

В.П. Лукин

Бистатистические и гибридные схемы формирования лазерных опорных звезд

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 4.04.2001 г.

Рассмотрены несколько схем формирования лазерной опорной звезды для большеапертурных телескопов. Изучаются предельные возможности этих схем с точки зрения коррекции флуктуаций общего наклона волнового фронта.

Введение

Современные адаптивные телескопы в качестве необходимого оборудования имеют дополнительные лазерные системы для формирования лазерной опорной звезды (ЛОЗ). Формирование опорной звезды осуществляется с земли на основе использования обратного рассеяния лазерного излучения от неоднородностей атмосферы. При использовании сигнала ЛОЗ для коррекции фазовых флуктуаций в оптической волне принципиальным является эффективность той или иной схемы для коррекции флуктуаций общего наклона волнового фронта.

Исторически сложилось так, что впервые [1] данными исследованиями занимались специалисты по дистанционному лазерному зондированию, которые изучали смещение изображения рассеивающего объема атмосферы. Кроме того, были выполнены предварительные расчеты [2, 3] эффективности коррекции наклона волнового фронта по измерению смещения изображения опорного источника. В 70-х гг. использовалось название «искусственный опорный источник», а не термин «лазерная опорная звезда». Известно, что вектор, характеризующий мгновенное угловое положение изображения лазерной опорной звезды (ЛОЗ) Φ_M , записывается в виде следующей суммы:

$$\Phi_M = \Phi_{л.п} + \Phi_{в.и}, \quad (1)$$

где $\Phi_{л.п}$ – смещение центра тяжести сфокусированного лазерного пучка; $\Phi_{в.и}$ – смещение изображения вторичного источника.

Известно, что моностатическая схема формирования ЛОЗ практически не пригодна [4] для коррекции общего наклона волнового фронта. Поэтому здесь будем рассматривать только бистатистические схемы, в которых имеет место смещение (разнос) Δ оси основного и вспомогательного телескопов (или дополнительного лазерного осветителя). Обозначим размер апертуры основного телескопа R_0 , а размер апертуры вспомогательного телескопа (или размер апертуры вспомогательного лазерного осветителя) R_a .

Классификация бистатистических схем формирования ЛОЗ

Следует отметить, что возможны бистатистические схемы двух типов. Бистатистическая схема I типа возникает при величине разнеса $\Delta \approx R_0$. В этом случае, как показывают расчеты [5, 6], практически исчезает корреляция для флуктуаций прямой и обратной волн.

Переход к бистатистическим схемам II типа происходит уже для достаточно большого смещения (или разнеса) Δ осей основного и дополнительного телескопов (или осветителя). При этом не только исчезает корреляция между флуктуациями для прямой и обратной волн, но и опорный источник уже перестает рассматриваться как точечный, он становится протяженным [6–10].

В данной статье будет использоваться алгоритм «оптимальной коррекции» [11] для флуктуаций общего наклона волнового фронта. Тогда, как показано в работах [11, 12], относительная эффективность коррекции общего наклона для реальной звезды Φ_3 оказывается равной

$$\beta^2 = \frac{\langle [I_{\Phi_3} - A\Phi_M]^2 \rangle}{\langle (\Phi_3)^2 \rangle} = 1 - \frac{\langle \Phi_3 \Phi_M \rangle^2}{\langle (\Phi_3)^2 \rangle \langle (\Phi_M)^2 \rangle}, \quad (2)$$

где

$$A = \langle \Phi_3 \Phi_M \rangle / \langle (\Phi_M)^2 \rangle. \quad (3)$$

Коэффициент A получается либо путем прямого измерения, либо рассчитывается на основе моделей атмосферной турбулентности [6, 12].

Бистатистические схемы I типа

Пусть используются такие бистатистические схемы, в которых величина разнеса Δ такова, что исчезает корреляция для прямых и обратных волн. Тогда

$$\langle \Phi_M^2 \rangle = \langle \Phi_{л.п}^2 \rangle + \langle \Phi_{в.и}^2 \rangle, \quad (4)$$

$$\langle \Phi_3 \Phi_M \rangle = \langle \Phi_3 \Phi_{л.п} \rangle + \langle \Phi_3 \Phi_{в.и} \rangle. \quad (5)$$

Для таких бистатистических схем один из членов в (5) всегда по определению тождественно равен нулю, а дрожание ЛОЗ совпадает с угловым смещением изображения точечного источника:

$$\Phi_{В.И} = \Phi_{С.В}.$$

Известно [8 – 10], что возможны две принципиально различные бистатистические схемы (рис.1). Если

$$\langle \Phi_3 \Phi_{Л.П} \rangle = 0,$$

то это соответствует схеме *a* (схеме с дополнительным лазерным осветителем, [8]), если же

$$\langle \Phi_3 \Phi_{В.И} \rangle = 0,$$

то это соответствует схеме *б* (схеме с дополнительным телескопом [10]).

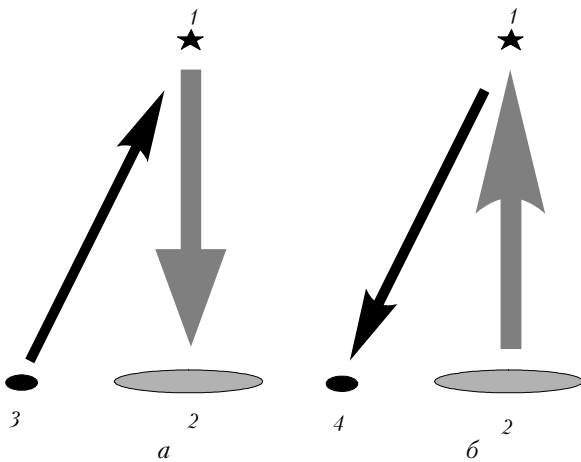


Рис. 1. Бистатистические схемы формирования лазерной опорной звезды: 1 – лазерная опорная звезда; 2 – апертура основного телескопа; 3 – апертура вспомогательного лазерного осветителя; 4 – апертура вспомогательного телескопа

Предполагая, что опорная звезда – это точечный источник, из (2) с учетом (4), (5) получаем [13] для схемы *a*:

$$\beta^2 = 1 - \frac{\langle \Phi_3 \Phi_{С.В} \rangle^2}{\langle (\Phi_3)^2 \rangle [\langle (\Phi_{Л.П})^2 \rangle + \langle (\Phi_{С.В})^2 \rangle]} = 1 - \frac{K^2(X)}{(1 + \langle (\Phi_{Л.П})^2 \rangle / \langle (\Phi_{С.В})^2 \rangle)}, \quad (6)$$

где

$$K(X) = \frac{\langle \Phi_3 \Phi_{С.В} \rangle}{\sqrt{\langle \Phi_3^2 \rangle \langle \Phi_{С.В}^2 \rangle}}. \quad (7)$$

Именно эта функция $K(X)$ является численной характеристикой *неизопланатизма конуса*. Функция $K(X)$ представлена в таблице для модели интенсивности

X , км	K	K^2	$1 - K^2$	$f(b)$
1	0,65	0,42	0,58	
2	0,72	0,52	0,48	
3	0,75	0,56	0,44	
5	0,79	0,62	0,38	
10	0,84	0,71	0,29	0,32 (для $b = 100$)
20	0,88	0,77	0,23	
40	0,89	0,79	0,21	
100	0,90	0,81	0,19	0,27 (для $b = 1000$)

турбулентности $C_n^2(h)$ [14] для различных высот расположения опорной звезды X и для спектра турбулентности с бесконечным внешним масштабом. Отметим, при этом что отношение

$$\langle \Phi_{Л.П}^2 \rangle / \langle \Phi_{С.В}^2 \rangle = (R_a / R_o)^{-1/3}. \quad (8)$$

Функция $f(b)$ будет определена ниже, см. (18).

Суммируя (6), (7), (8), формулируем следующую рекомендацию: *в условиях отдельно взятой обсерватории «самый большой телескоп» формирует бистатистическую опорную звезду для меньших телескопов в обсерватории.*

В этих же условиях для схемы *б* эффективность коррекции общего наклона волнового фронта [13] записывается

$$\beta^2 = 1 - \frac{\langle \Phi_3 \Phi_{Л.П} \rangle^2}{\langle (\Phi_3)^2 \rangle [\langle (\Phi_{Л.П})^2 \rangle + \langle (\Phi_{С.В})^2 \rangle]}. \quad (9)$$

Если сопоставить формулы (6) и (9), легко видеть из результатов [10, 13], что только при формировании лазерной звезды всей апертурой основного телескопа, т.е. когда

$$\Phi_{Л.П}^2 = -\Phi_{С.В}^2, \quad (10)$$

на основе такой схемы получаем достаточно эффективную коррекцию, а именно:

$$\beta^2 = 1 - \frac{K^2(X)}{1 + \langle \Phi_{С.В}^2(R_a) \rangle / \langle \Phi_{С.В}^2(R_o) \rangle}. \quad (11)$$

Здесь $\langle \Phi_{С.В}^2(R_a) \rangle$ обозначает дисперсию дрожания изображения точечного источника (ЛОЗ), измеренную в вспомогательном телескопе, т.е. на апертуре R_a . Сравнение (11) и (6) показывает [13], что одинаковая эффективность в схемах *a* и *б* коррекции общего наклона волнового фронта достигается, только когда $R_a = R_o$, т.е. если вспомогательный телескоп имеет тот же размер, что и основной телескоп.

Можно суммировать в результате основные недостатки схемы *б*:

- требование формирования фокусированного лазерного пучка всей апертурой основного телескопа приводит неизбежно к фосфоресценции всего оптического тракта такого телескопа,

- для эффективной коррекции необходим кроме основного еще один дополнительный большой телескоп.

Эти недостатки слишком критические, поэтому (в условиях бистатистической схемы I типа, т.е. когда разнос основного и вспомогательного телескопов не слишком велик) отдается предпочтение схеме с дополнительным лазерным осветителем (схема *a*).

Бистатистические схемы II типа

Схемы II типа характеризуются тем, что разнос основного телескопа и осветителя (или вспомогательного телескопа) уже велик. Пространственный разнос велик настолько, что опорный источник виден из апертуры основного телескопа уже как не точечный источник [8 – 10]. Протяженность опорного источника связана, в первую очередь, с тем, что оптика,

формирующая ЛОЗ, имеет конечную величину каустики. В то же время, например, для натриевой звезды протяженность ЛОЗ, в первую очередь, определяется толщиной натриевого слоя Земли.

Принято считать, что для рэлеевской опорной звезды «длина ЛОЗ» l_δ определяется длиной каустики системы формирования пучка и составляет 2–5 км, а для натриевой звезды – 10 км. Эта естественная протяженность ЛОЗ приводит к тому, что видимые размеры вторичного источника при наличии смещения оси основного и вспомогательного телескопов на вектор $\Delta = (\Delta_y, \Delta_z)$ составляют соответственно

$$a_\delta^y = l_\delta \sin\theta_y, \dots a_\delta^z = l_\delta \sin\theta_z, \quad (12)$$

где

$$\sin\theta_y = \frac{\Delta_y}{\sqrt{X^2 + \Delta_y^2}}; \quad \sin\theta_z = \frac{\Delta_z}{\sqrt{X^2 + \Delta_z^2}}; \quad (13)$$

X – высота формирования ЛОЗ; l_δ – продольная «длина» ЛОЗ.

Если

$$X \gg \Delta_y, \quad X \gg \Delta_z,$$

тогда

$$\sin\theta_y = \Delta_y/X, \quad \sin\theta_z = \Delta_z/X$$

и

$$a_\delta^y = l_\delta \Delta_y/X, \dots a_\delta^z = l_\delta \Delta_z/X.$$

В любом случае угол поля зрения измерительной системы (для измерения Φ_M) должен быть больше угловых размеров видимых размеров этого вторичного источника ($a_\delta^y/X = l_\delta \Delta_y/X^2, \dots a_\delta^z/X = l_\delta \Delta_z/X^2$).

Итак, предположим, что величина разнота $\Delta = (\Delta_y, \Delta_z)$ достаточно большая, тогда опорная звезда в схеме *a* [8] видна уже как протяженный отрезок прямой линии (при использовании одного вспомогательного лазерного осветителя) или как две ортогонально пересекающиеся линии (при использовании двух осветителей).

Можно рекомендовать, как наиболее эффективную, следующую дифференциальную схему обработки сигнала [15, 16]. Датчик волнового фронта размещается в основном телескопе и измеряет случайное угловое положение изображения ЛОЗ. Если интегрирование сигнала (или двух сигналов) производится в пределах всего поля зрения, то

$$\begin{cases} \varphi_1^y = \varphi_{л.п}^y + \varphi_{в.и}^y, \\ \varphi_1^z = \varphi_{л.п}^z + \varphi_{в.и}^z, \end{cases} \quad (14)$$

а при интегрировании только в пределах центральной части изображения ЛОЗ соответственно

$$\begin{cases} \varphi_2^y = \varphi_{л.п}^y + \varphi_{с.в}^y, \\ \varphi_2^z = \varphi_{л.п}^z + \varphi_{с.в}^z. \end{cases} \quad (15)$$

Вычисляя разности сигналов $\varphi_1^{y,z}$ и $\varphi_2^{y,z}$, получаем дифференциальный сигнал $\delta = (\delta_y, \delta_z)$, где

$$\begin{cases} \delta_y = \varphi_{в.и}^y - \varphi_{с.в}^y, \\ \delta_z = \varphi_{в.и}^z - \varphi_{с.в}^z. \end{cases} \quad (16)$$

Именно этот разностный сигнал и является корректирующим. В результате для алгоритма оптимальной коррекции получаем следующую эффективность:

$$\begin{aligned} \beta^2 &= 1 - \frac{\langle \Phi_z (\Phi_{в.и} - \Phi_{с.в}) \rangle^2}{\langle \Phi_z^2 \rangle \langle (\Phi_{в.и} - \Phi_{с.в})^2 \rangle} \approx \\ &\approx 1 - \frac{K^2(X)}{1 + \langle (\Phi_{в.и})^2 \rangle / \langle (\Phi_{с.в})^2 \rangle}. \end{aligned} \quad (17)$$

Следует заметить, что использовать для коррекции напрямую сам сигнал (14) не целесообразно, так как для протяженного источника корреляция $\langle \Phi_z \Phi_{в.и} \rangle$ уже неэффективна при коррекции общего наклона волнового фронта.

Здесь $\langle (\Phi_{в.и})^2 \rangle / \langle (\Phi_{с.в})^2 \rangle$ представляет собой отношение дисперсий углового дрожания изображения протяженного объекта длиной $a_\delta (a_\delta^y, a_\delta^z)$ к дрожанию изображения точечного объекта. Обозначим это отношение как функцию [6, 15]:

$$f(a, b, c) = \langle (\Phi_{в.и})^2 \rangle / \langle (\Phi_{с.в})^2 \rangle, \quad (18)$$

в которой используются следующие параметры:

$$a = R_a/R_o; \quad b = a_\delta/R_o; \quad c = \sqrt{2} R_o^{-1} \iota_o^{-1}.$$

Следует отметить, что впервые подобные расчеты дрожания протяженного источника были выполнены в работе [17]. Численный расчет функции $f(a, b, c)$ для модели спектра турбулентности вида

$$\Phi_n(\iota, h) = 0,033 C_n^2(h) \iota^{-11/6} \{1 - \exp(-\iota^2/\iota_o^{-2})\}, \quad (19)$$

где $C_n^2(\xi)$ – профиль интенсивности турбулентности; ι_o^{-1} – внешний масштаб, приведен на рис. 2, 3 в виде шести фрагментов каждый для высот $X = 10$ и 100 км.

Таким образом, используя наши расчеты (см. таблицу и рис. 2, 3), можно получить, исходя из формул (17), (18), относительную эффективность коррекции флуктуаций общего наклона волнового фронта по схеме *a*.

Используя обозначение (18), можно теперь переписать формулу (17) в виде

$$\beta^2 = 1 - \frac{K^2(X)}{1 + f(1, b, c)}, \quad (20)$$

где параметр $a = R_a/R_o = 1$, поскольку корректирующий сигнал (16) полностью не зависит от характеристик лазерного осветителя, а измерения проводятся на апертуре основного телескопа.

Отметим здесь также основные недостатки такой бистатической схемы с дополнительным лазерным осветителем:

– если разнос основного телескопа и осветителя невелик, то необходимо использовать осветитель как можно большего размера,

– если же использовать эффект протяженности ЛОЗ, то разнос осей телескопа и осветителей должен быть порядка 40 км.

Проанализируем теперь альтернативную [10] схему *b*, использующую два дополнительных телескопа.

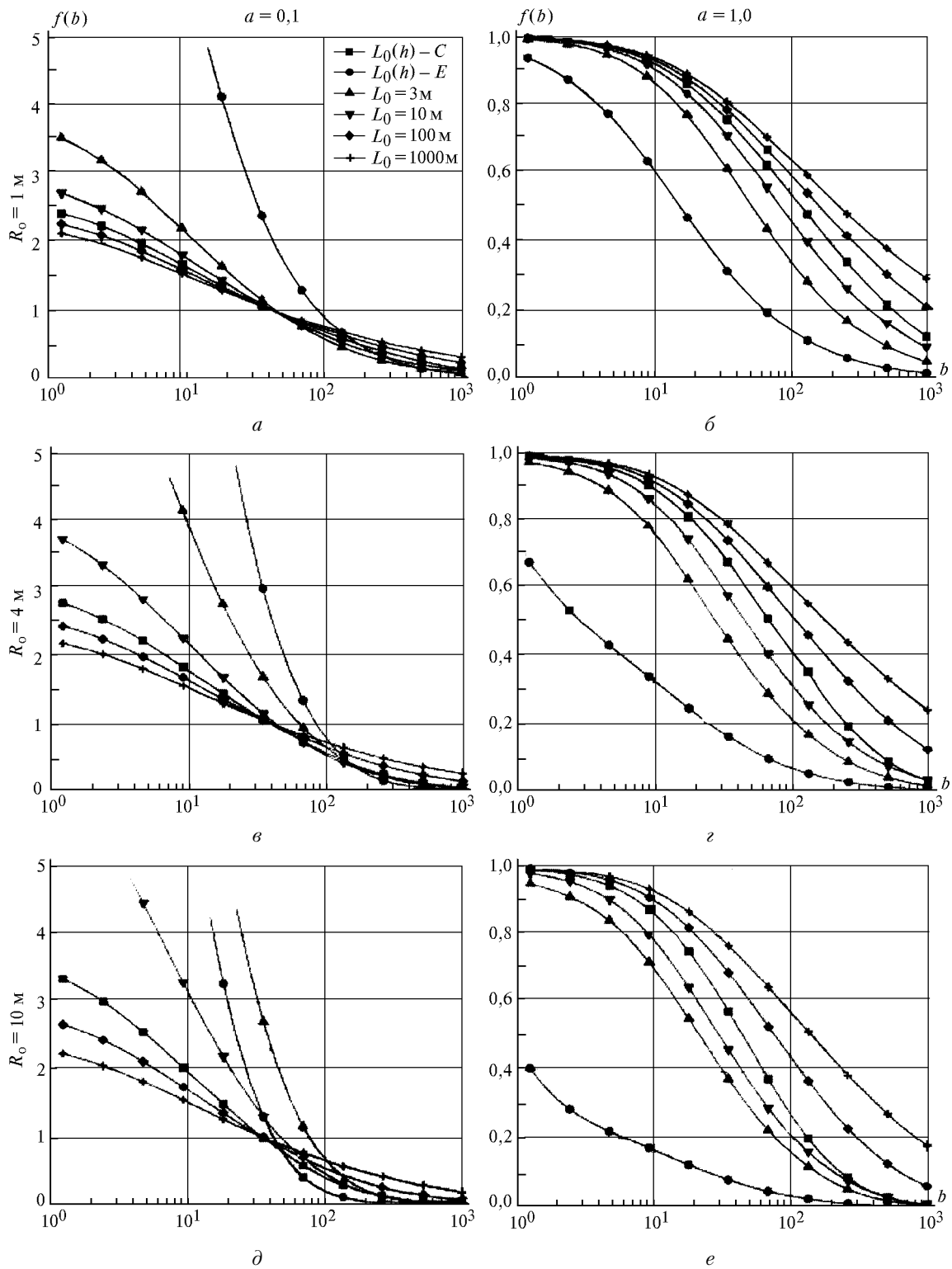


Рис. 2. Дисперсия дрожания изображения протяженного объекта, нормированная на значение дисперсии дрожания точечного источника (сферическая волна) $f(a, b, c) = \langle (\Phi_{в.и})^2 \rangle / \langle (\Phi_{с.в})^2 \rangle$, как функция размера этого протяженного источника (параметр $b = a_0/R_0$), рассчитанная для различных размеров апертуры основного телескопа, различных значений параметров $a = R_a/R_0$ и $c = \sqrt{2} R_0^{-1} \iota_0^{-1}$ и для высоты расположения опорной звезды $X = 10$ км. Обозначения кривых соответствуют различным моделям внешнего масштаба турбулентности; $\iota_0^{-1} = L_0$. Левая и правая колонки соответствуют расчетам для различных значений отношения размера апертуры вспомогательного телескопа к размеру апертуры основного телескопа. Для левой колонки это отношение равно 0,1, а для правой – 1

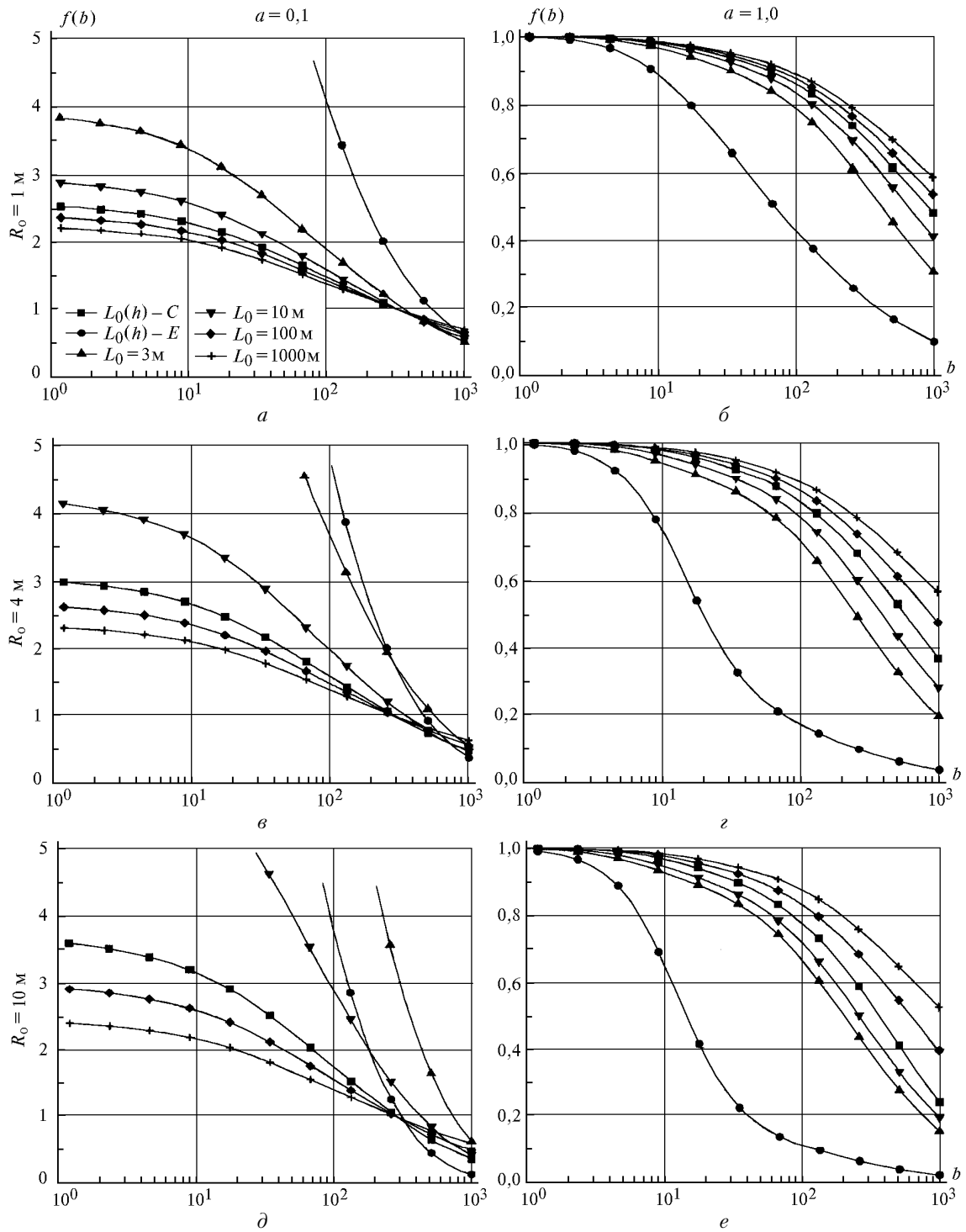


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, для высоты $X = 100$ км

Здесь измерения проводятся в двух дополнительных телескопах. Полезные сигналы, измеренные на апертуре R_a , записываются в виде

$$\begin{cases} \varphi_M^y = \varphi_{л.п}^y + \varphi_{в.л}^y, \\ \varphi_M^z = \varphi_{л.п}^z + \varphi_{в.л}^z. \end{cases} \quad (21)$$

В результате оптимальной коррекции [16, 18]:

$$\beta^2 = 1 - \frac{\langle \varphi_3 \varphi_{л.п} \rangle}{\langle (\varphi_3)^2 \rangle \langle (\varphi_M)^2 \rangle}, \quad (22)$$

где

$$\langle (\varphi_M)^2 \rangle = \langle (\varphi_{л.п})^2 \rangle + \langle (\varphi_{в.л})^2 \rangle;$$

$$\langle (\varphi_{в.л})^2 \rangle = \langle (\varphi_{в.л}^y)^2 \rangle + \langle (\varphi_{в.л}^z)^2 \rangle.$$

Из сравнительного анализа (22) и (17) видно, что *только при засветке всей апертуры R_0 исходного телескопа*, т.е. когда

$$\Phi_{л.п} = -\Phi_{с.в},$$

получаем в схеме *б* достаточно эффективную коррекцию, и тогда

$$\beta^2 = 1 - \frac{K^2(X)}{1 + \langle(\Phi_{в.и})^2\rangle/\langle(\Phi_{с.в})^2\rangle} = 1 - \frac{K^2(X)}{1 + f(a, b, c)}. \quad (23)$$

Сравнение (23) с (17) показывает, что одинаковую эффективность в схеме *б* со схемой *а* можно получить только при условии, что $R_a = R_0$.

Из вышесказанного следует, что:

- большим недостатком последней схемы является требование формирования лазерной звезды всей апертурой основного телескопа, ввиду эффекта фосфоресценции оптических элементов телескопа;

- для эффективной коррекции необходимы три одинаковых (больших) телескопа;

- вынос оси вспомогательного телескопа должен быть больше 40 км (для высоты $X = 100$ км и апертуры телескопа $2R_0 = 8$ м).

Налицо определенные плюсы схемы с двумя дополнительными удаленными лазерными осветителями. Надо признать, что и в схеме *б* сохраняется также ряд недостатков, а именно:

- для эффективной коррекции вынос осветителей должен быть больше 40 км,

- необходимо с высокой точностью (≈ 100 угл. с) согласовывать движение по небу основного телескопа и двух вспомогательных осветителей, излучение которых формирует в основном телескопе изображение лазерной опорной звезды в виде светящегося креста.

Гибридная схема

Следует отметить, что достаточно эффективным средством коррекции общего наклона волнового фронта является применение гибридной схемы, использующей синхронные измерения на двух телескопах (или же на трех телескопах) [18]. При этом формирование ЛОЗ осуществляется узким лазерным пучком. В основном телескопе, для которого ЛОЗ формируется по моностатической схеме, угловое положение изображения опорной звезды

$$\Phi_M = \Phi_{л.п}(0) + \Phi_{с.в}, \quad (24)$$

в вспомогательном телескопе

$$\Phi_6 = \Phi_{л.п}(0) + \Phi_{в.и}. \quad (25)$$

Далее вычисляется разностный сигнал-вектор

$$\Delta = \Phi_M - \Phi_6 = \Phi_{с.в} - \Phi_{в.и}, \quad (26)$$

который далее используется для коррекции флуктуаций общего наклона волнового фронта для естественной звезды Φ_3 .

Предельная относительная эффективность коррекции флуктуаций с помощью сигнала Δ

$$\beta^2 = 1 - \frac{\langle\Phi_3 \Delta\rangle^2}{\langle(\Phi_3)^2\rangle \langle(\Delta)^2\rangle}, \quad (27)$$

где

$$\langle(\Delta)^2\rangle = \langle\Phi_{л.п}^2\rangle + \langle\Phi_{в.и}^2\rangle. \quad (28)$$

В результате

$$\beta^2 = 1 - \frac{K^2(X)}{1 + \langle(\Phi_{в.и})^2\rangle/\langle(\Phi_{с.в})^2\rangle}. \quad (29)$$

Отметим здесь определенные недостатки такой гибридной схемы:

- необходимо два дополнительных (больших!) телескопа;

- нужны два дополнительных датчика волнового фронта;

- для обеспечения малой величины отношения $\langle(\Phi_{в.и})^2\rangle/\langle(\Phi_{с.в})^2\rangle$ необходимо обеспечить достаточный вынос осей основного и вспомогательного телескопов;

- разнос осей должен быть больше 40 км.

Лазерный опорный крест

Возможна другая техническая реализация схемы, создающей достаточно протяженный опорный источник в виде двух пересекающихся отрезков линий [19, 20]. Используются два узких фокусированных лазерных пучка, которые излучаются из точки вблизи, но вне апертуры основного телескопа. Пучки подвергаются угловой модуляции в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Частота такой угловой модуляции много выше характерных частот дрожания фокусированных пучков. За счет достаточно быстрого углового сканирования этих двух пучков в плоскости их фокусировки возникает светящийся объект – ЛОЗ в виде двух пересекающихся линий – лазерный опорный крест.

Достоинство схемы [19] заключается в том, что используется только один основной телескоп, оснащенный датчиком волнового фронта. Реализуется практически моностатический прием: изображение ЛОЗ строится в датчике волнового фронта, который представляет собой две одинаковые ПЗС-матрицы. Оптическая схема датчика волнового фронта построена таким образом, что на каждой из двух ПЗС-матриц датчика формируется изображение только одной из двух пересекающихся линий.

Обработка сигнала по каждой из матриц проводится следующим образом: одновременно фиксируются два сигнала, а именно: сигнал, регистрируемый всей матрицей Φ^y (для матрицы Y или Φ^z для матрицы Z), и сигнал, получаемый по измерениям только в центральной части матрицы $\Phi_{ц}^y$ (или $\Phi_{ц}^z$), а затем вычисляются их разности

$$\Delta^y = \Phi^y - \Phi_{ц}^y, \quad \Delta^z = \Phi^z - \Phi_{ц}^z. \quad (30)$$

Нетрудно показать [19], что данные этих текущих измерений, получаемые после усреднения по

всей матрице по времени за интервал T (или, что то же, по углу модуляции θ), выражаются следующим образом:

$$\begin{aligned}\Phi^y &= \frac{1}{\theta} \int_{-\theta/2}^{\theta/2} \Phi_{л.п}^y(\theta) d\theta + \frac{1}{\theta} \int_{-\theta/2}^{\theta/2} \Phi_{с.в}^y(\theta) d\theta = \\ &= \Phi_{л.п}^y(0, t) + \Phi_{в.п}^y(t), \quad (31) \\ \Phi^z &= \Phi_{л.п}^z(0, t) + \Phi_{в.п}^z(t). \quad (32)\end{aligned}$$

В то же время данные, получаемые в результате измерений только в пределах центральной части ПЗС-матрицы:

$$\begin{cases} \Phi_{ц}^y = \Phi_{л.п}^y(0, t) + \Phi_{с.в}^y(t), \\ \Phi_{ц}^z = \Phi_{л.п}^z(0, t) + \Phi_{в.п}^z(t). \end{cases} \quad (33)$$

В результате измерения разности (33) и (30) получаем следующий разностный сигнал:

$$\Delta = (\Delta^y, \Delta^z) = \Phi_{в.п}(t) - \Phi_{с.в}(t). \quad (34)$$

Нетрудно теперь рассчитать уровень остаточных флуктуаций общего наклона волнового фронта в результате использования сигнала $\Delta = (\Delta^y, \Delta^z)$ для коррекции общего наклона волнового фронта естественной звезды:

$$\langle [\Phi_3(t) + \Delta]^2 \rangle \approx \langle [\Phi_3(t) - \Phi_{с.в}(t)]^2 \rangle + \langle (\Phi_{в.п})^2 \rangle, \quad (35)$$

а величина относительной дисперсии

$$\beta^2 = \frac{\langle [\Phi_3(t) + \Delta]^2 \rangle}{\langle (\Phi_3)^2 \rangle} \approx \frac{\langle [\Phi_3(t) - \Phi_{с.в}(t)]^2 \rangle}{\langle (\Phi_3)^2 \rangle} + f(1, b, c). \quad (36)$$

Первой слагаемое в (36) связано с действием так называемого неизопланатизма конуса, а второе связано с конечностью длины ЛОЗ.

Поскольку угол сканирования лазерного пучка θ достаточно велик, то линейный размер линии может быть существенно больше радиуса корреляции флуктуаций общего наклона волнового фронта, тогда

$$\langle \Phi_{в.п}^2 \rangle / \langle \Phi_{с.в}^2 \rangle = f(1, b, c) \Rightarrow 0 \text{ при } b \rightarrow \infty.$$

Результат подавления флуктуаций общего наклона волнового фронта в данной схеме лучше, чем для любой известной бистатической схемы. Для «оптимального алгоритма» коррекции уровень остаточных флуктуаций

$$\begin{aligned}\beta_{\min}^2 &= \frac{\langle [\Phi_3(t) - A\Delta]^2 \rangle}{\langle (\Phi_3)^2 \rangle} = 1 - \frac{\langle [\Phi_3(t) \Delta]^2 \rangle}{\langle (\Phi_3)^2 \rangle \langle (\Delta)^2 \rangle} = \\ &= 1 - \frac{K^2(X)}{1 + f(1, b, c)}, \quad (37)\end{aligned}$$

т.е. в результате можно получить дополнительное уменьшение флуктуаций общего наклона.

Отметим здесь вполне определенные достоинства предложенной схемы:

– не нужны дополнительные телескопы;

– два лазерных осветителя находятся на общей монтировке телескопа, что снимает проблему совместного нацеливания телескопа и двух осветителей;

– формирование лазерных пучков происходит вне апертуры основного телескопа, поэтому отсутствует какая-либо фосфоресценция оптического тракта;

– нет зависимости полезного сигнала $\Delta = (\Delta^y, \Delta^z)$ коррекции флуктуаций общего наклона волнового фронта от параметров лазерных пучков;

– только изменением управляющего напряжения оптических дефлекторов можно изменять размеры лазерной опорной звезды (угол θ).

Разделение изображения опорного креста по двум каналам на две опорные полосы можно обеспечить, используя, например, ортогональные поляризации исходных лазерных пучков.

Отметим также, что достаточный уровень уменьшения дрожания изображения опорной полосы [15, 19] будет иметь место, если видимый размер $a_6 > 10^3 R_0$. Необходимо обеспечить такое поле зрения ПЗ для датчика волнового фронта, чтобы вся опорная полоса была бы внутри этого поля зрения, т.е.

$$\text{ПЗ} = \frac{2R_0}{f} > \frac{a_6}{X}.$$

Таким образом, длина фокуса f в датчике волнового фронта должна быть (для $X = 100$ км, $R_0 = 4$ м) меньше 200 м.

Суммируя сказанное, следует отметить, что в результате предложен достаточно эффективный метод формирования ЛОЗ, обеспечивающий высокое подавление флуктуаций общего наклона волнового фронта. Данный метод может быть применен при коррекции флуктуаций наклона волнового фронта в реальных телескопах, работающих с использованием ЛОЗ.

Данное исследование выполнено при поддержке РФФИ по гранту № 01-02-17389.

1. Орлов В.М., Самохвалов И.В., Матвиенко Г.Г., Белов М.Л. Элементы теории светорассеяния и оптического зондирования. Новосибирск: Наука, 1982. 225 с.
2. Лукин В.П. Исследование случайных смещений оптических пучков // Тезисы докл. V Всес. симп. по распространению лазерного излучения в атмосфере. Томск, 1979. Часть II. С. 33–36.
3. Лукин В.П. Коррекция случайных угловых смещений оптических пучков // Квант. электрон. 1980. Т. 7. № 6. С. 1270–1279.
4. Fugate R. Laser beacon adaptive optics // Optics and Photonics News. 1993. P. 14–19.
5. Lukin V.P. Laser beacon and full aperture tilt measurements // Adaptive Optics. Techn. Digest Series. 1996. V. 13. P. 35-1–35-5.
6. Lukin V.P. Monostatic and bistatic schemes and an optimal algorithms for tilt correction in ground-based adaptive telescopes // Appl. Opt. 1998. V. 37. № 21. P. 4634–4644.
7. Lukin V.P., Fortes B.V. Efficiency of adaptive correction of images in a telescope using an artificial guide star // OSA Techn. Digest. 1995. V. 23. P. 192–194.

8. *Ragazzoni R., Esposito S., Marchetti E.* Auxiliary telescopes for the absolute tip-tilt determination of a laser guide star // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 1995. V. 276. P. L76–L78.
9. *Ragazzoni R.* Absolute tip-tilt determination with laser beacons // *Astron. and Astrophys.* 1996. V. 305. P. L13–L16.
10. *Belen'kii M.S.* Tilt angular correlation and tilt sensing techniques with a laser guide star // *Proc. SPIE.* 1996. V. 2956. P. 206–217.
11. *Лукин В.П., Фортес Б.В.* Сопоставление предельной эффективности различных схем формирования лазерных опорных звезд // *Оптика атмосф. и океана.* 1997. Т. 10. № 1. С. 56–68.
12. *Lukin V.P.* Limiting resolution of adaptive telescope with the use of artificial star // *Proc. ICO-16. «Active and Adaptive optics».* 1993. P. 521–524.
13. *Лукин В.П.* Различия и подобие двух схем формирования лазерных опорных звезд // *Оптика атмосф. и океана.* 1998. Т. 11. № 11. С. 1253–1257.
14. *Грачева М.А., Гурвич А.С.* Простая модель для расчета турбулентных помех в оптических системах // *Изв. АН СССР. Физика атмосф. и океана.* 1980. Т. 16. № 10. С. 1107–1111.
15. *Lukin V.P.* Some problems of use of laser guide stars // *Proc. SPIE.* 1999. V. 3983. P. 90–100.
16. *Лукин В.П., Фортес Б.В.* Адаптивное формирование пучков и изображений в атмосфере. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999. 214 с.
17. *Калистратова М.А., Кон А.И.* Флуктуации углов прихода световых волн от протяженных источников в турбулентной атмосфере // *Изв. вузов. Радиофиз.* 1966. Т. 9. № 6. С. 1100–1107.
18. *Лукин В.П.* Гибридная схема формирования лазерной опорной звезды // *Оптика атмосф. и океана.* 1997. Т. 10. № 8. С. 975–979.
19. *Lukin V.P.* Model of atmospheric turbulence and reference beacon design // *Proc. SPIE.* 2000. V. 4007. P. 330–340.
20. *Lukin V.P.* Tip-tilt problem and new design of LGS schemes // *Proc. SPIE.* 2000. V. 4338. P. 127–137.

V.P. Lukin. Bistatic and hybrid schemes of formation of laser guide stars.

Several schemes of formation of laser guide stars for large-aperture telescopes are treated. The ultimate capabilities of these schemes are studied in terms of correction of fluctuations of wave front general tilt.