

# Особенности адаптивной фазовой коррекции искажений оптических волн в условиях проявления «сильных» флуктуаций интенсивности

В.П.Лукин, Н.Н.Ботыгина, О.Н.Емалеев, В.В.Лавринов

*Впервые на основе экспериментальных данных объяснена причина потери эффективности адаптивной фазовой коррекции при распространении оптических волн в турбулентной атмосфере в условиях «сильных» флуктуаций интенсивности. По данным экспериментов, выполненных как на горизонтальных, так и на вертикальных атмосферных трассах, было обнаружено, что флуктуации интенсивности начинают существенно влиять на фазовые измерения, если радиус когерентности оптической волны становится меньше радиуса первой зоны Френеля. В этих условиях основной измеритель систем адаптивной оптики – датчик Гартмана – при наличии глубокой амплитудной модуляции уже не обеспечивает корректных измерений распределения фазы. На основе изучения поведения модовых составляющих фазовых флуктуаций, восстановленных по данным измерений при различных режимах работы, было обнаружено, что в первую очередь искажениям подвергаются амплитуды низших мод разложения фазовых флуктуаций – наклонов, дефокусировки и астигматизма, что, как показывает анализ, сильно отличается от режима слабых флуктуаций.*

**Ключевые слова:** адаптивная фазовая коррекция, флуктуации интенсивности, наклоны, дефокусировка, астигматизм, атмосферная турбулентность.

## 1. Введение

В настоящее время интенсивное развитие получило направление, связанное с использованием систем адаптивной оптики (АО) для улучшения характеристик оптико-электронных систем, работающих в атмосфере. Однако эффективность применения таких систем в большой степени зависит от уровня флуктуаций параметров оптических волн, обусловленных действием атмосферной турбулентности. И это оказывается связанным с проявлением, наряду с фазовыми, и амплитудных флуктуаций.

При анализе эффективности фазовых систем коррекции обычно полагается, что флуктуации интенсивности отсутствуют. В этом случае фазовые измерители – интерферометры, фазометры и т. д. работают наиболее корректно. Интересно рассмотреть другой предельный случай – наличие «сильных» флуктуаций интенсивности, предполагая, что адаптивная система имеет неограниченное пространственно-временное разрешение по коррекции фазовых искажений. Известно, что фазовые искажения, приобретаемые при прохождении волны через оптически неоднородную среду, по мере дальнейшего ее распространения трансформируются в модуляцию пространственного распределения интенсивности. При достаточно глубокой модуляции могут возникнуть точки с нулевой интенсивностью.

Если описывать оптическую волну в терминах ее комплексной амплитуды  $U$ , то точки с нулевой интенсивностью образуются в местах пересечения (или касания) непрерывных линий, в которых мнимая часть равна нулю. Если  $\text{Re}U$  и  $\text{Im}U$  при переходе через эти линии меняют знак с положительного на отрицательный, то такие точки

пересечения являются точками дислокаций волнового фронта. При адаптивной фазовой коррекции важно то, что при появлении дислокаций нарушается непрерывность двумерного распределения фазы [1, 2]. При появлении таких разрывов ошибки восстановления и аппроксимации волнового фронта адаптивным зеркалом по данным оптических измерений будет значительно увеличиваться. Применение специальных корректоров, в общем случае, также не даст эффекта, поскольку при коррекции турбулентных искажений дислокации возникают в случайно расположенных по апертуре точках. Алгоритмы построения карты аббераций измеряемой волны, используемые в настоящее время в большинстве датчиков волнового фронта (ДВФ), дают на выходе непрерывную функцию поперечных координат. При этом они фактически фильтруют вихревую часть вектора измерений.

## 2. Численные эксперименты

Проанализируем результаты наших численных экспериментов [2–6], указывающих на влияние флуктуаций интенсивности и дислокаций фазового распределения на эффективность коррекции турбулентных искажений. Практический и научный интерес представляют три аспекта данной проблемы. Первый – это насколько существенно потеря амплитудной информации влияет на эффективность фазовой коррекции. Второй – как сильно потеря информации, заключенной в вихревой части фазовых измерений, снижает эффективность адаптации. И наконец, третий – насколько присутствие амплитудной модуляции при измерениях влияет на данные фазовых измерений, например датчиком Шака–Гартмана. Последнее обстоятельство представляется нам наиболее важным, поскольку оно приводит к невозможности проведения прямых фазовых измерений при значительных амплитудных флуктуациях волнового фронта оптической волны.

Следует отметить, что первые два аспекта проблемы рассмотрены в работах [2–6]. При этом были проведены

В.П.Лукин, Н.Н.Ботыгина, О.Н.Емалеев, В.В.Лавринов. Институт оптики атмосферы им. В.Е.Зуева СО РАН, Россия, 634021 Томск, пл. Акад. Зуева, 1; e-mail: lukin@iao.ru

численные эксперименты для двух схем коррекции, работающих как на прием излучения, так и на его передачу. Первая схема является типичной схемой коррекции при приеме изображения. Вторая представляет собой схему коррекции, работающую на основе фазового сопряжения (ФС) по данным измерений фазы опорного источника.

При анализе работы этих двух схем в [4–6] были рассмотрены два варианта алгоритма измерения фазы. Первый вариант – это идеальная адаптивная система, которая мгновенно и точно воспроизводит фазу опорной волны на всей плоскости поперечного сечения, включая особые точки волнового фронта (дислокации). Во втором варианте корректируется только составляющая, соответствующая потенциальной части векторного поля локальных наклонов волнового фронта. Мы будем называть такую коррекцию коррекцией потенциальной (или безвихревой) фазы.

Таким образом, фактически нами были реализованы [5, 6] четыре схемы численного эксперимента, а именно: идеальная система компенсации при приеме; система компенсации только потенциальной части фазовых aberrаций; идеальная система ФС; система ФС только потенциальной части aberrаций.

Как было показано в работе [7], для описания задачи распространения оптического излучения на атмосферных трассах необходимо использовать четыре параметра: длину трассы распространения  $L$ , диаметр апертуры приемной системы  $D$ , длину волны  $\lambda$ , интенсивность турбулентности  $C_n^2$ . При этом в соответствии с теорией подобия [7] задача распространения плоской волны в турбулентной атмосфере характеризуется только двумя масштабами: в качестве поперечного масштаба можно выбрать радиус когерентности  $r_0$ , а в качестве продольного – длину дифракции для пучка с радиусом, равным радиусу когерентности,  $L_d = kr_0^2$ . Тогда задача будет характеризоваться относительной длиной трассы  $L/L_d$  и относительным диаметром апертуры  $D/r_0$ . При этом дисперсия флуктуаций интенсивности  $\beta_0^2$  (индекс мерцания) [7], рассчитываемая для плоской волны, для степенного спектра турбулентности однозначно связана с отношением  $L/L_d$ :  $\beta_0^2 = 2.9(L/L_d)^{5/6}$ . Поэтому ее можно использовать в качестве параметра вместо отношения  $L/L_d$ .

Результаты проведенных нами численных экспериментов [4–6] представлены на рис.1 и 2. На рис.1 показаны зависимости параметра Штреля SR от индекса мерцания для схемы компенсации искажений. Известно, что параметр Штреля численно равен отношению среднего значения осевой интенсивности изображения, получаемого при его формировании в турбулентной среде, к таковому при работе системы в вакууме.

Для идеальной схемы компенсации параметр Штреля SR практически не зависит ни от относительного диаметра апертуры, ни от длины трассы. Отличие параметра SR от значения, соответствующего дифракционному пределу ( $SR = 1$ ), практически незаметно. Это согласуется с представлением о том, что основную роль в искажении изображения играют фазовые флуктуации, а роль амплитудных флуктуаций незначительна. В данном случае фазовые флуктуации скорректированы полностью. При идеальной компенсации только безвихревой части фазы эффективность коррекции снижается довольно сильно при увеличении индекса мерцания. Двукратное уменьшение параметра SR достигается уже при  $\beta_0^2 \approx 1 - 1.5$ . Дальнейшее увеличение флуктуаций интенсивности приводит к тому, что интенсивность в фокусе линзы стремится к нескорректиро-

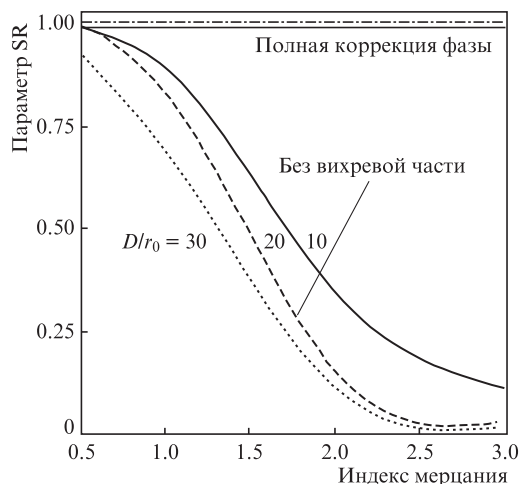


Рис.1. Зависимости параметра Штреля SR от индекса мерцания для схемы коррекции изображения при различных  $D/r_0$ .

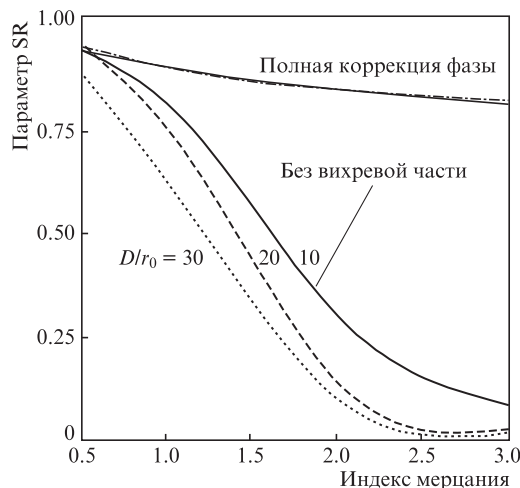


Рис.2. То же, что и на рис.1, для схемы ФС.

ванному значению. Снижение эффективности коррекции на порядок происходит при  $\beta_0^2 = 3$ , т. е. при  $L \approx L_d = kr_0^2$ .

Аналогичные результаты получаются и для схемы ФС. Это означает, что эффективность такой фазовой коррекции уменьшается (рис.2), когда длина трассы достигает длины дифракции  $L_d$ . Оказывается, что эффективность коррекции для схемы идеального ФС (рис.2) уже зависят от величины флуктуаций интенсивности. Однако такая зависимость не столь сильна, как можно было бы ожидать. При  $\beta_0^2 = 3$  параметр SR уменьшается до 0.8 и практически не зависит от диаметра апертуры.

### 3. Американский эксперимент

До недавнего времени существовало только ограниченное число экспериментальных данных, с которыми можно сравнить приведенные в [5, 6] результаты численного анализа. Известен один эксперимент, который был проведен в Линкольнской лаборатории США на атмосферной горизонтальной трассе протяженностью 5.5 км [8]. Адаптивная система включала в себя гартмановский датчик и деформируемое зеркало. Решалась задача фокусировки пучка излучения с использованием алгоритма ФС. Длины волн излучений опорного и корректируемого пучков составляли 633 и 514 нм соответственно.

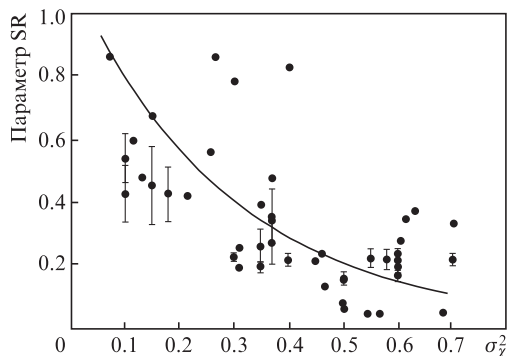


Рис.3. Зависимость параметра Штреля SR от дисперсии флуктуаций логарифма амплитуды для сферической волны, рассчитываемой по формуле (2) из работы [5]: экспериментальные данные [8] (точки) и их аппроксимация (сплошная кривая).

На рис.3 приведена аппроксимация на основе выполненных в [4–6] расчетов экспериментальных данных [8]. По этим данным трудно судить, в какой мере снижение эффективности коррекции происходит вследствие нарушения непрерывности фазы и фильтраций фазовых дислокаций, а в какой – из-за других факторов, таких как увеличение отношения диаметра апертуры к радиусу когерентности, ошибки датчика искажений волнового фронта и адаптивной системы. Однако хорошее согласие с результатами нашего расчета говорит о том, что именно применение алгоритма восстановления волнового фронта опорного пучка, фильтрующего вихревую фазу, является решающим фактором, обуславливающим снижение эффективности коррекции.

#### 4. Предварительные выводы

На основании изложенного выше, по результатам работ [2–6], можно сформулировать следующие предварительные выводы:

1. Предложенная численная модель системы АО, включающая в себя «фильтрующий» алгоритм реконструкции волнового фронта, позволяет адекватно моделировать и количественно оценивать эффективность адаптивной коррекции в условиях сильных флуктуаций интенсивности.

2. При коррекции турбулентных искажений эффективность применения системы ФС снижается примерно вдвое при возрастании дисперсии флуктуаций интенсивности (индекса мерцания)  $\beta_0^2$  от нуля до единицы. В этом диапазоне значений  $\beta_0^2$  эффективность коррекции практически не зависит от отношения диаметра апертуры к радиусу когерентности. При дальнейшем росте флуктуаций интенсивности начинает проявляться зависимость эффективности коррекции от диаметра апертуры. Увеличение  $\beta_0^2$  до 3 приводит к снижению эффективности коррекции на порядок и более, и параметр SR стремится к значению, получаемому в системе без коррекции.

3. Поскольку дисперсия  $\beta_0^2 = 3$  примерно соответствует границе применимости метода плавных возмущений (МПВ) [7], то можно предположить, что нарушение его применимости связано с возникновением дислокаций волнового фронта. Отметим, что в точках дислокаций интенсивность равна нулю и логарифм амплитуды обращается в бесконечность, а МПВ фактически является методом возмущений для логарифма поля.

4. Снижение эффективности адаптивной коррекции безвихревой фазы с ростом дисперсии флуктуаций интенсив-

ности происходит примерно одинаково как в схеме фазовой компенсации, так и в схеме ФС.

Интересно отметить, что даже при больших флуктуациях амплитуды применение адаптивной фазовой коррекции все-таки обеспечивает определенный и довольно существенный выигрыш (по числу Штреля) [6, 9] по сравнению со случаем без коррекции. В табл.1 приведены отношения скорректированного параметра  $SR_c$  к его нескорректированному значению  $SR_0$  для схемы компенсации безвихревой фазы при дисперсии  $\beta_0^2 = 3$ . Из табл.1 видно, что при всех величинах  $D/r_0$  скорректированное значение параметра Штреля примерно в четыре раза больше нескорректированного.

Табл.1. Относительный выигрыш для параметра Штреля, получаемый при коррекции только потенциальной фазы.

$D/r_0$	$SR_0$	$SR_c$	$SR_c/SR_0$
10	0.0324	0.129	3.98
20	0.0106	0.038	3.58
30	0.0051	0.025	4.90

Как было показано нами ранее в [4–6], наибольший эффект от применения фазовой системы коррекции можно получить только при выполнении на атмосферной трассе определенных условий. В частности, хорошая адаптивная коррекция возможна лишь для атмосферных трасс, протяженность которых меньше турбулентной длины дифракции, т.е.  $L < L_d = kr_0^2$ . Это условие можно получить, исходя из самого естественного условия, а именно [5, 6, 9, 10] из того, что на атмосферной трассе длиной  $L$  эффективная работы системы АО возможна, только если угол изопланатизма, численно равный  $r_0/L$ , будет больше углового разрешения системы:

$$r_0/L > \lambda/r_0. \quad (1)$$

Хотелось бы отметить, что в формуле (1) речь идет о радиусе когерентности  $r_0$  (радиусе Фрида), рассчитываемом для короткой экспозиции [8]. Легко показать, что условие (1) соответствует условию

$$r_0 > \sqrt{\lambda L}, \quad (2)$$

а оно, в свою очередь, соответствует проявлению на трассе слабых флуктуаций интенсивности:

$$k^{7/6} C_n^2 L^{11/6} < 1. \quad (3)$$

Именно в этом случае адаптивные системы, работающие по алгоритму ФС, будут эффективны, а датчик Гартмана будет давать корректные данные по фазе, поскольку в системе можно пренебречь влиянием амплитудных флуктуаций.

На вертикальных трассах условия (1)–(3) практически всегда реализуются, но на горизонтальных трассах ситуация легко меняется на противоположную, т.е. радиус когерентности по Фриду становится меньше радиуса первой зоны Френеля (что нетрудно получить из условия (1)). А это означает, что начинают проявляться амплитудные флуктуации и дисперсия флуктуаций интенсивности, рассчитываемая по формуле (3), становится больше единицы. В таких условиях фазовые системы АО теряют свою эффективность и какого-либо улучшения при использовании ФС достичь уже невозможно [5, 6, 9].

### 5. Эксперименты при сильных флуктуациях

Следует отметить, что выводы о снижении эффективности фазовых систем АО при увеличении уровня амплитудных флуктуаций были получены нами в процессе численного моделирования. При этом основным искажающим фактором была невозможность описания фазового фронта как гладкой поверхности, а моделирование проводилось в отсутствие шумов. В реальных условиях, помимо сигнала, на ДВФ оказывают воздействие всякого рода помехи и шумы. Это, в свою очередь, приводит к тому, что данные фазовых измерений становятся некорректными. Алгоритмы работы датчика Шака–Гартмана в какой-то степени защищены от амплитудных флуктуаций ввиду того, что при оценке центра тяжести фокального пятна осуществляется нормировка сигнала на величину светового потока через субапертуру. Однако требования повышения точности работы ДВФ заставляют использовать при измерениях субапертуры с размером, меньшим радиуса когерентности, а это обуславливает при росте уровня амплитудных флуктуаций необходимость работы с малыми субапертурами. При малых субапертурах будут иметь место сильные флуктуации светового потока, что приведет к ошибкам фазовых измерений.

В наших экспериментах [11] была обнаружена зависимость фазовых систем от уровня флуктуаций интенсивности, которая проявляется в первую очередь в работе ДВФ. Появление существенных амплитудных флуктуаций приводит к изменению яркости (мерцанию) фокальных пятен на матрице Гартмана. В этом случае результаты измерений фазы становятся некорректными.

На горизонтальных атмосферных трассах наблюдается высокий уровень флуктуаций, а работа датчиков происходит при большой изменчивости среды, особенно в условиях города, имеют место также сезонные изменения и

сильная зависимость амплитуды оптического сигнала от содержания аэрозоля в атмосфере. Поэтому при реальных уровнях турбулентности в городских условиях фазовые системы могут работать только на ограниченных расстояниях.

Для проверки этого утверждения нами были выполнены многочисленные измерения в период с августа 2017 г. по август 2018 г. Ниже приведены результаты анализа экспериментальных данных, полученных в последние годы при использовании макета системы АО [11] как на протяженных вертикальных, так и на горизонтальных атмосферных трассах.

#### 5.1. Макет системы АО

Для проведения экспериментов в атмосфере был построен макет системы АО, в котором реализована схема ФС с опорным источником (рис.4). Для создания опорного источника использовалось отражение излучения от уголкового отражателя, который освещался с помощью полупроводникового ИК лазера. Этот лазер располагался за вторичным зеркалом телескопа в его «слепой» зоне. Пучок от опорного источника, направлялся на атмосферную трассу через формирующее устройство, частично компенсирующее большую исходную угловую расходимость излучения лазера. На противоположном конце трассы находилась специальная измерительная мира с размещенным на ней уголковым отражателем, возвращающим излучение на передатчик. Размер отражающего элемента уголкового отражателя изменялся путем установки перед отражателем непрозрачного экрана. Варьируя размер открытой части уголкового отражателя, можно сформировать отраженное излучение и с плоским волновым фронтом, и с волновым фронтом как у точечного отражателя-рассеивателя. На трассах до 2.5 км нами использовался отражатель

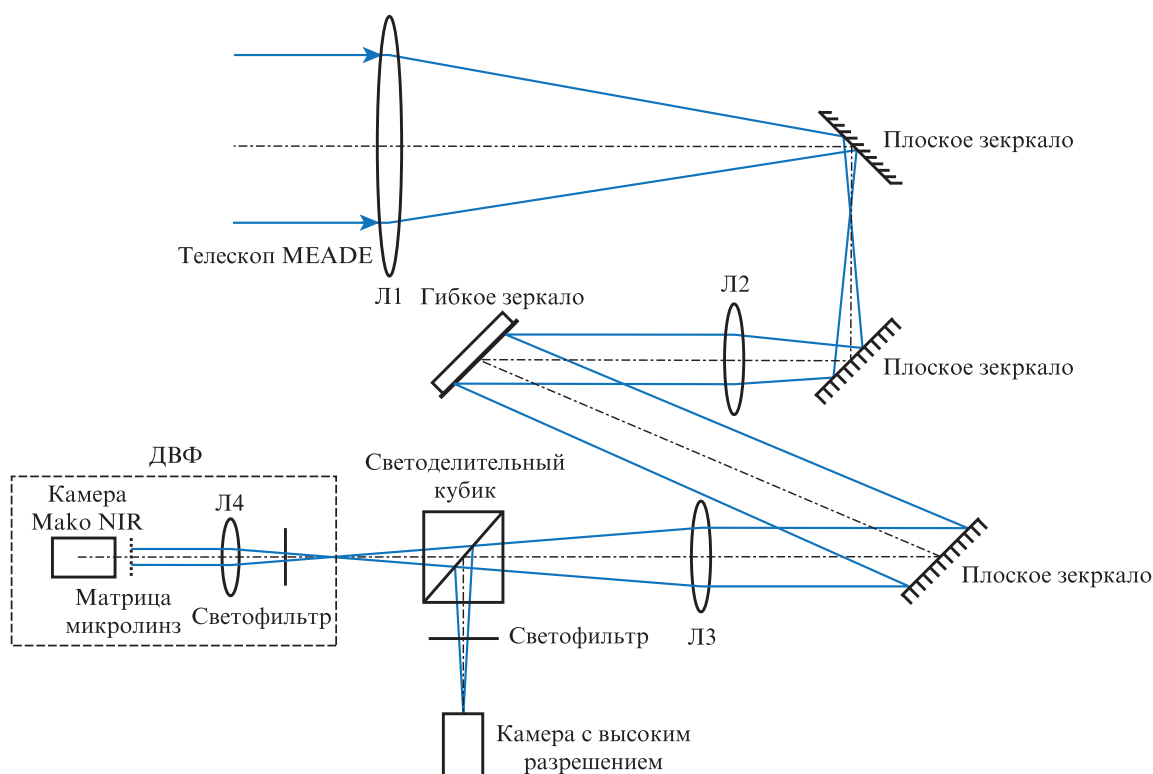


Рис.4. Оптическая схема макета.

размером менее 1 см, что соответствует приближению сферической волны. Наведение излучения ИК лазера на отражатель осуществлялось посредством наблюдения за отраженным сигналом в видеокамере макета.

На рис.4 используемый малый астрономический телескоп MEADE без окуляра условно показан как линза Л1. Отраженное опорное ИК излучение и излучение от объекта (в видимом диапазоне длин волн) поступают на входную апертуру этого телескопа, а далее с помощью оптического перископа, образуемого двумя плоскими зеркалами, переносятся на верхнюю платформу, на которой установлены основные элементы макета. Две линзы, Л1 и Л2, образуют первый масштабирующий коллиматор, предназначенный для согласования размеров входной апертуры телескопа и гибкого зеркала. На верхней платформе после двух отражений от плоского поворотного и от гибкого (деформируемого) зеркал излучение попадает на вход ДВФ, перед которым размещен второй масштабирующий коллиматор, представленный на схеме в виде двух линз – Л3 и Л4. Этот коллиматор обеспечивает согласование размера гибкого зеркала и размера области анализа ДВФ. Кроме того, в схему введен светоделительный кубик, направляющий часть скорректированного излучения в видеокамеру с высоким разрешением. Разделение видимого и опорного ИК излучений в приемной системе осуществляется с помощью двух светофильтров. Один светофильтр устанавливается перед ДВФ, а второй – непосредственно перед видеокамерой с высоким разрешением.

Измерения фазовых флуктуаций в опорной волне на атмосферной трассе осуществлялись ДВФ Шака–Гартмана. Для замыкания обратной связи в конце атмосферной трассы в качестве объекта анализа на этапе испытания устанавливается измерительная мира, в центре которой размещается уголкового отражатель, обеспечивающий достаточную мощность опорного излучения без привлечения мощного лазера для подсветки.

## 5.2. Параметры ДВФ

В макете использовалась реализация ДВФ, работающего по схеме Шака–Гартмана. Датчик был создан на базе камеры Мако G-223B NIR, которая работает в ИК диапазоне и служит для измерения фазовых флуктуаций с помощью опорного источника. При полном разрешении эта камера дает около 50 кадров в секунду. Выбор камеры согласован с выбором длины волны опорного источника. Рабочая длина волны опорного источника 0.808 мкм находится в одном из окон прозрачности земной атмосферы. Кроме того, для излучения с такой длиной волны стекла телескопа имеют высокое пропускание.

Для создания ДВФ, работающего по схеме Шака–Гартмана, необходим элемент, разделяющий приемную апертуру на отдельные элементы, так называемые субапертуры. Для этого в оптической схеме ДВФ применялись дифракционные микрорастры. Такие микролинзовые растры были рассчитаны и изготовлены по уникальной технологии в Институте автоматизации и электротехники СО РАН (Новосибирск) [12]. Они представляют собой дифракционные оптические элементы. В макете использовались два растра с различным числом элементов в матрице с квадратной упаковкой элементов:  $10 \times 10$  и  $18 \times 18$ . Это обеспечивало возможность работы макета в условиях различной турбулентности.

В табл.2 приведены параметры микрорастров, вырезанных из стекла в виде кругов диаметром 12 мм. Микрорастры устанавливаются близко к фокальной плоскости приемного телескопа непосредственно перед камерой Мако G-223B NIR, формируя упорядоченную систему фокальных пятен на сенсоре камеры. Поэтому все угловые (или фазовые) искажения на входном зрачке телескопа приводят к линейным смещениям центров тяжести системы фокальных пятен, формируемых через эти микрорастры. Расчеты показывают, что разработанный ДВФ, даже с микрорастром  $10 \times 10$  субапертур, способен обеспечить восстановление волнового фронта [11, 13, 14] и его разложение, по крайней мере, до 35-го полинома Цернике.

Табл.2. Параметры микролинзовых растров.

Размерность	Период (мкм)	Фокус (мкм)
$10 \times 10$	518	51377
$18 \times 18$	259	8500

Работа ДВФ обеспечивалась специальной [13] программой. Путем преобразования в компьютере матрицы угловых смещений системы фокальных пятен на входной апертуре телескопа по этой программе проводилась компьютерная обработка данных и расчет распределения фазовых искажений. Далее осуществлялось разложение измеренных на входной апертуре телескопа фазовых искажений по полиномам Цернике. В результате измерения с помощью ДВФ [11, 13] дают текущие значения амплитуд модовых составляющих фазовых флуктуаций на входной апертуре телескопа. Используя разложения данных измерений по ортогональным полиномам Цернике [14], для любой модовой составляющей флуктуаций фазы также можно получить формулу, связывающую дисперсию флуктуаций этой модовой составляющей и радиус Фрида. Далее указанная характеристика может быть использована для количественной оценки искажений изображения.

Приведем простейшие расчетные формулы для определения радиуса Фрида с помощью данных ДВФ. При этом мы исходили из предположения, что уголкового отражатель формирует практически сферическую волну. Такая волна, пройдя через ИК фильтр, отделяется от излучения видимого диапазона и формирует сигнал ДВФ. Радиус Фрида рассчитывается по данным измерений дисперсии разности случайных смещений (дрожаний) двух разнесенных на определенное расстояние фокальных пятен, формируемых двумя субапертурами. Используя полученную в работе [15] известную формулу, связывающую дисперсию разности случайных угловых смещений  $\Sigma(d)$  с радиусом Фрида  $r_0$ , диаметром приемной апертуры  $D$  и расстоянием между субапертурами  $d$ , получаем для расчетов радиуса Фрида следующее выражение:

$$\Sigma(d) = 2\sigma^2 \left[ 1 - \frac{5}{9} (d/D)^{-1/3} \right], \quad (4)$$

где

$$\sigma^2 = 0.18 \left( \frac{D}{r_0} \right)^{5/3} \left( \frac{\lambda}{D} \right)^2. \quad (5)$$

Приведенные простые соотношения позволяли оценивать радиус Фрида непосредственно по данным эксперимента. При этом текущие данные измерений радиуса Фрида усреднялись за время проведения эксперимента. Исходя

из используемых параметров макета, можно оценить наименьшее значение радиуса Фрида на атмосферной трассе, измеряемое с помощью ДВФ. Оно оказалось равным примерно 2 см. Для такого радиуса Фрида наихудшее значение угла видения  $\theta$  в турбулентной среде [7] будет определяться по формуле

$$\theta \approx 0.98 \lambda / r_0 \quad (6)$$

и составит (для длины волны 0.55 мкм) примерно 5".

Компьютер в макете системы использовался как для проведения вычислений координат центров тяжести фокальных пятен и дисперсии разности дрожаний, так и для оценки радиуса Фрида по формулам (4) и (5). Поскольку наши измерения проводились на опорной длине волны 0.808 мкм, а формирование изображения в системе осуществлялось в видимой области (на  $\lambda = 0.555$  мкм), то необходим пересчет данных измерений. Согласно расчетам [5, 6, 9], для пересчета данных измерений, полученных для длины волны  $\lambda_1$ , к данным для длины волны  $\lambda_2$  может быть использована следующая формула:

$$r_0(\lambda_2) = (\lambda_2 / \lambda_1)^{6/5} r_0(\lambda_1). \quad (7)$$

Если ДВФ работает на опорной длине волны 0.808 мкм, а пересчет идет на центр видимого диапазона длин волн, т. е. на  $\lambda = 0.555$  мкм, то коэффициент пересчета равен 0.64.

Однако одним только требованием пересчета радиуса Фрида дело не ограничивается. Также, если длины волн опорного и основного излучений не совпадают, имеет место уменьшение эффективности коррекции изображения. В наших работах [6, 9] было показано, что использование опорного источника на длине волны, отличной от длины волны исходного излучения, приводит к уменьшению эффективности коррекции, при этом параметр Штреля начинает убывать. Из этих результатов следует вывод, что наиболее эффективным опорным источником является источник на той же длине волны, что и длина волны основного излучения.

В макете для осуществления фазовой коррекции применялось гибкое зеркало U-Flex-36-MDL-24, которое благодаря своей конструкции [16], в том числе благодаря особому расположению управляющих электродов на пьезоэлектрической пластине, позволяло формировать оптическую поверхность со сложным рельефом и компенсировать аберрации вплоть до 4-го порядка (степень разложения по полиномам Цернике [14]). Это означает, что данное зеркало вместе с многоканальной системой усилителей может корректировать наклоны, дефокусировку, астигматизм, кому и аберрации 4-го порядка. И, как показывают оценки, в итоге такое зеркало способно уменьшить дисперсию остаточных фазовых флуктуаций примерно в шесть-семь раз [11, 15].

### 5.3. Выявленные особенности работы макета системы АО

В последние годы появилось достаточно много публикаций, посвященных работе атмосферных систем на протяженных трассах [17–22]. Однако какого-либо анализа возможности работы таких систем при сильных флуктуациях интенсивности в них не проводилось. Может быть, в этом отношении следует выделить только статью [21], где описана система АО, разрабатываемая для функционирования в пределах города. В ней используется телескоп с

апертурой 127 мм. Работа проводилась на горизонтальной трассе протяженностью до 3 км на высоте 10–12 м над подстилающей поверхностью. В фазовой системе АО применялся датчик Гартмана с 21 субапертурой, а ее работа осуществлялась с помощью опорного бакена в видимой области спектра. В [21] утверждается, что результаты не слишком хороши ввиду сильной турбулентности, в частности отмечено, что необходимо в четыре раза увеличить плотность точек измерения на ДВФ. Однако авторы [21] даже не предположили, что реальной причиной плохой коррекции является невозможность эффективной работы ДВФ.

В связи с этим мы прежде всего постарались выполнить анализ предельных возможностей макета фазовой системы АО, исходя из параметров компонентов, входящих в нее. Если система построена на основе телескопа с диаметром апертуры 356 мм, а камера в ДВФ обеспечивает быстродействие около 50 Гц, то при числе субапертур в растре  $18 \times 18$  минимальное измеряемое значение радиуса Фрида может составлять 2 см. Число зон управления в гибком зеркале U-Flex-36-MDL-24 равно 24.

Как правило, на протяженных горизонтальных атмосферных трассах (в видимом диапазоне длин волн) уже при протяженности  $\sim 1$  км радиус когерентности по Фриду становится меньше радиуса первой зоны Френеля. А это означает, что начинают проявляться амплитудные флуктуации и дисперсия флуктуаций интенсивности, рассчитываемая по формуле (2), оказывается больше единицы. В таких условиях фазовые системы АО теряют свою эффективность и какого-либо улучшения при использовании фазовой коррекции достичь уже невозможно. В ряде случаев измеренная фаза, полученная вне неизопланарной области, может только ухудшить качество изображения.

Экспериментально зависимость фазовых систем от уровня флуктуаций интенсивности проявляется в первую очередь в изменении яркости (мерцании) фокальных пятен в матрице Гартмана. В этом случае измерения фазы становятся некорректными. Следовательно, исходя из условий турбулентности атмосферы на трассе длиной 2 км, система АО может эффективно работать, только если радиус когерентности будет больше 4 см. Поэтому, прежде чем переходить к работе системы фазовой коррекции, нужно предварительно оценить радиус когерентности и далее уже принимать решение о возможности работы системы на такой дальности. Всегда, если применяется система адаптивной коррекции, заранее изучается состояние атмосферы. Для вертикальных трасс при этом используются модели атмосферной турбулентности.

В качестве примера, продемонстрируем обнаруженное нами при работе в городских условиях довольно быстрое изменение уровня турбулентности. Данные текущих измерений с помощью ДВФ на дистанции 2 км приведены на рис.5. Эти измерения были выполнены в августе 2018 г. Видно, что, хотя радиус Фрида быстро меняется во времени, измеренное его значение составляет примерно 2.5 см. Следует отметить, что в связи с малой частотой работы камеры ДВФ (50 Гц) имеют место ограничения по быстродействию работы макета. Так, при использовании традиционного алгоритма (алгоритм постоянного запаздывания [23, 24]) требуемая минимальная частота работы системы может быть вычислена по формуле

$$f_c \approx \frac{v}{r_0^{5/6}} D^{-1/6}. \quad (8)$$

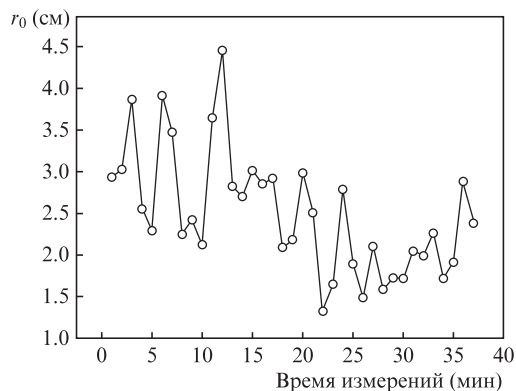


Рис.5. Оценка радиуса когерентности для сферической волны по данным дифференциальных измерений смещения центра тяжести изображений, сформированных двумя субапертурами ДВФ, разнесенными по вертикали. Начало измерений в 7:20.

Здесь  $v$  – поперечная скорость ветра. Данные расчетов по формуле (8) показывают, что на трассе длиной 2 км параметры макета обеспечивают эффективную работу системы АО при радиусе Фрида больше 5 см и скорости ветра, не превышающей 3.6 м/с. При большей скорости ветра будет наблюдаться только частичная коррекция.

В наших экспериментах (сентябрь–ноябрь 2017 г., май–июль 2018 г.) атмосферные параметры – скорость ветра и уровень турбулентности измерялись постоянно с помощью метеостанции МЕТЕО-2, установленной на уровне приемного телескопа системы. Как показывают данные измерений, подавляющее число измерений соответствует уровню турбулентности свыше  $10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$ , а скорость ветра составляет 2.5–4.5 м/с. При этом уровне турбулентности на трассе длиной 2 км действительно наблюдаются сильные флуктуации. И только при уровне турбулентности не более  $10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$  система АО будет давать положительный результат при дополнительном условии слабого ветра. Однако при скорости ветра, превышающей 3.6 м/с, или при меньших значениях радиуса Фрида качество видения может даже ухудшаться [11, 24].

Следует отметить, что атмосферные городские трассы слабо поддаются параметризации и для них трудно построить местные модели турбулентности. Поэтому при разработке системы АО требуется предварительный этап изучения турбулентности на трассах, где будет эксплуатироваться система. Для этого может использоваться как сам ДВФ, так и метеостанция, устанавливаемая на мачтах, на вертолете или на привязном аэростате. Далее информация об уровне турбулентности и о скорости ветра должна быть использована при формулировании требований к системе.

На основе выполненных в июле 2018 г. наблюдений с использованием макета системы АО было проведено сравнение поведения измеренных модовых составляющих фазовых искажений при слабых и сильных флуктуациях интенсивности. Результаты анализа показывают, что появление флуктуаций интенсивности приводит к паразитной модуляции спектров низших мод и, следовательно, обуславливает снижение эффективности фазовой коррекции. Это, прежде всего, сказывается на данных фазовых измерений, осуществляемых с помощью классического датчика волнового фронта – ДВФ Шака–Гартмана [11].

Измерения, которые мы будем анализировать далее, проводились на горизонтальной трассе протяженностью до 2 км, время измерений – утро 18.07.2018. На оптиче-

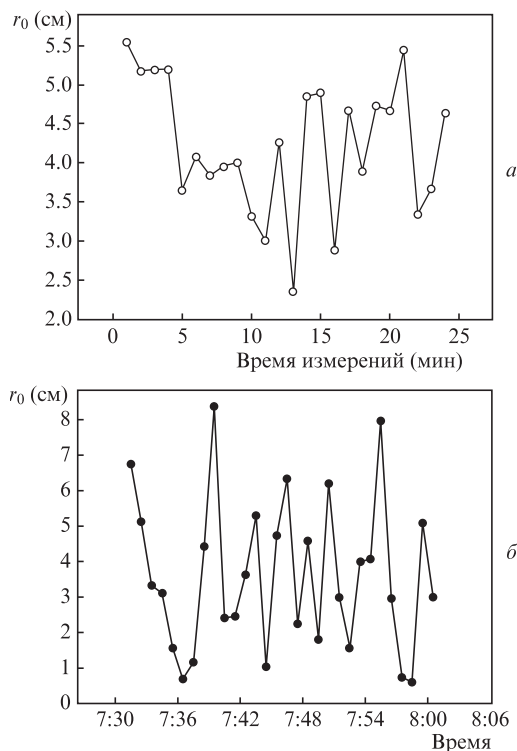


Рис.6. Оценки радиуса когерентности сферической волны, полученных по данным дифференциальных измерений смещения центра тяжести изображений (а) и по данным измерений структурной постоянной показателя преломления с помощью метеостанции МЕТЕО-2 (время усреднения 1 мин) (б). Дата измерений 18.07.2018, начало измерений в 8:49.

ской трассе вблизи миры и уголкового отражателя была отмечена полоса тумана или дымки. Для оценки турбулентных искажений использовались данные ДВФ объемом 3000 кадров при частоте регистрации изображения 50 кадров в секунду и времени экспозиции кадра 2 мс. При наборе данных для последующей обработки использовались видеокдры, на которых максимальное значение освещенности изображений, формируемых каждой из выделенных для измерений субапертур, превышало фоновую освещенность не менее чем в два раза.

Наши оптические измерения, выполненные с помощью ДВФ, сопровождались метеорологическими измерениями с помощью акустической метеостанции в приземном слое атмосферы (рис.6). Эти измерения показали, что помимо сезонного и суточного хода имеет место быстрая [11] изменчивость (в течение нескольких минут) интенсивности турбулентности, что приводит к изменению ее интегрального значения (ср. рис.5 и 6,а) даже на протяженных горизонтальных трассах. В то же время при сравнении рис.5 и 6,а с рис.6,б следует учесть, что метеоданные (рис.6,б) соответствуют измерению в одной точке, поэтому о полном совпадении значений говорить нельзя. Вместе с тем необходимо отметить, что изменения происходят синхронно и данные схожи.

#### 5.4. Измерения аберраций волнового фронта

При оптических фазовых измерениях использовались следующие параметры: частота кадров 50 Гц, время экспозиции кадра 2 мс, длительность реализации 10 с, длина волны излучения 0.81 мкм, диаметр уголкового отражателя 7 мм, длина трассы 2 км. Значения структурной посто-

янной показателя преломления, полученные с помощью метеостанции МЕТЕО-2 в моменты времени 8:30:30 и 8:31:30, равны  $5.87 \times 10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$  и  $1.94 \times 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$ , а радиусы когерентности сферической волны, распространяющейся по оптической трассе, – 5.9 и 2.9 см соответственно.

На рис.7 приведены мгновенные распределения интенсивности (были записаны отдельные кадры в различные моменты времени) в фокальной плоскости сенсора видеокамеры. На рис.7,а представлен кадр с наибольшей освещенностью всей входной апертуры телескопа, здесь экстремальные значения освещенности на всей гартманграмме превышают фоновую освещенность не менее чем в четыре раза; на рис.7,б показан кадр, где на всех фокальных изображениях максимальная освещенность выше фоновой не менее чем в три раза; на рис.7,в только 92-я субапертура формирует изображение фоновой засветки, на всех остальных изображениях максимальная освещенность не менее чем в 1.7 раза превышает фоновую; на рис.7,г приведен кадр с наименьшей освещенностью всей входной апертуры телескопа, на нем уже 17 субапертур формируют изображения с максимальной освещенностью ниже пороговой. Здесь в качестве пороговой принята освещенность, превышающая фоновую в 1.5 раза.

Для дальнейшего изучения влияния амплитудных флуктуаций на фазовые измерения был выполнен анализ точности оценки положения центров тяжести фокальных картин датчика Гартмана при различных пороговых освещенностях, вплоть до освещенностей, в 1.5 раза превышающей фоновое значение. Для этого была измерена максимальная освещенность изображений, формируемых каждой субапертурой ДВФ, по 10-секундной реализации,

записанной 18.07.2018 в 10:34. Значение структурной постоянной показателя преломления, измеренное метеостанцией в 10:34:30, равно  $4.86 \times 10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$ , а радиус когерентности сферической волны, распространяющейся по оптической трассе, составляет 6.6 см. Безусловно, по мере роста амплитудных флуктуаций увеличивается ошибка оценки положения локальных наклонов волнового фронта. Далее, используя полученные видеокдры, по разработанной программе рассчитывались коэффициенты разложения волнового фронта по основным абберациям.

### 5.5. Коэффициенты разложения аббераций волнового фронта

Приводимые здесь данные, были получены в результате измерений, которые проводились 18.07.2018, начиная с 8:31. По измеренным реализациям были рассчитаны первые 14 полиномов Цернике, начиная с наклонов волнового фронта. На рис.8 приведена только часть полученных данных, а именно данные для первых четырех полиномов Цернике с амплитудами  $C_1, C_2, C_3, C_4$ .

Далее эти данные были использованы для расчетов соответствующих спектров модовых разложений флуктуаций фазы (рис.9). Уменьшение амплитуды спектров более чем на два порядка при частотах свыше 15–20 Гц показывает, что частота работы камеры (50 Гц) была вполне достаточной для оценки основных флуктуаций. Если сравнить спектры на рис.9 с теоретическими, например рассчитанными в работе Р.Нолла [14], то налицо изрезанность спектров наинизших модовых составляющих, что говорит об их подверженности действию амплитудных

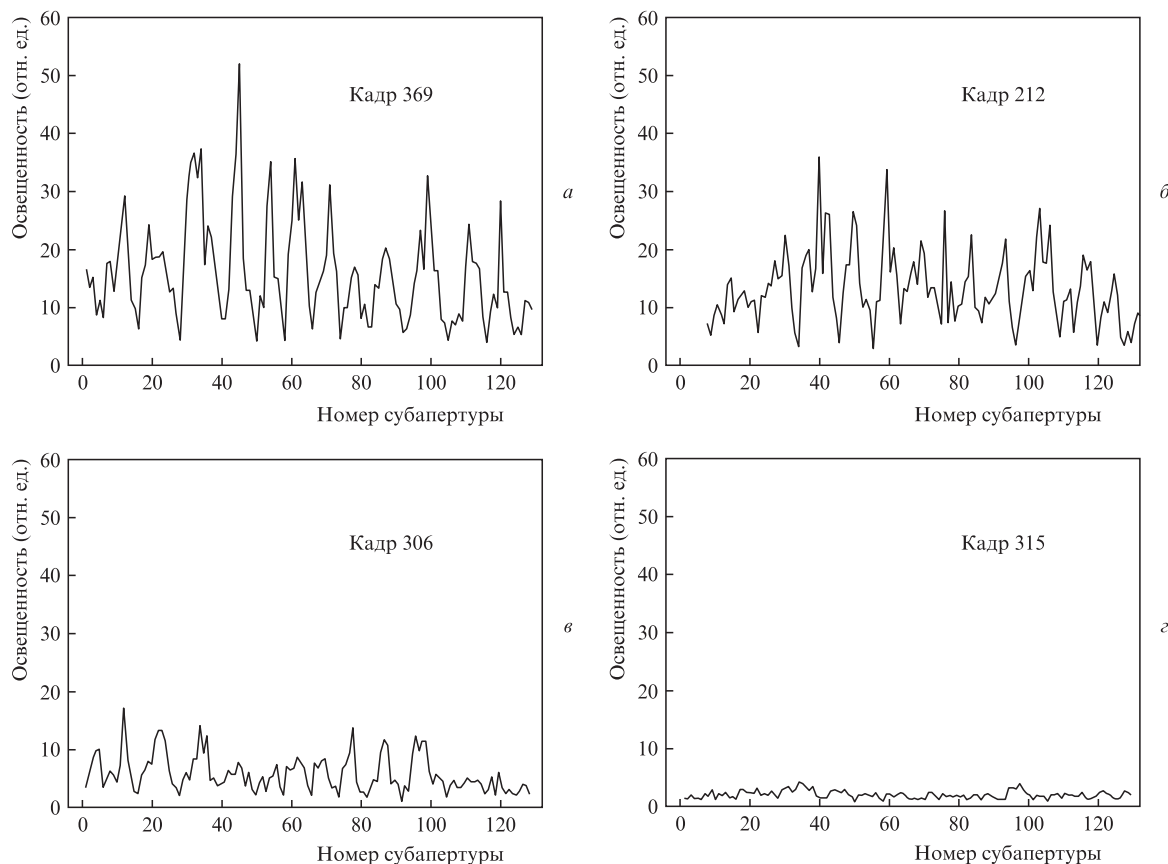


Рис.7. Максимальные значения освещенности изображений, формируемых каждой субапертурой ДВФ, нормированные на фоновую освещенность.



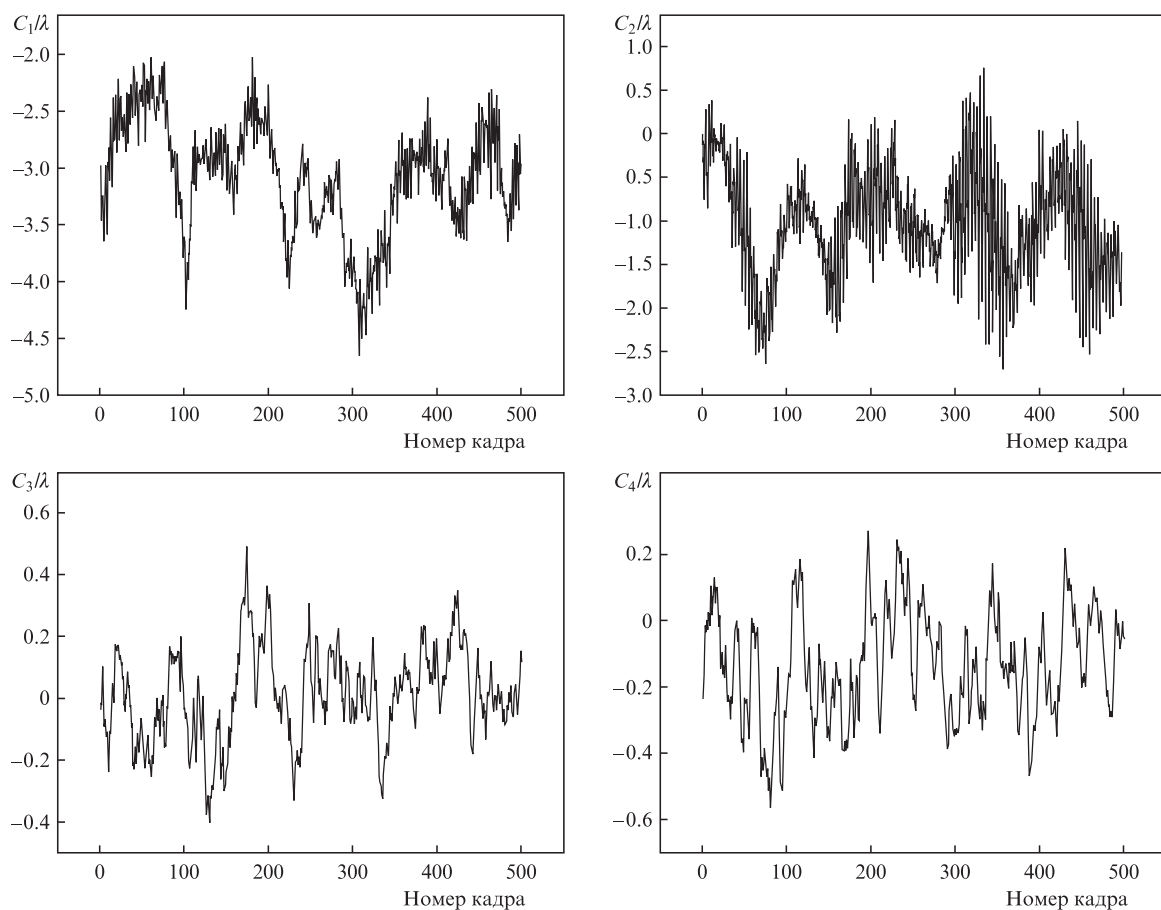


Рис.8. Коэффициенты разложения aberrаций волнового фронта по полиномам Цернике.

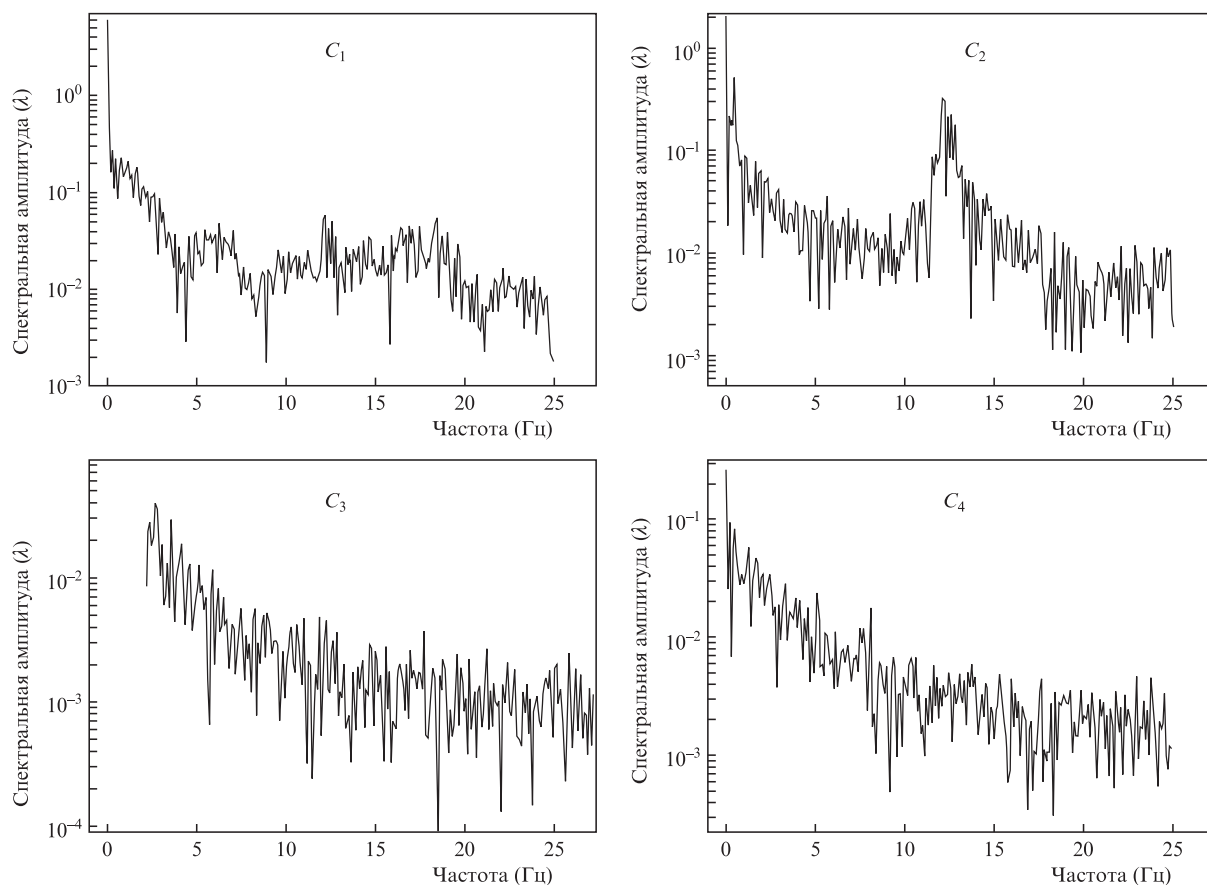


Рис.9. Амплитудные спектры коэффициентов разложения aberrаций волнового фронта по полиномам Цернике.

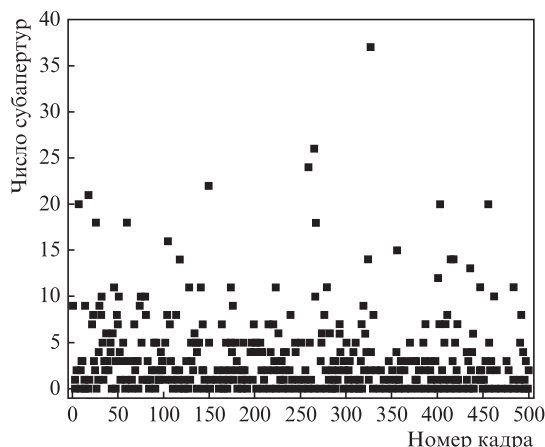


Рис.10. Число субапертур, которые формируют изображения с максимальной освещенностью ниже пороговой (пороговое значение освещенности в 1.5 раза больше фоновой). Дата и время измерений: 18.07.18 в 10:34.

флуктуаций. Это означает, что при появлении амплитудных флуктуаций в первую очередь искажаются амплитуды самых низших мод – наклонов волнового фронта, дефокусировки и астигматизма. В то же время, как показывает анализ, высшие моды с номерами 7–14 остаются практически такими же, как и в случае слабых флуктуаций интенсивности.

Следующим шагом при анализе данных экспериментов стало изучение зависимости вида картины фокальных пятен от уровня амплитудных флуктуаций. На рис.10 показана зависимость числа субапертур, для которых максимальная освещенность оказывается ниже пороговой (что не позволяет корректно использовать эти субапертуры при дальнейшем анализе), от номера кадра. Было отмечено также, что на отдельных кадрах происходит «замораживание» уровня освещенности картины почти до нуля. Такие кадры не могут применяться для восстановления фазового фронта с приемлемым качеством, и их надо исключить из рассмотрения.

В связи с этим следующим шагом в развитии алгоритмов восстановления фазы по данным ДВФ Шака–Гартмана при адаптивном управлении может стать автоматическая выбраковка отдельных субапертур в картине, полученной датчиком, которые не будут использоваться для восстановления фазы. Тогда в процессе расчета фазовых флуктуаций будут применяться только «хорошие» субапертуры, где освещенность превышает пороговую. В данном случае, конечно, нужно использовать более скоростную камеру, проводить накопление серии кадров и усреднение, а восстановление фазы выполнять с частотой, которую требует наличие фазовых флуктуаций. Однако это можно сделать только в условиях достаточного превышения уровня сигнала над уровнем шумов. Также для борьбы с влиянием амплитудных флуктуаций можно использовать многокаскадную фазовую коррекцию с применением нефазовых датчиков для измерения флуктуаций общего наклона и дефокусировки волнового фронта.

## 6. Заключение

На основе изучения поведения модовых составляющих фазовых флуктуаций, восстановленных по данным измерений при различных режимах работы, было обнаружено, что по мере роста уровня амплитудных флуктуаций в первую очередь подвергаются искажениям амплитуды низших мод разложения фазовых флуктуаций – наклонов, дефокусировки и астигматизма и поведение этих мод сильно отличается от классического, соответствующего режиму слабых флуктуаций. Для борьбы с влиянием амплитудных флуктуаций можно использовать многокаскадную фазовую коррекцию с применением нефазовых датчиков для измерения флуктуаций общего наклона и дефокусировки волнового фронта.

Авторы благодарят А.А.Селина, Е.Л.Соина и Е.А.Копылова за помощь при настройке макета и проведении экспериментов.

Работа выполнялась при финансировании в рамках проекта П.10.3.5 «Разработка методов и систем адаптивной коррекции для формирования когерентных пучков и оптических изображений в атмосфере».

- Fortes B.V., Kanev F.Yu., Konyaev P.A., Lukin V.P. *J. Opt. Soc. Am. A*, **11** (2), 903 (1994).
- Lukin V.P., Fortes B.V. *Proc. SPIE*, **3494**, 191 (1998).
- Лукин В.П., Фортес Б.В. *Оптика атмосферы и океана*, **13** (5), 515 (2000).
- Lukin V.P., Sennikov V.A., Tartakovski V.A. *Proc. SPIE*, **4338**, 57 (2000).
- Lukin V.P., Fortes B.V. *Proc. SPIE*, **4034**, 176 (2000).
- Lukin V.P., Fortes B.V. *Appl. Opt.*, **41** (27), 5616 (2002).
- Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л. *Лазерное излучение в турбулентной атмосфере* (М.: Наука, 1976).
- Primmerman C.A., Price T.R., Humphreys R.A., Zollars B.G., Barclay H.T., Herrmann J. *Appl. Opt.*, **34**, 2081 (1995).
- Лукин В.П. *Квантовая электроника*, **35** (2), 143 (2005) [*Quantum Electron.*, **35** (2), 143 (2005)].
- Vdovin G., Soloviev O., Loktev M., Savenko S. *Proc. SPIE*, **8178**, 81780F (2011).
- Kopylov E.A., Lavrinov V.V., Lukin V.P., Selin A.A. *Proc. SPIE*, **10677**, 10677-65 (2018).
- Коронкевич В.П., Полещук А.Г., Седухин А.Г., Ленкова Г.А. *Компьютерная оптика*, **34** (1), 4 (2010).
- Лавринов В.В., Лавринова Л.Н. Свидетельство о государственной регистрации программ для ЭВМ №2018660752. Дата регистрации 28 августа 2018 года.
- Noll R.J. *J. Opt. Soc. Am.*, **66** (3), 207 (1976).
- Лукин В.П., Носов В.В. *Квантовая электроника*, **47** (6), 580 (2017) [*Quantum Electron.*, **47** (6), 580 (2017)].
- DataSheet-DMU-36-MDL-24\_a4\_rus.pdf.
- Капранов В.В., Тугаенко В.Ю., Сухарева Н.А., Бланк А.В., Бабанин Е.А. *Материалы XXIII Международного симпозиума «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы»* (Иркутск: Изд-во ИОА СО РАН, 2017).
- Robert C., Fleury B., Michau V., Conan J.-M., Veysièrre L. Magli S., Vial L. *Proc. SPIE*, **6747**, 67470H (2007).
- Marchi G., Weiß R. *Proc. SPIE*, **6747**, 67470I (2007).
- Kasper M. *Proc. SPIE*, **8447**, 84470B (2012). DOI: 10.1117/12.924877.
- Mackey R., Dainty Ch. *Proc. SPIE*, **7108**, 71080I (2008).
- Jefferies St.M., Hope D.A., Hart M., James G. *Proc. SPIE*, **8890**, 88901C (2013).
- Botygina N.N., Emaleev O.N., Lukin V.P. *Proc. SPIE*, **10425**, 22 (2017).
- Лукин В.П., Сазонова П.В. *Изв. вузов. Сер. Физика*, **59** (7), 121 (2016).