

АДАПТИВНАЯ И ИНТЕГРАЛЬНАЯ ОПТИКА

УДК 621.035

Анализ эффективности моностатической и бистатической схем формирования лазерной опорной звезды

В.В. Клеймёнов, Е.В. Новикова✉*

*Военно-космическая академия имени А.Ф. Можайского
197198, г. Санкт-Петербург, ул. Ждановская, 13*

Поступила в редакцию 22.12.2022 г.;
после доработки 30.01.2023 г.;
принята к печати 15.02.2023 г.

Анализ эффективности моностатической и бистатической схем формирования лазерной опорной звезды (ЛОЗ) проведен на основе корреляционной теории гауссовых случайных процессов. В фокальной плоскости наземного оптического телескопа было рассчитано положение естественной звезды относительно измеренного мгновенного положения ЛОЗ на основе линейной регрессии Пирсона. Получено выражение для коэффициента корреляции случайных угловых смещений изображений естественной звезды и ЛОЗ, на основе которого определяется нормированное значение дисперсии нескомпенсированных (остаточных) угловых ошибок. Приводятся результаты расчетов для моностатической и бистатической схем формирования наземной ЛОЗ, позволяющие оценить и сравнить их эффективность.

Ключевые слова: адаптивная оптика, атмосферная турбулентность, лазерная опорная звезда, моностатическая и бистатическая схемы, дрожание изображения, коэффициент угловой корреляции; adaptive optics, atmospheric turbulence, laser guide star, monostatic and bistatic schemes, image jitter, angle correlation coefficient.

Введение

При наблюдении астрономических объектов случайно-неоднородные флуктуации показателя преломления атмосферы приводят к значительному снижению разрешающей способности и проникающей силы наземных оптических телескопов [1–4]. В связи с этим для компенсации искажений, вносимых атмосферой, неотъемлемым элементом астрономических телескопов является адаптивная оптическая система (АОС). При достаточной яркости наблюдаемого объекта алгоритмы адаптации хорошо отработаны. За время короткой экспозиции корректируется сначала наклон изображения, а затем устраняются аберрации более высокого порядка с помощью деформируемого зеркала, управляемого АОС. Такой алгоритм коррекции обусловлен тем, что наибольший вклад в фазовые искажения принимаемого излучения вносят наклоны волнового фронта. В случае наблюдения звезды слабой яркости принимаемое от нее излучение может быть недостаточным для обеспечения эффективной работы АОС на фоне внутренних и внешних (атмосферных) шумов.

В последние годы в зарубежных крупноапертурных оптико-электронных телескопах широкое применение нашли лазерные опорные звезды (ЛОЗ),

формируемые в поле зрения АОС с помощью источника лазерного излучения. В настоящее время опубликовано большое количество теоретических и экспериментальных работ, посвященных ЛОЗ и их применению в астрономических телескопах [1–9]. Среди них выделим работы [1–4], в которых приводится обширная библиография по данной тематике. Для формирования ЛОЗ и приема рассеянного от нее излучения применяют моностатическую и различные гибридные бистатические схемы. Способы ее формирования и обработки принимаемого от нее излучения определяют технический облик АОС. Общей для этих схем является проблема компенсации дрожания наклона волнового фронта естественной звезды при приеме излучения от ЛОЗ. В [10, 11] оценивается эффективность работы моностатической и бистатической схем на основе расчета предельной (минимально достижимой) величины остаточной ошибки в процессе численного моделирования дисперсии дрожания оптических пучков в зависимости от структурной функции вариации показателя преломления атмосферы.

Цель настоящей работы — определение остаточной ошибки компенсации дрожания наклона волнового фронта естественной звезды на основе вычисления коэффициента корреляции случайных угловых смещений изображений естественной звезды и ЛОЗ в фокальной плоскости телескопа.

* Виктор Владимирович Клейменов (vka@mil.ru); Елена Владимировна Новикова (vka@mil.ru).

Моностатическая схема формирования ЛОЗ

В моностатической схеме оптические оси зондирующего лазера с пучком диаметром d и наземного телескопа диаметром D (с фокусным расстоянием F) направлены на естественную звезду (на расчетное положение при ее недостаточной яркости). Полагаем, что распространяющийся на вертикальной трассе фокусируемый гауссов лазерный пучок, во-первых, достаточно широкий (параметр Френеля пучка $\Omega = (kd^2/z_s) \gg 1$, где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, λ — длина волны, z_s — расстояние до ЛОЗ ($z_s = F$)), а во-вторых, турбулентное уширение лазерного пучка не превалирует над фокусировкой ($\Omega^{-2}(0,5D_s(d)^{6/5}) \ll 1$, где $D_s(d)$ — структурная функция флуктуации фазы). В результате фокусировки размеры ЛОЗ таковы, что она может рассматриваться как точечный источник сферической волны, приходящей на апертуру телескопа.

В фокальной плоскости телескопа из-за влияний атмосферных возмущений дрожание изображения естественной звезды, характеризуемое случайным смещением его энергетического центра тяжести (интенсивности), относительно невозмущенного положения определяется вектором $\mathbf{p}_{pl}$ или случайным углом $\varphi_{pl} = \|\mathbf{p}_{pl}\|/F$, отсчитываемым от оптической оси телескопа. Дисперсия дрожания изображения естественной звезды в фокальной плоскости телескопа [2, 11]:

$$\sigma_{pl}^2 = \langle \varphi_{pl}^2 \rangle = 2^{7/6} \pi^2 0,033 \Gamma\left(\frac{1}{6}\right) D^{-1/3} \int_0^\infty C_n^2(\xi) d\xi, \quad (1)$$

где $\Gamma(*)$ — гамма-функция; $C_n^2(\xi)$ — структурная функция вариации показателя преломления атмосферы в точке на вертикальной трассе, отсчитываемой от апертуры телескопа.

Измеряемый случайный вектор мгновенного положения энергетического центра тяжести изображения ЛОЗ можно представить в виде

$$\mathbf{p}_m = \mathbf{p}_d + \mathbf{p}_D, \quad (2)$$

где $\mathbf{p}_d$ — вектор случайного положения энергетического центра тяжести фокусируемого лазерного пучка, обусловленного его дрожанием при распространении снизу вверх; $\mathbf{p}_D$ — вектор случайного положения точечного источника сферической волны в фокальной плоскости телескопа при распространении ее сверху вниз.

В этом случае дисперсия дрожания случайного углового смещения изображения ЛОЗ в фокальной плоскости телескопа в диффузном приближении рассеянного от нее излучения определяется выражением [2, 10, 11]:

$$\begin{aligned} \sigma_m^2 &= \langle \varphi_m^2 \rangle = \langle \varphi_d^2 \rangle + \langle \varphi_D^2 \rangle + 2\langle \varphi_d \varphi_D \rangle = \\ &= 2^{7/6} \pi^2 0,033 \Gamma\left(\frac{1}{6}\right) \left[d^{-1/3} + D^{-1/3} - 2^{7/6} (D^2 + d^2)^{-1/6} \right] \times \\ &\quad \times \int_0^{z_s} d\xi [1 - (\xi/z_s)]^{5/3} C_n^2(\xi), \end{aligned} \quad (3)$$

где первое слагаемое $\langle \varphi_d^2 \rangle = \sigma_d^2$ — дисперсия дрожания угла наклона $\varphi_d = |\mathbf{p}_d|/z_s$ лазерного пучка, распространяющегося снизу вверх, второе слагаемое $\langle \varphi_D^2 \rangle = \sigma_D^2$ — дисперсия случайного углового смещения $\varphi_D = \|\mathbf{p}_D\|/F$ изображения ЛОЗ как неподвижного источника при распространении излучения сверху вниз, третье слагаемое (корреляционная составляющая $\langle \varphi_d \varphi_D \rangle$) описывает корреляцию между фазовыми флуктуациями излучаемого пучка и принимаемой волны от ЛОЗ.

В общем случае вычисление оценки случайной величины φ_{pl} в зависимости от случайной величины φ_m требует знания их совместной плотности вероятности и во многих практических случаях оказывается весьма сложным, поэтому часто ограничиваются отысканием оценок в виде линейной функции φ_{pl} от φ_m (линейной регрессии Пирсона), которая в нашем случае имеет вид

$$\hat{\varphi}_{pl} = a + \varphi_m b,$$

где коэффициенты a и b находят, минимизируя средний квадрат ошибки (СКО)

$$e^2 = \langle (\hat{\varphi}_{pl} - \varphi_{pl})^2 \rangle = \langle [\hat{\varphi}_{pl} - (a + \varphi_m b)]^2 \rangle \quad (4)$$

и затем дифференцируя это выражение по a и b .

Опуская промежуточные выкладки, имеем [12]:

$$\hat{\varphi}_{pl} = \langle \varphi_{pl} \rangle + (\mu_{pl,m} / \sigma_m^2) (\varphi_m - \langle \varphi_m \rangle), \quad (5)$$

где

$$\mu_{pl,m} = \langle (\varphi_{pl} - \langle \varphi_{pl} \rangle) (\varphi_m - \langle \varphi_m \rangle) \rangle \quad (6)$$

— корреляционный момент.

При этом минимальное значение остаточной ошибки

$$\langle e_{\min}^2 \rangle = (1 - r_{pl,m}) \sigma_{pl}^2, \quad (7)$$

где

$$r_{pl,m} = \mu_{pl,m} / \sigma_{pl} \sigma_m \quad (8)$$

— нормированный корреляционный момент, или коэффициент корреляции случайных величин φ_{pl} и φ_m ; σ_m , σ_{pl} — СКО случайного углового смещения изображения ЛОЗ и естественной звезды относительно оптической оси телескопа. Естественно, что в этом случае ошибка может оказаться больше, чем при линейной оценке.

Будем полагать, что случайные величины φ_{pl} , φ_m , φ_d , φ_D являются гауссовыми с дисперсиями σ_{pl}^2 , σ_m^2 , σ_d^2 и σ_D^2 и нулевыми математическими ожиданиями $\langle \varphi_{pl} \rangle$, $\langle \varphi_m \rangle$, $\langle \varphi_d \rangle$ и $\langle \varphi_D \rangle$ соответственно. Известно [12, 13], что для гауссовых случайных величин нелинейная и линейная оценки одной из них через другую по критерию минимума среднего квадрата ошибки (4) совпадают, и для них наилучшей оценкой является линейная, которая с учетом (5) и для нулевых математических ожиданий равна

$$\hat{\varphi}_{pl} = r_{pl,m} \left(\frac{\sigma_{pl}}{\sigma_m} \right) \varphi_m.$$

В свою очередь, выражение (8) для коэффициента корреляции случайных величин ϕ_{pl} и ϕ_m примет вид

$$r_{pl,m} = \frac{\langle \phi_{pl} \phi_m \rangle}{\sigma_{pl} \sigma_m}. \quad (9)$$

Учитывая (2), имеем

$$\langle \phi_{pl} \phi_m \rangle = \langle \phi_{pl} \phi_d \rangle + \langle \phi_{pl} \phi_D \rangle, \quad (10a)$$

или

$$\langle \phi_{pl} \phi_m \rangle = \langle \phi_{pl} \phi_d \rangle + \langle \phi_{pl} \phi_D \rangle. \quad (10b)$$

Тогда с учетом (9) можно записать

$$r_{pl,m} \sigma_{pl} \sigma_m = r_{pl,d} \sigma_{pl} \sigma_d + r_{pl,D} \sigma_{pl} \sigma_D,$$

где $r_{pl,d}$ и $r_{pl,D}$ — коэффициенты корреляции случайных смещений энергетических центров тяжести плоской волны (от естественной звезды) и, следовательно, лазерного пучка и сферической волны от ЛОЗ. Тогда

$$r_{pl,m} = \frac{r_{pl,d} \sigma_d + r_{pl,D} \sigma_D}{\sigma_m}. \quad (11)$$

Для нахождения $r_{pl,m}$ выражения для σ_{pl}^2 , σ_m^2 , σ_d^2 и σ_D^2 с учетом (1) и (3) перепишем в следующем виде [3, 14]:

$$\sigma_{pl}^2 = 0,364 D^{-1/3} (r_0^{pl})^{-5/3} \lambda^2, \quad (12)$$

$$\sigma_m^2 = 0,364 (r_0^s)^{-5/3} \lambda^2 \times \left[d^{-1/3} + D^{-1/3} - 2^{7/6} (D^2 + d^2)^{-1/6} \right], \quad (13)$$

$$\sigma_d^2 = 0,364 d^{-1/3} (r_0^s)^{-5/3} \lambda^2, \quad (14)$$

$$\sigma_D^2 = 0,364 D^{-1/3} (r_0^s)^{-5/3} \lambda^2, \quad (15)$$

где радиусы пространственной когерентности атмосферы (радиусы Фрида) r_0^s и r_0^{pl} для сферической и плоской волн соответственно [3, 15] могут быть найдены из формул

$$(r_0^s)^{-3/5} = 0,423 k^2 \int_0^x C_n^2(\xi) \left(1 - \frac{\xi}{x}\right)^{5/3} d\xi,$$

$$(r_0^{pl})^{-3/5} = 0,423 k^2 \int_0^\infty C_n^2(\xi) d\xi,$$

где x — эффективная длина атмосферной трассы.

Определим $r_{s,d}$ — коэффициент угловой корреляции дрожания центра тяжести изображения ЛОЗ (рассматривая ее по-прежнему как опорный точечный источник излучения сферической волны) и случайных смещений энергетического центра тяжести лазерного пучка, т.е. случайных величин ϕ_s и ϕ_d .

Обозначим $n = D/d$. Тогда из (14) и (15) следует, что

$$\left(\frac{\sigma_D^2}{\sigma_d^2} \right) = \left(\frac{d}{D} \right)^{1/3} = \left(\frac{1}{n} \right)^{1/3},$$

или

$$\sigma_d^2 = \sigma_D^2 n^{1/3}. \quad (16)$$

В результате выражение (13) примет вид

$$\sigma_m^2 = 0,364 D^{-1/3} (r_0^s)^{-5/3} \lambda^2 \times \left[1 + n^{1/3} - \frac{2^{7/6}}{(1 + (1/n^2))^{1/6}} \right]. \quad (17)$$

С учетом (3) и имея в виду $\sigma_D = \sigma_s$, можно записать для третьего слагаемого (17) следующее равенство (с учетом сокращаемого множителя $[0,364 (r_0^s)^{-5/3} \lambda^2]$):

$$2r_{s,d} \sigma_d \sigma_D = - \frac{2^{7/6}}{(1 + (1/n^2))^{1/6}} \sigma_D^2,$$

откуда

$$r_{s,d} = - \frac{2^{1/6}}{(1 + (1/n^2))^{1/6}} \frac{\sigma_D}{\sigma_d}, \quad (18)$$

Для однородной трассы ($C_n^2(\xi) = \text{const}$) радиус пространственной когерентности сферической волны [2, 12, 16]:

$$r_0^s \approx (3/8)^{-3/5} r_0^{pl}. \quad (19)$$

Тогда

$$(\sigma_s^2 / \sigma_{pl}^2) = (r_0^s / r_0^{pl})^{-5/3} \text{ и } (\sigma_s^2 / \sigma_{pl}^2) = 0,375,$$

$$\text{или } (\sigma_s / \sigma_{pl}) = 0,614.$$

Для неоднородной трассы при оценивании коэффициента корреляции между плоской волной от естественной звезды и сферической волной от ЛОЗ $r_{pl,D}$ ($r_{pl,s}$) необходимо учитывать следующее. При распространении излучения от двух внеатмосферных неподвижных источников, разнесенных в пространстве на некоторый угол θ , коэффициент угловой корреляции [2] $r_\theta = \theta h_\xi / D$, где h_ξ — эффективная толщина атмосферы. Учитывая, что h_ξ определяет величину угла изопланатизма атмосферы $\theta_{is} = 0,314 r_0 / h_\xi$, можно записать $r_\theta = 0,314 r_0 \theta / D \theta_{is}$.

График зависимости коэффициента угловой корреляции r_θ от параметра $\theta h_\xi / D$ приведен в [2] и свидетельствует, в частности, что в пределах угла θ , не превышающего угла изопланатизма ($\theta < \theta_{is}$), $r_\theta \approx 1$. (Влияние углового анизопланатизма на коэффициент Штреля может быть учтено в соответствии с результатами работы [17].) Поэтому и коэффициент корреляции случайных смещений энергетических центров тяжести плоской волны от естественной звезды и сферической волны от ЛОЗ (при их нахождении в пределах угла изопланатизма) $r_{pl,s}$ можно считать близким к 1. Подтверждением данного вывода могут служить выполненные расчеты r_0^s и r_0^{pl} по моделям атмосферы HV-5/7, HV-Mod (обсерватория AMOS), HV-Bond (обсерватория на горе Мауна-Кеа) и модели Гринвуда для натриевой ЛОЗ. Они показали незначительные различия данных параметров ($r_0^s \approx r_0^{pl}$) и практически (с погрешностью до 5%) совпали с расчетами, полученными в [2]. Вследствие этого можно считать, что $\sigma_{pl} \approx \sigma_s$.

Строго говоря, для конкретного географического места расположения оптического телескопа требуются экспериментальные измерения для уточнения значений r_0^s и r_0^{pl} , σ_{pl} и σ_s и, следовательно, коэффициента $r_{pl,s}$.

В дальнейшем полагая, что для неоднородной трассы $\sigma_{pl} \approx \sigma_s$ и лазерный пучок при формировании ЛОЗ не выходит за пределы угла изопланатизма, будем считать, что $r_{pl,s} \approx 1$. При уточнении значения коэффициента $r_{pl,s}$ оценку эффективности схем формирования ЛОЗ можно будет уточнить по приводимому ниже алгоритму.

Таким образом, коэффициент корреляции дрожания центра тяжести изображения плоской волны и случайных смещений энергетического центра тяжести лазерного пучка (φ_{pl} и φ_d) равен $r_{pl,d} \approx r_{s,d}$, т.е. определяется выражением (18), в соответствии с которым

$$r_{pl,s}\sigma_D + r_{s,d}\sigma_d = \left(1 - \frac{2^{1/6}}{(1 + (1/n^2))^{1/6}}\right)\sigma_D. \quad (20)$$

Таким образом, с учетом (11) и (20) для неоднородной атмосферной трассы коэффициент корреляции случайных величин φ_{pl} и φ_m

$$\begin{aligned} r_{pl,m} &= \frac{r_{pl,d}\sigma_d + r_{pl,s}\sigma_D}{\sigma_m} = \\ &= \frac{1 - \left[\frac{2}{1 + n^{-2}}\right]^{1/6}}{\left[1 + n^{1/3} - \frac{2^{7/6}}{(1 + n^{-2})^{1/6}}\right]^{1/2}}, \end{aligned} \quad (21)$$

а отношение СКО случайных угловых смещений центров изображений ЛОЗ и естественной звезды в фокальной плоскости телескопа относительно его оптической оси

$$(\sigma_m/\sigma_{pl}) = (\sigma_s/\sigma_{pl}) \left[1 + n^{1/3} - \frac{2^{7/6}}{(1 + n^{-2})^{1/6}}\right]^{1/2}. \quad (22)$$

Рассчитаем с учетом (7) нормированное значение дисперсии некомпенсированных (остаточных) угловых ошибок смещения звезды

$$C_n = \frac{\langle e_{\min}^2 \rangle}{\sigma_{pl}^2} = (1 - r_{pl,m}^2). \quad (23)$$

В табл. 1 представлены результаты расчетов функций σ_m/σ_{pl} (при $\sigma_{pl} \approx \sigma_s$), $r_{pl,m}$ и C_n в зависимости от параметра $n = D/d$ для моностатической схемы формирования ЛОЗ.

В случае $\sigma_s/\sigma_{pl} \neq 1$ значения σ_m/σ_{pl} нетрудно пересчитать по формуле (22).

Анализ результатов показывает следующее.

1. Если $n = 1$, то $\sigma_m = 0$ и ЛОЗ неподвижна в фокальной плоскости телескопа и измерить угловое смещение естественной звезды невозможно.

Таблица 1

Результаты расчетов для моностатической схемы формирования ЛОЗ

n	σ_m/σ_{pl}	$r_{pl,m}$	C_n
1,2	0,082	-0,342	0,883
1,5	0,182	-0,306	0,906
1,75	0,252	-0,282	0,921
2	0,311	-0,262	0,931
3	0,486	-0,212	0,955
4	0,604	-0,184	0,966
6	0,763	-0,154	0,976
8	0,872	-0,137	0,981
11	0,991	-0,122	0,985

2. При $n \leq 1,5$ коэффициент угловой корреляции дрожания центров тяжести изображений естественной и лазерной опорных звезд $r_{pl,m} \geq 0,3$, т.е. между ними наблюдается умеренная корреляционная связь.

3. При $n = 1,2$ нормированное значение дисперсии некомпенсированных (остаточных) угловых ошибок смещения $C_n = 0,88$, однако измеряемый сигнал дрожания ЛОЗ в плоскости изображения телескопа σ_m составляет только 0,08 от величины сигнала дрожания реальной звезды σ_{pl} , и его амплитуды может не хватить для обеспечения фазовой коррекции искажения сигнала от естественной звезды.

4. При увеличении n с 1,2 до 1,5 сигнал дрожания ЛОЗ σ_m возрастает более чем в два раза, т.е. его величина становится достаточной для реализации алгоритма коррекции. При этом коэффициент корреляции $r_{pl,m}$ и остаточная фазовая ошибка уменьшаются незначительно.

Бистатистическая схема формирования ЛОЗ

Различные гибридные бистатистические схемы формирования ЛОЗ достаточно широко освещены в научно-технической литературе [1–10]. Ниже рассматривается бистатистическая схема, в которой основной телескоп нацелен в зенит. На его оптической оси наблюдаются одновременно слабая естественная и лазерная опорная звезды. При этом ЛОЗ формируется с помощью зондирующего лазера, вынесенного относительно основного телескопа на достаточно большое расстояние [10, 11], так что лазерный пучок проходит через область пространственной когерентности атмосферы, отличную от области, через которую проходят оптические пучки от естественной звезды и ЛОЗ.

Вследствие этого можно считать, что в данной бистатистической схеме отсутствует корреляция случайных угловых смещений лазерного пучка и изображений естественной звезды и ЛОЗ в фокальной плоскости телескопа, т.е. $\langle \varphi_d \varphi_{pl} \rangle \approx \langle \varphi_d \varphi_D \rangle \approx 0$.

В этом случае дисперсия дрожания случайного углового смещения изображения ЛОЗ в фокальной плоскости телескопа в диффузном приближении рассеянного от нее излучения с учетом (3) $\sigma_m^2 = \langle \varphi_m^2 \rangle = \langle \varphi_d^2 \rangle + \langle \varphi_D^2 \rangle$.

Тогда, имея в виду (17), можно записать для бистатической схемы формирования ЛОЗ выражение для дисперсии ее дрожания в фокальной плоскости телескопа:

$$\sigma_m^2 = 0,364D^{-1/3}(r_0^s)^{-5/3}\lambda^2[1+n^{1/3}]. \quad (24)$$

Так как $r_{pl,d} = 0$, то коэффициент корреляции случайных величин ϕ_{pl} и ϕ_m с учетом (21)

$$r_{pl,m} = \frac{r_{pl,d}\sigma_d + r_{pl,s}\sigma_D}{\sigma_m} = \frac{r_{pl,s}\sigma_D}{\sigma_m}. \quad (25)$$

В бистатической схеме формирования ЛОЗ коэффициент угловой корреляции дрожания центров тяжести изображений естественной и лазерной опорных звезд $r_{pl,m} > 0$, т.е. между ними наблюдается положительная корреляционная связь. Физически это объясняется тем, что оптические лучи от ЛОЗ и естественной звезды направлены к оптической апертуре телескопа, а их корреляция с лазерным зондирующим пучком, направленным им навстречу, отсутствует.

По-прежнему полагаем, что для неоднородной трассы $r_0^s \approx r_0^{pl}$, т.е. $\sigma_{pl} \approx \sigma_s \approx \sigma_D$, вследствие чего $r_{pl,s} \approx 1$.

Окончательно с учетом (15) и (24) получим

$$r_{pl,m} = (1+n^{1/3})^{-1/2}, \quad (26)$$

$$(\sigma_m/\sigma_{pl}) = (1+n^{1/3})^{1/2}. \quad (27)$$

Тогда нормированная дисперсия некомпенсированных (остаточных) угловых ошибок смещения звезды для бистатической схемы формирования ЛОЗ

$$C_{nb} = \frac{\langle e_{\min}^2 \rangle}{\sigma_{pl}^2} = (1 - r_{pl,m}^2) = \frac{n^{1/3}}{1 + n^{1/3}}. \quad (28)$$

Результаты расчетов $r_{pl,m}$, σ_m/σ_{pl} , C_{nb} представлены в табл. 2.

Таблица 2

Результаты расчетов для бистатической схемы формирования ЛОЗ

n	σ_m/σ_{pl}	$r_{pl,m}$	C_{nb}
0,33	1,301	0,769	0,409
1	1,414	0,707	0,500
2	1,503	0,665	0,558
3	1,563	0,640	0,590
4	1,609	0,622	0,613
6	1,678	0,596	0,645
8	1,732	0,577	0,667
11	1,796	0,557	0,690

Анализ табл. 2 позволяет сделать следующие выводы.

1. Сигнал дрожания ЛОЗ в фокальной плоскости телескопа в наиболее интересных для практики случаях, как правило, в отличие от моностатической схемы, больше сигнала дрожания естественной звезды.

2. При $n = D/d = 1$ $C_{nb} = 0,5$, что почти в два раза меньше, чем в моностатической схеме формирования ЛОЗ.

3. Дальнейшего снижения дисперсии некомпенсированных (остаточных) угловых ошибок смещения звезды для бистатической схемы можно добиться за счет уменьшения $n = (D/d) < 1$, т.е. увеличения диаметра апертуры зондирующего лазера. Физически это понятно, так как при увеличении диаметра d дисперсия оптического пучка уменьшается пропорционально $d^{-1/3}$. Однако при этом необходимо учитывать, что при увеличении диаметра апертуры лазера $d > 2...3r_0$ в пучке начинает сказываться влияние аберраций более высокого порядка, что приведет к расфокусировке, размытию пучка. В результате при формировании ЛОЗ ее размер увеличится, что, в свою очередь, приведет к тому, что плотность энергии в лазерном пятне уменьшится, а сама ЛОЗ превратится из точечного источника сферической волны в протяженный. В итоге точность фазовой коррекции в АОС уменьшится.

Заметим, что результаты расчетов нормированного значения дисперсии некомпенсированных (остаточных) угловых ошибок смещения звезды как для бистатической, так и для моностатической схем формирования ЛОЗ близки к результатам, приведенным в [10].

Заключение

Анализ эффективности моностатической и бистатической схем формирования ЛОЗ в данной работе проведен на основе полученного выражения для нормированной дисперсии некомпенсированных (остаточных) угловых ошибок, записанного через коэффициент корреляции случайных угловых смещений изображений малозаметной естественной звезды и ЛОЗ. Последний получен с использованием выражений для дисперсий дрожания оптических пучков, определяемых через радиус пространственной когерентности атмосферы (радиус Фрида), который можно измерить экспериментально для различных условий распространения оптических пучков. Полученные результаты имеют прикладное значение и могут быть использованы при синтезе наземных оптических телескопов наблюдения за малозаметными астрономическими объектами с учетом особенностей астроклимата в предполагаемых географических местах их размещения.

Список литературы

1. Лукин В.П. Формирование оптических пучков и изображений на основе применения систем адаптивной оптики // Успехи физ. наук. 2014. Т. 184, № 6. С. 599–640.
2. Бальбасова Л.А., Лукин В.П. Адаптивная коррекция атмосферных искажений оптических изображений на основе искусственного опорного источника. М.: Физматлит, 2012. 125 с.

3. *Hardy J.W.* Adaptive Optics for Astronomical Telescopes. Oxford: Oxford University Press, 1998. 437 p.
4. *Tyson R.K.* Principles of Adaptive Optics. New York: CRC Press, 2010. 350 p.
5. *Foy R., Foy F.C.* Laser guide star: Principle, cone effect and tilt measurement // Optics in Astrophysics. Springer, 2006. P. 249–273.
6. *Quirrenbach A.* The effects of atmospheric turbulence on astronomical observations // Adaptive Optics for Vision Science and Astronomy ASP. Conf. Ser. 2005. P. 129–144.
7. *Rigaut F.* On practical aspects of laser guide star // C.R. Phys. 2005. V. 6. P. 1089–1098.
8. *Большасова Л.А., Лукин В.П.* Возможности адаптивной оптической коррекции наклонов волнового фронта при использовании сигналов от традиционной и полихроматической лазерной опорных звезд // Оптика атмосф. и океана. 2022. Т. 35, № 10. С. 1–7.
9. *Клеймёнов В.В., Новикова Е.В.* Экстремально большие наземные оптические телескопы // Изв. вузов. Приборостроение. 2021. № 1. С. 5–19.
10. *Лукин В.П., Фортес Б.В.* Сопоставление предельной эффективности различных схем формирования лазерных опорных звезд // Оптика атмосф. и океана. 1997. Т. 10, № 1. С. 56–65.
11. *Лукин В.П., Фортес Б.В.* Адаптивное формирование пучков и изображений в атмосфере. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999. 314 с.
12. *Коренной А.В., Кулешов С.А.* Основы статистической теории радиотехнических систем. М.: Радиотехника, 2021. 240 с.
13. *Лукин В.П.* Остаточные искажения, обусловленные размером опорного источника // Оптика атмосф. и океана. 2014. Т. 27, № 11. С. 949–956; *Lukin V.P.* Residual distortions caused by the size of a reference source // Atmos. Ocean. Opt. 2015. V. 28, N 2. P. 107–114.
14. *Лукин В.П.* Атмосферная адаптивная оптика. Новосибирск: Наука, 1986. 250 с.
15. *Fried D.L.* Statistics of a geometric representation of wavefront distortion // J. Opt. Soc. Am. 1965. V. 55, N 11. P. 1427–1435.
16. *Современные проблемы атмосферной оптики* / под ред. акад. В.Е. Зуева. Л.: Гидрометеиздат, 1999. Т. 5. 371 с.
17. *Fried D.L.* Anisoplanatism in adaptive optics // J. Opt. Soc. Am. 1982. V. 72, N 1. P. 52–61.

V.V. Kleymionov, E.V. Novikova. Analysis of the efficiency of monostatic and bistatic schemes of the formation of laser guide star.

The efficiency of monostatic and bistatic schemes of the formation of a laser guide star is analyzed on the basis of the correlation theory of Gaussian random processes. In the focal plane of a ground-based optical telescope, the position of a natural star relative to the measured instantaneous position of a laser guide star is calculated based on Pearson's linear regression. An expression is derived for the correlation coefficient of random angular displacements of images of a natural star and a laser guide star. Based on this expression, the normalized dispersion of uncompensated (residual) angular errors is determined. The results of calculations for monostatic and bistatic schemes of the formation of a laser guide star are presented, which make it possible to estimate and compare their efficiency.