

Б.В. Фортес

ФАЗОВАЯ КОРРЕКЦИЯ ТУРБУЛЕНТНОГО РАЗМЫТИЯ ИЗОБРАЖЕНИЯ В УСЛОВИЯХ СИЛЬНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

Институт оптики атмосферы СО РАН, Томск

Поступила в редакцию 16.02.99 г.

Принята к печати 2.03.99 г.

Рассматривается задача адаптивной оптической коррекции фазы плоской волны, прошедшей слой турбулентной среды. Результаты численного моделирования показали, что требования к размеру элемента и быстродействию адаптивной системы практически не меняются при переходе в область сильных флуктуаций интенсивности. Как и в области слабых флуктуаций, требуемый размер элемента составного корректора соответствует радиусу когерентности Фрида r_0 , а допустимая величина задержки в контуре АОС равна конвективному времени r_0/V , где V – скорость переноса турбулентных неоднородностей. При этом значение отношения Штреля SR не хуже 0,5. Однако становятся неэффективными измерение и коррекция между локальным наклоном и разностью фаз.

1. Введение

Распространение оптических волн в турбулентной атмосфере приводит сначала к искажению фазы волны, а затем к случайной модуляции распределения интенсивности в ее поперечном сечении [1]. При достаточно большой длине трассы флуктуации интенсивности (ФИ) становятся настолько значительными, что возникают точки, в которых интенсивность равна нулю, а фаза имеет винтовую особенность, называемую дислокацией волнового фронта [2]. Возникновение дислокаций оптической волны в турбулентной среде и их влияние на фазовые адаптивные системы обсуждались в теоретической работе [3], а в эксперименте [4] было обнаружено существенное снижение эффективности адаптивной оптической системы (АОС) с гибким зеркалом и гартмановским датчиком волнового фронта при переходе в область сильных флуктуаций интенсивности. Этот вывод согласуется и с результатами численного моделирования [5].

Сегодня вопросы построения адаптивной системы для компенсации турбулентного размытия пучков и изображений обсуждаются достаточно активно. Однако к настоящему моменту не определено, как переход в область сильных ФИ влияет на такие принципиальные характеристики, как требуемый размер элемента корректора и допустимая временная задержка коррекции в АОС. Нет также ясности в вопросах построения датчика волнового фронта и алгоритма реконструкции фазы.

В данной статье эти вопросы рассматриваются применительно к фазовой коррекции плоской волны на выходе из слоя случайно-неоднородной среды с колмогоровским спектром флуктуаций показателя преломления. Эта упрощенная постановка задачи позволяет исследовать рассматриваемую проблему в «чистом виде». В общем случае, при адаптивной коррекции турбулентного уширения пучка на работу АОС влияет совокупность ряда факторов [6].

Далее в работе рассматриваются предельные возможности применения датчиков локальных наклонов в области сильных флуктуаций интенсивности. Используется алгоритм, который способен восстанавливать фазу по значени-

ям ее разностей при наличии винтовых особенностей и минимизировать невязку восстановления, обусловленную ошибками измерения разностей фаз [12, 13]. Исследуется ошибка оценивания разности фаз по локальному наклону. Тем самым определяются принципиальные ограничения на использование датчиков локальных наклонов ВФ, таких как датчик Шэка–Гартмана и сдвиговый интерферометр.

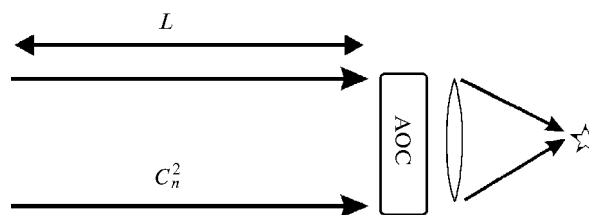


Рис. 1. Схема распространения волны

2. Постановка задачи численного моделирования

Задача распространения оптического излучения в турбулентной среде рассматривается в следующей постановке. Плоская волна распространяется через однородный турбулентный слой длиной L (рис. 1), характеризуемый интенсивностью турбулентных флуктуаций показателя преломления C_n^2 . Длина волны оптического излучения равна λ , а волновое число $k = 2\pi/\lambda$. В конце турбулентного слоя находятся АОС и тонкая собирающая линза. Размер апертуры АОС равен D . Эти величины определяют два масштаба задачи – поперечный масштаб, т.е. радиус когерентности Татарского ρ_0 или радиус Фрида r_0 :

$$r_0 = (0,489 k^2 C_n^2 L)^{-3/5}, \quad \rho_0 = (1,46 k^2 C_n^2 L)^{-3/5},$$

$$r_0/\rho_0 = (1,46/0,489)^{3/5} \approx 1,93, \quad (1)$$

и продольный масштаб – турбулентную длину дифракции $L_d = kr_0^2$. Безразмерными параметрами задачи являются нормированный диаметр апертуры D/r_0 и нормированная длина трассы $q = L/L_d$. Величина q связана с индексом мер-

пания β_0^2 , соответствующим относительной дисперсии флуктуаций интенсивности плоской волны в приближении Рытова (МПВ) [1]:

$$\beta_0^2 = 1,24 C_n^2 k^{7/6} L^{11/6} = \frac{1,24}{1,46} \left(\frac{L}{k r_0^2} \right)^{5/6} = \frac{1,24}{0,489} \left(\frac{L}{k r_0^2} \right)^{5/6} = 2,54 q^{5/6}. \quad (2)$$

Заметим, что турбулентная длина дифракции определяется через радиус когерентности Фрида r_0 , а не через радиус когерентности Татарского ρ_0 . Формулы (1) – (2) дают связь между ними.

Распространение плоской волны описывается параболическим уравнением

$$2ik \frac{\partial U}{\partial z} = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + 2k^2(n-1) \right) U \quad (3)$$

для комплексной амплитуды U , связанной со скалярной напряженностью E соотношением $E(x, y, z) = U(x, y, z) \exp \{ikz - i\omega t\}$. Здесь $n-1 \ll 1$ – случайные флуктуации показателя преломления $n(x, y, z)$, ω – частота электромагнитных колебаний. Уравнение дополняется граничными условиями для плоской волны, распространяющейся вдоль координатной оси OZ :

$$U(x, y, z=0) = 1, \quad (4)$$

и решается численно, методом расщепления [7, 8] по симметризованной схеме. Случайные фазовые экраны генерировались по методике, изложенной в [9, 10]. Комплексная амплитуда и фазовые экраны задавались на равномерной сетке размерностью 128×128 , причем апертура собирающей линзы занимала центральную часть сетки размерностью 64×64 точки, так что при $D/r_0 = 10$ радиус шага сетки в 6,4 раза меньше радиуса когерентности. Случайная среда моделировалась 6 фазовыми экранами, а усреднение мгновенных распределений интенсивности в фокусе линзы выполнялось по 50 независимым случайным реализациям.

3. Адаптивная система с постоянным запаздыванием

Рассмотрим влияние временного запаздывания на эффективность АОС с идеальными датчиком и корректором фазы. Фазовая коррекция ϕ в этом случае определяется через аргумент комплексной амплитуды:

$$\phi(\mathbf{p}, t) = \arg(U(\mathbf{p}, t - \tau)), \quad \mathbf{p} = (x, y), \quad (5)$$

где U – комплексная амплитуда поля на выходе из турбулентной среды, в плоскости $z = L$; τ – запаздывание АОС; t – текущее время; \arg – главное значение аргумента комплексной величины.

В области слабых флуктуаций интенсивности при $\tau V \ll D$ дисперсия остаточных фазовых искажений равна структурной функции фазы D_ϕ :

$$\sigma^2 \approx D_\phi(\tau V) = 6,88 (\tau V/r_0)^{5/3}, \quad (6)$$

а нормированную интенсивность в фокусе линзы (параметр Штреля) можно приближенно оценить как

$$SR \approx \exp(-\sigma^2) = \exp[-6,88 (\tau V/r_0)^{5/3}]. \quad (7)$$

Ясно, что снижение эффективности АОС, характеризуемое уменьшением параметра Штреля, определяется тем, насколько сильно фаза ϕ меняется за время τ . В приближении замороженной турбулентности (гипотеза Тейлора) и при условии, что направление и скорость ветра V не зависят от продольной координаты z , изменение фазы за время τ соответствует разности фаз в точках, разнесенных на расстояние $\Delta r = \tau V$ друг от друга.

В окрестности дислокаций волнового фронта фаза меняется очень быстро, поэтому можно было бы ожидать, что в области сильных ФИ зависимость эффективности АОС от запаздывания τ усиливается. Однако результаты численного моделирования показывают, что это не так. На рис. 2 показаны три зависимости $SR(\tau V/r_0)$. Одна из них соответствует расчету по формуле (7), две другие – результат численного моделирования для слабых флуктуаций ($q = 0,1$) и для сильных флуктуаций ($q = 1$) практически совпадают. Различие между результатами численного моделирования и расчетной формулой (7) объясняется двумя факторами: завышением дисперсии остаточных искажений при расчете по формуле (6) и отсутствием в моделируемых фазовых экранах масштабов неоднородностей, больших размера расчетной сетки, равного $2D$.

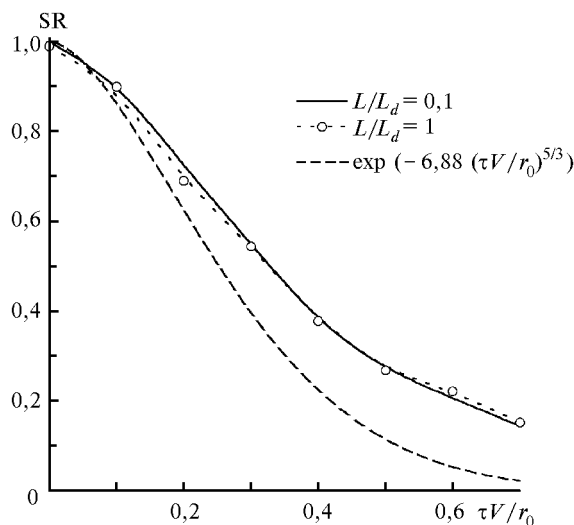


Рис. 2. Зависимость параметра SR от нормированной задержки в АОС с постоянным запаздыванием

Отсутствие существенной зависимости эффективности АОС с постоянным запаздыванием от дисперсии флуктуаций интенсивности, по-видимому, объясняется тем, что области с быстрым изменением фазы, прилегающие к дислокациям волнового фронта, малы и не вносят существенного вклада в энергетику фокального пятна.

4. Адаптивная система с составным корректором

Гибкие адаптивные зеркала с непрерывной поверхностью плохо подходят для коррекции в условиях нарушения непрерывности волнового фронта. Поэтому более перспективными для работы в области сильных флуктуаций явля-

ются составные адаптивные корректоры. Положения отдельных элементов таких корректоров независимы, и поверхность, формируемая ими, может быть разрывной. Конечно, и поверхностью гибкого зеркала можно аппроксимировать разрыв волнового фронта, но для этого требуется гораздо большее число элементов управления.

Для построения АОС нужно знать размер элемента корректора, при котором достигается заданный уровень эффективности. В области малых флуктуаций интенсивности для дисперсии остаточных искажений фазы σ^2 воспользуемся следующей формулой:

$$\sigma^2 = 1,03 (d/r_0)^{5/3}. \quad (8)$$

Эта формула соответствует дисперсии флуктуаций фазы на круге диаметром d после вычитания средней фазы [11]. При коррекции средней фазы и локального наклона на каждом элементе корректора дисперсия остаточных искажений фазы

$$\sigma^2 = 0,134 (d/r_0)^{5/3}. \quad (9)$$

Оценка параметра Штреля по формуле $SR = \exp(-\sigma^2)$ при $d = r_0$ получается: при коррекции средней фазы $SR = 0,36$, а при коррекции средней фазы и наклона $SR = 0,87$.

При возникновении дислокаций невозможно однозначное определение фазы на апертуре и бессмысленно определять управление положением и наклоном элемента корректора, усредняя по апертуре значения фазы и ее градиента. Поэтому, чтобы исследовать влияние размера элемента корректора на эффективность адаптивной системы в области сильных флуктуаций интенсивности, будем определять фазовую коррекцию на площадке размером d следующим образом:

$$\varphi + k S \rho, \quad (10)$$

где φ , S_x , S_y – коррекции средней фазы и локальных наклонов соответственно, определяемые через среднюю по субапертуре комплексную амплитуду

$$\varphi = \arg(\bar{U}); \quad \bar{U} = \frac{1}{d^2} \int d^2 \rho U(\rho), \quad (11)$$

и средневзвешенный градиент фазы

$$\begin{aligned} S &= \frac{1}{kP} \int d^2 \rho I(\rho) \nabla \varphi(\rho) = \\ &= \frac{1}{kP} \int (\text{Re} U \nabla \text{Im} U - \text{Im} U \nabla \text{Re} U) d^2 \rho. \end{aligned} \quad (12)$$

Здесь интегрирование проводится по площадке, соответствующей элементу составного корректора (субапертуре) размером d ; $I(x, y) = U U^*$ – интенсивность падающего излучения; k – волновое число; P – мощность на субапертуре,

$$P = \int d^2 \rho I(\rho). \quad (13)$$

Эти формулы дают возможность, не определяя фазу волны, найти управление корректором, исходя из известной в численном эксперименте комплексной амплитуды U .

На рис. 3 показана зависимость параметра SR от нормированной длины трассы $q = L/L_d$. Отметим удовлетворительное согласие полученных результатов с оценками, сделанными выше по формулам (8)–(9) для случая слабых флуктуаций интенсивности. Приведенные результаты показывают, что зависимость эффективности такой коррекции от нормированной длины трассы, характеризующей уровень флуктуаций интенсивности, достаточно слабая, а для случая коррекции только средней фазы (без коррекции локальных наклонов) практически полностью отсутствует. Наблюдается даже небольшой рост параметра SR в области $0 < L/L_d < 0,4$, что объясняется трансформацией мелко-масштабной части фазовых флуктуаций в амплитудные за счет дифракции и соответствующим снижением остаточных искажений фазы.

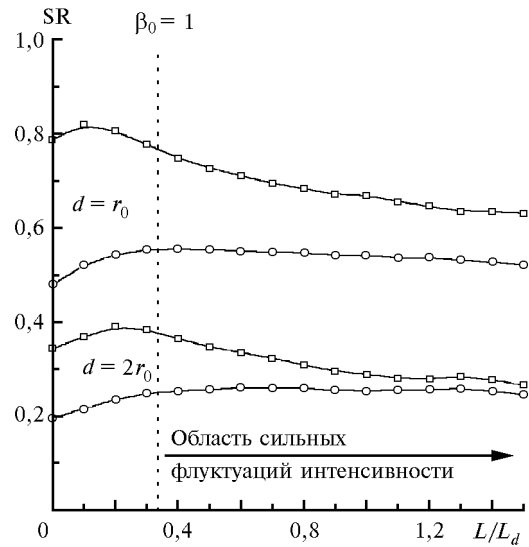


Рис. 3. Зависимость параметра SR от нормированной длины трассы $L/(kr_0^2)$ в адаптивной системе с составным корректором: кружки – управление положением элементов корректора, квадратики – управление положением и наклонами

Заметим, что при коррекции и средней фазы, и локального наклона эффективность АОС несколько убывает, оставаясь выше, чем для АОС с коррекцией только средней фазы. Для $d = 2r_0$ различие между этими двумя вариантами АОС становится менее 10% при $L/L_d > 1$.

Таким образом, АОС с составным корректором, размер элемента которого меньше или равен радиусу когерентности r_0 , может обеспечить высокое качество коррекции как в области слабых, так и в области сильных флуктуаций интенсивности. Значение параметра Штреля при этом не хуже 0,5–0,8 в зависимости от количества степеней свободы каждого элемента корректора и уровня ФИ. Ограничения на запаздывание АОС не становятся более жесткими, поэтому главная проблема заключается в построении соответствующего датчика волнового фронта.

5. Алгоритм реконструкции матрицы фаз

Рассмотрим сначала проблему реконструкции фазы по известным значениям разностей фаз (РФ) между субапертурами. Под искомыми значениями здесь понимается фаза, приписываемая каждой субапертуре в целом, например фаза средней комплексной амплитуды (11).

Задача реконструкции матрицы фаз рассматривалась во многих работах [14–17]. В большинстве из них, с неко-

торами вариациями геометрии задачи, конструировались алгоритмы, минимизирующие влияние ошибок измерений методом наименьших квадратов. При этом предполагалось, что в отсутствие ошибок сумма исходных РФ по любому замкнутому контуру равна нулю.

Ясно, что такое предположение недействительно при наличии винтовых дислокаций фазы. Если точка дислокации попадает внутрь контура, то сумма РФ равна 2π и обычный метод наименьших квадратов приводит к ошибочному решению задачи даже в отсутствие ошибок измерения РФ. Поэтому применение соответствующих алгоритмов реконструкции фазы ограничено областью слабых ФИ.

Это ограничение было снято в работе [12], где было предложено модифицировать исходный массив РФ, прибавляя $2\pi \times$ (целое число) к элементам этого массива так, чтобы сумма РФ по любому минимальному контуру была равна нулю в отсутствие ошибок измерений и не превышала по модулю π при их наличии. Если задача сформулирована на равномерной квадратной сетке размерности $N \times N$, то реализация соответствующего алгоритма реконструкции фазы с использованием дискретного преобразования Фурье не вызывает затруднения [13]. Будем в соответствии с терминологией работ [12, 13] называть обычную формулировку задачи реконструкции фазы методом наименьших квадратов (немодифицированным) нормальным уравнением (НУ), а модификацию, предложенную в [12, 13], – модифицированным нормальным уравнением (МНУ).

В данной работе эти алгоритмы решения НУ и МНУ были реализованы так, что из двух массивов оценок разностей фаз Δ_{ij}^x и Δ_{ij}^y , размерностью $N \times (N - 1)$ каждый, в программе вычислялась искомая матрица фаз Φ_{ij} , $i, j = 1, 2, \dots, N$. Для контроля корректности алгоритма и программы, его реализующей, в массивы Δ_{ij}^x и Δ_{ij}^y подставлялись истинные РФ, найденные в численном эксперименте по известной комплексной амплитуде. При этом значения параметра SR получались в точности такими же, как и при моделировании АОС с составным корректором, результаты которого приведены в предыдущем разделе.

6. Измерение разностей фаз

Известные в настоящее время датчики волнового фронта, способные работать в условиях атмосферной турбулентности в реальном времени, являются датчиками локальных наклонов. К ним относятся модификации датчика Гартмана и сдвиговые интерферометры. В обоих случаях выходной сигнал с каждого элемента датчика пропорционален средневзвешенному градиенту фазы на его субапертуре, а вес усреднения равен интенсивности падающей оптической волны:

$$\mathbf{g} = \frac{1}{P} \int d^2\rho I(\rho) \nabla \varphi(\rho) \quad (14)$$

(в сдвиговом интерферометре добавляется дополнительная аппаратная весовая функция [18]). Оценка разности фаз между краями субапертуры вычисляется как произведение выходного сигнала на размер субапертуры:

$$\Delta^x = g_x d, \quad \Delta^y = g_y d. \quad (15)$$

Если совместно с гартмановским датчиком используется корректор с той же конфигурацией и размером эле-

ментов, то можно уменьшить ошибки измерения разностей фаз, используя два гартмановских датчика – по одному для каждого из массивов РФ Δ_{ij}^x и Δ_{ij}^y . В наших численных экспериментах, результаты которых приведены ниже, использованы три датчика локальных наклонов:

– датчик I – для измерения Δ_{ij}^x , размерностью $(N - 1)N$, смещенный по координате x на $d/2$ относительно элементов корректора;

– датчик II для измерения Δ_{ij}^y , размерностью $N(N - 1)$, смещенный по координате y на $d/2$ относительно элементов корректора;

– датчик III – несмещенный, размерностью $N \times N$, для управления наклонами элементов составного корректора.

Вычисляемые по массивам РФ двух первых датчиков значения Φ_{ij} используются для управления смещением элементов корректоров, а величины g_{ij} с третьего датчика – для управления их наклонами. Такая конфигурация если и не является оптимальной, то очень близка к ней по своим предельным возможностям.

7. Результаты моделирования АОС с датчиком локальных наклонов

По описанной в предыдущем разделе схеме АОС с тремя датчиками локальных наклонов были проведены численные эксперименты по эффективности компенсации турбулентного размытия изображения. Локальные наклоны вычислялись по следующим формулам:

$$g_x = \frac{1}{P} \int_d \left(\operatorname{Re} U \frac{\partial \operatorname{Im} U}{\partial x} - \operatorname{Im} U \frac{\partial \operatorname{Re} U}{\partial x} \right) d^2\rho;$$

$$g_y = \frac{1}{P} \int_d \left(\operatorname{Re} U \frac{\partial \operatorname{Im} U}{\partial y} - \operatorname{Im} U \frac{\partial \operatorname{Re} U}{\partial y} \right) d^2\rho,$$

где интегрирование ведется по субапертуре размером d . Производные по x и y находились путем умножения дискретных преобразований Фурье вещественной и мнимой частей комплексной амплитуды на соответствующую фильтрующую функцию.

Фазовая коррекция на i, j -м элементе корректора задалась следующим образом:

$$\Phi_{ij} + g_x x + g_y y, \quad (16)$$

где g_x и g_y – локальные наклоны, измеренные на датчике III, а Φ_{ij} – матрица фаз, полученная путем решения МНУ из массивов РФ с датчиков I и II.

Все расчеты были проведены для $D/r_0 = 10$ и для $D/d = 10$. Таким образом, размер субапертуры датчика и корректора был равен радиусу когерентности Фрида r_0 .

На рис. 4 показана зависимость параметра Штреля от нормированной длины трассы L/kr_0^2 для следующих вариантов численного эксперимента: кривая 1 – решение НУ при $d \rightarrow 0$; кривая 2 – решение НУ при $d = r_0$; кривая 3 – решение МНУ при $d = r_0$.

В рассматриваемом численном эксперименте $d \rightarrow 0$ означает, что размер элемента равен расстоянию между узлами расчетной сетки, а разности фаз определяются без вычисления локального наклона, непосредственно по значениям комплексной амплитуды.

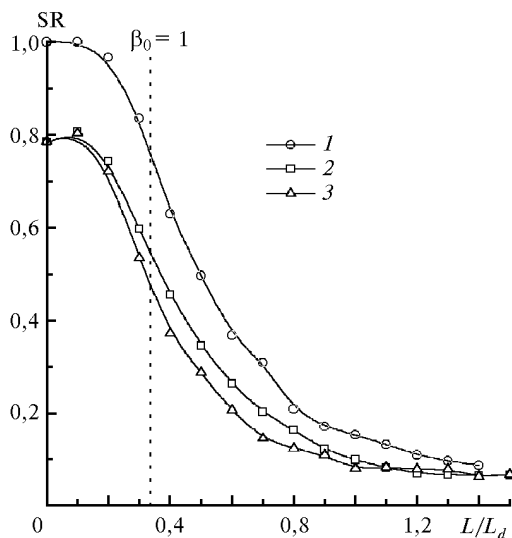


Рис. 4. Зависимость параметра SR от нормированной длины трассы L/kr_0^2 различных вариантов датчика

Приведенные зависимости $SR(L/L_d)$ показывают, что при использовании НУ эффективность коррекции быстро убывает при переходе в области сильных флуктуаций ($\beta_0 > 1$). Оказалось, что при использовании МНУ эффективность АОС снижается даже несколько быстрее. Уменьшение размера элемента d также не приводило к росту параметра SR, поэтому следует признать, что АОС с датчиком локальных наклонов неэффективна в области сильных ФИ даже при использовании алгоритма реконструкции фазы, специально построенного для реконструкции матрицы фаз при наличии винтовых дислокаций.

Чтобы выяснить причину этой неудачи, была исследована зависимость дисперсии ошибки оценивания разности фаз от нормированной длины трассы. Ошибка для ij -й субапертуры датчика рассчитывалась следующим образом:

$$\varepsilon_{i,j} = \left(\arg \overline{U}_{i+1,j} - \arg \overline{U}_{i,j}^* \right) - g_{x i,j} d, \quad (17)$$

где черта сверху означает усреднение по субапертуре датчика III, совпадающей с площадкой элемента составного корректора, а g_x – средневзвешенный градиент фазы на соответствующей субапертуре датчика I. Значение ошибки ε_{ij} приводилось к диапазону $(-\pi, \pi]$. Дисперсия ошибки определялась путем усреднения по всем субапертурам и 10 случайным реализациям.

Рис. 5 иллюстрирует рост дисперсии ошибки оценивания РФ по локальным наклонам от величины L/L_d , характеризующей дисперсию ФИ. Видно, что дисперсия ошибки растет достаточно быстро, что и объясняет снижение эффективности АОС с датчиком локальных наклонов.

Чтобы получить выигрыш от использования МНУ, нужно иметь датчик, более точно измеряющий разность фаз в области сильных флуктуаций интенсивности. В принципе, можно было бы определять разность фаз по положению интерференционной полосы при сложении полей от соседних субапертур АОС, но осуществлять такие измерения в реальном масштабе времени в условиях атмосферной турбулентности может оказаться достаточно затруднительно.

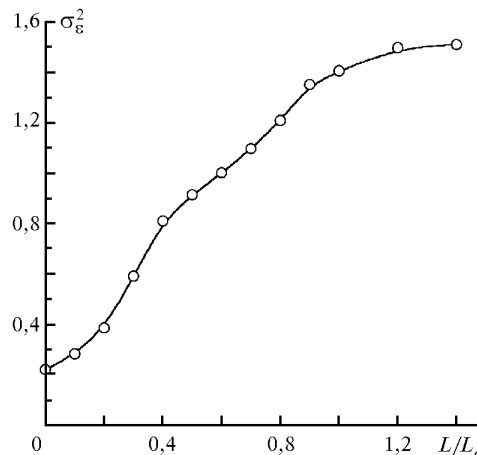


Рис. 5. Зависимость дисперсии ошибки оценивания разности фаз по локальному наклону от нормированной длины трассы

Сделаем некоторые замечания по поводу значения нормированного диаметра апертуры D/r_0 . Приведенные результаты были получены для фиксированного значения $D/r_0 = 10$. Предварительные расчеты для $D/r_0 > 10$ показали, что параметр SR при снижении эффективности АОС убывает несколько быстрее и стремится к своему значению в системе без адаптивной коррекции, которое тем меньше, чем больше нормированный диаметр D/r_0 .

8. Выводы

Таким образом, было исследовано изменение эффективности фазовой компенсации турбулентного размытия изображения при переходе в область сильных ФИ. Проведенные расчеты показали, что наиболее критичным звеном АОС является датчик искажений волнового фронта. Использование же составного корректора дает примерно одинаковые значения параметра Штреля ($SR \approx 0,5$ при $d = r_0$) как в области слабых, так и в области сильных ФИ, если корректируется только средняя фаза. Если корректируются и средняя фаза и локальный наклон, то эффективность АОС несколько убывает, оставаясь выше, чем для АОС с коррекцией только средней фазы. При больших длинах трасс L/L_d эти два варианта АОС довольно близки по эффективности. Поэтому при проектировании АОС для работы в области сильных ФИ можно отказаться от коррекции локальных наклонов, что существенно упростит конструкцию адаптивной системы.

Аналогичная ситуация возникает с датчиком искажений волнового фронта. Здесь становится неэффективным измерение локальных наклонов, поскольку с ростом ФИ падает корреляция между локальным наклоном и разностью фаз. Для продвижения АОС в область сильных ФИ следует строить датчик по принципу прямого измерения разности фаз и использовать модифицированное нормальное уравнение для решения задачи реконструкции фазы.

Динамические характеристики АОС были рассмотрены на примере коррекции с постоянным запаздыванием без учета других факторов. Расчеты показали, что влияние постоянного запаздывания на эффективность АОС не зависит от уровня ФИ. Возможно, комбинация запаздывания коррекции с другими факторами задачи даст более сложную картину.

За пределами данного исследования остались спектральные характеристики адаптивной коррекции. Скорее всего, в условиях сильных флуктуаций интенсивности АОС будет очень чувствительна к несовпадению длин волн опорного и корректируемого излучений, поскольку при нарушении непрерывности фазы масштабирование фазовой коррекции с одной длины волны на другую достаточно проблематично.

1. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.
2. Баранова Н.Б., Зельдович Б.Я. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. С. 1789.
3. Fried D.L., Vaughn J.L. // Appl. Opt. 1992. V. 31. № 15. P. 2865–2882.
4. Primmerman C.A., Price T.R., Humphreys R.A., Zollars B.G., Barclay H.T., Herrmann J. // Appl. Opt. 1995. V. 34. № 12. P. 2081–2089.
5. Лукин В.П., Фортес Б.В. // Тезисы III межресп. симп. «Оптика атмосферы и океана». Томск, 1996. С. 28–29.
6. Лукин В.П. Атмосферная адаптивная оптика. Новосибирск: Наука, 1986. 286 с.
7. Fleck J.A., Morris J.R., Feit M.D. // Appl. Phys. 1976. V. 10. № 1. P. 129–139.
8. Коняев П.А. // VII Всесоюз. симпоз. по распростр. лаз. излучен. в атмосфере: Тезисы докл. Томск: Изд-е ТНЦ СО РАН СССР, 1983. С. 104–106.
9. Лукин В.П., Майер Н.Н., Фортес Б.В. // Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. № 12. С. 1298–1302.
10. Fortes B.V., Lukin V.P. // Proc. SPIE. 1992. V. 1668. P. 477–488.
11. Noll R.J. // J. Opt. Soc. Am. 1976. V. 66. № 3. P. 207–211.
12. Takajo H., Takahashi T. // J. Opt. Soc. Am. A. 1988. V. 5. № 3. P. 416–425.
13. Takajo H., Takahashi T. // J. Opt. Soc. Am. A. 1988. V. 5. № 11. P. 1818–1827.
14. Fried D.L. // J. Opt. Soc. Am. 1977. V. 67. № 3. P. 370–375.
15. Hudgin R.H. // J. Opt. Soc. Am. 1977. V. 67. P. 375–378.
16. Hunt B.R. // J. Opt. Soc. Am. 1979. V. 69. P. 393–399.
17. Herrmann J. // J. Opt. Soc. Am. 1980. V. 70. P. 28–35.
18. Goad L., Roddier F., Becker J., Eisenhardt P. // Proc. SPIE. 1986. V. 628. P. 305–313.

B.V. Fortes. Phase Compensation of Image Turbulent Distortion at Strong Intensity Scintillation.

Phase correction of a plane wave, propagating through a turbulent layer, is considered. The required adaptive corrector element size and the system bandwidth were found by numerical simulation. These requirements were determined to be the same as for weak intensity scintillation approximation. The size of the required segmented mirror element was found to be equal to Fried length r_0 while the tolerable time lag was r_0/V , where V is the wind velocity. However, the local slope sensors become therewith impractical as well as the tip-tilt correction over the corrector subapertures.