентной атмосфере с применением адаптивной фазовой коррекции [2, 6–8, 14–16], использующей слежение за фрагментами изображения того объекта, на который посылается лазерное излучение.

Расчет распределения интенсивности для оптического изображения некогерентного объекта и когерентного пучка излучения проведем на основе

* Владимир Петрович Лукин (lukin@iao.ru).

принципа Гюйгенса–Френеля [17]. Будем рассматривать следующую схему оптического эксперимента. Пусть некогерентный объект расположен в плоскости $x = X$, а в плоскости $x = 0$ расположен объектив (тонкая линза), который строит изображение объекта в плоскости $x = X_{\text{из}}$. Поставлена задача сфокусировать когерентный лазерный пучок, направив его из плоскости $x = 0$ в плоскость объекта $x = X$ с применением адаптивной коррекции на основе алгоритма «фазового сопряжения» [7, 9], при этом измерение флуктуаций фазы выполняется в плоскости изображения некогерентного объекта $x = X_{\text{из}}$. Такая схема оптического эксперимента может быть реализована, например, в условиях, когда объект, на который производится фокусировка когерентного лазерного пучка, подсвечивается солнечным светом или каким-либо дополнительным источником излучения. При этом будем считать, что объектив имеет фокус ($-f$) и в оптической системе изображение формируется как в вакууме.

Распределение поля в плоскости $X_{\text{из}}$ изображения объекта, сформированного объективом (тонкой линзой) с апертурой $W(\rho_1)$, можно записать [17] как

$$U_{\text{из}}(X_{\text{из}}, \rho) = \iint d^2\rho_1 U(0, \rho_1) W(\rho_1) \times G_0(X_{\text{из}}, \rho; 0, \rho_1) \exp(-ik\rho_1^2/2f), \quad (1)$$

где $G_0(X_{\text{из}}, \rho; 0, \rho_1)$ – функция Грина свободного пространства; $U(0, \rho_1)$ – распределение поля, сформированного от некогерентного объекта в плоскости приемного объектива; ρ – координата в плоскости изображения; k – волновое число излучения.

Распределение поля от объекта, находящегося в плоскости $x = X$, на входной апертуре оптического устройства (в плоскости $x = 0$) записывается в следующем виде:

$$U(0, \rho_1) = \iint d^2r_1 U_{06}(X, \mathbf{r}_1) G(X, \mathbf{r}_1; 0, \rho_1), \quad (2)$$

где $U_{06}(X, \mathbf{r}_1)$ – исходное поле, сформированное объектом; $G(X, \mathbf{r}_1; 0, \rho_1)$ – функция Грина для пространства между плоскостями объекта ($x = X$) и объектива ($x = 0$). Предполагается, что в пространстве между плоскостями объекта и объектива находится случайная среда, например случайно-неоднородная атмосфера. В результате обобщения формул (1) и (2) мгновенное распределение интенсивности поля в изображении объекта дается следующей формулой:

$$I_{\text{из}}(X_{\text{из}}, \rho) = \iint d^4r_1 d^4\rho_{1,2} U_{06}(X, \mathbf{r}_1) U_{06}^*(X, \mathbf{r}_2) \times \exp(-ik\rho_1^2/2f + ik\rho_2^2/2f) W(\rho_1) W^*(\rho_2) \times G_0(X_{\text{из}}, \rho; 0, \rho_1) G_0^*(X_{\text{из}}, \rho; 0, \rho_2) \times G(X, \mathbf{r}_1; 0, \rho_1) G^*(X, \mathbf{r}_2; 0, \rho_2), \quad (3)$$

значок (*) означает операцию взятия комплексного сопряжения.

Поскольку мы имеем дело с некогерентным (или слабокогерентным) излучением от объекта, то в задаче возникают проблемы соотношения скоростей изменения искажающих факторов сигнала. Это будет проявляться, например, при усреднении сигнала (3) по времени или по ансамблю флуктуаций. Для определенности будем считать, что искажения оптического сигнала (3) обусловлены атмосферной турбулентностью, аэрозольным рассеянием, а также собственными пространственно-временными флуктуациями излучения самого объекта. При этом будем считать, что турбулентные флуктуации атмосферы являются самыми низкочастотными, аэрозольные флуктуации – более высокочастотными, а самыми высокочастотными будем считать пространственно-временные флуктуации излучения самого объекта. Далее будем практически использовать модель полностью некогерентного излучения, а именно:

$$\langle U_{06}(X, \mathbf{r}_1) U_{06}^*(X, \mathbf{r}_2) \rangle \approx I_{06}(X, \mathbf{r}_1) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2), \quad (4)$$

где $I_{06}(X, \mathbf{r}_1)$ – интенсивность излучения объекта; $\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$ – дельта-функция Дирака.

В результате усредненное по случайным флуктуациям излучения самого объекта, но практически мгновенное с точки зрения турбулентных флуктуаций распределение интенсивности поля (1) запишем в виде

$$I_{\text{из}}(X_{\text{из}}, \rho) = \iint d^2r_1 d^4\rho_{1,2} I_{06}(X, \mathbf{r}_1) \times \exp(-ik\rho_1^2/2f + ik\rho_2^2/2f) \times W(\rho_1) W^*(\rho_2) G_0(X_{\text{из}}, \rho; 0, \rho_1) G_0^*(X_{\text{из}}, \rho; 0, \rho_2) \times G(X, \mathbf{r}_1; 0, \rho_1) G^*(X, \mathbf{r}_1; 0, \rho_2). \quad (5)$$

Выражение (5) является следствием известной теоремы Ван Циттерта–Цернике, представляющей собой важный результат для расчета формирования изображения некогерентных источников [15]. В классической формулировке эта теорема дает аналитическое выражение для функции когерентности излучения некогерентного источника, обладающего излучательной способностью $I_{06}(X, \mathbf{r}_1)$, после прохождения некоторого расстояния в однородной среде, посредством следующей формулы:

$$\Gamma(\rho_1, \rho_2) = \iint d^2r_1 I_{06}(X, \mathbf{r}_1) G_0(X, \mathbf{r}_1; 0, \rho_1) \times G_0^*(X, \mathbf{r}_1; 0, \rho_2) = \frac{\exp[-ik(\rho_1^2 + \rho_2^2)/2X]}{X^2} \times \iint d^2r_1 I_{06}(X, \mathbf{r}_1) \exp[-ikr_1(\rho_1 - \rho_2)/X]. \quad (6)$$

Используемое в выражении (5) следствие из этой теоремы отличается от классического выражения (6) только тем, что при описании распространения в случайной среде последние два множителя в подынтегральной функции выражения (5),

а именно $G(X, \mathbf{r}_1; 0, \rho_1)G^*(X, \mathbf{r}_1; 0, \rho_2)$, зависят от случайных фазовых флуктуаций. В фазовом приближении метода Гюйгенса—Френеля [15] эти множители выражаются как

$$\begin{aligned} & G(X, \mathbf{r}_1; 0, \rho_1)G^*(X, \mathbf{r}_1; 0, \rho_2) = \\ & = G_0(X, \mathbf{r}_1; 0, \rho_1)G_0^*(X, \mathbf{r}_1; 0, \rho_2) \times \\ & \times \exp\{i[S(X, \mathbf{r}_1; 0, \rho_1) - S(X, \mathbf{r}_1; 0, \rho_2)]\}, \quad (7) \end{aligned}$$

где $G_0(X, \mathbf{r}_1; 0, \rho_1)$ — функция Грина для свободного пространства; $S(X, \mathbf{r}_1; 0, \rho_1)$ — фазовые флуктуации для элементарной сферической волны.

Предположим, что основные флуктуации, которые искажают оптические изображения, являются турбулентными. Фактически в (7) под знаком экспоненты находится разность случайных фаз двух элементарных сферических волн, обусловленная действием турбулентности атмосферы. Воспользовавшись расчетами случайных флуктуаций в фазовом приближении (7), можно выражение (5) записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} I_{\text{из}}(X_{\text{из}}, \rho) &= \frac{1}{X^2 X_{\text{из}}^2} \iint d^2 r_1 I_{\text{об}}(X, \mathbf{r}_1) \times \\ & \times \iint d^4 \rho_{1,2} \exp(-ik\rho_1^2/2f + ik\rho_2^2/2f) \times \\ & \times W(\rho_1)W^*(\rho_2) \exp\{ik|\rho - \rho_1|^2/2X_{\text{из}} - \\ & - ik|\rho - \rho_2|^2/2X_{\text{из}} + ik|\mathbf{r}_1 - \rho_1|^2/2X - \\ & - ik|\mathbf{r}_1 - \rho_2|^2/2X\} \exp\{i[S(X, \mathbf{r}_1; 0, \rho_1) - S(X, \mathbf{r}_1; 0, \rho_2)]\}. \quad (8) \end{aligned}$$

Далее используем тот факт, что распределение интенсивности изображения анализируется в плоскости, сопряженной с объектной, т.е. при условии выполнения соотношения

$$1/f = 1/X_{\text{из}} + 1/X,$$

тогда распределение «мгновенной» интенсивности в изображении некогерентного объекта будет иметь вид

$$\begin{aligned} I_{\text{из}}(X_{\text{из}}, \rho) &= \frac{1}{X^2 X_{\text{из}}^2} \iint d^2 r_1 I_{\text{об}}(X, \mathbf{r}_1) \times \\ & \times \iint d^4 \rho_{1,2} \exp(-ik\rho_1^2/2f + ik\rho_2^2/2f) W(\rho_1)W^*(\rho_2) \times \\ & \times \exp\{ik\rho(\rho_1 - \rho_2)/X_{\text{из}} - ik\mathbf{r}_1(\rho_1 - \rho_2)/X\} \times \\ & \times \exp\{i[S(X, \mathbf{r}_1; 0, \rho_1) - S(X, \mathbf{r}_1; 0, \rho_2)]\}. \quad (9) \end{aligned}$$

В качестве следующего шага анализа рассмотрим формирование когерентного гауссова пучка, который распространяется в противоположном направлении, т.е. из исходной плоскости в объектную. Распределение поля когерентного пучка излучения в фазовом приближении [15] можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} U_{\text{пл}}(X, \rho) &= \iint d^2 \rho_1 U_{\text{пл}}(0, \rho_1) \times \\ & \times G_0(0, \rho_1; X, \rho) \exp\{iS(0, \rho_1; X, \rho)\}, \quad (10) \end{aligned}$$

где $U_{\text{пл}}(0, \rho_{1,2})$ — поле когерентного пучка в исходной плоскости ($x = 0$).

Далее, раскрыв множитель $G_0(0, \rho_1; X, \rho) \times G_0^*(0, \rho_2; X, \rho)$, получим

$$\begin{aligned} G_0(0, \rho_1; X, \rho)G_0^*(0, \rho_2; X, \rho) &= \\ & = \frac{1}{X^2} \exp\{ik\rho_1^2/2X - ik\rho_2^2/2X - ik\rho(\rho_1 - \rho_2)/X\}. \end{aligned}$$

В итоге для мгновенной интенсивности когерентного пучка излучения имеем следующее выражение:

$$\begin{aligned} I_{\text{пл}}(X, \rho) &= \frac{1}{X^2} \iint d^4 \rho_{1,2} U_{\text{пл}}(0, \rho_1)U_{\text{пл}}^*(0, \rho_2) \times \\ & \times \exp\{ik\rho_1^2/2X - ik\rho_2^2/2X - ik\rho(\rho_1 - \rho_2)/X\} \times \\ & \times \exp\{i[S(0, \rho_1; X, \rho) - S(0, \rho_2; X, \rho)]\}. \quad (11) \end{aligned}$$

Сопоставим полученные выражения для изображения некогерентного объекта (9) и формируемого когерентного пучка (11). При этом будем анализировать их подынтегральные выражения. Так, из (9) получим

$$\begin{aligned} & \frac{W(\rho_1)W^*(\rho_2)}{X_{\text{из}}^2} \iint d^2 r_1 I_{\text{об}}(X, \mathbf{r}_1) \times \\ & \times \exp\{ik\rho(\rho_1 - \rho_2)/X_{\text{из}} - ik\mathbf{r}_1(\rho_1 - \rho_2)/X\} \times \\ & \times \exp\{i[S(X, \mathbf{r}_1; 0, \rho_1) - S(X, \mathbf{r}_1; 0, \rho_2)]\}, \quad (12) \end{aligned}$$

а из выражения (11)

$$\begin{aligned} & U_{\text{пл}}(0, \rho_1)U_{\text{пл}}(0, \rho_2) \times \\ & \times \exp\{ik\rho_1^2/2X - ik\rho_2^2/2X - ik\rho(\rho_1 - \rho_2)/X\} \times \\ & \times \exp\{i[S(0, \rho_1; X, \rho) - S(0, \rho_2; X, \rho)]\}. \quad (13) \end{aligned}$$

Попытаемся ответить на следующий вопрос: «При каких условиях выражения (12) и (13) совпадут?» Это будет означать, что данные измерений для некогерентного изображения можно эффективно использовать для коррекции при формировании когерентного пучка излучения. И первое, что для этого надо сделать, это согласовать [8] передающую и приемную апертуры, т.е. необходимо обеспечить выполнение следующего равенства:

$$U_{\text{пл}}(0, \rho_1) = W(\rho_1) \exp(-ik\rho_1^2/2X),$$

тогда выражение (13) примет вид

$$\begin{aligned} & W(\rho_1)W^*(0, \rho_2) \exp[-ik\rho(\rho_1 - \rho_2)/X] \times \\ & \times \exp\{i[S(0, \rho_1; X, \rho) - S(0, \rho_2; X, \rho)]\}. \quad (14) \end{aligned}$$

Проанализируем далее подынтегральное выражение (12). Известно, что наиболее эффективный опорный источник — это точечный источник [2, 8]. Предположим, что именно такой точечный источник мы расположили в точке с координатой ρ в плоскости X , т.е. имеем $I_{00}(X, \mathbf{r}_1) = \delta(\mathbf{r}_1 - \rho)$, тогда (12) переходит в выражение

$$W(\rho_1)W^*(\rho_2)\exp\{ik\rho(\rho_1 - \rho_2)(1/X_{из} - 1/X)\} \times \exp\{i[S(X, \rho; 0, \rho_1) - S(X, \rho; 0, \rho_2)], \quad (15)$$

которое полностью совпадает с выражением (14). Таким образом, мы видим, что мгновенное распределение интенсивности когерентного пучка при согласовании апертур [2, 8] совпадает с распределением интенсивности изображения точечного объекта: $I_{лп}(X, \rho) = X_{из}^2 I_{из}(X_{из}, \rho)$. Это означает, что эти функционалы одновременно достигают максимума, а следовательно, коррекция изображения обеспечивает одновременно коррекцию формируемого пучка.

Таким образом, оказывается, что если, например, с помощью корреляционного датчика волнового фронта измерить флуктуационную фазу, обеспечивающую формирование изображения достаточно малого объекта, то эту фазу можно использовать в качестве корректирующей фазы [16–18] для фокусировки когерентного пучка. Причем фаза, максимизирующая плотность мощности излучения в плоскости изображения, одновременно максимизирует плотность мощности фокусированного пучка.

Пусть фазовый набег, вносимый оптической системой, принимающей излучение точечного источника, является теперь величиной, подающей управление с помощью каких-либо активных оптических элементов. Использование современных средств адаптивной оптики (многоэлементных составных, деформируемых зеркал и т.п.) позволяет одновременно управлять большим количеством параметров излучения (в частности, его фазовым фронтом) и создавать требуемое распределение фазы излучения, отраженного от зеркала, с высокой точностью и быстродействием. Если фазовый набег реализован таким образом, что интенсивность принимаемого излучения в некоторой точке плоскости за оптической системой оказывается максимальной по сравнению с другими возможными реализациями, то при выполнении условия согласования интенсивность излучения пучка на точечном объекте также оказывается максимальной. С другой стороны, если существует некоторое распределение фазы пучка (при заданном распределении амплитуды), максимизирующее интенсивность излучения на точечном объекте, то и интенсивность излучения точечного объекта в точке, находящейся за оптической системой с тем же амплитудным коэффициентом пропускания, будет максимальной при выполнении согласования.

При заданном фокусном расстоянии оптической системы и использовании коллимированного пучка плоскость наблюдения должна совпадать с фокальной плоскостью оптической системы. При наведении

сфокусированного пучка регистрацию интенсивности следует проводить в плоскости изображения объекта. Отметим, что информация о дальности до объекта может быть получена как с помощью дальномера, так и путем наблюдения положения функции максимальной резкости изображения [8, 16, 19].

Сингулярная фаза некогерентного источника

Вернемся к вопросу применения некогерентного объекта конечных размеров. Если воспользоваться выводами [20] из теоремы Эренфеста, можно перейти от анализа формирования изображения некогерентного объекта к формированию некогерентного сингулярного пучка излучения. Известно, что сингулярный (т.е. имеющий структурные особенности пучок, с функцией когерентности в виде дельта-функции) некогерентный пучок излучения радиусом b может быть представлен суммой элементарных пучков, распространяющихся из начальной плоскости и имеющих начальный размер, равный радиусу когерентности исходного некогерентного пучка. Из-за дифракционной расходимости элементарного пучка реализуется область его сильного дифракционного, но слабого турбулентного уширения. Значительная расходимость приводит к тому, что размер такого элементарного пучка в конце трассы становится значительно больше его размера в начале трассы. Это приводит к тому, что дисперсия случайного смещения изображения такого некогерентного пучка $\sigma_{из}^2$, измеряемая с помощью приемной апертуры эффективного радиуса d , как показано в работе [20], на неоднородной атмосферной трассе (при распространении в зенит) запишется в виде

$$\sigma_{из}^2 = 4f^2 \int_0^X d\xi C_n^2(\xi)(1 - \xi/X)^2 \times \times [(1 - \xi/X)^2 d^2 + (\xi/X)^2 b^2]^{-1/6}, \quad (16)$$

где ξ — текущая высота над подстилающей поверхностью; $C_n^2(\xi)$ — функция, описывающая высотную эволюцию структурного параметра показателя преломления для турбулентной атмосферы. Если рассмотреть реальную ситуацию, а именно вертикальную атмосферную трассу, когда объект находится далеко за атмосферой (например, это может быть искусственный спутник Земли), тогда выражение (16), положив $X \Rightarrow \infty$ и предварительно введя угловой размер источника $\theta_b = b/X$, можно записать в следующем виде:

$$\sigma_{из}^2 = 4f^2 \int_0^X d\xi C_n^2(\xi)[d^2 + \xi^2 \theta_b^2]^{-1/6}. \quad (17)$$

А поскольку атмосферная турбулентность ограничена по протяженности эффективной толщиной

атмосферной турбулентности h_0 , сформулируем следующее условие, при котором приемник можно считать «большим», а именно

$$d > \theta_b h_0. \quad (18)$$

Следует отметить, что поскольку измеритель смещения фрагмента изображения реагирует на смещение края изображения, то в качестве фактического углового «размера изображения» следует принять минимальный угловой размер, который может разрешить оптическая система. В вакууме эта величина имеет значение, равное $1/kd$, тогда условие (18) переходит в неравенство

$$kd^2/h_0 > 1.$$

При работе системы в условиях турбулентной среды в качестве минимального углового размера объекта слежения можно использовать величину $1/kr_0^{k,э}$, где $r_0^{k,э}$ — радиус когерентности атмосферы при «короткой экспозиции». Всегда $r_0^{k,э} > r_0$, r_0 — радиус когерентности Фрида. Тогда (18) переходит в следующее условие:

$$d > h_0/kr_0^{k,э}.$$

Из анализа последнего выражения легко заключить, что для вертикальных атмосферных трасс взятый в качестве эффективного объекта слежения минимально разрешаемый объект при короткой экспозиции можно считать точечным объектом. И он может быть эффективно использован для коррекции фазы.

Легко показать, что на однородной атмосферной трассе (когда $C_n^2(\xi) = \text{const}$) для колмогоровской турбулентности из (16) получаем следующее выражение:

$$\sigma_{\text{из}}^2 = 4f^2 C_n^2 X \int_0^1 d\xi (1 - \xi/X)^2 \times \\ \times [(1 - \xi/X)^2 d^2 + (\xi/X)^2 b^2]^{-1/6}. \quad (19)$$

Получаем, что при малых размерах некогерентного пучка b ($b < d$) смещения изображения такого некогерентного пучка и сферической волны совпадают, а именно:

$$\sigma_{\text{из}}^2 = 4f^2 C_n^2 X d^{-1/3}, \quad b < d. \quad (20)$$

При больших размерах некогерентного пучка (больше радиуса приемника d) дисперсия дрожания изображения некогерентного пучка (или некогерентного источника) перестает зависеть от радиуса приемника и определяется только размером самого некогерентного пучка b , т.е. имеем

$$\sigma_{\text{из}}^2 = \frac{27}{10} f^2 C_n^2 X b^{-1/3}, \quad b > d. \quad (21)$$

Это находит подтверждение в эксперименте. Так, известно [19], что дрожание звезд хорошо описывается формулой для дисперсии смещения изображения сферической волны (надо заметить, что в этих условиях дисперсии дрожания изображения сферической и плоской волн практически совпадают). В то же время для некогерентных источников, которые можно считать протяженными (неточечными), например край солнечного диска, наблюдается отклонение от формулы (18) в случае малых радиусов приемников.

Известно, что в плоскости изображения все угловые (фазовые) искажения оптического сигнала преобразуются в линейные смещения [20], в результате получаем, при заданных размерах некогерентного объекта (или его фрагмента) и приемника, что дрожание изображения полностью описывается дрожанием сферической волны, а это фактически означает, что в выражении (9) можно использовать аппроксимацию вида $I_{o6}(X, \rho_1) = \delta(\mathbf{r}_1 - \rho)$. Тогда выражение (9) можно будет записать в виде

$$I_{\text{из}}(X_{\text{из}}, \rho) = \frac{1}{X^2 X_{\text{из}}^2} \iint d^4 \rho_{1,2} W(\rho_1) W^*(\rho_2) \times \\ \times \exp\{ik\rho(\rho_1 - \rho_2)(1/X_{\text{из}} - 1/X)\} \times \\ \times \exp\{i[S(X, \rho; 0, \rho_1) - S(X, \rho; 0, \rho_2)]\}. \quad (22)$$

В результате можно показать, что при условии согласования приемной и передающей апертур, т.е. когда

$$W(\rho_1) = U(0, \rho_1) \exp\{ik\rho_1^2/2X - ik\rho\rho_1(1/X - 1/X_{\text{из}})\}, \quad (23)$$

точно выполняется равенство

$$I_{\text{из}}(x_{\text{из}}, \rho) X_{\text{из}}^2 = I_{\text{лп}}(X, \rho).$$

Далее для простоты анализа воспользуемся объектом и приемником гауссовой формы, т.е. положим, что

$$W(\rho_1) = \exp(-\rho_1^2/d^2); \quad I_{o6}(X, \mathbf{r}_1) = \exp(-r_1^2/b^2).$$

Изображение маленького объекта (когда $b < d$) дрожит как сферическая волна, и дисперсия его дрожания пропорциональна $d^{-1/3}$, поэтому, уменьшая размер приемника, можно повышать чувствительность датчика к малым изменениям, однако как только размер приемника становится меньше размера источника ($d < b$), дрожание его изображения будет зависеть только от размера источника как $b^{-1/3}$. Поэтому с большим объектом уже невозможно получить высокую точность измерения фазы.

Следует также иметь в виду, что через рассеивающую аэрозольную среду можно «видеть» контрастно только достаточно большой объект, поэтому в таких условиях практически невозможно получить высокую точность измерения фазы. В этой связи следует иметь в виду, что эффективность

адаптивной коррекции будет существенно зависеть от наличия в отслеживаемом объекте деталей с высокими пространственными частотами.

Работа измерителя волнового фронта

Известны способы измерения фазы в некогерентном свете, в том числе и с использованием корреляционных датчиков волнового фронта [11, 21]. Предлагаем проводить измерения флуктуаций фазы с использованием корреляционного датчика [22, 24]. Оптическая система датчика строит изображение объекта конечных размеров. Кроме того, эта система обеспечивает селекцию объекта, т.е. позволяет выделить изображение какой-либо его части. Следует заметить, что подобная селекция источника наиболее удобно выполняется в плоскости изображения. В оптическую схему датчика [22, 24] введен микролинзовый растр (матрица микролинз размера d , упакованных с шагом h), в результате чего получаем набор субапертур, которые «видят» практически одно и то же изображение, но под небольшим смещением. Предполагается, что фрагмент изображения, слежение за которым будет обеспечивать измерение фазы, разрешается каждой их субапертур датчика.

Рассмотрим изображение, формируемое двумя соседними субапертурами датчика. Будем исходить из формулы (9), предполагая, что опорный объект находится в одной изопланарной зоне. В качестве исходного распределения на источнике возьмем $I_{06}(X, \mathbf{r}_1) \approx \exp(-r_1^2/b^2)$, тогда

$$I(X_{\text{из}}, \mathbf{p}) = \exp\{i[S(X, 0; 0, \mathbf{p}_1) - S(X, 0; 0, \mathbf{p}_2)]\} \times \iint d^2 r_1 \exp\{-r^2/b^2 - ik\mathbf{r}_1(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)/X\}. \quad (24)$$

После вычисления интеграла в (24) получаем

$$\iint d^2 r_1 \exp\{-r^2/b^2 - ik\mathbf{r}_1(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)/X\} = \pi \theta_b^2 \exp(-k^2 |\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2|^2 b^2 / X^2),$$

где θ_b — угол, под которым «виден» объект. Заметим, что этот угол должен быть меньше, чем $\theta_d = d/X_{\text{из}}$. Для простоты анализа рассмотрим работу измерителя фазы в случае использования точечного источника, расположенного на оси координат, т.е. когда $I_{06}(X, \mathbf{r}_1) = \delta(\mathbf{r}_1)$. Рассмотрим различие в фазовых членах, описывающих распределение интенсивности изображений, формируемых двумя соседними субапертурами. Так, из (24) изображение в первой субапертуре запишется как

$$I_1(\mathbf{p}) = I(X_{\text{из}}, \mathbf{p}) = \frac{1}{X_{\text{из}}^2 X^2} \iint d^4 \rho_{1,2} W(\rho_1) W^*(\rho_2) \exp(-ik\rho(\rho_1 - \rho_2)/X_{\text{из}}) \times \exp(i[S(X, 0; 0, \mathbf{p}_1) - S(X, 0; 0, \mathbf{p}_2)]). \quad (25)$$

Второе изображение, полученное на субапертуре, смещенной на вектор \mathbf{h} , запишется аналогично:

$$I_2(\mathbf{p}) = I(X_{\text{из}}, \mathbf{p} + \mathbf{h}) = \frac{1}{X_{\text{из}}^2 X^2} \times \iint d^4 \rho_{1,2} W(\rho_1) W^*(\rho_2) \exp[-ik(\mathbf{p} + \mathbf{h})(\rho_1 - \rho_2)/X_{\text{из}}] \times \exp(i[S(X, 0; 0, \mathbf{p}_1) - S(X, 0; 0, \mathbf{p}_2)]). \quad (26)$$

Анализ изменения фазы в корреляционном датчике [22, 24] выполняется посредством измерения смещения положения максимума взаимной корреляционной функции изображений от различных субапертур. Появление во втором изображении сдвигающего фазового члена вида $\exp[-ikh(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)/X_{\text{из}}]$ означает, что в таком датчике появляется сигнал, пропорциональный разности фаз на базе h , а следовательно, такой датчик позволяет восстановить фазовые флуктуации в волне.

Следует отметить, что для эффективной работы корреляционного датчика при слежении используют максимально малый по размеру, но контрастный элемент изображения. В атмосфере на протяженных трассах возможно сильное аэрозольное размытие изображения опорного источника, и только достаточно протяженный объект, т.е. объект, имеющий низкие пространственные частоты, будет виден контрастно на фоне других объектов. Это связано с тем, что частотно-контрастная характеристика аэрозольной атмосферы всегда пропускает низкие частоты, имея спад на высоких пространственных частотах [23].

Заключение

В статье представлена схема работы адаптивной оптической системы, не требующей специально созданного или формирования опорного источника. Адаптивная система использует слежение за изображением самосветящегося или подсвеченного посторонними источниками объекта. Возможность использования временных изменений изображения некогерентного объекта для формирования когерентного излучения обусловлена тем, что необходимым и достаточным условием максимизации интенсивности излучения когерентного пучка на объекте при управлении фазой излучения является максимизация интенсивности принимаемого излучения. Таким образом, *задача о максимизации интенсивности излучения пучка на объекте, который может быть недоступен, сводится к задаче максимизации интенсивности собственного излучения объекта в доступной точке*. В работах [6, 13] были сделаны обобщения этих выводов на формирование частично когерентного пучка и размерный объект.

Показана возможность применения корреляционного датчика Шэка–Гартмана [11, 22, 24] для работы в адаптивных системах, использующих изображение объекта (или его фрагмента) в качестве опорного источника.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ № 11-02-90401-Укр_ф_а, Министерства образования и науки Российской Федерации (соглашения № 8877 и 8703).

1. *Лукин В.П.* Коррекция случайных угловых смещений оптических пучков // Квант. электрон. 1980. Т. 7, № 6. С. 1270–1279.
2. *Лукин В.П.* Сравнительные характеристики некоторых алгоритмов коррекции // Квант. электрон. 1981. Т. 8, № 10. С. 2145–2153.
3. *Зуев В.Е., Коляев П.А., Лукин В.П.* Минимизация атмосферных искажений оптических волн методами адаптивной оптики // Изв. вузов. Физика. 1985. № 11. С. 6–29.
4. *Лукин В.П., Матюхин В.Ф.* Адаптивная коррекция изображения // Квант. электрон. 1983. Т. 10, № 12. С. 2465–2473.
5. *Лукин В.П.* Некоторые особенности формирования опорных источников // Оптика атмосфер. и океана. 2006. Т. 19, № 12. С. 1021–1028.
6. *Лукин В.П., Черноцкий М.И.* Принцип взаимности и адаптивное управление параметрами оптического излучения // Квант. электрон. 1982. Т. 9, № 5. С. 952–958.
7. *Лукин В.П., Черноцкий М.И.* Оптимальная фазовая коррекция сфокусированных пучков в случайно-неоднородной среде // Оптика атмосфер. 1990. Т. 3, № 12. С. 1294–1299.
8. *Лукин В.П.* Атмосферная адаптивная оптика. Новосибирск: Наука, 1986. 285 с.
9. *Лукин В.П.* Влияние когерентности на параметры лазерной опорной звезды // Оптика атмосфер. и океана. 2003. Т. 16, № 9. С. 804–810.
10. *Bolbasova L.A., Lukin V.P.* Modal phase correction for large-aperture ground-based telescope with multi-guide stars // Proc. SPIE. 2009. V. 7476. P. 74760M01–74760M08.
11. *Michau V., Rousset G., Fontanella J.C.* Wavefront sensing from extended sources // Proc. of Workshop on Real-Time and Post-Facto Solar Image Correction. NSO. Sacramento Peak. USA. 1992. P. 91–102.
12. *Лукин В.П., Черноцкий М.И.* О распространении обращенных волн в случайно-неоднородной среде // Изв. вузов. Физика. 1985. № 11. С. 51–63.
13. *Лукин В.П., Черноцкий М.И.* Использование взаимности флуктуаций для адаптивного управления параметрами оптической волны // VI Всесоюз. симпоз. по распространению лазерного излучения в атмосфере. Томск, 1981. Часть III. С. 83–87.
14. *Lukin V.P., Zuev V.E.* Construction of a Closed Model of the Adaptive Optical System Based on a Reference Wave // III Int. conf. «Advanced Laser Sciences». Atlantic-City. USA. 1987.
15. *Lukin V.P.* Applications of reflected waves for reference source forming // Proc. SPIE. 2004. V. 5743. P. 50–62.
16. *Лукин В.П.* Возможности нацеливания оптических пучков через турбулентную атмосферу // Оптика атмосфер. и океана. 2005. Т. 18, № 1–2. С. 75–85.
17. *Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С.* Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 277 с.
18. *Lukin V.P.* Adaptive system for laser beam forming in atmosphere with the use of incoherent images as a reference sources // Summaries of 15th Int. conf. «Laser Optics-2012». St.-Peterburg. Russia. 2012. P. 85.
19. *Shapiro J.H.* Reciprocity of the turbulent atmosphere // J. Opt. Soc. Amer. 1971. V. 61, N 2. P. 492–495.
20. *Носов В.В.* Рефракция оптических волн в атмосферно-оптических системах: Автореф. дис. ... докт. физ.-мат. наук. Томск, 2009.
21. *Лукин В.П., Черноцкий М.И.* Об использовании метода Гартмана для определения характеристик волнового фронта излучения // Оптика и спектроскопия. 1989. Т. 66, вып. 5. С. 1131–1133.
22. *Lukin V.P., Botygina N.N., Emaleev O.N., Konyayev P.A.* Wavefront sensors for adaptive optical systems // Meas. Sci. Rev. 2010. V. 10, N 3. P. 101–106.
23. *Зуев В.Е., Белов В.В., Веретенников В.В.* Теория систем в оптике дисперсных сред. Томск. Изд-во СО РАН, 1997. 402 с.
24. *Ботыгина Н.Н., Емалеев О.Н., Антошкин Л.В., Коляев П.А., Котылов Е.А., Лукин В.П.* Развитие элементов адаптивной оптики для солнечного телескопа // Оптика атмосфер. и океана. 2011. Т. 24, № 12. С. 1099–1104.

V.P. Lukin. Adaptive system for forming laser beams in atmosphere with the use of incoherent images as reference sources.

The adaptive focusing of the coherent radiation beam in the turbulent atmosphere is considered. The calculation is executed of the distribution of average intensity of the field of the coherent laser beam, focused in turbulent ambience when using the adaptive phase correction with the incoherent source image as a reference source. Possibility of using the measurement data of image jitter is shown under adaptive focusing of the coherent radiation beam. The phase measurements can be implemented in such a scheme by means of a Hartmann wave-front sensor.